

ПРО ДЕЯКІ ПУАНКАРЕ-ІНВАРІАНТНІ ФОРМИ ДИНАМІКИ ТА ГЕОМЕТРИЧНІ ТЕОРІЇ ТЯЖІННЯ

У статті розглядаються принципи побудови релятивістичних теорій прямої взаємодії, які є вільними від труднощів математичного характеру, що виникають у межах добре пристосованого до потреб релятивізму стандартного польового підходу. Показано, як модифікований принцип мінімального зв'язку (фізичних полів з кривиною простору-часу) може застосовуватися для переформулювання геометризованих теорій тяжіння в термінах відповідних генераторів інфінітезимальних перетворень, що діють у даній формі релятивістичної теорії прямої взаємодії. Отримані результати можуть бути використані при побудові формалізмів для верифікації релятивістичних теорій тяжіння.

1. Вступ

На сьогодні існує значна кількість добре розвинутих різних форм так званих релятивістичних теорій прямої взаємодії (РТПВ) [1-3], поява яких зумовлена, зокрема, труднощами математичного характеру, що виникають у межах добре пристосованого до потреб релятивізму стандартного теоретико-польового підходу. Труднощі ці добре відомі й пов'язані насамперед зі скінченною швидкістю поширення взаємодії, що у випадку теоретико-польового опису взаємодії скінченного числа частинок змушує застосовувати нескінченне число ступенів свободи. Як наслідок цього - найпростіша проблема в релятивістичній електродинаміці взаємодіючих частинок, а саме проблема двох тіл - фактично залишається, в цілому, й досі нерозв'язаною, якщо не брати до уваги знайденого Шільдом розв'язку для колових орбіт та розв'язку проблеми двох тіл у наближенні, коли одна з мас прямує до нескінченності, що фактично означає вже вихід за межі власне проблеми двох тіл. Не маючи на меті детальніше зупинятися на перелікові подібних прикладів (вичерпний на час її публікації бібліографічний огляд та аналіз найістотніших труднощів такого характеру зроблено, зокрема, у вступі до праці [4], де подано й стислу ретроспективу розвитку пуанкаре-інваріантних (ПІ) методів опису механічної системи, включаючи й сучасну концепцію прямої взаємодії), зазначимо, що існуючі на сьогодні математичні формалізми РТПВ є практично вільними від згаданих проблем стандартного теоретико-польового підходу. Аби уникнути хибного сприйняття цілей та кінцевої мети створення цих формалізмів, зауважимо, що жоден з них не претендує на заміну постулатів сучасної парадигми - концепція поля

залишається визначальною - йдеться лише про такий математичний опис фізичної системи, в якому явно не фігурують польові змінні, а відповідність вимогам спеціальної теорії відносності (СТВ) досягається шляхом використання ПІ співвідношень. Найвідоміші форми РТПВ [1-4] відрізняються одна від одної, фактично, власне способами забезпечення формальної Пуанкаре-інваріантності чи побудови явно ПІ співвідношень. Спільним для певної частини РТПВ є те, що вони спираються на детально опрацьовані формалізми класичної механіки, яка ґрунтується на принципі ньютонівської далекості, а тому є вільною від математичних труднощів, зумовлених скінченною швидкістю поширення взаємодії. Такі РТПВ мають на меті виконання так званої програми Дірака [5] (див. також в [1-4]), тобто побудови відповідного представлення групи Пуанкаре. Інша ж частина існуючих сьогодні РТПВ використовує підхід, започаткований ще Шварцшільдом (див. в [1]), Тетроде [6] та Фоккером [7]. Цей підхід, до розвитку якого теж причетний Дірак (див. в [1]), характеризується побудовою явно ПІ, багаточасових теорій, яскравим прикладом яких є електродинаміка Віллера та Фейнмана [8], котра, в свою чергу, може розглядатися як частковий випадок релятивістичної механіки Ван Дама та Вігнера [9, 10]. Обговорення окремих переваг та недоліків кожного з цих підходів можна знайти, зокрема, в [1]. Одночасне застосування різних форм РТПВ дає можливість використовувати переваги одних формалізмів, уникаючи труднощів, пов'язаних з іншими. З цього випливає актуальність пошуків їх взаємозв'язків та методів переформулювання одних формалізмів у термінах інших. Ці проблеми, маючи певні напрацювання, поки що далекі від свого вирішення [1-5, 11-16, 26, 27].

Пропоноване в цій роботі використання формалізмів РТПВ для обговорення проблем, яких ми торкнулися, ґрунтується на застосуванні теоретико-групового підходу. Використовується парадигма, що включає постулат, який називається принципом мінімального зв'язку (фізичних полів з кривиною простору-часу (ПЧ)). Відоміша його назва - сильний принцип еквівалентності (див. [17-20]) вживається, 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 кривини, 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 інфінітезимальних перетворень, що діють у даній формі РТПВ.

Скрізь у роботі, якщо спеціально не зазначено, вживаються «геометричні одиниці», в яких швидкість світла c , ньютонівська гравітаційна стала γ та стала Больцмана k дорівнюють одиниці.

2. Принципи побудови РТПВ

Відродження вільної або, точніше, майже вільної від згаданих у «Вступі» труднощів теоретико-польового опису точки зору на взаємодію, що домінувала з часів Ньютона до часів Максвелла, відбувалося за двома різними напрямками. Першому напрямку, що починається від Шварцшільда, Тетроде та Фоккера (див. «Вступ»), ми присвятили окрему публікацію [14], а тому в нашій роботі торкатимемося його лише в міру потреби. Зосередимося, головним чином, на напрямі, започаткованому в 1949 р. працею Дірака [5], до якого належать і різні форми так званої предиктивної релятивістичної механіки (PRM, англ.: Predictive Relativistic Mechanics, PRM). PRM-3 - одна з найпоширеніших форм РТПВ - розглядається в роботах [21-25] і відомо ще як явно предиктивний формалізм. Стисла ретроспектива та аналіз переваг і труднощів цього напрямку міститься в роботі [4]. Згідно із задекларованою у «Вступі» мотивацією розглянемо алгебру Лі групи Пуанкаре.

