УДК530.12:531.51

Опанасюк Ю. А., Ядловська О. С.

ДО КОНЦЕПЦІЇ ГОЛІСТИЧНОГО ВСЕСВІТУ СІДХАРТХА

Спираючись на базові поняття пуанкаре-інваріантних методів опису фізичної системи, які ґрунтуються на теоретико-груповій інтерпретації поняття прямої взаємодії автори подають стислий огляд певних аспектів Сідхартхової концепції голістичного Всесвіту. Б. Г. Сідхартх запропонував квантово-механічний підхід та космологію, покликану вирішити ті ж проблеми, що й підхід Хойла—Нарлікара. Це дало можливість об'єднати підходи Дірака та Фейнмана—Уілера водночас обґрунтовуючи й роз'яснюючи певні їх аспекти. У пропонованій праці обговорюються можливості застосування в межах Сідхартхової коцепції голістичного Всесвіту опрацьованих авторами методів одночасової релятивістичної динаміки та феноменологічного формулювання нелокальної миттєвої релятивістичної взаємодії. З'ясовується перспектива розбудови квантово-механічної версії обговорюваних проблем.

1. Вступ

У даному «Вступі» вказуються причини, що спонукали до створення пропонованої праці, та викладається певна, суттєва на нашу думку, стратегія пошуку прийнятної, максимально толерантної до альтернативних концепцій, а тому й доволі еклектичної парадигми сучасної фізики — парадигми, що мала б перерости у цілісне, самоузгоджене підґрунтя сучасної фізичної картини Світу. Обговорення ведеться довкола еволюції концепцій опису фізичної взаємодії. В наступних двох розділах, відповідно до сформульованої у «Вступі» стратегії, аналізуються певні аспекти концепції голістичного Всесвіту Сідхартха. Четвертий розділ присвячений оригінальним напрацюванням авторів у межах Сідхартхового підходу. Обгрунтування, доведення результатів та обчислення — усі заформалізовані моменти цього розділу — містяться у відповідних додатках. Найсуттєвішим моментом п'ятого, завершального, розділу є з'ясування найближчих перспектив розвитку проаналізованих підходів та залучення нових концепцій.

Насамперед зауважимо, що необхідність пропонованого у двох наступних розділах стислого обговорення концепції голістичного Всесвіту Сідхартха зумовлена цілою низкою попередньо не пов'язаних поміж собою причин різного характеру, суть яких в основному полягає у кількох наступних актуальних проблемах сучасної теоретичної фізики.

Стандартний підхід сучасної теоретичної фізики ще до недавнього часу полягав у тому, що всі фізичні взаємодії описувалися виключно у термінах класичних або квантових полів. Успіх такого підходу, починаючи від Фарадея й, згодом, завдяки фундаментальним працям Максвелла, привів до упевненості, що тільки такий шлях здатний забезпечувати адекватний опис фізичної реальності. Але теоретико-польовий підхід поєднує у собі як безсумнівно блискучі успіхи, так і принципові непереборні математичні труднощі. Успіхи загальновідомі й суть «золотим фондом» сучасної фізики, про труднощі ж згадують рідше. Стислий, але достатній для розуміння проблеми в цілому огляд та аналіз найістотніших математичних труднощів теоретико-польового підходу міститься у «Вступі» до праці [1], де наводиться й відповідна бібліографія. В даному контексті досить привернути увагу до кількох принципових труднощів математичного характеру. Вони 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 степенів 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 в наближенні, коли одна з мас прямує до нескінченності, що фактично означає вже вихід за межі власне проблеми двох тіл.

Вільними чи, радше, майже вільними від згаданих проблем суть різні добре розроблені формалізми класичної механіки, що ґрунтуються на принципі ньютонової далекодії. У наш час спостерігається відродження зацікавленості математичними формалізмами, в яких польові змінні явно не фігурують [1-8]. Існують різні способи забезпечення в таких формально непольових підходах відповідності вимогам релятивістичної механіки [3]. Аби уникнути хибного сприйняття цілей та кінцевої мети створення цих формалізмів, або, іншими словами, різних форм т. зв. релятивістичних теорій прямої взаємодії (РТПВ), слід зауважити, що жоден з них не претендує на заміну постулатів сучасної фізичної парадигми — концепція поля залишається в ній визначальною. Не маючи можливості детальніше зупинятися ні на цих безперечно важливих та цікавих концептуальних питаннях [2, 3, 8], ані на історії розвитку сучасних пуанкаре-інваріантних (ПІ) методів опису механічних систем [1-7], зауважимо, що найбільш прийнятним з огляду на його самодостатність та універсальність є теоретико-груповий підхід до побудови РТПВ. Концептуальні основи такого підходу досить детально обговорюються в монографії [3], окремі форми РТПВ та відповідний математичний формалізм у роботах [2, 4-8]. Стислу ретроспективу та основні теоретико-групові методи побудови цих формалізмів можна знайти в роботі [1].

Інший клас проблем, що обговорюються, пов'язаний з т. зв. нелокальністю та принциповими труднощами різного характеру, про що йдеться у наступних розділах. Крім чисто математичного аспекту, характерного для вже згаданого класу проблем, ці проблеми призводять й до фізично беззмістовних висновків за умови застосування цілком коректного математичного формалізму.

Творці сучасної фізичної, ще далеко «не голістичної», картини Світу, добре усвідомлювали конвенціональний характер т. зв. фізичної беззмістовності та її залежність від існуючої на певний даний момент парадигми, що не встигає пристосуватися до нових концепцій та формалізмів.

