Я.С. Яцків, О.М. Александров, І.Б. Вавилова,
В.І. Жданов, О.І. Жук, Ю.М. Кудря,
С.Л. Парновський, О.В. Федорова, С.В. Хміль

ЗАГАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ:

ГОРИЗОНТИ ВИПРОБУВАНЬ

Київ – 2013

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Головна астрономічна обсерваторія

МІНІСТЕРСТВО
ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Астрономічна обсерваторія
Київського національного університету
імені Тараса Шевченка
Астрономічна обсерваторія
Одеського національного університету
ім. І.І. Мечникова

Я.С. Яцків, О.М. Александров, І.Б. Вавилова,
В.І. Жданов, О.І. Жук, Ю.М. Кудря,
С.Л. Парновський, О.В. Федорова, С.В. Хміль

ЗАГАЛЬНА

ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ:

ГОРИЗОНТИ ВИПРОБУВАНЬ

Київ
2013

УДК 530.12: 531.51: 524.8
ББК 22.313

ЗАГАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ: горизонти випробувань / Я.С. Яцків, О.М. Александров, І.Б. Вавилова, В.І. Жданов, О.І. Жук, Ю.М. Кудря, С.Л. Парновський, О.В. Федорова, С. В.Хміль. – Київ: ГАО НАН України, 2013. – 264 с., 14 рис.

У монографії коротко викладені теоретичні основи загальної теорії відносності (ЗТВ), систематизовано її експериментальні перевірки та окреслені області застосування ЗТВ, беручи до уваги результати останнього десятиріччя. Книга призначена для науковців, аспірантів та студентів природничих спеціальностей, а також буде корисна всім, хто цікавиться ЗТВ.

GENERAL RELATIVITY: horizons for tests / Y.S.Yatskiv, A.N. Alexandrov, I.B. Vavilova, V.I. Zhdanov, A.I. Zhuk, Yu.N. Kudrya, S.L. Parnovsky, E.V. Fedorova, S.V. Khmil. – Kyiv: MAO NAS of Ukraine, 2013. – 264 p., 14 fig.

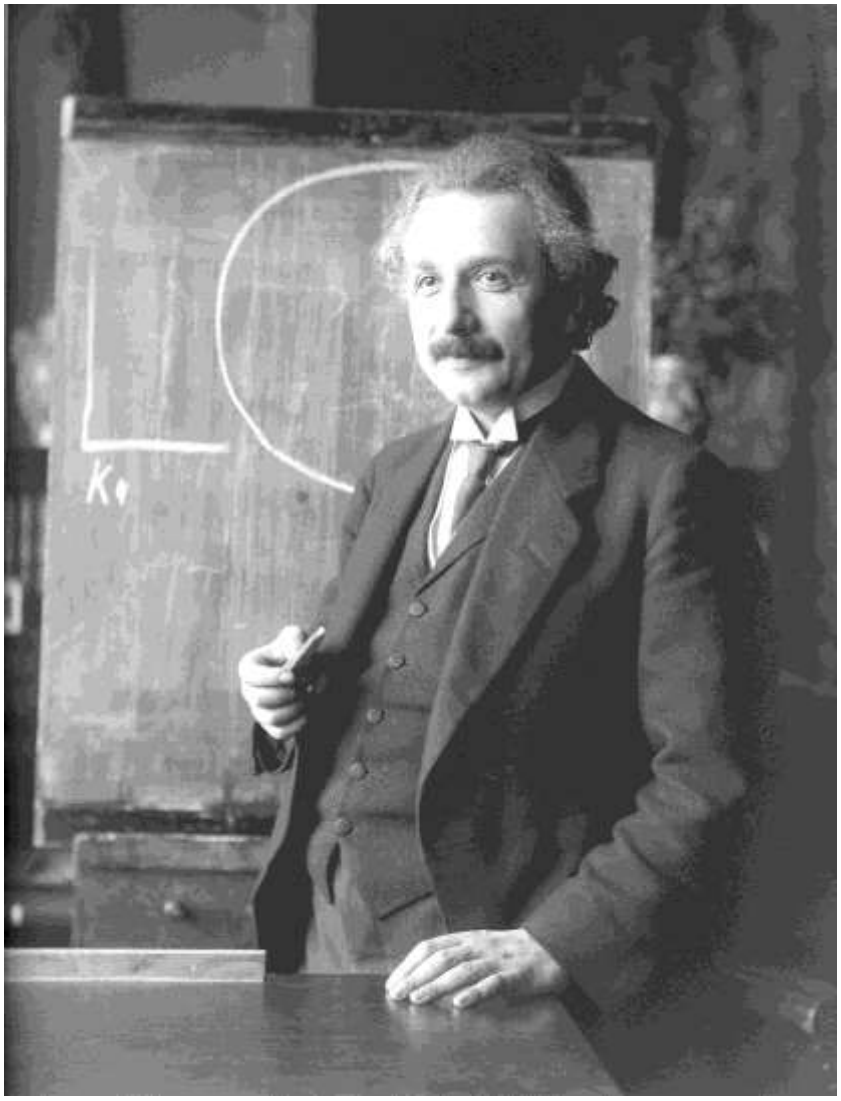
Theoretical basis of the General Relativity Theory (GRT), its experimental tests as well as GRT applications are briefly summarized taking into account the results of the last decade. The monograph addresses scientists, post-graduated students, and students specialized in the natural sciences as well as everyone who takes an interest in GRT.