Нехай G_r - r -параметрична група Лі точкових перетворень простору Мінковського M_4 з параметрами λ^α , [1-3]:

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = \varphi^\mu(x, \lambda), \\ x = \{x^\mu\} = \{ct, r\}; \mu = 0, 1, 2, 3,$$

$$\lambda = \{\lambda^\alpha\}, \alpha = 1, \dots, r. \quad (1)$$

Інфінітезимальні перетворення

$$x'^\mu = x^\mu + \delta x^\mu = x^\mu + \xi_\alpha^\mu(x) \delta \lambda^\alpha + O(\delta \lambda) \quad (2)$$

визначаються генераторами перетворень (1) (дотичними векторними полями):

$$X_\alpha = \xi_\alpha^\mu(x) \frac{\partial}{\partial x^\mu}; \xi_\alpha^\mu(x) = \left. \frac{\partial \varphi^\mu(x, \mu)}{\partial \lambda^\alpha} \right|_{\lambda=0}, \quad (3)$$

які задовольняють комутаційні співвідношення

$$[X_\alpha, X_\beta] = c_{\alpha\beta}^\gamma X_\gamma, \quad (4)$$

або

$$\xi_\alpha^\mu \frac{\partial \xi_\beta^\nu}{\partial x^\mu} - \xi_\beta^\mu \frac{\partial \xi_\alpha^\nu}{\partial x^\mu} = c_{\alpha\beta}^\gamma \xi_\gamma^\nu \quad (5)$$

де $c_{\alpha\beta}^\gamma$ - тензор структурних констант групи G_r .

Таким чином, оператори X_α породжують алгебру Лі AG_r групи G_r .

Для 10-параметричної групи Пуанкаре P генератори часових (X_0^T) та просторових (X_j^T) трансляцій, просторових (X_j^R) й лоренцевих (X_j^L) поворотів мають вигляд:

$$X_0^T = -\frac{\partial}{\partial t}; X_j^T = -\frac{\partial}{\partial x^j} \quad (6)$$

$$X_j^R = -\epsilon_{jki} x^k \frac{\partial}{\partial x_i}; \quad (7)$$

$$X_j^L = -x_j \frac{\partial}{\partial t} - t \frac{\partial}{\partial x^j} \quad (8)$$

де ϵ_{jki} символи Леві-Чівіті.

Для алгебри Лі групи Пуанкаре дістанемо такі переставні співвідношення:

$$[X_i^T, X_0^T] = 0; [X_j^R, X_0^T] = 0; [X_i^T, X_j^T] = 0; \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} [X_i^R, X_j^T] &= \epsilon_{ijk} X_k^T; [X_i^R, X_j^R] = \epsilon_{ijk} X_k^R \\ [X_i^R, X_j^L] &= \epsilon_{ijk} X_k^L; \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$[X_i^L, X_0^T] = X_i^T; \quad (11)$$

$$[X_i^L, X_j^T] = \delta_{ij} X_0^T; [X_i^L, X_j^L] = -\epsilon_{ijk} X_k^R. \quad (12)$$

Для того, щоб сформулювати умови пуанкаре-інваріантності одночасного описування релятивістичної системи частинок зі світовими

лінійним $x_a(t)$, необхідно побудувати представлення групи Пуанкаре, яке діє в певному просторі станів цієї системи (конфігураційному, або фазовому). При цьому трьом основним формалізмам (лагранжевому, ньютонівому й гамільтоновому) відповідають три можливості:

1) нескінченне продовження $J^1(R \times E^{3N}) \equiv E$ (див. [2] та цитовану там літературу) розширеного конфігураційного простору системи частинок зі стандартними координатами $(t, x, \dot{x}, \dots, \ddot{x}, \dots)$, де

$$\ddot{x} = \{\ddot{x}_a\}, a = 1, \dots, N; \dot{x}_a = \dot{x}_a, \ddot{x}_a = \partial^\sigma x / \partial t^\sigma;$$

2) перше продовження $R \times TE^{3N}$ розширеного конфігураційного простору з координатами $(t, x, \dot{x})$;

3) фазовий простір P системи з координатами (q, p) , де $q = \{q_a^i\}$, $p = \{p_{ai}\}$, $a = 1, \dots, N$; $i = 1, 2, 3$ – канонічні координати та імпульси частинок.

Розглянемо представлення групи Пуанкаре в конфігураційних змінних системи частинок.

Генератори групи перетворень C_c в E запишемо у вигляді

$$X_\alpha = \omega_\alpha \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{a=1}^N \sum_{\sigma=0}^{\infty} \xi_{\alpha a}^{(\sigma)i} \frac{\partial}{\partial x_a^{\sigma}}, \quad \alpha = 1, \dots, r. \quad (13)$$

Векторні поля ω_α й $\xi_{\alpha a}^{(\sigma)i}$ визначають інфінітезимальні перетворення координат точки в E

$$t' = t + \omega_\alpha \delta \lambda^\alpha; \quad x_a^{\sigma}(t') = x_a^{\sigma}(t) + \xi_{\alpha a}^{(\sigma)i} \delta \lambda^\alpha. \quad (14)$$

Для груп просторових трансляцій $(\alpha \equiv T_j)$ та поворотів $(\alpha \equiv R_j)$, що не стосуються змінної t ($\omega_\alpha = 0$), дістанемо

$$X_j^T = -\sum \frac{\partial}{\partial x_a^j}; \quad X_j^R = -\epsilon_{ijk} \sum \sum x_a^k \frac{\partial}{\partial x_{ai}}. \quad (15)$$

Для генераторів бусту знаходимо

$$X_j^L = \sum_{\alpha} \sum_{\sigma=0}^{\infty} \left[\frac{d^\sigma}{dt^\sigma} (-t \delta_{jk} + v_{\alpha k} x_{\alpha j}) \right] \frac{\partial}{\partial x_{\alpha k}}. \quad (16)$$

Для того, щоб дістати AP , необхідно взяти X_0^T у вигляді

$$X_0^T = \sum_{a=1}^N \sum_{\sigma=0}^{\infty} x_a^{\sigma+1} \frac{\partial}{\partial x_k^{\sigma}} = \frac{d}{dt} - \frac{\partial}{\partial t}. \quad (17)$$

Безпосередніми розрахунками неважко пересвідчитися, що генератори (15), (16) та (17) утворюють базис алгебри AP , тобто задовольняють співвідношення (9) – (12).