Не буде перебільшенням сказати, що на сьогодні, власне кажучи, й не існує єдиної самоузгодженої парадигми, що могла б «примирити» у загальнофізичному контексті різні фундаментальні підходи. Є чимало причин для видозмінення та доповнення звичних концепцій, жодна з яких не може претендувати на «останнє слово» у своїй царині. Й так було завжди. Конкретний приклад цього доречно наводить Б. Г. Сідхартх у «Передмові» до своєї публікації [9], вказуючи на заміну однієї концепції конкуруючою, котра, у свою чергу, згодом була замінена доопрацьованою попередньою. Справді, працюючи над теорією електрона, Лоренц, Абрагам та інші [10] стикалися з багатьма проблемами, включаючи проблему нескінченної власної енергії електрона за умови малості його розмірів. І ось у 1929 році Фоккер відродив уже здавалося б «поховану навіки» теорію дальнодії. Серед іншого, це дало можливість розв'язати питання на зразок нескінченної власної енергії, але виникла проблема з поясненням випромінення. В подальшому у кінці 30-х років XX століття теорія була розвинута Діраком [11], який ввів члени, пов'язані з різницею випереджаючих та відстаючих полів, що давало можливість позбутися залежних від структури доданків. Але ж виникли нові проблеми на зразок розбіжних розв'язків, наявності третіх похідних від координат (тобто неньютонової механіки), самодії тощо. Потреба видозміни парадигми підходу спонукала в 1945 році Фейнмана та Уілера [12] підняти теорію дальнодії на вищий, прийнятніший рівень. Обґрунтовуючи проблему відсутності у Фоккеровій теорії радіаційних членів, вони не тільки ввели у теорію суму випереджаючих та відстаючих полів, а й поняття досконалого поглинача у формі дії на даний електрон усієї решти електронів Всесвіту. Цей напрям продовжував привертати увагу й був розвинутий у працях багатьох дослідників (див., наприклад, [13—16]) й удосконалюється донині. Однак у цілому вищезгадані концепції на зразок випереджаючих полів, ефективного поширення з майбутнього в минуле чи досконалого поглинача більшості дослідників видаються незадовільними. Більше того, з розвитком ідей квантової механіки сам принцип дії на відстані як цілісна концепція може виявитися неприйнятним. Але знову-таки, це не означає остаточної відмови від подальшого опрацювання ефективних формалізмів Фоккера—Дірака—Фейнмана—Уілера, бо й сам сучасний статус квантово-механічної доктрини — це ще не її «останнє слово» . Адже ще й досі опрацювання потребують багато незадовільних чи незрозумілих принципових питань на зразок наявності у стандартній моделі великої кількості довільних параметрів, неспостережуваності монополя тощо. Хиткість сучасної парадигми, на яку багато дослідників просто не звертають увагу, явно демонструє добре підтверджений факт квантової телепортації, що сам по собі ставить під сумнів звичне трактування «локального реалізму» та й власне принципу причинності [17]. Серед інших вдалих спроб «розхитати» якийсь бік досить строкатої сьогоденної парадигми можна назвати й новий виток «реінкарнації» проблеми надсвітлових швидкостей [18]. Зазначена «строкатість» існуючої парадигми, втім, має свої переваги й, фактично, є головною причиною її здатності до виживання — розхитуючи один її бік тим самим підсилюємо альтернативні підходи, що теж вважаються прийнятними. І власне у цьому пункті вимальовується перспектива використання концептуальних труднощів, що виникають у межах згаданого класу проблем, для подолання не менш складних концептуальних недоречностей, притаманних багатьом добре розробленим математичним формалізмам. На завершення переліку концептуальних недоречностей не можна не згадати штучне використання поняття «точкової маси» в тих випадках, коли доречніше було б застосувати поняття протяжного тіла.

На подолання згаданих труднощів покладено чимало зусиль найуспішніших представників сучасної фізики. Метою даної статті не є обговорення та аналіз усіх цих спроб і навіть не стислий їх огляд. Ми зупинимося наразі лише на Сідхартховому підході, й не тільки тому, що у його рамках ми можемо застосувати й власні напрацювання. Підхід Сідхартха, що використовує насамперед квантово-механічні концепції, спрямований на вирішення цих проблем, вдало перетворюючи шляхом переформулювання концептуальні труднощі на переваги. Власне, обговорення цих моментів та можливостей їх подальшого удосконалення й становить головну мету даної праці.

Уникаючи ризику перетворити пропоновану статтю на розлогу монографію, ми скрізь, де це можливо, без зайвих коментарів та роз'яснень використовуємо загальноприйняті позначення; з цієї ж причини, не маючи можливості детально коментувати використані у статті результати, намагаємося компенсувати цю вимушену ваду детальними посиланнями й відсилаємо зацікавленого читача до попереднього ознайомлення з працями Сідхартха та цитованою там літературою.

На завершення цих вступних зауважень варто ще раз наголосити на тому, що опрацюванню цих і досі відкритих проблем значну частину свого життя присвятили такі видатні постаті сучасної фізики, як Фоккер та Тетраде, Дірак, Уілер та Фейнман, Юкава й багатобагато інших.

2. Голістичний Всесвіт Сідхартха. Кварки

У цьому розділі стисло обговорюються, згідно з викладеною у вступі ідеологією, певні аспекти голістичної концепції Сідхартха, що містяться в основному у працях [9, 19, 20] і суть складовою вражаючого за своїми масштабами опрацьованого ним неконвенціонального підходу до пошуку взаємозв'язків поміж ніяк не пов'язаними на сьогодні фундаментальними фізичними теоріями, відтак й до спроби закладення підвалин майбутньої цілісної фізичної картини Світу (достатньо для попереднього ознайомлення проглянути роботи [12-33]). Вибір обговорюваних аспектів продиктований можливістю подальшого розвитку результатів, отриманих у межах формалізмів, в опрацюванні яких брав участь й один з авторів (див. [1] та цитовану там літературу). Отже, почнемо за давньою традицією «ab ovo», тобто з кварків. Серед інших загадкових властивостей кварків є їх дробовий заряд, і, як зауважив Салам [34], жодних теоретичних аргументів на сьогодні «ad hoc» для пояснення цієї властивості не існує. Втім, Сідхартхові вдалося запропонувати певне пояснення дробовості електричного заряду кварка. Вказавши на те, що метрика Кера—Ньюмена для електрона випливає з лінеаризованої версії загальної теорії відносності (ЗТВ) [35-37], Сідхартх починає з добре відомого співвідношення [38]:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu},$$

$$h_{\mu\nu} = \int \frac{4T_{\mu\nu}(t - |\vec{x} - \vec{x}\,'|, \vec{x}\,')}{|\vec{x} - \vec{x}\,'|}\, d^3x', \qquad (1)$$

де фігурують загальноприйняті позначення. Використовуючи далі свої ж результати [35], для відстаней більших за граничні, якими вважається комптонівська довжина, й без урахування квантово-механічного спінового внеску, Сідхартх дістає для електростатичного потенціалу [20]:

$$\frac{ee'}{r} = A_0 \approx \frac{2\hbar}{r} \int \eta_{\mu\nu} \frac{d}{d\tau} T_{\mu\nu}\, d^3x', \qquad (2)$$

де e' — пробний заряд, й до того ж береться до уваги добре відоме співвідношення для електромагнітної та гравітаційної взаємодії, а саме

$$\frac{e^2}{m^2} \sim 10^{40}. \qquad (3)$$

Однак виявляється, що, як це було показано в [35], для граничних та близьких до граничних відстаней рівняння (1) набуває вигляду

$$\begin{aligned} &4\eta^{\mu\nu} \int \frac{4T_{\mu\nu}(t, \vec{x}\,')}{|\vec{x} - \vec{x}\,'|}\, d^3x' + \\ &+ (\text{незалежні від } \vec{x} \text{ члени}) + \\ &+ 2\eta^{\mu\nu} \int \frac{d^2}{dt^2} T_{\mu\nu}(t, \vec{x}\,') \cdot |\vec{x} - \vec{x}\,'|\, d^3x' + \\ &+ o(|\vec{x} - \vec{x}\,'|^2) \propto -\frac{\alpha}{r} + \beta r. \end{aligned} \qquad (4)$$

Рівняння (4) нагадує стандартний потенціал квантової хромодинаміки (КХД) [39] й це наводить на думку, що на таких масштабах його можна застосувати до квантової моделі. Виникає запитання, по-перше, яким чином з'являється дробовий заряд, й по-друге, як виникає маса? Спочатку зауважимо, що тривимірність простору випливає, як це добре відомо, з двозв'язності або напівцілості спіну [40, 41].