Затверджено до друку Вченою радою ГАО НАН України
від 31.07.2012 р. (*протокол № 11*).
Рецензент: д.ф.-м.н. В.О. Пелих, заступник директора
ІППММ ім. Я.С. Підстригача НАН України.

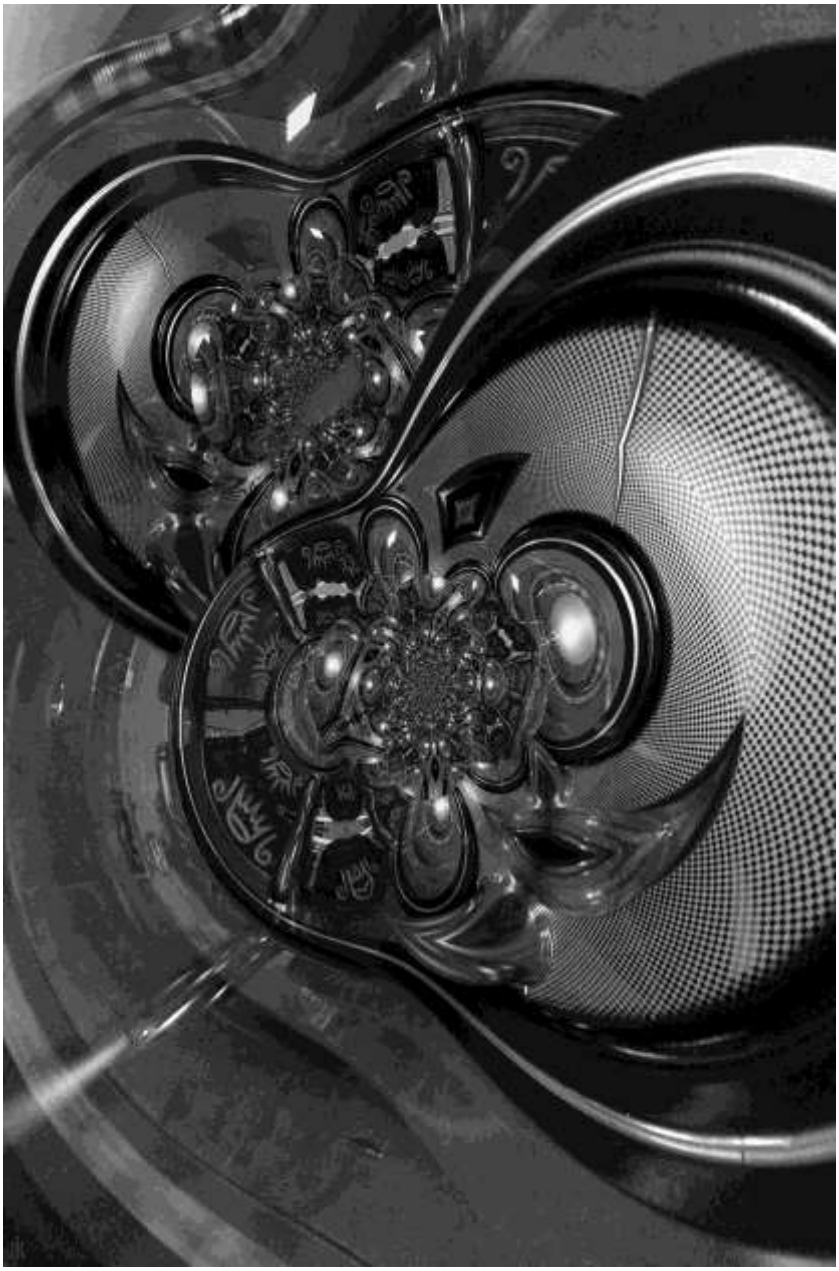
Художнє оформлення і обкладинка – І.Т. Жук
Макет – С.С. Вавілов

