

УДК 530.12:531.5

Опанасюк Ю. А.

РЕЛЯТИВІСТИЧНІ ТЕОРІЇ ФОККЕРІВСЬКОГО ТИПУ ТА ФЕНОМЕНОЛОГІЧНИЙ ОПИС ГРАВІТАЦІЙНОЇ ВЗАЄМОДІЇ

У статті обговорюється застосування релятивістичних теорій прямої взаємодії фоккерівського типу до подальшої побудови феноменологічного формулювання гравітаційної взаємодії, необхідного для верифікації та аналізу застосувань загальної теорії відносності та інших теорій тяжіння до астрофізичних спостережень. Пропонується заміна незастосовних до проблем релятивізму фізичних моделей більш реалістичними. Обговорюється схема експериментальної перевірки релятивістичного тяжіння при великих швидкостях.

1. Вступ

Продовжуючи обговорення порушених у працях [1] та [2] питань, зауважимо, що, на думку переважної більшості фахівців, сучасною релятивістичною теорією гравітації (ТГ) в неквантовій області є загальна теорія відносності (ЗТВ), яка разом з усіма її модифікаціями та узагальненнями фактично вже стала основним інструментом для обчислень в арсеналі математичних методів сучасної космології та релятивістичної астрофізики. Як відомо, емпіричний базис ЗТВ визначили три класичних тести: аномальне вікове зміщення перігелію орбіти Меркурія, відхилення світлового променя в полі тяжіння Сонця й вимірювання гравітаційного червоного зміщення спектральних ліній зірок. Слабкість експериментальної бази зумовила виникнення на початку 70-х років великої кількості альтернативних ТГ, що не менш вдало описували три класичні тести ЗТВ [3].

Чимраз ширше використання ЗТВ у надточних астрономічних вимірюваннях ставить усе вищі й вищі вимоги до достовірності цієї теорії, і тому дедалі актуальнішими стають щоразу точніші перевірки експериментальних основ ЗТВ. У цьому напрямку фундаментальну роль відіграють перевірки принципів еквівалентності (ПЕ), які посідають визначне місце серед базисних положень й усіх інших метричних ТГ (МТГ) [3-6] (стислий огляд ПЕ міститься, зокрема, в п. 3 праці [2], детальніше див. [3-6]). Для кількісного аналізу таких проблем

необхідні феноменологічні схеми, які дають змогу описувати «якість» нульових експериментів типу Етвеша-Діке-Брагінського [3].

Варіанти можливих схем такого типу [1,2,7,8] використовують, серед іншого, й формалізми добре розвинутих різних форм т. зв. релятивістичних теорій прямої взаємодії (РТПВ) [9-11], поява яких зумовлена, зокрема, труднощами математичного характеру, що виникають у межах добре пристосованого до потреб релятивізму стандартного теоретико-польового підходу (див. «Вступ» до [1] та [7]).

Варто звернути увагу на те, що в пропонованих схемах застосування формалізмів РТПВ до МТГ ґрунтується на теоретико-груповому підході. Використовується парадигма, що включає постулат, який називається принципом мінімального зв'язку (фізичних полів з кривизною ПЧ). Більш відома його назва: сильний принцип еквівалентності (див. [3]) - використовується, як правило, дещо в іншому контексті. Для нашого ж підходу суттєвим є такий його аспект: математична форма фізичних законів, записаних з використанням символів Крістофеля, а не тензора кривизни, має однаковий вигляд незалежно від того, чи наш многовид плоский, чи викривлений, відтак математична форма фізичних законів у викривленому ПЧ така ж, як і в криволінійних координатах плоского многовиду Мінковського. Останнє дає можливість переформулювати гравітаційну взаємодію в термінах відповідних генераторів інфінітесимальних перетворень, що діють у

даній формі РТПВ.

У цій праці обговорюється доцільність використання РТПВ фоккерівського типу та їх зв'язок з підходами, що розглядалися раніше [1-3,8]. Останнє змушує посилається (без повторного цитування) на вже отримані результати. Певні незручності, пов'язані з необхідністю мати в наявності попередні публікації, можуть бути виправдані суттєвим скороченням обсягу пропонованої статті.