Далі Сідхартх зауважує, що, як уже йшлося [37], ця суттєва квантово-механічна спірна характеристика зобов'язана тому, що усередині комптонівських розмірів електрона домінують відповідальні за негативну енергію компоненти 4-спінора Дірака, у той час як зовні навпаки — домінують компоненти, що описують позитивну енергію. Це теж можна було зауважити, аналізуючи наведену вище метрику Кера—Ньюмена для електрона. Хоч як би там було, наближаючись до комптонівських довжин, враховуємо тільки негативні компоненти та спінорні, отже й тривимірні властивості зникають [42, 43]. Тобто фактично ми розглядаємо одновимірну квантово-механічну задачу. Незалежним напрямом підтвердження цього, що заслуговує на особливу увагу, є те, що аналогічна квантово-механічна поведінка з характерною низькою розмірністю спостерігається для нанотрубок [44, 45]. Тепер повернімося до потенціалу (2), але вже записаного для випадку одно- чи двовимірного простору. Використаємо також добре відомий факт [46], що в (2) та (4) кожний з T_{ij} дорівнює $\varepsilon/3$, де ε — густина енергії. Отже, з (2) випливає, що у двовимірному просторі частинка матиме заряд $2e/3$, а в одновимірному $e/3$, як це й має місце для кварків. Звідси ж випливає й неможливість експериментального, тобто тривимірного спостереження фактів, що «існують» лише в одно- та двовимірних просторах!

Наявність маси у цих дробовозаряджених частинок згідно з Сідхартховою інтерпретацією можна пояснити у такий спосіб. Щоб мати можливість порівнювати висновки з наявними у літературі, покладемо $c=\hbar=1$ та введемо фактор $1/m$ (завдяки наявності в наведених нами виразах множника $\frac{\hbar^2}{2m}$), тоді потенціал (4) матиме вигляд

$$\frac{4}{m}\eta^{\mu\nu}\int\frac{T_{\mu\nu}}{r}\,d^3x+ + 2m\eta^{\mu\nu}\int T_{\mu\nu}r\,d^3x\equiv-\frac{\alpha}{r}+\beta r. \qquad (5)$$

З урахуванням добре відомого співвідношення

$$m=\int T^{00}\,d^3x$$

після нескладних обчислень та оцінок з (5) випливає, що для комптонівського масштабу довжин $r\sim 1/m_e$ (в прийнятих одиницях). Отже, згідно з (2) (див. також [36]), можна вивести, що

$$\frac{e^2}{r}=2m_e\int\eta^{\mu\nu}\frac{T_{\mu\nu}}{r}d^3x, \qquad (6)$$

де m_e — маса електрона. Однак для кваркових масштабів e^2 в одиницях, які ми використовуємо, слід замінити на $e^2/10=1/1370\sim 10^{-3}$. Отже (6) набуває вигляду

$$\frac{10^{-3}}{r}=2m_e\int\eta^{\mu\nu}\frac{T_{\mu\nu}}{r}\,d^3x$$

або

$$\frac{\alpha}{r}\sim\frac{1}{r}\approx 2\cdot 10^3\frac{e^2}{r}=2m_e\int\eta^{\mu\nu}\frac{T_{\mu\nu}}{r}\,d^3x. \qquad (7)$$

Із порівняння (7) з потенціалом (6) випливає, що дробовозаряджені частинки, які ми ідентифікуємо з кварками, мають масу порядку $10^3 m_e$.

В роботі [20] Сідхартх розглядає й інші властивості змодельованих у такий спосіб частинок й демонструє їх більш ніж задовільну відповідність висновкам КХД. Ці результати свідчать про потребу подальшого ґрунтовнішого опрацювання такого підходу, про що йтиметься у наступних розділах.

3. Голістичний Всесвіт Сідхартха. Космологія

Коротко проаналізуємо суттєві для нашого розгляду аспекти голістичної космології Сідхартха, що досить детально описана в [1, 47]. У цій моделі N — число елементарних частинок у Всесвіті, як правило піонів, — є, по суті, єдиним крупномасштабним космологічним параметром, у той час як широковідомі мікроскопічні константи [48], власне $\hbar, c, e$, розглядаються як додаткові параметри.

Припускається, що у дусі космології Пріґожина [49, 50] з нульового фонового поля стохастично породжуються частинки, переважно піони, й це відбувається у просторово-часовому інтервалі (l,τ), де l та τ — комптонівська довжина хвилі та комптонівський час піона, відповідно. Підґрунтям для цього є факт, що густина енергії флуктуацій нульового фонового поля для області розміром λ дорівнює $\hbar c/\lambda^4$. Отже, якщо $\lambda\sim$ комптонівській довжині хвилі l, то енергія народженої частинки $\sim mc^2$, де m — маса піона. Таким чином, маса Всесвіту

$$M=Nm,$$

що може бути справді так, оскільки $N\sim 10^{80}$. Далі використовується добре відоме співвідношення [51]

$$R=\frac{GM}{c^2},$$

де R — радіус Всесвіту. І знову це величина, яка відповідає наявним на сьогодні доступним для спостережень значенням. Наступним кроком є використання того, що для задання числа N частинок у будь-який час стохастично породжується $\sqrt{N}$ частинок, тобто якщо τ — найменший допустимий проміжок часу, то

$$\frac{dN}{dt}=\frac{\sqrt{N}}{\tau}=\frac{mc^2}{\hbar}\sqrt{N}; \qquad (8)$$

інтегруючи (8) від $t=0$, $N=0$ до сучасної епохи, дістаємо

$$\sqrt{N}=\frac{2mc^2}{\hbar}T, \qquad (9)$$

що теж дає прийнятний вік Всесвіту, власне 10^{17} секунд.

Було також показано, що стала Габла обчислюється за формулою

$$H = \frac{Gm^3c}{\hbar^2},$$

що у свою чергу узгоджується з іншими міркуваннями [35, 47]. Таким чином, отримуємо

$$m = \left(\frac{\hbar^2 H}{Gc}\right)^{1/3}. \quad (10)$$

Співвідношення (10) цікаве тим, що воно зв'язує, як зазначив С. Вайнберг, масу піона зі сталою Габла. І якщо раніше це був просто емпіричний факт, то у контексті такого підходу він дістає теоретичне обґрунтування. Космологічна стала Λ цілком задовільно характеризує співвідношення

$$\Lambda \leq H^2.$$

Пропонована модель передбачає Всесвіт, що розширюється, ймовірно, з прискоренням. Ну а цей факт, як добре відомо, підтверджується незалежними спостереженнями цілком різних міжнародних проектів.

Підхід Сідхартха містить ще багато цікавих своїм евристичним характером моментів [20].