Побудуємо канонічне представлення групи Пуанкаре. Нехай група Лі G_r реалізується певними перетвореннями фазового простору, що генерується набором операторів у вигляді

$$X_\alpha = \sum_m \left(\xi_\alpha^m \frac{\partial}{\partial q^m} + \eta_\alpha^m \frac{\partial}{\partial p^m} \right), \quad \alpha = 1, \dots, r. \quad (18)$$

Ці перетворення будуть канонічними за умови, що вони зберігають гамільтонову структуру рівнянь руху:

$$\dot{q}^m = \frac{\partial H}{\partial p_m}; \quad \dot{p}_m = -\frac{\partial H}{\partial q_m}. \quad (19)$$

У цьому випадку існують функції $Y_\alpha(q, p)$, які називаються канонічними генераторами, такі, що

$$\xi_\alpha^m = -\frac{\partial Y_\alpha}{\partial p_m}; \quad \eta_\alpha^m = \frac{\partial Y_\alpha}{\partial q^m}. \quad (20)$$

Оператори X_α можна записати у вигляді

$$X_\alpha = \sum_m \left(\frac{\partial Y_\alpha}{\partial q^m} \frac{\partial}{\partial p_m} - \frac{\partial Y_\alpha}{\partial p_m} \frac{\partial}{\partial q^m} \right) \equiv \{Y_\alpha, \dots\}, \quad (21)$$

де для довільної пари функцій $f(q, p)$, $g(q, p)$

$$\{f, g\} = \sum_m \left(\frac{\partial f}{\partial q^m} \frac{\partial g}{\partial p_m} - \frac{\partial f}{\partial p_m} \frac{\partial g}{\partial q^m} \right) \quad (22)$$

– дужки Пуасона. Із співвідношень (4) для канонічних генераторів Y_α випливають класичні переставні співвідношення (в термінах дужок Пуасона):

$$\{Y_\alpha, Y_\beta\} = c_{\alpha\beta}^\gamma Y_\gamma + d_{\alpha\beta}, \quad \alpha, \beta = 1, \dots, r \quad (23)$$

де $d_{\alpha\beta}$ – набір сталих, що задовольняють ряд співвідношень.

Для того, щоб генеровані функціями Y_α перетворення були симетріями рівнянь Гамільтона (19), достатньо, й за певних передумов, викладених в [2], необхідно, щоб Y_α були інтегралами руху, тобто задовольняли співвідношення

$$\frac{\partial Y_\alpha}{\partial t} + \{Y_\alpha, H\} = 0. \quad (24)$$

Для групи Пуанкаре, не втрачаючи загальності, можна покласти $d_{\alpha\beta} = 0$ для всіх α та β .

Тоді співвідношення (23) для групи Р набудуть вигляду

$$\{P_i, H\} = 0, \{J_i, H\} = 0, \{P_i, P_j\} = 0, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \{J_i, P_j\} &= \varepsilon_{ijk} P_k, \{J_i, J_j\} = \varepsilon_{ijk} J_k, \\ \{J_i, K_j\} &= \varepsilon_{ijk} K_k, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \{K_i, H\} &= P_i, \{K_i, P_j\} = \delta_{ij} H, \\ \{K_i, K_j\} &= -\varepsilon_{ijk} J_k, \end{aligned} \quad (27)$$

де прийняті такі позначення:

$$H = -Y_0^T; P_i = Y_i^T; J_i = Y_i^R; K_i = -Y_i^L. \quad (28)$$

При заміні в (25)–(27) канонічних операторів ермітовими операторами – генераторами унітарних перетворень, а дужок Пуассона – комутаторами (помноженими на $-\frac{i}{\hbar}$) дістанемо ко-

мутаційні співвідношення, що лежать в основі квантової релятивістичної гамільтонової теорії.

Вперше сформульована Діраком [5] задача побудови гамільтонового опису релятивістичних взаємодіючих частинок полягає у віднайденні набору десяти канонічних унітарних генераторів групи Пуанкаре як розв'язків відповідних переставних співвідношень типу (25)–(27). При цьому H, P_i, J_i, K_i ототожнюються з енергією, імпульсом, моментом імпульсу та інтегралом руху центра мас. Труднощі концептуального та математичного характеру, що при цьому виникають, детально обговорюються, зокрема, в працях [2, 3], в яких можна знайти й вичерпну бібліографію.

Застосування ньютонівського формалізму в РТПВ обумовлює її формулювання як «предикативної ("передбачувальної") механіки». Вживання цього терміна обумовлене тим, що за умови задання звичайних початкових умов для положень та швидкостей з'являється можливість однозначно визначити еволюцію системи й передбачити її поведінку в майбутньому – в цьому незаперечна перевага цього напрямку розвитку РТПВ над іншими. Це дає можливість розвивати його за аналогією з прекрасно розробленим апаратом класичної механіки. Побудова предикативної механіки почалася з праць Каррі та Нілла [23–25]. У цих працях для початкових (фізичних) координат частинок x_a^i задавалися рівняння руху ньютонівського типу:

$$\ddot{x}_a^i - \mu_a^i(x, \dot{x}, t) = 0; \quad x = \{x_b^i(t)\}; \quad \dot{x} = \{\dot{x}_b^i(t)\} \quad (29)$$

Вимога пуанкаре-інваріантності означає, що в системі рівнянь (29) у конфігураційному просторі системи частинок діє представлення групи

Пуанкаре з генераторами (13). Ця умова виражається рівністю:

$$X_\alpha \left[\ddot{x}_a^i - \mu_a^i(x, \dot{x}, t) \right] \Big|_\mu = 0, \quad (30)$$