2. Загальні принципи побудови РТПВ фоккерівського типу

Використовуючи як і в [1,2] й надалі всюди, де спеціально не обумовлено, систему одиниць $c = G = 1$, запишемо дію Фоккера в найбільш загальному вигляді [12]:

$$S = - \sum_a m_a \int dS_a - \frac{1}{2} \sum_a \sum_b \int \int d\lambda_a d\lambda_b \Lambda_{ab}, \quad (1)$$

де λ_a та λ_b — деякі монотонні параметри світових ліній $x^\mu = x^\mu(\lambda_a)$,

$$\Lambda_{ab} = \Lambda_{ab} \left(\frac{v_a^\mu}{v_a}, \frac{v_b^\mu}{v_b}, x_a^\mu - x_b^\mu \right),$$

решта позначень такі, як в [1,2].

У літературі наводяться також більш загальні, ніж (1), вирази, що містять потрібні й т. д. інтеграли [11], які вказують на можливість участі в елементарному акті взаємодії більш ніж двох частинок. Для потреб обговорення достатньо обмежитися дією Фоккера зі структурою (1). Нескінченні межі інтегрування явно не зазначаються¹. Дія Фоккера є параметрично інваріантною для системи частинок, які взаємодіють за допомогою двочастинкових сил, що означає інваріантність дії стосовно перетворень

$$\lambda_a \rightarrow \lambda'_a = \lambda'_a(\lambda_a).$$

Внаслідок подвійного сумування в структурі (1) можна припустити без втрати загальності, що функція Λ_{ab} — пуанкаре-інваріантна функція, тож теорія, яка розглядається, є релятивістичною.

Рівняння руху визначаються принципом дії Фоккера [10-13]. З пуанкаре-інваріантності дії (1) випливає, що варіація $\delta S \equiv 0$ при варіаціях світових ліній частинок $x_a^\mu \rightarrow x_a^\mu + \delta x_a^\mu$, які індукуються інфінітесимальними перетвореннями групи Пуанкаре (див. (1) - (12) з [1]). У такий спосіб можна прийти

до закону збереження 4-імпульсу

$$\frac{\partial P_\mu}{\partial \lambda_a} = 0, \quad a = 1, 2, \dots, \quad (2)$$

де

$$P_\mu = \sum_a \frac{v_{a\mu}}{v_a} + \sum_a \sum_b \int v_b d\lambda_b \left[\left(\delta_\mu^\alpha - \frac{v_a^\alpha v_{a\mu}}{v_a^2} \right) \frac{\partial \Lambda_{ab}}{\partial \left(\frac{v_a^\alpha}{v_a} \right)} + \frac{v_{a\mu}}{v_a} \Lambda_{ab} \right] + \frac{1}{2} \sum_a \sum_b \left(\int_{-\bar{\lambda}_a}^{\infty} \int_{-\infty}^{\bar{\lambda}_b} - \int_{-\infty}^{\bar{\lambda}_a} \int_{\bar{\lambda}_b}^{\infty} \right) v_a d\lambda_a d\lambda_b \frac{\partial P_{ab}}{\partial x_{ab}^\mu} = \text{const.} \quad (3)$$

(3) являє собою багаточасове формулювання законів збереження.

Для більш прагматичного осмислення викладеного формалізму варто усвідомлювати, що РТПВ фоккерівського типу доцільно розглядати у вигляді трьох складових частин [9-13]:

- Постулювання фоккерівської дії й виведення з неї рівнянь руху певним чином взаємодіючих частинок. Зіставлення з термінами польових теорій.
- Доведення тотожного виконання співвідношень, що відповідають у стандартній теорії рівнянням поля.
- Урахування впливу всіх, що є у світі, можливих поглиначів (теорія поглиначів).

Складові частини мають різний ступінь складності для різних взаємодій: електромагнітної, гравітаційної та скалярної [11].