4. Голістичний Всесвіт Сідхартха. ПІ формалізми

Розглянуті аспекти Сідхартхової глобальної картини Всесвіту переконливо узгоджуються з усією сукупністю найістотніших спостережуваних параметрів і, відкриваючи шлях до подальшої деталізації, спонукають опрацьовувати конкретні математичні формалізми. Під час попереднього ознайомлення з обговорюваним підходом може скластися хибне враження, що застосування того чи іншого формалізму має штучний, власне «ad hoc», характер, що дає змогу, довільно залучаючи відповідний математичний апарат, діставати бажані для остаточної інтерпретації параметри, близькі або вражаюче тотожні спостережуваним. І хоча формальна межа застосовності загальноприйнятних квантових й класичних описів ніби пролягає через комптонівські час та довжину, все ж залишається достатня для конструктивної критики невизначеність принципів відбору формалізмів з надмірною кількістю нічим не обмежених вільних параметрів. На даному етапі видається завчасним надто детальне обговорення достатньо переконливих підстав для такого вибору — ці питання, на нашу думку, все ще цілковито залишаються у царині метатеорії. Сказане стосується, можливо, цілої низки критеріїв, за винятком одного — вимоги ПІ, застосованого для опису формалізму. Враховуючи енергетичний спектр — маємо справу зі Всесвітом — жодних штучних обмежень на швидкості не існує. Це стосується як допланківських, так і макроскопічних масштабів і не залежить від того, чи обираємо квантово-механічну картину, чи з огляду на крупномасштабність для певної епохи домінуватиме класичне наближення. В цілому ж сама постановка задачі диктує необхідність ПІ застосовного математичного формалізму. Умови ПІ опису фізичної системи викладені у Додатку І. Для ПІ опису однієї з версій проаналізованої в попередньому розділі Сідхартхової моделі Всесвіту як системи N частинок для відповідної епохи безпосередньо може бути застосований підхід, опрацьований одним з авторів [1]. У даній роботі пропонується подальший розвиток цього підходу та його застосування до обговорюваних проблем. Наразі ми обмежуємося математичним аспектом цього підходу й доведенням необхідних у подальшому тверджень. На початкових стадіях еволюції Всесвіту у моделі Сідхартха його можна розглядати як замкнену систему, де застосовний релятивістичний аналог теореми про віріал (з відповідними переформулюваннями згідно з умовами, що сформульовані в Додатку І). Формально така ж версія опису взаємодії N частинок може бути застосовна для довільних підсистем — сукупності Метагалактик, зоряних скупчень тощо, й навіть для експериментів у Сонячній системі — достатньо обмежитися певними відповідними для кожної ситуації порядками розкладу розв'язків рівнянь руху одночасової («ньютонової») форми динаміки релятивістичної теорії прямої взаємодії (РТПВ-1). Перевагою пропонованого підходу порівняно зі стандартними процедурами побудови наближених розв'язків метричних теорій гравітації є не тільки вказана зручність вибору для певної моделі достатнього порядку наближення, а й той факт, що *ПІ опису забезпечується і у зоні взаємодії.* Термін «наближення» означає, що розв'язок має вигляд збіжного ряду і в цьому сенсі є точним у застосуванні, зокрема й до голістичного Всесвіту Сідхартха в цілому. Для опису його скінченних підмножин потрібна попередня процедура оцінки достатнього порядку наближення такого виразу у вигляді ряду для релятивістичної «густини сил» [1]:

$$\mu_a^i = \sum_{p=0}^{\infty} \mu_a^i\{p\}. \qquad (11)$$

У Додатку II сформульовані необхідні та достатні умови ПІ для (11), там також як приклад конкретного застосування наведена версія формалізму, достатня для експериментів у Сонячній системі. Доведення необхідності та достатності ПІ опису в межах обговорюваного підходу міститься у Додатку III.

Найсуттєвішим моментом цього розділу буде з'ясування можливостей переходу до гамільтонового опису у межах обговорюваної моделі ПІ взаємодії, що дає змогу застосувати відповідно переформульовані квантово-механічні формалізми. Це можна здійснити різними шляхами [1-4], головним питанням є вибір функціоналу дії. У нашому підході це здійснюється у такий спосіб (детальніше див. [54] та цитовану там літературу): записуємо дію Фоккера в найзагальнішому вигляді

$$S = -\sum_a m_a \int dS_a - \\ -\frac{1}{2}\sum_a \sum_b \int\int d\lambda_a d\lambda_b \Lambda_{ab}, \qquad (12)$$

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 у [54,55].

У літературі наводяться також більш загальні, ніж (12), вирази, що містять потрійні й т. д. інтеграли [54], які вказують на можливість участі в елементарному акті взаємодії більш ніж двох частинок. Для потреб обговорення достатньо обмежитися дією Фоккера зі структурою (12). Нескінченні межі інтегрування явно не зазначаються [1]. Дія Фоккера є параметрично інваріантною для системи частинок, які взаємодіють за допомогою двочастинкових сил, що означає інваріантність дії стосовно перетворень

$$\lambda_a \to \lambda_a' = \lambda_a'(\lambda_a).$$

Внаслідок подвійного сумування в структурі (12) можна припустити без втрати загальності, що функція Λ_{ab} — пуанкаре-інваріантна функція, тож теорія, яка розглядається, є релятивістичною.

Рівняння руху визначаються принципом дії Фоккера [2, 3]. З пуанкаре-інваріантності дії (12) випливає, що варіація $\delta S \equiv 0$ при варіаціях світових ліній частинок $x_a^\mu \to x_a^\mu + \delta x_a^\mu$, які індукуються інфінітізімальними перетвореннями групи Пуанкаре (див. Додаток I).

Для прагматичнішого осмислення цього формалізму варто усвідомлювати, що РТПВ фоккерівського типу доцільно розглядати у вигляді трьох складових [1-4]:

- Постулювання фоккерівської дії й виведення з неї рівнянь руху частинок, що певним чином взаємодіють; 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 поглинача).

Складові мають різний ступінь складності для різних взаємодій: електромагнітної, гравітаційної та скалярної [9].

З'ясувалося, що найзручнішими для слабкорелятивістських рухів є вже розглянуті [1] формулювання РТПВ, а фоккерівське — в наближенні слабкого поля для ультрарелятивістського випадку. Феноменологічний підхід у

[1] У коректнішому викладенні принципу дії Фоккера здійснюється граничний перехід, в якому межі інтегрування прямують до нескінченності [3].

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 ньютоновій константі k має вигляд:

$$S = -\sum_a m_a \int dS_a + \frac{4\pi k \xi_1}{2} \iint T^{\alpha\beta}(x) \times \times \overline{G}_{\alpha\beta\mu\nu}(x,x') T^{\mu\nu}(x') \times \times \sqrt{-\overset{0}{g}(x)}\sqrt{-\overset{0}{g}(x')}\, d^4x\, d^4x' - -\frac{\xi_2}{2}\sum_{a\neq b}\sum e_a e_b \iint \delta(S^2(a,b))\, \overset{0}{g}_{\alpha\beta}\, dx_a^\alpha dx_b^\beta + +\frac{\xi_3}{2}\sum_{\alpha\neq\beta}\sum g_a g_b \iint 4\pi \overline{G}(x_a, x_b)\, dS_a\, dS_b, \tag{13}$$

де ξ_1, ξ_2, ξ_3 — параметри формалізму; $\overline{G}_{\alpha\beta\mu\nu}(x,x')$ — 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;

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

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

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

— симетрична за часом функція Гріна, що задовольняє неоднорідне рівняння Клейна—Фока. Метричні тензори енергії-імпульсу, що фігурують у (13), дістаємо шляхом варіювання вільної дії:

$$-\sum_a m_a \int \delta(dS_a) = = -\frac{1}{2}\int T^{\alpha\beta}(x)\, \delta \overset{0}{g}_{\alpha\beta}(x) \sqrt{-\overset{0}{g}(x)}\, d^4x \equiv \equiv -\frac{1}{2}\int \tau^{\alpha\beta}(x)\, \delta \overset{0}{g}_{\alpha\beta}(x)\, d^4x;$$

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

Як бачимо, в такому вигляді маємо «чисто» фоккерівське формулювання, одним із 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 (13).