де символ $|_\mu$ вказує, що вираз (30) належить обчислювати з урахуванням рівнянь (29). Підставляючи в (30) вирази (15)–(17), дістаємо для функцій систему рівнянь:

$$\frac{\partial \mu_a^i}{\partial t} = 0; \quad \sum_b \frac{\partial \mu_a^i}{\partial x_b^j} = 0; \quad (31)$$

$$\sum_b \varepsilon_{jkl} \left(x_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial x_b^l} + \dot{x}_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^l} \right) = \varepsilon_{jni} \mu_a^n; \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \sum_b \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^j} + \frac{1}{c^2} \left\{ \sum_b r_{ab}^j \left(\dot{x}_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial x_b^k} + \mu_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^k} \right) - \right. \\ \left. - \dot{x}_b^k \dot{x}_b^j \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^k} + 2\mu_a^i \dot{x}_b^j + \mu_a^j \dot{x}_b^i \right\} = 0. \end{aligned} \quad (33)$$

Згідно з (31) та (32) μ_a^i функції повинні бути трансляційно інваріантними (тобто містити лише відносні координати частинок $r_{ab}^i = x_a^i - x_b^i$), незалежними від часу компонентами 3-векторів. Ці умови стосуються як релятивістичних, так і нерелятивістичних рівнянь руху. Рівняння (33) відомі як рівняння Каррі-Хілла. Вони виражають умови форм-інваріантності рівнянь (29) стосовно перетворень Лоренца (з перерахунком до нової одночасності). Вперше ці умови були знайдені Каррі [23] й, незалежно, Хіллом [24] як необхідні умови ПІ системи (29). Згодом Белль встановив їх достатність [21, 22]. Основні труднощі цього підходу обумовлюються нелінійністю системи (33), що порушує принцип лінійної суперпозиції релятивістичних «сил» μ_a^i . Це стало причиною того, що й досі не вдалося віднайти точних фізично осмислених розв'язків рівнянь Каррі-Хілла. Винятком є результати роботи [4] та цитованих там отриманих раніше результатів [11, 16], котрі реалізують певний феноменологічний підхід до проблеми руху в релятивістичній теорії тяжіння. Подальшим розвитком та поширенням підходу [11] на інші форми РТПВ на більш реалістичні моделі є наша публікація та публікації [12–14].

3. Релятивістичні ТГ та проблема їх верифікації

Стосовно відомих на сьогодні теорій гравітаційної взаємодії, котра через свою виняткову слабкість посідає особливе місце серед відомих

типів фізичних взаємодій, загальна теорія відносності (ЗТВ) є не тільки найбільш успішною з них та математично завершеною, а й найбільш, так би мовити, естетично привабливою та досконалою. Однак аби виправдати свій статус сучасної релятивістичної теорії гравітації (ТГ) в неквантовій області (такою, на думку переважної більшості фахівців, є саме ЗТВ), їй треба зміцнювати свою експериментальну базу, слабкість якої зумовлена передовсім уже згаданою слабкістю гравітаційної взаємодії. Дійсно, протягом понад трьох чвертей сторіччя з часу створення ЗТВ сукупність експериментів, в яких перевірялися передбачення ЗТВ, залишалась практично незмінною, та й самі експерименти мали настільки низьку точність, що допускали, принаймні частково, пояснення іншими причинами. Як відомо, емпіричний базис ЗТВ склали три класичних тести: аномальне вікове зміщення перигелію орбіти Меркурія, що збігалось з передбаченням теорією значенням з точністю до кількох відсотків; відхилення світлового променя в полі тяжіння Сонця, для якого вимірювання давали значення від половини до подвоєної величини теоретичного значення; й, нарешті, вимірювання гравітаційного червоного зміщення спектральних ліній зірок, пояснення якому давала, в принципі, вже теорія Ньютона, а похибка експериментів теж була значною.

Серед іншого й зазначена слабкість експериментальної бази спричинилася до виникнення на початок 70-х років минулого сторіччя великої кількості альтернативних ТГ, що не менш вдало описували три класичних тести ЗТВ. Ось лише деякі з них: теорія Бранса-Діке [28], біметрична теорія Розена [29, 30], стратифікована теорія Лайтмена та Лі [31] й інші - каталог різних ТГ можна знайти, наприклад, у роботі [20], що на момент її появи був практично вичерпним. Однак час від часу з'являються все нові й нові теорії. Й на часі - створення нового каталогу ТГ. Більшість із запропонованих теорій, зокрема й усі перелічені вище, суть так звані метричні теорії гравітації (МТГ). Для таких теорій дія гравітаційного поля на речовину здійснюється через метричний тензор ріманового ПЧ, що й виділяє їх серед усіх можливих ТГ. Однак і неметричні ТГ мають право претендувати на відповідність фізичній реальності. Розгляд усіх таких можливих теорій в межах одного верифікаційного підходу здійснювався авторами робіт [11] та [16]. Фактично всі ТГ допускають певну "геометризацію", якщо розуміти під цим представлення (переформулювання) теорії в термінах диференціальної геометрії та надання поняттю «взаємодія» відповідної інтерпретації. Отже, йдеться, насамперед, про

можливість формулювання теорії в термінах локально спостережуваних величин. Варто зазначити й те, що у найпоширеніших сучасних теоріях гравітації (ТГ) - метричних теоріях (МТГ) - постулюється, що електричне нейтральне пробне тіло рухається по геодезичній ріманового ПЧ [20]. Рух пробного тіла - фундаментальний принцип, точне формулювання якого суть цілою ієрархією так званих принципів еквівалентності (ПЕ), стислий огляд яких, з посиланнями на першоджерела, міститься, зокрема, в п. 3 праці [12]. Однак усі названі вище евристичні підходи та принципи потребують експериментальної верифікації.

Обговорення проблем, пов'язаних з можливістю побудови єдиного формалізму для верифікації ТГ, що претендують на достовірність, та їх базових принципів, стимулюється на сьогодні бурхливим розвитком експериментальної техніки, започаткованим ще в 60-х роках минулого століття. Розвиток космонавтики, лазерної техніки, високочутливих датчиків зміщення та надпотужних ЕОМ - усе це вселяє надію на можливість здійснення в досяжному майбутньому надпрецизійних вимірювань, котрі ще вчора належали до царини наукової фантастики. Актуальність обговорення питань експериментальної верифікації включає й поняття спостережуваних, що є для ТГ далеко не тривіальним (див. перший розділ [13] та [15]) й виходить за межі цієї статті.