ISBN 978-966-02-6940-8

© Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б.,
Жданов В.І., Жук О.І., Кудря Ю.М.,
Парновський С.Л., Федорова О.В., Хміль С.В., 2013
© Художнє оформлення, Жук І.Т., 2013
© ТОВ «Компанія “ВАІТЕ”», 2013



Альберт Ейнштейн. Відень, 1921 р.
Фото Фердинанда Шмутцера



ЗМІСТ

Я зробив перелік розділів більш докладним,
щоб він міг слугувати показником змісту.
Йоганн Кеплер

ПЕРЕДМОВА 11

1. ВСТУП 13

2. ОСНОВИ СУЧАСНОЇ ТЕОРІЇ ГРАВІТАЦІЇ 17

2.1. ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ЗТВ ТА МЕТРИЧНИХ ТЕОРІЙ ТЯЖІННЯ 17
2.1.1. Геометрія простору-часу 17
2.1.2. Принцип еквівалентності 21
2.1.3. Негравітаційні поля та спостережувані величини у викривленому просторі-часі 23

2.2. ЗАГАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ 27
2.2.1. Рівняння Ейнштейна 27
2.2.2. Гравітаційне поле ізольованих систем 29
2.2.3. Чи треба модифікувати теорію гравітації Ейнштейна? 32

2.3. РЕЛЯТИВІСТСЬКА КОСМОЛОГІЯ 33
2.3.1. Рівняння однорідної ізотропної космології 33
2.3.2. ΛCDM модель з критичною густиною 35
2.3.3. Динамічні моделі космологічної сталої 36

2.4. НЕМЕТРИЧНІ УЗАГАЛЬНЕННЯ ТЕОРІЇ ТЯЖІННЯ 38
2.4.1. Мотиви узагальнень 38
2.4.2. Час та рівняння руху пробних тіл у фінслеровій теорії 39
2.4.3. Неметричні узагальнення вихідних положень теорії простору-часу 43

2.5. БАГАТОВИМІРНІ МОДЕЛІ КАЛУЦИ-КЛЕЙНА 51

3. СПОСТЕРЕЖУВАНІ РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ЕФЕКТИ ТА ПЕРЕВІРКИ ЗТВ 57