У пропонованому підході, з другого 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 [56]:

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

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

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

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

де δ — функція Дірака, θ — функція Хевісайда.

5. Висновки

Викладені у попередньому розділі результати, що грунтуються на досить широко цитованих фундаментальних працях та на власних опрацюваннях авторів, становлять достатньо завершені формалізми й можуть бути застосовні для створення окремих конкретних схем обчислень та обрахування можливих ефектів, фактично без суттєвих поправок в макроскопічних масштабах. На відміну від макроскопічних, у разі наближення до планківських довжин необхідні квантові формалізми. Дотримуючись викладеної у «Вступі» стратегії, необхідно усі переваги формалізмів різних форм РТПВ «перекласти» на мову квантової механіки, застосовуючи певний алгоритм, або як це назвав Дірак, процедуру [Н]: «Щоб дістати загальний формалізм..., на мою думку, не можна жодним чином скоротити процедуру, пов'язану з отриманням з інтеграла дії, який ми вже маємо, лагранжіана, з переходом від лагранжіана до гамільтоніана і потім уже з переходом від гамільтоніана до квантової теорії». Враховувати різні форми взаємодії в квантовій системі взаємодіючих частинок зручно методами теорії збурень.

Стосовно власне теми даної статті — голістичної концепції Сідхартха — усі необхідні переходи від комптонівських масштабів до космологічних та обов'язково у зворотному напрямку, як того вимагає голістичність підходу, у квантово-механічному контексті поєднуються лише тим, що усі вони перебувають на межі, а інколи за межею застосовності теорії збурень, за дещо перефразованим влучним висловом Д. Р. Яфаєва, редактора російського перекладу чудової монографії Х. Цикона, Р. Фрезе, В. Кірша, Б. Саймона [53].

Отже проблема полягає не лише в обґрунтуванні застосовності тонкощів класичного квантово-механічного опису, що, як видно з попереднього зауваження, є складною процедурою, а насамперед у забезпеченні його пуанкаре-інваріантності. Це і є ті процедури, які ми повинні опрацьовувати.

Додаток І. Умови пуанкаре-інваріантності опису фізичної системи

Розглянемо алгебру Лі групи Пуанкаре. Нехай G_r — r-параметрична група Лі точкових перетворень простору Мінковського M_4 з параметрами λ^α, [1–3]

$$x^\mu \to x'^\mu = \varphi^\mu(x,\lambda);$$
$$x = \{x^\mu\} = \{ct, r\}, \quad \mu = 0,1,2,3, \qquad (14)$$
$$\lambda = \{\lambda^\alpha\}, \quad \alpha = 1,\ldots,r.$$

Інфінітізімальні перетворення

$$x'^\mu = x^\mu + \delta x^\mu = x^\mu + \xi^\mu_\alpha(x)\delta\lambda^\alpha + o(\delta\lambda)$$

визначаються генераторами перетворень (5) (дотичними векторними полями):

$$X_\alpha = \xi^\mu_\alpha(x)\frac{\partial}{\partial x^\mu};$$

$$\xi^\mu_\alpha(x) = \frac{\partial\varphi^\mu(x,\mu)}{\partial\lambda^\alpha}\Big|_{\lambda=0},$$

які задовольняють комутаційним співвідношенням

$$[X_\alpha, X_\beta] = c^\gamma_{\alpha\beta}X_\gamma \qquad (15)$$

або

$$\xi^\mu_\alpha\frac{\partial\xi^\nu_\beta}{\partial x^\mu} - \xi^\mu_\beta\frac{\partial\xi^\nu_\alpha}{\partial x^\mu} = c^\gamma_{\alpha\beta}\xi^\nu_\gamma,$$

де $c^\gamma_{\alpha\beta}$ — 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

$$X^T_0 = -\frac{\partial}{\partial t}; \quad X^T_j = -\frac{\partial}{\partial x^j};$$
$$X^R_j = -\epsilon_{jki}x^k\frac{\partial}{\partial x_i};$$
$$X^L_j = -x_j\frac{\partial}{\partial t} - t\frac{\partial}{\partial x^j},$$

де ϵ_{jki} — символи Леві–Чівіти. Використовується система одиниць, в якій $c = h = 1$.

Для алгебри Лі групи Пуанкаре дістанемо такі переставні співвідношення:

$$[X^T_i, X^T_0] = 0; \; [X^R_j, X^T_0] = 0;$$
$$[X^T_i, X^T_j] = 0; \; [X^R_i, X^T_j] = \epsilon_{jki}X^T_k;$$
$$[X^R_i, X^R_j] = \epsilon_{jki}X^R_k; \qquad (16)$$
$$[X^R_i, X^L_j] = \epsilon_{jki}X^L_k; [X^L_i, X^T_0] = X^T_i;$$
$$[X^L_i, X^T_j] = \delta_{ij}X^T_0; \; [X^L_i, X^L_j] = -\epsilon_{ijk}X^R_k.$$

Щоб сформулювати умови Пуанкаре-інваріантності одночасного описування релятивістичної системи частинок зі світовими лініями $x_a(t)$, необхідно побудувати представлення групи Пуанкаре, яке діє в деякому просторі станів цієї системи (конфігураційному, або фазовому). При цьому трьом основним формалізмам (лагранжевому, ньютоновому й гамільтоновому) відповідають три можливості:

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

$$\overset{\sigma}{x} = \{\overset{\sigma}{x}_a\}, \quad x_a = 1,\ldots,N,$$
$$\overset{1}{x}_a = \dot{x}_a, \quad \overset{\sigma}{x}_a = \frac{\partial^\sigma x}{\partial t^\sigma};$$

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 $q=\{q_a^i\}$, $p=\{p_{ai}\}$, $a=1,\ldots,N$; $i=1,2,3$ — канонічні координати та імпульси частинок.

Розглянемо представлення групи Пуанкаре в конфігураційних змінних системи частинок. Генератори групи перетворень G_r в E запишемо у вигляді

$$X_a=\omega_a\frac{\partial}{\partial t}+\sum_{a=1}^{N}\sum_{\sigma=0}^{\infty}\xi_{\alpha a}^{(\sigma)i}\frac{\partial}{\partial^\sigma x_a^i},\ \alpha=1,...,r. \tag{17}$$

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

$$t'=t+\omega_a\delta\lambda^\alpha,$$

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

Для груп просторових трансляцій ($\alpha\equiv T_j$) та поворотів ($\alpha\equiv R_j$), що не стосуються змінної ($t\omega_0=0$), дістанемо

$$X_j^T=-\sum\frac{\partial}{\partial x_a^j};$$

$$X_j^R=-\epsilon_{jki}\sum\sum\overset{\sigma}{x}{}_a^k\frac{\partial}{\partial\overset{\sigma}{x}_{ai}}. \tag{18}$$

Для генераторів бусту знаходимо

$$X_j^L=\sum_\alpha\sum_{\sigma=0}^{\infty}\left[\frac{d^\sigma}{dt^\sigma}(-t\delta_{jk}+\nu_{\alpha k}x_{\alpha j})\right]\frac{\partial}{\partial\overset{\sigma}{x}_{\alpha k}}. \tag{19}$$

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

$$X_0^T=\sum_{a=1}^{N}\sum_{\sigma=0}^{\infty}\overset{\sigma+1}{x}{}_a^k\frac{\partial}{\partial\overset{\sigma}{x}{}_k^a}=\frac{d}{dt}-\frac{\partial}{\partial t}. \tag{20}$$

Виконуючи безпосередні розрахунки неважко пересвідчитися, що генератори (18), (19) та (20) утворюють базис алгебри АР, тобто задовольняють співвідношення (16).