Зупинимося докладніше на обговорюваному нами підході до гравітаційної взаємодії з урахуванням наявності й інших взаємодій, зокрема електромагнітної.

3. Наслідки з РТПВ фоккерівського типу та феноменологічне формулювання прямої гравітаційної взаємодії

Передовсім нагадаємо, що при належному виборі параметрів пропоноване формулювання включає всі суттєві дані спостережень наслідків ЗТВ (див. [7, 8]), відтак усі наявні в літературі висновки [10-13] про сумісність результатів різних форм РТПВ та ЗТВ актуальні однаковою мірою і для нашого підходу.

¹ У більш коректному викладенні принципу дії Фоккера здійснюється граничний перехід, в якому межі інтегрування прямують до нескінченності [11].

З (3), скажімо, в електродинаміці Фейнмана-Уїллера з використанням замість λ_s канонічних параметрів S_a й урахуванням означення 4-потенціалів дістаємо для 4-імпульсу [11]:

$$P_\mu(\bar{S}_1, \bar{S}_2, \dots) = \sum_a \{m_a U_{a\mu} + e_a A_\mu[x_a(S_a)]\} + \sum_a \sum_b e_a e_b \left(\int_{\bar{S}_a}^\infty \int_{-\infty}^{\bar{S}_b} - \int_{-\infty}^{\bar{S}_a} \int_{\bar{S}_b}^\infty \right) U_a^\alpha U_{b\alpha} \delta'(S^2) \xi_{ab\mu} dS_a dS_b, \quad (4)$$

причому $P_\mu(\bar{S}_1, \bar{S}_2, \dots)$ не залежить від вибору точок $\bar{S}_a$ на відповідних світових лініях, тобто звичайно ж має місце (2).

Крім того, з (4) випливає, що 4-шпульс обмеженого числа частинок визначається лише скінченними відрізками на їх світових лініях (через наявність під інтегралами J-функцій).

Подвійні інтеграли в (4) також допускають виразну фізичну інтерпретацію: перший з них, наприклад, описує імпульс, який «покинув» частинку «b» в момент власного часу S_b , але не «досяг» частинки «a» в момент власного часу S_a , досягне її пізніше. Тобто, він ще «в дорозі».

Фоккерівське формулювання, як це видно на прикладі (4), при введенні відповідних «потенціалів» можна звести до вигляду, що характерний для теорії поля [11,12], в рамках якої, як відомо, вираз для 4-імпульсу частинок, що зберігається, містить внесок, зумовлений наявністю поля. Отже, маємо фактично позбавлене властивих теорії поля математичних труднощів пуанкаре-інваріантне «урахування» наявності поля.

Згадувана в [1,2] теорема про відсутність взаємодії в релятивістській динаміці частинок несподівано набуває позитивного змісту. Дійсно, вираз [12] не є сумою окремих «одночастинкових» 4-імпульсів. Він містить ще й члени, які описують взаємодію й обумовлені тим, що взаємодія не є миттєвою, тобто наявний певний імпульс «у дорозі». Цей факт, власне, й відповідає згаданій теоремі, згідно з якою наявність у повному 4-імпульсі системи частинок лише кінематичних членів можливе тільки при русі зі сталою швидкістю — випадок не-взаємодіючих частинок. Уважніший погляд на таку інтерпретацію теореми про не-взаємодію вказує на можливість цілком нового, глибшого підходу до поняття «зв'язаної взаємодією» релятивістичної протяженої фізичної системи - ПРФС, обговорюваної в [2]. Такий підхід здатний забезпечити більш реалістичну заміну механістичного означення поняття твердого тіла класичної фізики, жорсткість якого забезпечують позбавлені власне фізичного змісту «в'язі».