4. Формулювання гравітаційної взаємодії в термінах РТПВ

Залишаючись у межах т. зв. систематики Діке [20], накладемо лише такі обмеження на множину ТГ, що розглядаються:

(П1) Простір-час становить чотиривимірний диференційовний многовид, кожна точка якого може інтерпретуватись як фізична подія. Цей многовид апіорі не наділяється метричними чи афінними властивостями - на наявність тих або інших структур має вказати експеримент.

(П2) Рівняння гравітаційної теорії повинні записуватись у формі, що не залежить від вибору системи координат, тобто в коваріантній формі.

Діке, крім того, вводить ще й два обмеження на всі прийнятні ТГ:

(П3) Гравітація повинна пов'язуватися з одним чи кількома полями тензорного характеру (скалярами, векторами чи тензорами різних рангів).

(П4) Динамічні рівняння, що описують гравітацію, повинні виводитися з принципу інваріантності дії.

Останні (зокрема четверте) припущення не є обов'язковими, але бажаними, оскільки вони

різко зменшують кількість прийнятних теорій. У кожному разі, без цих двох обмежень систематика Діке дає можливість сформулювати такі критерії, які повинні задовольняти ТГ, що претендує на достовірність:

(K1) Теорія має бути повною, тобто її можна аналізувати, спираючись на первинні принципи та результати будь-яких експериментів, що становлять практичний інтерес. Отже, можна сказати, що вже недостатньо просто постулювати однаковість прискорення вільного падіння тіл, виготовлених з різних матеріалів. Теорія повинна містити в собі повний набір законів електродинаміки та квантової механіки, за допомогою яких можна детально розрахувати поведінку тіл у полі тяжіння. Зауважимо, що вимога повноти не може сягати надто далеко - зовсім не обов'язкове її поширення на царину дії, скажімо, сильної та слабкої взаємодії - теорія може й повинна містити достатню кількість довільних параметрів, аби бути спроможною пояснити ще не з'ясовані факти. Незважаючи на таку свободу щодо трактування повноти, цей критерій здатний відсіяти значну кількість нежиттєздатних ТГ, зокрема й тих, що не спроможні запропонувати гравітаційно-модифіковані рівняння Максвелла.

(K2) Теорія повинна бути самоузгодженою, що означає однозначність передбачень наслідків одного й того ж експерименту, розраховано-горізними, але еквівалентними методами.

Ці обидва критерії перебувають цілком у межах стандартних й обов'язкових для всіх без винятку теорій вимог так званої аксіоматики Вейля. Наступні ж два критерії мають більш спеціальний характер й забезпечують відповідність прийнятих ТГ експериментальним даним:

(K3) Теорія має бути релятивістичною, тобто в граничному випадку «виключення» гравітаційної взаємодії за умови збереження всіх інших взаємодій, негравітаційні закони фізики повинні збігатися із законами спеціальної теорії відносності (СТВ).

(K4) Теорія повинна мати ньютонівську межу, тобто за умов слабкості поля тяжіння та малих швидкостей вона повинна зводитись до ньютонівської теорії тяжіння (НТТ).

Перелічені чотири критерії є своєрідними тестами «на виживання ТГ», й водночас вони (особливо два останні) є визначальними при застосуванні методів РТПВ.

Однією з найважливіших переваг, розглянутих у другому пункті алгоритмів побудови формалізмів РТПВ [2, 3], є те, що стосовно групи Пуанкаре енергія H та імпульс P_i перетворюються як компоненти 4-вектора, а момент імпульсу J_i та інтеграл руху центра мас K_i - як компо-

ненти 4-тензора другого рангу (див. пункт 2, співвідношення (24)-(28) й коментарі до них).

Принцип мінімального зв'язку (фізичних полів з кривиною ПЧ) у нашому підході зазнає певної модифікації, що дає змогу враховувати скалярні поля шляхом застосування довільних зручних у таких випадках лагранжіанів, скажімо, типу [33]:

$$L = \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{2} (1 - \xi \psi^2) R + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \psi_{,\mu} \psi_{,\nu} - V(\psi) \right), \quad (34)$$

де метрика має часоподібну сигнатуру $(+, ---)$, $8\pi G = 1$, $V(\psi)$ - відповідний потенціал скалярного поля; зв'язок скалярного поля з кривиною ПЧ задається параметром ξ , який, у принципі, може набувати довільних значень: $\xi = 0$ відповідає «мінімальному» зв'язку з кривиною, тоді як $\xi = \frac{1}{6}$ - випадкові так званого «конформного» зв'язку. «Діагоналізація» (34) досягається конформним перетворенням метрики

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = \Omega^2 g_{\mu\nu}. \quad (35)$$

У такий спосіб модифікований принцип мінімального зв'язку шляхом побудови гомотопій, що пов'язані в точці [33], дає змогу переформулювати співвідношення, записані для певного околу U викривленого многовиду в термінах криволінійних координат ПЧ Мінковського, що, в свою чергу, дозволяє, принаймні у фізично прийнятних наближеннях, застосовувати відповідні формалізми РТПВ. Сама по собі відпадає потреба обговорення таких питань, як коректність застосування «псевдотензорної ідеології», наявність точних законів збереження та занадто категоричних, на думку їх опонентів, тверджень деяких авторів про беззмістовність з математичної точки зору операції інтегрування тензорів у довільному рімановому просторі (див. хоча б [32]). Останнє є важливим передовсім через те, що наявність якихось диференціальних законів збереження в такому разі не гарантує можливості отримання відповідних інтегральних законів. Варто вказати й на те, що на відміну від традиційних для так званого параметризованого постньютонівського формалізму наближень (ППН), що є наслідками вимоги існування асимптотичної ПЧ метрики, пропонований підхід забезпечує (наближену) ПЧ і в зоні взаємодії.