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

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

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

$$\dot{q}^m=\frac{\partial H}{\partial p_m};\quad\dot{p}_m=\frac{\partial H}{\partial q_m}. \tag{21}$$

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

$$\xi_\alpha^m=-\frac{\partial Y_\alpha}{\partial p_m};\quad\eta_\alpha^m=\frac{\partial Y_\alpha}{\partial q_m}.$$

Оператори X_α можна записати у вигляді

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

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

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

є дужкою Пуассона. Зі співвідношень (15) для канонічних генераторів Y_α випливають класичні переставні співвідношення (в термінах дужок Пуассона):

$$\{Y_\alpha,Y_\beta\}=c_{\alpha\beta}^\gamma Y_\gamma+d_{\alpha\beta},\quad\alpha,\beta=1,...,r, \tag{22}$$

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

Для того, щоб генеровані функціями Y_α-перетворення були симетріями рівнянь Гамільтона (21), достатньо (й за незначних передумов, викладених у [2], необхідно), щоб Y_α були інтегралами руху, тобто задовольняли співвідношення

$$\frac{\partial Y_\alpha}{\partial t}+\{Y_\alpha,H\}=0.$$

Для групи Пуанкаре, не втрачаючи загальності, можна покласти $d_{\alpha\beta}=0$ для всіх α та β. Тоді співвідношення (22) для групи P набудуть вигляду:

$$\begin{gathered}\{P_i,H\}=0,\ \{J_i,H\}=0,\ \{P_i,P_j\}=0,\\ \{J_i,P_j\}=\epsilon_{jki}P_k,\ \{J_i,J_j\}=\epsilon_{jki}J_k,\\ \{J_i,K_j\}=\epsilon_{jki}K_k,\\ \{K_i,H\}=P_i,\ \{K_i,P_j\}=\sigma_{ij}H,\end{gathered} \tag{23}$$

$$\{K_i, K_j\} = -\epsilon_{jki} J_k,$$

де прийняті такі позначення:

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

У разі заміни в (23) канонічних операторів ермітовими операторами — генераторами унітарних перетворень, а дужок Пуассона — комутаторами (помноженими на $-i/\hbar$), дістанемо комутаційні співвідношення, що лежить в основі квантової релятивістичної гамільтонової теорії. Вперше сформульована Діраком [11] задача побудови гамільтонового опису релятивістичних взаємодіючих частинок полягає у віднайденні набору десяти канонічних унітарних генераторів групи Пуанкаре як розв'язків відповідних переставних співвідношень типу (23). 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 [1,2], в яких можна знайти й вичерпну бібліографію.

Застосування ньютонового формалізму в РТПВ зумовлює її формулювання як «предикативна (передбачувальна) механіка». Вживання цього терміна зумовлене 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 зазначеного напряму розвитку РТПВ перед іншими. Це дає можливість розвивати його за аналогією з прекрасно розробленим апаратом класичної механіки. Побудова предикативної механіки почалася з праць Каррі та Хілла [5,6], де для початкових (фізичних) координат частинок x_a^i задавалися рівняння руху ньютонівського типу:

$$\begin{aligned} &\ddot{x}_a^i - \mu_a^i(x, \dot{x}, t) = 0; \\ &x = \{x_b^i(t)\}; \ \dot{x} = \{\dot{x}_b^i(t)\}. \end{aligned} \tag{24}$$

Вимога пуанкаре-інваріантності означає, що в системі рівнянь (29) у конфігураційному просторі системи частинок діє представлення групи Пуанкаре з генераторами (17). Ця умова виражається рівністю:

$$X_a \left[\ddot{x}_a^i - \mu_a^i(x, \dot{x}, t)\right] |_\mu = 0, \tag{25}$$

де символ $|_\mu$ вказує, що вираз (25) належить обчислювати з урахуванням рівнянь (24). Підставляючи в (25) вирази (18) – (20), дістаємо для функцій систему рівнянь:

$$\frac{\partial \mu_a^i}{\partial t} = 0; \quad \sum \frac{\partial \mu_a^i}{\partial x_b^j} = 0; \tag{26}$$

$$\sum_b \epsilon_{jkl} \left(x_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial x_b^l} + \dot{x}_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^l} \right) = \epsilon_{jni} \mu_a^n; \tag{27}$$

$$\sum_b \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^j} + \frac{1}{c^2} \sum_b \left[r_{ab}^j \left(\dot{x}_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial x_b^k} + \mu_b^k \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^k} \right) - -\dot{x}_b^k \dot{x}_b^j \frac{\partial \mu_a^i}{\partial \dot{x}_b^k} \right] + \frac{1}{c^2} \sum_b \{2\mu_a^i \dot{x}_b^j + \mu_a^j \dot{x}_b^j\} = 0. \tag{28}$$

Згідно з (26) та (27) μ_a^i функції мають бути трансляційно інваріантними (тобто містити лише відносні координати частинок $r_{ab} = x_a^i - x_b^i$), незалежними від часу компонентами 3-векторів. Ці умови стосуються як релятивістичних, так і нерелятивістичних рівнянь руху. Рівняння (28) відомі як рівняння Каррі—Хілла. Вони виражають умови форм-інваріантності рівнянь (24) стосовно перетворень Лоренца (з перерахунком до нової одночасності). Вперше ці умови були знайдені Каррі [5] й, незалежно, Хіллом [6] як необхідні умови ПІ системи (24). Згодом Белль встановив їх достатність [7]. Основні труднощі цього підходу зумовлюються нелінійністю системи (28), що порушує принцип лінійної суперпозиції релятивістичних «сил» μ_a. Це стало причиною того, що й досі не вдалося віднайти точні фізично осмислені розв'язки рівнянь Каррі—Хілла. Винятком є результати роботи [1] та цитовані там отримані раніше результати.

Додаток II. ПІ формулювання взаємодії у РТВП-1

Наведемо приклади побудови розв'язків у формі ряду (11) за умов, сформульованих у четвертому розділі. На основі відомих віріальних співвідношень класичної механіки й відповідних тверджень одночасових форм РТПВ [21] для кожного порядку постньютонівського

(ПН) наближення існують стандартні оцінки порядку середніх значень змінних та їх похідних. Виявляється, що для всіх порядків члени розкладу (57) зручно шукати у вигляді [1]:

$$\mu_a^i = \sum_{q=0}^{p} \overset{2(p-q)}{\mu}_{q+2}, \tag{29}$$

де $\overset{n}{\mu}_k$ — функція степеня n по v й k по $r_{ab}^{-1} = (x^i_{ab}, x_{abi})^{-\frac{1}{2}}$; $v = \dot{r}(t)$; $x^i_{ab} = x^i_a - x^i_b$.