Як відомо, в точній постановці введення центру мас неточкового поля в ЗТВ стикається з певними труднощами [14]. Можливі шляхи уникнення частини цих труднощів вказує переформулювання ЗТВ в термінах РТПВ фоккерівського типу з урахуванням щойно обговореного його аспекту — для стислості розглянуто добре відомий приклад електродинаміки Фейнмана-Уїллера. Стосовно ж гравітаційної взаємодії (з урахуванням різних видів взаємодії) з'ясувалося, що найзручнішими для слабоборелятивістських рухів є вже розглянуті [1,7] формулювання РТПВ, а фоккерівське — в наближенні слабого поля для ультрарелятивістського випадку. Феноменологічний підхід в такій ситуації полягає, з одного боку, в постулюванні для системи взаємодіючих частинок дії, яка, стосовно гравітації, на першому етапі враховує тільки парні взаємодії й будується аналогічно теорії електромагнетизму. Така дія в першому наближенні по ньютонівій константі κ має вигляд [11]:

$$S = - \sum_a m_a \int dS_a + \frac{4\pi\kappa\xi_1}{2} \int \int T^{\alpha\beta}(x) \times \\ \times \bar{G}_{\alpha\beta\mu\nu}(x, x') T^{\mu\nu}(x') \times \\ \times \sqrt{-\overset{0}{g}(x)} \sqrt{-\overset{0}{g}(x')} d^4x d^4x' - \\ - \frac{\xi_2}{2} \sum_{a \neq b} \sum e_a e_b \int \int \delta(S^2(a, b)) \overset{0}{g}_{\alpha\beta} dx_a^\alpha dx_b^\beta + \\ + \frac{\xi_3}{2} \sum_{a \neq b} \sum g_a g_b \int \int 4\pi \bar{G}(x_a, x_b) dS_a dS_b, \quad (5)$$

де ξ_1, ξ_2, ξ_3 — параметри формалізму; $\bar{G}_{\alpha\beta\mu\nu}(x, x')$ — певна бітензорна симетрична функція Гріна; $\overset{0}{g}_{\alpha\beta}$ — метрика фонового довільного ріманового (зокрема й плоского) простору; e_a, e_b — заряди частинок; $S^2(a, b)$ — квадрат інтервалу між частинками на світових лініях двох частинок;

$$\delta(S^2(a, b)) = \delta(\tau_{ab}^2 - r_{ab}^2) = \\ = \frac{1}{2|\tau_{ab}|} [\delta(\tau_{ab} - r_{ab}) + \delta(\tau_{ab} + r_{ab})]$$

— релятивістична δ -функція; g_a та g_b — константи зв'язку;

$$\bar{G}(x_a, x_b) = \frac{1}{2} (\overset{ret}{G}(x_a, x_b) + \overset{adv}{G}(x_a, x_b))$$

— симетрична по часу функція Гріна, що задовольняє неоднорідному рівнянню Клейна—Фока. Метричні тензори енергії-імпульсу, що фігурують в (5),

дістаємо шляхом варіювання вільної дії:

$$\begin{aligned} - \sum_a m_a \int \delta(dS_a) &= \\ &= -\frac{1}{2} \int T^{\alpha\beta}(x) \delta g_{\alpha\beta}^0(x) \cdot \sqrt{-g^0(x)} d^4x \equiv \\ &\equiv -\frac{1}{2} \int \tau^{\alpha\beta}(x) \delta g_{\alpha\beta}^0(x) d^4x; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} T^{\alpha\beta}(x) &= \\ &= \sum_b \int \delta^4(x, x_b) m_b \frac{dx_b^\mu}{ds_b} \frac{dx_b^\nu}{ds_b} g_{\mu\nu}^\alpha(x, x_b) \times \\ &\times g_{\nu}^\beta(x, x_b) [-g^0(x)]^{-\frac{1}{2}} ds_b. \end{aligned} \quad (7)$$