3.1. ПЕРЕВІРКИ БАЗОВИХ ПРИНЦИПІВ ТЕОРІЇ ТЯЖІННЯ 58
3.1.1. Перевірки лоренц-інваріантності 58
3.1.2. Перевірки слабкого ПЕ 63
3.1.3. Перевірки сильного ПЕ 63
3.1.4. Гравітаційне червоне зміщення та локальна позиційна інваріантність 68

3.2. ЕФЕКТИ ЗТВ У СОНЯЧНІЙ СИСТЕМІ 76
3.2.1. Параметризований пост-ньютонівський формалізм для сферично-симетричних полів 76
3.2.2. Сучасні оцінки ППН-параметрів 80

3.3. ЕФЕКТИ ЗТВ, ПОВ'ЯЗАНІ З ОБЕРТАННЯМ 82
3.3.1. Ефект Лензе –Тірінга 83
3.3.2. Геодезична прецесія 84
3.3.3. Гравімагнітний вплив на хід годинників 86
3.3.4. Орбітальні гравімагнітні експерименти 89

3.4. ПРОЕКТИ ПОДАЛЬШОГО ТЕСТУВАННЯ ЗТВ У КОСМІЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ 92
3.4.1. Гравітаційні експерименти на Міжнародній космічній станції 92
3.4.2. Проекти космічних експериментів для перевірки теорії гравітації 95

3.5. ПЕРЕДБАЧЕННЯ МОДЕЛЕЙ КАЛУЦИ-КЛЕЙНА ТА РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТІВ 100

4. ГРАВІТАЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ 109

4.1. ЕФЕКТИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА РУХ ПУЛЬСАРІВ – ЧЛЕНІВ ПОДВІЙНИХ СИСТЕМ 110
4.1.1. Формула Ейнштейна для потужності гравітаційного випромінювання 110
4.1.2. Непряме підтвердження існування гравітаційних хвиль 110

4.2. ДЕТЕКТОРИ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ 113
4.2.1. Перші спроби 113
4.2.2. Шумові характеристики та чутливість детекторів 114
4.2.3. Резонансні детектори гравітаційних хвиль 116
4.2.4. Лазерно-інтерферометричні детектори 117
4.2.5. Джерело гравітаційних хвиль – злипання тісних подвійних систем 122
4.2.6. Джерела неперервного квазімонохроматичного випромінювання 124
4.2.7. Джерела еруптивного характеру 124
4.2.8. Стохастичний гравітаційно-хвильовий фон 125

4.3. СУЧАСНИЙ СТАН ТА ПЕРСПЕКТИВИ ГРАВІТАЦІЙНО-ХВИЛЬОВИХ ДОСЛІДЖЕНЬ 126
4.3.1. Експериментальні результати 126
4.3.2. Пошуки проявів гравітаційних хвиль у спостереженнях за пульсарним часом 130
4.3.3. Космічні перспективи гравітаційно-хвильової астрофізики 131

5. ЗАГАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ В ЗАДАЧАХ АСТРОФІЗИКИ 137

5.1. ЧОРНІ ДІРИ: МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ 137

5.2. ЧОРНІ ДІРИ ЗОРЯНОЇ МАСИ ТА НЕЙТРОННІ ЗОРІ 140
5.2.1. Характерні спостережні ознаки 140
5.2.2. Критичні маси холодних зір 142
5.2.3. Вибухові процеси в системах із релятивістськими зорями 143

5.3. НАДМАСИВНІ ЧОРНІ ДІРИ (НМЧД) В КВАЗАРАХ ТА ЯДРАХ ГАЛАКТИК 145
5.3.1. Спостережні методи визначення маси НМЧД 148
5.3.2. НМЧД у центрі Галактики 150
5.3.3. Детектування НМЧД у інших галактиках 150
5.3.4. Чорні діри проміжних мас 151
5.3.5. Спостережні свідоцтва існування подвійних надмасивних чорних дір 151