Введемо такі операторні позначення:

$$\begin{aligned}
\alpha_1^j &= \sum_b \delta^{kj} \frac{\partial}{\partial v_b^k},\\
\alpha_2^j &= -2v_a^j \sum_b v_b^k v_b^j \frac{\partial}{\partial v_b^k} + \sum_b v_b^k x_{ba}^j \frac{\partial}{\partial x_b^k},\\
\alpha_3^j &= \sum_{p=0}^{\infty}\{p\} = \sum_b x_{ba}^j \mu_b^k \{p\} \frac{\partial}{\partial v_b^k},\\
\alpha_4^i &= -v_a^i.
\end{aligned} \tag{30}$$

Тоді рівняння Каррі–Хілла (28) набувають компактного вигляду:

$$\sum_{l=1}^{3} \alpha_l^j \mu_a^i + \alpha_4^j \mu_a^j = 0. \tag{31}$$

Необхідні й достатні умови того, щоб сконструйовані описаним способом розв'язки задовольняли останнє рівняння, сформульовані в [1] й мають вигляд:

$$\begin{aligned}
&\alpha_1^j \mu_a^i \{p+1\} + \alpha_2^j \mu_a^i \{p\} +\\
&+ \sum_{k=0}^{p} \alpha_3^j \mu_a^i \{p-k\} + \alpha_4^i \mu_a^j \{p\} = 0.
\end{aligned} \tag{32}$$

Це дає можливість не зважати на відсутність явного вигляду розв'язку умов Каррі—Хілла та будувати наближені ПІ рівняння руху частинок в довільному порядку ПН-наближень. Застосовуючи всі можливі комбінації степенів ν та r_{ab}^{-1}, природним чином дістаємо у вигляді коефіцієнтів в сумах для кожного значення p власний набір вільних параметрів формалізму. Довільність вибору параметрів анулюється накладанням конкретних фізичних обмежень – такий підхід до моделювання гравітаційної взаємодії (у відповідних ПН-наближеннях) за цілком певних значень вільних параметрів містить у собі висновки різних ТГ, в тому числі й ЗТВ [1, 52].

Достатніми для експериментів у Сонячній системі є наближення $p = 0; 1$. При цьому:

$$\overset{0^i}{\mu}_{2a} = \sum_{b\neq a} \frac{m_b x^i_{ab}}{r^3_{ab}},$$

$$\begin{aligned}
\overset{2^i}{\mu}_{2a} = \sum_{b\neq a} \frac{m_b}{r^3_{ab}} [x^i_{ab}[b_1(\vec{v}_a)^2 + b_2(\vec{v}_a)^2 + b_3(\vec{v}_a\vec{v}_b) +\\
+ b_4 \frac{(\vec{r}_{ab}\vec{v}_a)^2}{r^2_{ab}} + b_5 \frac{(\vec{r}_{ab}\vec{v}_b)^2}{r^2_{ab}} + b_6 \frac{(\vec{r}_{ab}\vec{v}_a)(\vec{r}_{ab}\vec{v}_b)}{r^2_{ab}}] +\\
+ v^i_a[c_1(\vec{v}_a\vec{r}_{ab}) + c_2(\vec{v}_b\vec{r}_{ab})] +\\
+ v^i_b[d_1(\vec{v}_a\vec{r}_{ab}) + d_2(\vec{v}_b\vec{r}_{ab})]],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\overset{0^i}{\mu}_{3a} = \sum_{b\neq a} \frac{m_b}{r_{ab}} x^i_{ab} [a_1 \frac{m_a}{r_{ab}} + a_2 \frac{m_b}{r_{ab}} + a_3 \sum_{c\neq a,b} \frac{m_c}{r_{bc}} +\\
+ a_4 \sum_{c\neq a,b} \frac{m_c}{r_{ac}} + a_5 \sum_{c\neq a,b} m_c \frac{(\vec{r}_{ab}\vec{r}_{bc})}{r^3_{bc}} +\\
+ a_6 \sum_{c\neq a,b} m_c \frac{(\vec{r}_{bc}\vec{r}_{ac})}{r^3_{ac}}] + \sum_{b\neq a} \frac{m_b}{r_{ab}} [a_7 \sum_{c\neq a,b} \frac{m_c x^i_{bc}}{r^3_{bc}} +\\
+ a_8 \sum_{c\neq a,b} \frac{m_b x^i_{ac}}{r^2_{ab} r_{ac}} + a_9 \sum_{c\neq a,b} \frac{m_c x^i_{bc}}{r^2_{ab} r_{bc}} +\\
+ x^i_{ab}[a_{10} \sum_{c\neq a,b} \frac{m_c(\vec{r}_{ab}\vec{r}_{ac})}{r^4_{ab} r_{ac}} + a_{11} \sum_{c\neq a,b} \frac{m_c(\vec{r}_{ab}\vec{r}_{bc})}{r^4_{ab} r_{bc}}]].
\end{aligned}$$

Додаток III. Доведення необхідності та достатності умов ПІ формулювання взаємодії у РТВП-1

Для членів розкладу (11) у формі (29) для опису узагальненої ПІ взаємодії використовуватимемо для спрощення та стислості викладення (це не має принципового значення) позначення (30). Тоді, очевидно, й відповідне рівняння Каррі—Хілла матиме вигляд (31), а необхідні й достатні умови того, що узагальнені розв'язки, які поширюються у нашому підході й на розширене гамільтонове переформулювання формалізму, будуть аналогічними до (32). Необхідність виконання цих умов випливає з того, що відповідні узагальнені рівняння Каррі—Хілла мають задовольнятися для довільного порядку узагальнених *v* та *r*, як того вимагає розклад типу (29). Беручи до уваги узагальнену побудову, аналогічно до (29), та підставляючи (11) в узагальнене рівняння (31), після обчислень дістаємо низку рекурентних співвідношень типу (32). Для доведення достатності умов у формі (32) позначимо ліву частину (32) $\alpha\{p\}$ та обчислимо суму $\sum_{p=0}^{\infty}\alpha\{p\}$. При цьому, беручи до уваги форму нульового члена $\alpha_1^j\mu^i\{0\}$ й використовуючи при обчисленні властивості операторів типу (30), переконуємося шляхом прямого обчислення, що отриманий результат задовольняє узагальнені рівняння (31). Отже необхідність та достатність умов типу (32) доведена.

[1]. *Opanasyuk Yu.* On single-time methods in relativistic gravity dynamics // Condenced Matter Physics. — 1998. - Vol. 1. - No.3 (15). - P. 537-551.

[2]. *Гайда Р. П.* Квазирелятивистские системы взаимодействующих частиц // Физ. ЭЧАЯ. — 1982. — № 13. - Вип. 2. - С. 427-493.

[3]. *Владимиров Ю. С., Турыгин А. Ю.* Теория прямого межчастичного взаимодействия. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 135 с.

[4]. *Dirac P. A. M.* Forms of relativistic dynamics // Rev. Mod. Phys. - 1949. - Vol. 21. - P. 392-399.

[5]. *Currie D. J.* Poincaré-Invariant equations of motion for classical particles // Phys. Rev. — 1969. — Vol. 142. - P. 817-824.

[6]. *Hill R. N.* Instantaneous action-at-a-distance in classical relativistic mechanics // J. Math. Phis. — 1967. — Vol. 8. - P. 201-220.

[7]. *Bel L.* Predictive relativistic mechanics // Ann/Inst. H. Poincaré - 1971. - A 14. - № 3. - P. 189-203.