Як бачимо, в такому вигляді маємо «чисто» фоккерівське формулювання, одним з варіантів якого є узагальнена теорія Хойла–Нарлікара ($\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 1$), яка враховує всі три типи взаємодії, що фігурують незалежно від дії (5). Однак для врахування можливого відхилення від принципу геодезичного руху (див. «Вступ») зручнішим може виявитися інший функціонал, що, як легко пересвідчитись, за очевидних обставин може бути еквівалентним уже розглянутому. А тому в пропонуваному феноменологічному підході, з іншого боку, використовується функціонал, в якому перший доданок, ясна річ, залишається незмінним, а решта — записуємо для спрощення тільки суттєву одночастинкову дію, яку позначимо $S_{int}^{(ab)}$ — будується з пуанкаре-інваріантних комбінацій траєкторій усіх тіл [14]:

$$S_{int}^{(ab)} = \int dS_a \int dS_b G(x_{(ab)}) F_{ab}(u_{(a)}^\mu u_{(b)\mu}), \quad (8)$$

$$x_{(ab)} = x_{(a)}(t_a) - x_{(b)}(t_b), \quad u_{(a)}^\mu = \frac{dx_{(a)}^\mu}{ds_a}, \quad (9)$$

де функція F_{ab} — достатньо гладенька, G — запізнювальна функція Гріна (фундаментальний розв'язок) оператора Даламбера:

$$G(x) = D_{ret}(x) \equiv \frac{1}{2\pi} \delta[x^\mu x_\mu] \theta(x^0), \quad (10)$$

де δ — функція Дірака, θ — функція Хевісайда.

Як виявилось, побудова тільки гравітаційної взаємодії на зразок однієї з трьох представлених в (5) типів не дає можливості експериментально відрізнити можливі відхилення від метричності при слабкорелятивістських рухах — фоккерівське формулювання тут є недоцільним. Однак в ультрарелятивістському випадку асимптотика розв'язків для конкретних моделей істотно відрізняється для вказаних трьох типів. Це дає можливість опрацювати нові підходи до верифікації ТГ, застосування

яких, зокрема до обговорюваних В. Б. Брагінським, С. С. Кейвзом та К. С. Торном [15] експериментальних схем, вказує конкретні шляхи дослідної перевірки зауваженої відмінності асимптотики розв'язків на ультрарелятивістичних швидкостях. В статті [15] серед іншого йдеться й про використання існуючих потужних прискорювачів як джерела ультрарелятивістичних частинок з параметрами, що можуть прецизійно варіюватися в потрібних наперед заданих межах. При цьому на виході з прискорювача струмів релятивістичних частинок може пролітати, скажімо, повз монокристалічний детектор, котрий здатний фіксувати гравітаційно переданий релятивістичною частинкою імпульс. На основі розвинутого формалізму отримано релятивістичні рівняння, що дають змогу оцінити для різних типів взаємодії переданий такому монокристалічному детекторові імпульс в експериментальній схемі Брагінського—Кейвза—Торна.

Для порівняння з уже відомими результатами було розглянуто, зокрема, й три добре відомі можливі типи тяжіння: описане ЗТВ класичне поле спіну 2, поле спіну 1, що будується за аналогією до електромагнетизму, та скалярне поле зі спіном 0 [4-6, 15]. Передані детекторові імпульси оцінювалися за методикою [15]. Для частинок з однаковим прицільним параметром при одній і тій самій швидкості передані імпульси для розглянутих типів взаємодії відносяться один до одного, відповідно, як $2\gamma^2 : \gamma : 1$, де $\gamma = (1 - (\frac{v}{c})^2)^{-\frac{1}{2}}$. Отриманий результат збігається з оцінкою, наведеною у [15]. При цьому суттєво, що, на відміну від широко відомих верифікаційних схем подібного призначення [3], обговорюваний підхід є ширшим — дозволяє описувати, серед іншого, й можливі ефекти неметричності. Останнє є суттєвим, оскільки до обговорюваної верифікаційної схеми, таким чином, включаються й неметричні ТГ, реанімація яких можлива на тлі останніх істотних для оцінки космологічних параметрів астрономічних спостережень [16-19].