Керуючись викладеними міркуваннями, в межах нашого підходу отримано ряд результатів. Усвідомлюючи призначення та, передовсім, обмежений обсяг даної публікації, не будемо намагатися викласти тут усі деталі, а задоволь-

нимосся лише переліком деяких з тих результатів, що не ввійшли в роботи [4, 11-14, 16].

Подальший розгляд вимагає певної конкретизації фізичної системи, не обмежуючи при цьому довільності вибору ТГ; сам же вибір ТГ у термінах нашого підходу означає фіксацію співвідношень (29) для системи гравітаційне взаємодіючих частинок. При цьому зручно локально використовувати ПЧ Ньютона $R^3 \times R^1$, що означає перехід до виділених координат x^i , $t \equiv x^0$, $i = 1, 2, 3$, тобто, власне, формалізм ПРМ-3. Пі опису забезпечує вимога виконання системи рівнянь (31-33). Можливість лагранжевого формулювання - фактично, виконання (П4) - зручно забезпечити введенням нових незалежних змінних, означуючи їх як поля в НЬЮТОНОВОМУ ПЧ з виділеними координатами (t, x^i) . Йдеться, фактично, про локально-тривіальне розшарування M^4 на конгруенції кривих (29). Розглядатимемо як нові незалежні змінні: швидкість $v^i \equiv \dot{x}^i(t, x^k)$, густину $\rho(t, x^k)$ - у кожній конкретній ТГ постулюється певний зв'язок полів з «матеріальними» носіями, які зручно описувати мовою суцільного середовища. Маючи на меті подальше застосування зокрема й до експериментів у Сонячній системі, використовуватимемо формально позначення добре пристосованої до цього ППН-метрики Вілла (додаток 1, формули (ДІЛ) - (ДІ.20)), для більшої загальності дещо розширюючи її й розглядаючи як незалежну змінну симетричний тензор напружень $p^{ij}(t, x)$. Взявши до уваги можливість впливу довільного числа g т. зв. «внутрішніх ступенів свободи» певної теорії, розглядатимемо їх теж як r незалежних польових змінних $f^r(t, x)$. Й, насамкінець, використання довільної форми РТПВ є можливим, якщо й самі виділені координати $(t, x^i) \equiv (x^\alpha)$ розглядати як польові змінні в довільній локальній карті (U, φ) , точки P «викривленого» многовиду, $x^\alpha = \varphi^\alpha(y^\beta)$, де y^β - локальна система координат. У такий спосіб закони збереження суть тривіальними наслідками теореми Ньотера для симетрій, що описуються співвідношеннями (1)-(30) відповідно до вибору зручної форми РТПВ.

Виявляється, що в термінах нових змінних шляхом постулювання «ефективної метрики» $g^{\alpha\beta}$

$$g^{00} = (-g)^{-\frac{1}{2}} \rho, \quad (36)$$

$$g^{i0} = (-g)^{-\frac{1}{2}} \rho v^i, \quad (37)$$

$$g^{ij} = (-g)^{-\frac{1}{2}} (\rho v^i v^j + p^{ij}) \quad (38)$$

У наближенні $\Lambda_1, \Lambda_2 \rightarrow 0$ дістаємо рівняння ЗТВ й низки подібних геометричних теорій [14].

В очевидний спосіб виводячи відповідні рівняння руху, можна аналізувати відмінності альтернативних теорій. Істотним є те, що в кожному конкретному випадку можна обрати зручну форму РТПВ й використовувати гамільтонову, лагранжеву чи ньютоніву форми механіки. У роботі [35], виходячи з дещо інших міркувань, постулюються аналогічні (36)-(41) вирази, що згодом застосовуються для побудови теорії ефіру, пояснення т. зв. «темної енергії» тощо.

5. Висновки

Існуючі теорії тяжіння мають задовольняти вимоги, що стисло можна сформулювати у вигляді положень так званої систематики Діке [20]. Найбільш очевидні з цих вимог - існування Ньютонівої межі і так звана локальна лоренцева інваріантність - сумісність із законами СТВ. Останнє дає можливість шляхом локального отождошення динамічних наслідків конкретної ТГ зі зручною в даному випадку формою РТПВ діставати однотипні для широкого класу теорій вирази, що дає змогу опрацьовувати певний достатньо універсальний формалізм для їх експериментальної верифікації.

Суттєвим є те, що на відміну від широковідомого ППН формалізму Вілла даний підхід не обмежується випадком малих швидкостей чи виключно МТГ й, крім того, забезпечує (наближену) ПІ і в зоні взаємодії (ППН формалізм дає наближення, що є наслідками вимоги існування асимптотичної ПІ-метрики [20]).

Додаток 1

ППН-метрика в модифікованому вигляді [13, 20]:

$$g_{00} = -1 + 2U - 2\beta U^2 - 2\xi\Phi_W + \\ + (2\gamma + 2 + \alpha_3 + \zeta_1 - 2\xi)\Phi_1 + \\ + 2(3\gamma - 2\beta + 1 + \zeta_2 + \xi)\Phi_2 + 2(1 + \zeta_3)\Phi_3 + \\ + 2(3\gamma + 3\zeta_4 - 2\xi)\Phi_4 - (\zeta_1 - 2\xi)A - \\ (\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3)\omega^2 U - \alpha_2\omega^i\omega^j U_{ij} + \\ + (2\alpha_3 - \alpha_1)\omega^i V_i, \quad (Д1-9)$$

$$g_{0i} = -\frac{1}{2}(4\gamma + 3 + \alpha_1 - \alpha_2 + \zeta_1 - 2\xi)V_i - \\ -\frac{1}{2}(1 + \alpha_2 - \zeta_1 + 2\xi)W_i - \\ -\frac{1}{2}(\alpha_1 - 2\alpha_2)\omega^i U - \alpha_2\omega^j U_{ij}, \quad (Д1-2)$$

$$g_{ij} = (1 + 2\gamma U)\delta_{ij}, \quad (Д1-3)$$

де потенціали метрики U , U_{ij} , Φ_W , A , Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 , Φ_4 , V_i та W_i визначаються формулами:

$$U = \int \frac{\rho'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}', \quad (Д1-4)$$

$$U_{ij} = \int \frac{\rho'(x_i - x'_i)(x_j - x'_j)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-5)$$

$$\Phi_W = \int \frac{\rho'\rho''(\vec{r} - \vec{r}') \times \\ \times \left(\frac{\vec{r}' - \vec{r}''}{|\vec{r} - \vec{r}''|} - \frac{\vec{r} - \vec{r}''}{|\vec{r}' - \vec{r}''|} \right) d^3\vec{r}' d^3\vec{r}'', \quad (Д1-6)$$

$$A = \int \frac{\rho'[\vec{v}'(\vec{r} - \vec{r}')]^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-7)$$

$$\Phi_1 = \int \frac{\rho'v'^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-8)$$

$$\Phi_2 = \int \frac{\rho'U'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-9)$$

$$\Phi_3 = \int \frac{\rho'\Pi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-10)$$

$$\Phi_4 = \int \frac{p'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-11)$$

$$V_i = \int \frac{\rho'v'_i}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-12)$$

$$V^i = \int \frac{\rho'v'^i}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}', \quad (Д1-13)$$

$$W_i = \int \frac{\rho'\vec{v}'(\vec{r} - \vec{r}') \cdot (x_i - x'_i)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}'. \quad (Д1-14)$$

У формулах (Д1.1)–(Д1.14) використані такі позначення: $\gamma, \beta, \xi, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4$ – ППН параметри; $\vec{r}, x^\alpha, x^i, x^0 \equiv t$ – майже глобальна лоренцева система координат [13, с. 91]; ρ – густина маси спокою, виміряна в локальній вільно падаючій СВ, що супроводжує гравітуючу матерію; $v^i = \frac{dx^i}{dt}$ – координатна швидкість матерії; ω^i – координатна швидкість ППН системи координат відносно системи відліку Всесвіту, яка в середньому перебуває в стані спокою; p – тиск, що вимірюється аналогічно ρ ; Π – внутрішня енергія на одиницю маси спокою, що включає усі види енергії, крім маси спокою та тяжіння (наприклад, енергію стиснення та теплову енергію). У таких позначеннях запишемо тензор енергії-імпульсу ідеальної рідини:

$$T^{00} = \rho(1 + \Pi + v^2 + 2U), \quad (Д1.15)$$

$$T^{0i} = \rho\left(1 + \Pi + v^2 + 2U + \frac{p}{\rho}\right)v^i, \quad (Д1.16)$$

$$T^{ij} = \rho v^i v^j \left(1 + \Pi + v^2 + 2U + \frac{p}{\rho}\right) + \\ + p\delta^{ij}(1 - 2\gamma U). \quad (Д1.17)$$

Введемо інваріантну густину:

$$\rho^* = \rho(-g)^{\frac{1}{2}} U^0, \quad (Д1.18)$$

де U^0 – компонента 4-швидкості, g – визначник метричного тензора. Поняття інваріантної густини зручне тому, що для довільної функції $f(\vec{r}, t)$, заданої на об'ємі, межі якого лежать зовні матерії, справедливе співвідношення:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho^* f d^3x = \int_V \rho^* \left(\frac{df}{dt} \right) d^3x, \quad (Д1.19)$$

згідно з яким, зокрема,

$$\frac{dm}{dt} = 0; \quad m \equiv \int_V \rho^* d^3x, \quad (Д1.20)$$

де m – повна маса спокою частинок в об'ємі V , що визначається за формулою (Д 1.18)

$$m = \int_V \rho U^0 (-g)^{\frac{1}{2}} d^3x = \int_V \rho dv. \quad (Д1.21)$$

Додаток 2

Взаємодія може вводиться шляхом постулювання дії [15]:

$$S_p = S_p^f + S_p^{\text{int}},$$

в якому перший доданок

$$S_p^f = -m_p \int d\tilde{\tau}_p \quad (\text{Д2.1})$$

– дія вільної частинки з масою m_p , $d\tilde{\tau}_p = \sqrt{1 - \dot{\vec{x}}_p^2} dt_p$, $\dot{\vec{x}} = \frac{d\vec{x}}{dt}$, $\{x_p^\mu\} = \{t_p, \vec{x}_p(t_p)\}$, $p = 1, 2, \dots, N$, а другий доданок, що моделює власне взаємодію, має вигляд:

$$S_p^{\text{int}} = \sum_{k \neq p} m_p m_k \int d\tilde{\tau}_p \int d\tilde{\tau}_k F_{pk}(W_{pk}) G(x_{pk}), \quad (\text{Д2.2})$$

$$x_{pk} = x_p(t_p) - x_k(t_k), \quad x_{pk}^2 = x_{pk}^\mu x_{pk}^\nu \eta_{\mu\nu}, \quad W_{pk} = \frac{dx_p^\mu}{d\tilde{\tau}_p} \frac{dx_k^\nu}{d\tilde{\tau}_k} \eta_{\mu\nu}, \quad F_{pk} - \text{достатньо гладка функція,}$$

G – запізнювальна функція Гріна (фундаментальний розв’язок) оператора Даламбера:

$$G(x) = D_{\text{ret}}(x) \equiv \frac{1}{2\pi} \delta[x^\mu x_\mu] \theta(x^0), \quad (\text{Д2.3})$$

де δ – функція Дірака, θ – функція Хевісайда.