[8]. *Гайда Р. П., Ключковский Ю. Б., Третяк В. И.* Формы релятивистской динамики в классическом лагранжевом описании системы частиц // Теорет. мат. физ. - 1983. - Т. 55. - С. 88-105.

[9]. *Sidharth B. G.* Instantaneous action at a distance in a holistic Universe. // arXiv:gr-qc/9812003vl.

[10]. *Rohrlich F.* "Classical Charged Particles", Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965.

[11]. *Dirac P. A. M.* "The Principles of Quantum Mechanics", Clarendon Press, Oxford, 1958.

[12]. *Wheeler J. A. and Feynman R. P.* Rev. Mod. Phys., 17, 1945, p. 157.

[13]. *Hoyle F. and Narlikar J. V.* Rev. Mod. Phys., 67 (1) 1995, p. 113.

[14]. *Hoyle F. and Narlikar J. V.* "Lectures on Cosmology and Action at a Distance Electrodynamics", World Scientific, Singapore, 1996.

[15]. *Chubykalo A. E. and Smirnov-Rueda R.* Phys. Rev. E, 53 (5), 1996, p. 5373.

[16]. *Chubykalo A. E. and Smirnov-Rueda R.* Phys. Rev. E,57(3), 1998, p. 1.

[17]. *Bertlmann R. A.* Found. Phys. 20 (10), 1990, p. 1191-1212.

[18]. *Chiao R.* Phys. Lett. A 245, 1998, p. 19.

[19]. *Sidharth B. G.* The Universe of Fluctuations. arXiv: quant-ph/9808031vl.

[20]. *Sidharth B. G.* The Universe of Fluctuations II. arXiv:quant-ph/9901070v 1.

[21]. *Гайда Р. П.* Релятивистская классическая теория прямых взаимодействий частиц в трехмерной формулировке. Диссертация докт. физ.-мат. наук. — Львов, - 1984. - 381 с.

[22]. *Sidharth B. G.* An Ever Expanding Universe? arXiv:gr-qc/9805038.

[23]. *Sidharth B. G.* Space Time Quantization and the Big Bang. arXiv:gr-qc/9806084.

[24]. *Sidharth B. G.* Quantum Mechanical Black Holes: Towards a Unification of Quantum Mechanics and General Relativity. arXiv:quant-ph/9808020.

[25]. *Sidharth B. G.* Low Dimensional Electrons. arXiv:quant-ph/9808054.

[26]. *Sidharth B. G.* Planck Scale to Hubble Scale. arXiv:quant-plV9809032.

[27]. *Sidharth B. G.* The Symmetry Underlying Spin and the Dirac Equation. arXiv:quant-ph/9811032.

[28]. *Sidharth B. G.* Quantum, Chaos and the Universe. arXiv:quant-ph/9811045.

[29]. *Sidharth B. G.* Quantized Space-Time and Time's Arrow. arXiv:quant-plV9811077.

[30]. *Sidharth B. G.* The Symmetry Underlying Spin and the Dirac Equation: FOOTPRINTS of Quantized Space-Time. arXiv:quant-ph/9811084.

[31]. *Sidharth B. G.* Neutrino Mass and an Ever Expanding Universe (an Irreverent Perspective). arXiv:hep-ph/9811304.

[32]. *Sidharth B. G.* Large Scale Structures in the Universe. arXiv:gr-qc/9903053.

[33]. *Popescu S., Rohrlich D.* Action and passion at a distance. arXiv:quant-ph/9605004vl.

[34]. *Salam A.* (1990) "Unification of Fundamental Forces", Cambridge University Press, Cambridge.

[35]. *Sidharth B. G.* (1998) "Universe of Fluctuations", Int. J. of Mod. Phys. A 13(15), pp2599ff.

[36]. *Sidharth B. G.* (1997), Quantum Mechanical Black Holes:Towards a Unification of Quantum Mechanics and General Relativity, Ind. J. Pure & Appl. Phys., 35 (7),456-471.

[37]. *Sidharth B. G.* (1998) Gravitation & Cosmology, 4 (2) (14), 158ff.

[38]. *Misner C. W., Thome K. S. and Wheeler J. A.* (1973), Gravitation. Freeman (San Francisco).

[39]. *Bransden B. H. andJoachain C. J.* (1989) "Quantum Mechanics", Longman, Essex.

[40]. *Wheeler J. A.* (1968)"Superspace and the Nature of Quantum Geometrodynamics", Battelles Rencontres, Lectures, Eds. B. S. De Witt and J. A. Wheeler, Benjamin, New York.

[41]. *Penrose R.* (1971) "Angular Momentum: An approach to combinational space-time"in, "Quantum Theory and Beyond", Ed. Bastin T., Cambridge University press, Cambridge.

[42]. *Sidharth B. G.* (1998) in "Frontiers of Quantum Physics", Eds. Lim S. C, et al, Springer Verlag, Singapore.

[43]. *Sidharth B. G.* "Low Dimensional Electrons"Solid State Physics '98, Department of Atomic Energy, Government of India, Bombay.

[44]. *Dresselhaus M. S.* (1998) Nature 391, 19.

[45]. *Wildoer W. G.* et al (1998) Nature 391, 59.

[46]. *Narlikar J. V.* (1993) "Introduction to Cosmology", Foundation Books, New Delhi.

[47]. *Sidharth B. G.* (1998) International Journal of Theoretical Physics, 37 (4), 1307-1312.

[48]. *Melnikov V. N.* (1994), International Journal of Theoretical Physics, 33 (7), 1569-1579.

[49]. *Gunzig E., et al* (1978) Annalen der Physik, 115, 78.

[50]. *Prigogine I. and Gunzig E.* (1987) Nature 330, 621.

[51]. *Hayakawa S.* (1965), Suppl of PTP Commemmorative Issue, 532-541.

[52]. *Уилл К.* Теория и эксперимент в гравитационной физике / Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1985. - 295 с.

[53]. *Цикон Х., Фрёзе Р., Кирш В., Саймон Б.* Операторы Шредингера с приложениями к квантовой механике и глобальной геометрии / Пер. с англ. А. В. Соболева, Д. Р. Яфаева. - М.: Мир, 1990. - 408 с.

[54]. *Опанасюк Ю. А.* Релятивістичні теорії фоккерівського типу та феноменологічний опис гравітаційної взаємодії // Наукові записки НаУКМА. Фізико-математичні науки. Том 20. — 2002. — С. 26-31.

[55]. *Опанасюк Ю. А.* Інваріантний опис протяжних релятивістичних систем // Наукові записки НаУКМА. Фізико-математичні науки. Том 19. — 2001. - С. 20-30.

[56]. *Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.* Гравитация. Т. 2 / Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 525 с.

Yu. A. Opanasyuk, O. S. Yadlovska

ON SIDHARTH HOLISTIC UNIVERSE

Started from basic concepts of Poìncarè-invariant methods of description of the relativistic action-at-a-distance interactions a short outline of some aspects of Sidharth conception of Instantaneous action-at-a-distance in a holistic Universe is given. B. G. Sidharth considered a quantum theoretic description and cosmology which parallels the Hoyle—Narlicar approach. This leads to a synthesis and justification of the Dirac and Feynmann—Wheeler approaches clarifying the conceptual problems in the process. Connections of these approaches with those of both single-time methods in relativistic dynamics and phenomenological formulation of relativistic action-at-a-distance gravity are discussed.