5.4. ***ГОЛІ СИНГУЛЯРНОСТІ*** 153
5.4.1. Сингулярності в ЗТВ 153
5.4.2. Гіпотеза космічної цензури 154

5.5. ***ГРАВІТАЦІЙНЕ ЛІНЗУВАННЯ*** 157
5.5.1. Основні поняття та співвідношення 157
5.5.2. Квазари в гравітаційно-лінзових системах 162
5.5.3. Мікролінзування віддалених джерел зорями галактики та фундаментальна межа точності позиційних спостережень 166
5.5.4. Слабке гравітаційне лінзування 167

6. ТЕМНА МАТЕРІЯ І ТЕМНА ЕНЕРГІЯ 173

6.1. ***ОСНОВНІ КОСМОЛОГІЧНІ ПАРАМЕТРИ*** 173
6.1.1. Темна матерія – прямі й непрямі свідчення 176

6.2. ***МІКРОСТРУКТУРА ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ*** 181
6.2.1. Гіпотези про характер темної матерії 181
6.2.2. Пошуки темної матерії в наземних лабораторіях 182

6.3. ***ТЕМНА ЕНЕРГІЯ*** 184
6.3.1. Темна енергія і Поліверсум 184
6.3.2. Темна енергія та проблема збігу 186
6.3.3. Темна матерія, темна енергія та фізика компактних об’єктів 188

7. РЕЛЯТИВІСТСЬКІ СИСТЕМИ ВІДЛІКУ 191

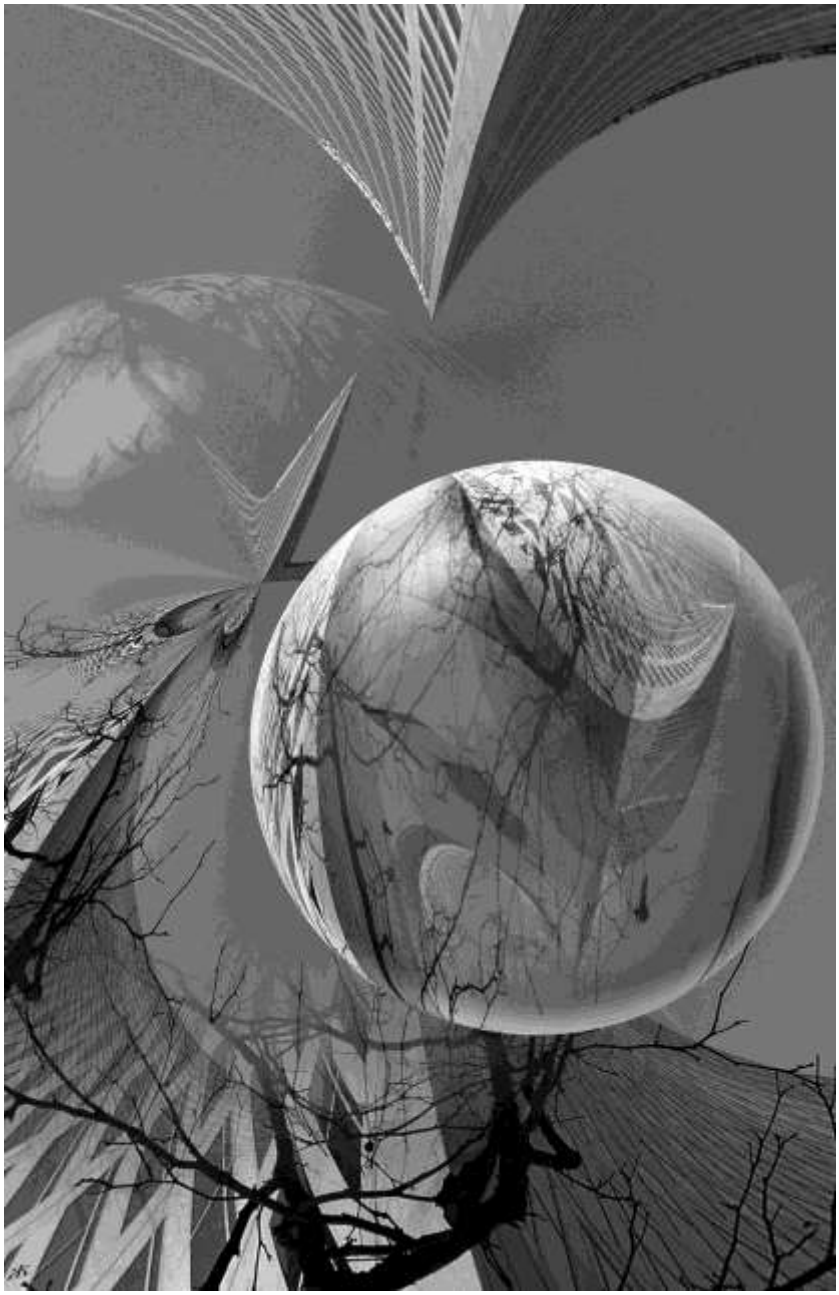
7.1. ***КООРДИНАТИ ТА СИСТЕМИ ВІДЛІКУ В ЗТВ*** 192
7.1.1. Просторово-часові вимірювання та ЗТВ 192
7.1.2. Відносність та координати 194
7.1.3. Введення системи координат за заданою метрикою та координатні умови 195