Крім того, можливі відхилення від метричності є актуальними для перевірки ПЕ (див. «Вступ»), що посідають визначальне місце серед базисних положень усіх метричних ТГ, включаючи ЗТВ. Як з'ясувалося в результаті обчислень, згадані можливі ефекти неметричності суть практично неспостережуваними при слабкорелятивістських рухах й можуть стати помітними лише в ультрарелятивістичному випадку. Найбільш зручним в цьому разі виявився підхід з використанням РТ фоккерівського типу.

Й ще зовсім інший несподіваний аспект — на тлі сучасних космологічних відкриттів варто, можливо, поглянути уважніше на поняття «відгук Все-

світу», «теорія поглинач», що раніше сприймалися більш формально з огляду на надмірно традиційне прочитання польової парадигми.

Наведені приклади вказують на необхідність паралельного розвитку різних формулювань РТПВ та пошуку чітких алгоритмів переформулювання як польових описів, так і геометричних теорій - ЗТВ та інших метричних ТГ - на мову пуанкаре-інваріантних форм динаміки. Найзручнішим нам видається детально опрацьований у [13] перехід від багаточасового до формулювання з єдиним параметром еволюції. Це дає можливість застосування найближчої до класичної ньютонівської механіки т. зв. предиктивної тривимірної форми релятивістичної динаміки. (Див. підрозділи 2 і 3 статті [7].) Застосування принципу мінімального зв'язку дає можливість на основі теоретико-групового підходу переформулювати гравітаційну взаємодію в термінах інфінітізимальних перетворень (2) - (22) з [7] за допомогою запропонованих у цій же праці [7] операторів (26) - (31). З'ясувалось, що феноменологічне формулювання функціоналів типу (1) є особливо зручним для опису можливого порушення принципу геодезичних при ультрарелятивістських швидкостях. Обговорення перелічених отриманих результатів потребує окремих ґрунтовних публікацій і виводить дану працю за межі стислої журнальної статті, мета якої полягає в окресленні напрямків подальшої розбудови обговорюваного підходу. На завершення варто зауважити повну відповідність уже одержаних на основі фоккерівського формулювання результатів висновкам попередніх публікацій у межах використаних там інших формалізмів.

4. Висновки

У статті, з точки зору пропонованої нами концепції [1,2,7,8], проаналізовані РТПВ фоккерівського типу. Разом з працями [1,2] цією публікацією ми мали на меті певною мірою завершити окреслення пріоритетних для нашого підходу на-

прямків подальшої розбудови пропонованого формалізму.

До «Висновку» [2] та резюмуючих положень праці [1] додамо ще кілька суттєвих пунктів.

Як зазначено в другому підрозділі даної статті, застосування формалізму РТПВ — зручний спосіб урахування «наявності» поля, виключивши при цьому польові змінні, наявність яких може спричинитися до значних математичних труднощів.

РТПВ на прикладі фоккерівського формулювання демонструє новий, глибший підхід до поняття «зв'язаного взаємодією» релятивістського неточкового об'єкта, що повинен забезпечити більш реалістичну заміну механістичного означення поняття твердого (жорсткого) тіла класичної фізики, де т. зв. «в'язі» фактично позбавлені будь-якого власне фізичного змісту. Такий підхід у поєднанні з викладеними в першому підрозділі [2] методами інваріантного опису ПРФС концептуально завершує запропоновану там схему.

Запропоноване феноменологічне формулювання гравітації дає можливість опрацьовувати конкретні експериментальні схеми верифікації релятивістичного тяжіння з урахуванням і можливих неметричних ефектів. З'ясувалось, що згадані можливі ефекти неметричності суть практично неспостережуваними при слабкорелятивістських рухах й можуть стати помітними лише в ультрарелятивістичному випадку. Найбільш зручним в цьому разі виявився підхід з використанням РТ фоккерівського типу.

Побудова чітких алгоритмів взаємного переформулювання різних типів РТПВ та МТГ з використанням обговорюваного в [2] (див. також «Вступ» до цієї статті) принципу мінімального зв'язку відкриває перспективу їх застосування в надточних астрономічних вимірюваннях. Це є особливо актуальним на тлі останніх вражаючих відкриттів спостережувальної космології та, можливо, дає змогу інакше поглянути на проблему т. зв. «темної енергії» [16-19].