1. Владимиров Ю. С., Турыгин А. Я. Теория прямого межчастичного взаимодействия.- М.: Энергоатомиздат, 1986-135 с.
2. Гайда Р. П. Квазирелятивистские системы взаимодействующих частиц // Физ.ЭЧАЯ, 1982- № 13- Вып. 2- С.427-493.
3. Гайда Р. П., Ключковский Ю. Б., Третьяк В. И. Формы релятивистской динамики в классическом лагранжевом описании системы частиц// Теорет. мат. физ.- 1983- Т. 55- С.88-105.
4. Opanasyuk Yu. One single-time method in relativistic gravity dynamics // Condensed Matter Physics.- 1998. Vol. 1- № 3. (15).-P. 537-551.
5. Dime P. A. M. Forms of relativistic dynamics // Rev. Mod. Phys.- 1949-Vol. 21-P. 392-399.
6. Tetrote H. Über den Wirkungszusammenhang der Welt. Eine Erweiterung der klassischen Dynamik//Zs. Phys., 1922.-Vol. 10-P. 317-328.
7. Fokker A. D. Ein Invarianter Variationsatz für die Bewegung Mehrerer Elektrischer Massenteilchen//Zs. Phys., 1929- Vol. 28, № 5-6.-P. 388-393.
8. Wheeler J. A., Feynman R. D. Classical electrodynamics in terms of direct interparticle action // Rev. Mod. Phys., 1949-Vol. 21-№3.-P. 425-433.
9. Van Dam H., Wigner E. D. Classical relativistic mechanics of interacting particles // Phys. Rev., 1965/- Vol. 138- № 6.-P. 1576-1582.
10. Van Dam H., Wigner E. D. Instantaneous and asymptotic conservation laws for classical relativistic mechanics of interacting point particles // Phys. Rev., 1966. Vol. 142- № 4-P. 838-843.
11. Жданов В. И., Опанасюк Ю. А. Феноменологическая формулировка прямого межчастичного взаимодействия в релятивистской теории гравитации // Изв. вузов. Физика-1986.-№11.-С.69-74.
12. Опанасюк Ю. А. Проблема пуанкаре-инвариантности в динамике гравитующих неточковых тел // Наукові записки- Т. 18- Фізико-математичні науки. Фізика-2000,-С. 26-35.
13. Опанасюк Ю. А. Инвариантный опис протяжных релятивистических систем // Наукові записки- Т. 19- Фізико-математичні науки. Фізика-2001.- С. 20-30.
14. Опанасюк Ю. А. Релятивістичні теорії фоккерівського типу та феноменологічний опис гравітаційної взаємодії // Наукові записки,- Т. 20- Фізико-математичні науки. Фізика- 2002.- С. 27-32.
15. Пирагас К. А., Жданов В. Ч., Александров А. Я., Кудря Ю. Я., Пирагас А. Е. Качественные и аналитические методы в релятивистской динамике.- М.: Энергоатомиздат, 1995-448 с.
16. Opanasyuk Yu. A., Pyragas K. A. Relativistic motion equations and their relation to the equations in metric theories of gravitation // Bulletin of the Vilnius astronomical observatory, 1988- No 81.- P.
17. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т. 1 /Пер. сангл.- М.: Мир, 1977.-С.476.
18. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т. 2 / Пер. с англ.- М.: Мир, 1977,- С. 527
19. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т. 3 / Пер. с англ.- М.: Мир, 1977-С. 512.
20. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике / Пер. с англ.- М.: Энергоатомиздат, 1985- 295с.
21. Bel L. Dynamique des systemes de N particules ponctuelles on relativite restreinte // Ann. Inst. H. Poincare, 1970- Vol. A12- №3.-P. 307-321.
22. Bel L. Predictive relativistic mechanics // Ann. Inst. H. Poincare / 1971.-A 14.-№3.-P. 189-203.
23. Currie D. J. Poincare - Invariant equations of motion for classical particles //Phys. Rev- 1969- Vol. 142.-P. 817-824.
24. HiOR N. Instantaneous action-at-a-distance in classical relativistic mechanics // J. Math. Phys.- 1967- Vol. 8- P. 201-220.
25. Hill R. N. The origins of predictive relativistic mechanics // Lect. Notes in Phys., 1982. Vol. 162.-P. 104-134.
26. Iranzo V., Llosa J., Molina A., Marques F, Comparison of several approaches to the relativistic dynamics of directly interacting particles// Ann. Phys. (N.Y.), 1983- Vol. 150-№ 1-P. 114-149.
27. Ports J. M. World-lines Poincare realizations and predictive relativistic mechanics // Ann. Phys. (US), 1983- Vol. 148- № 1.- P. 192-213.
28. Brans C., Dicke R. H. Mach's principle and a relativistic theory of gravitation//Phys. Rev., 1961.-Vol. 124.-№3-P. 925-935.
29. Rosen N. A theory of gravitation // Journ. Gen. Rel. and Grav., 1973, vol. 4,-№4-P. 435-447.
30. Rosen N. Bimetric gravitation theory on cosmological basis // Journ. Gen. Rel. and Grav., 1978,- Vol. 9.-№ 3- P. 339-351.
31. Lightman A. P., Lee D. L., New two-metric theory of gravity with prior geometry // Phys. Rev., 1973, D8- № 10- P. 3293-3302.
32. Денисов В. И., Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Чугреев Ю. В. О соотношении между инертной и гравитационной массами протяжного тела в метрических теориях гравитации // Труды Мат. Ин-та АН СССР,- 1985- Т. 167- С. 108-155.
33. Abramo L. R., Brenig L., Gunzig E., On the stability of gravity in the presence of an rune scalar field. // arXiv:gr-qc/0205022 v1, 6 May 2002.
34. Опанасюк Ю. А. О геометрическом подходе к построению формализма для сравнения теорий гравитационного взаимодействия. // IX Всесоюзная геометрическая конференция. — Кишинев, 20—22 сентября, 1988.
35. Schmeber I. General ether theory - a metric theory of gravity with condensed matter interpretation / Proc. of the XXII international workshop on high energy physics and field theory, Protvino, June 23-25,1999.

Yu. A. Opanasyuk

**TO SOME POINCARÉ-INVARIANT FORMS OF DYNAMICS
AND GEOMETRICAL THEORIES OF GRAVITATION**

We consider the principles of construction of free or almost free from basic difficulties of the field-theoretical description relativistic action-at-a-distance theories. The principle of the minimal coupling (physical fields with space-time curvature) is used for the reformulations of geometrical theories of gravitation in terms of these action-at-a-distance theories. The obtained results are supposed to be applied to the procedure of construction of some generalized formalism for verification of the relativistic theories of gravitation.