7.2. ***СИСТЕМИ ВІДЛІКУ ЛОКАЛЬНОГО СПОСТЕРІГАЧА*** 198
7.2.1. Система відліку Фермі 198
7.2.2. Оптичні координати 201
7.2.3. Узагальнені координати Фермі 201

7.3. ***НЕБЕСНІ СИСТЕМИ ВІДЛІКУ*** 207
7.3.1. Коротка історія створення небесних систем відліку 207
7.3.2. Шкали часу та ЗТВ 209
7.3.3. Додаток: Резолюції XXIV Генеральної асамблеї МАС (Манчестер, 2000 р.) 212

ЛІТЕРАТУРА 221

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ 261



ПЕРЕДМОВА

Незмінним дивом світу
є його пізнаванність.

Альберт Ейнштейн

У 2005 році вийшла друком книга «Загальна теорія відносності: випробування часом» (автори: Я.С. Яцків, О.М. Александров, І.Б. Вавилова, В.І. Жданов, Кудря Ю.М., Парновський С.Л., Федорова О.В., Хміль С.В.), присвячена проголошенню ЮНЕСКО того року «Роком фізики» на честь 100-ліття з часу виходу у світ першої роботи Альберта Ейнштейна з теорії відносності. У передмові до того видання відзначалося, що «з давніх часів філософи та вчені намагалися розгадати таємниці природи, використовуючи для цього якнайменше узагальнюючих понять. Серед славетних фізиків та астрономів особливе місце займають Ньютон, Максвелл та Ейнштейн, – вчені, котрі досягли найбільших успіхів у пізнанні законів природи». Як відомо, відкриття властивостей Всесвіту супроводжувалося революційними змінами: Піфагор (близько 580 – 500 рр. до н.е.) вважав, що Земля має форму кулі, Коперник та Кеплер (XVI ст. н.е.) запропонували геліоцентричну модель світу та закони руху планет навколо Сонця. Згодом, більш як три століття тому, розпочалося вивчення фізичної картини світу. Наприкінці XVII ст. Ньютон розгадав природу земного тяжіння та об'єднав його з небесною гравітацією. У XIX ст. Максвелл об'єднав сили електрики та магнетизму, показавши, що світло є проявом такої єдності, а Кірхгоф і Бунзен заклали основи спектрального аналізу. Це стало початком нової ери у розвитку науки і техніки, стимулювавши теоретичні пошуки, проведення фізичних експериментів і довготривалих астрономічних спостережень у широкому діапазоні електромагнітних хвиль для досліджень мікро- та макробудови Всесвіту.