1. Опанасюк Ю. А. Проблема пуанкаре-інваріантності в динаміці іррадіуючих неточкових тіл // Наукові записки НаУКМА. Фізико-математичні науки. — 2000. — Т. 18.
2. Опанасюк Ю. А. Інваріантний опис протяження релятивістичних систем // Наукові записки НаУКМА. Фізико-математичні науки. — 2001. — Т. 19.
3. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике / Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 295 с.
4. Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация. Т. 1 / Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 476 с.
5. Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация. Т. 2 / Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 527 с.
6. Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация. Т. 3 / Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 512 с.
7. Опанасюк Ю. On single-time methods in relativistic gravitation dynamics II Condensed Matter Physics. — 1998. — Vol. 1. — № 3 (15). - P. 537-551.
8. Жданов В. И., Опанасюк Ю. А. Феноменологическая формулировка прямого межчастичного взаимодействия в релятивистской теории гравитации // Изв. вузов. Физика. — 1986. - № 11. - С. 69-74.
9. Dirac P. A. M. Forms of relativistic dynamics II Rev. Mod. Phys. - 1949. - Vol. 21. - P. 392-399.
10. Гайда Р. П. Квазирелятивистские системы взаимодействующих частиц II Физ. ЭЧАЯ. - 1982. - № 13. - Вып. 2. - С. 427-493.
11. Владимиров Ю. С., Турыгин Л. А. Теория прямого межчастичного взаимодействия.— М.: Энергоатомиздат, 1986. — 135 с.

12. *Rámond P.* Action-at-a-distance and dual models. *II* Phys. Rev. - 1973. - Vol. D7. - P. 449-458.
13. *Гайда Р. П.* Релятивистская классическая теория прямых взаимодействий частиц в трехмерной формулировке. Диссертация докт. физ.-мат. наук. — Львов, 1984. — 381 с.
14. *Пирагас К. А., Жданов В. И., Александров А. Н., Кудря Ю. Н., Пирагас Л. Е.* Качественные и аналитические методы в релятивистской динамике. — М.: Энергоатомиздат, 1995.- 448 с.
15. *Braginsky V. B., Caves C. C. and Thorn K. S.* Laboratory experiments to test relativistic gravity *II* Phys. Rev. — 1977. — Vol. D15. - № 8.
16. *Ostriker J. P., Steinhardt P. J.* The observational case for a low-density Universe with a non-zero cosmological constant *II* Nature. - October 19, 1995. - Vol. 377. - P. 600-602.
17. *Caldwell R. R., Steinhardt R. D., Steinhardt P. J.* Cosmological imprint of an energy component with general equation of state. // Phys. Rev. Letters.- 1998.- Vol. 80.-№. 8.- P. 1582-1585.
18. *Wang I., Caldwell R. R., Ostriker J. P., Steinhardt P. J.* Cosmic concordance and quintessence *II* Astrophysical Journal.— 2000. - Vol. 530. - № 1. - P. 17-35.
19. *Picon C. A., Mukhanov V., Steinhardt P. J.* Dynamical solution to the problem of a small cosmological constant and late-time cosmic acceleration *II* Phys. Rev. Letters. — 2000. — Vol. 85. — № 21. - P. 4438-4441.

Yit. A. Opanasyuk

FOKKER-TYPE RELATIVISTIC ACTION-AT-A-DISTANCE THEORIES AND GRAVITY OF REALISTIC PHYSICAL SYSTEMS

At this paper we continue the earlier proposed phenomenological description of relativistic gravity this time based on the Fokker-Type action principle. A new look on the «well-known 'non-interaction' theorem» is discussed. More realistic models of the extended physical systems instead of relativistically unapplied ones are proposed and discussed. After a short outline of the different Fokker-Type actions a new approach to the verifications of the relativistic gravity at high velocity limit is proposed.