У 1905 р. Ейнштейн об’єднав поняття простору та часу, а через одинадцять років показав, що ньютонівська гравітація є проявом цього об'єднання, а саме описується кривиною єдиного просторово-часового многовиду. Так наука збагатилася двома геніальними відкриттями – спеціальною теорією відносності (СТВ) та загальною теорією відносності (ЗТВ).

Сьогодні важко собі уявити розвиток земної цивілізації без цих відкриттів, які стали основою сучасного світогляду та подальшого вивчення світобудови, породили нові напрями науки. З часу розвитку космічних досліджень та інформаційно-обчислювальних технологій, ЗТВ стрімко набула практичного використання, зокрема при підготовці ефемерид тіл Сонячної системи та здійснення космічних польотів до них, а згодом і при створенні систем відліку та встановленні шкал часу для потреб навігації та телекомунікації.

Сьогодні у розпорядженні вчених є потужні наземні та космічні обсерваторії, радіоінтерферометричні комплекси (РНДБ), глобальні навігаційні супутникові системи (ГНСС), надточні атомні стандарти часу та ін. Все це сприяло значному підвищенню точності астрономічних спостережень та проведенню на їх основі спеціальних тестів ЗТВ.

Будь-яка теорія не є раз і назавжди даною, – ЗТВ не є винятком, вона живе й розвивається. Експериментальні перевірки продовжується й донині, щоб визначити межі її придатності та намітити шляхи подальшого удосконалення. Можна припустити, що визначальними у XXI столітті будуть тести, пов’язані з космологією, гравітацією сильних полів та гравітаційними хвилями. Ситуація в цій сфері знань швидко змінюється, а саме, з'являються альтернативні теорії гравітації та виконуються нові високоточні перевірки ЗТВ.

Автори пропонують читачам у новому виданні книги ознайомитися з новими горизонтами випробувань ЗТВ.

Київ – Одеса, 2013 р.

.

1 ВСТУП

Усе має бути викладено так просто,

як тільки можливо, але не простіше.

Альберт Ейнштейн

Загальна теорія відносності (ЗТВ) була побудована А. Ейнштейном в остаточному варіанті майже сто років тому [119]. Тривалий час ЗТВ цікавила лише обмежене коло теоретиків. Але нові астрономічні відкриття пожвавили інтерес як до самої ЗТВ, так і до її перевірок, а поява нових високоточних засобів наземних та космічних вимірювань дала нові можливості для таких перевірок. Ця ситуація описана нами в книзі «Загальна теорія відносності: випробування часом» [552]), яка вийшла у 2005 році. Що змінилося після виходу у світ цієї книги, окрім підвищення рівня класичних тестів ЗТВ? Передусім, слід відзначити, що зацікавленість у ЗТВ не зменшується з часом. Причини тут такі самі, що були і в 1970-ті роки, коли почали інтенсивно використовуватися нові засоби вимірювання часу та кутових астрономічних величин.

Сьогодні поява нових можливостей для перевірок різних ефектів ЗТВ значною мірою обумовлена використанням високоточних приладів космічного базування та появою нових глибоких оглядів неба. При цьому, стимулом були і залишаються суто наукові потреби самої теорії та її застосувань, зокрема в астрономії для отримання нових знань про Всесвіт, у тому числі про екстремальні астрофізичні та космологічні явища. Оскільки в Сонячній системі неможливо відтворити фізичні умови, які були характерними для ранніх стадій еволюції Всесвіту та які реалізуються всередині активних ядер галактик, у джерелах рентгенівського випромінювання чи у гіпернових зорях, то увага вчених зосереджується на підтвердженнях ЗТВ в екстремальних умовах. При цьому виникають нові проблеми, пов’язані з подальшим розвитком науки про гравітацію.

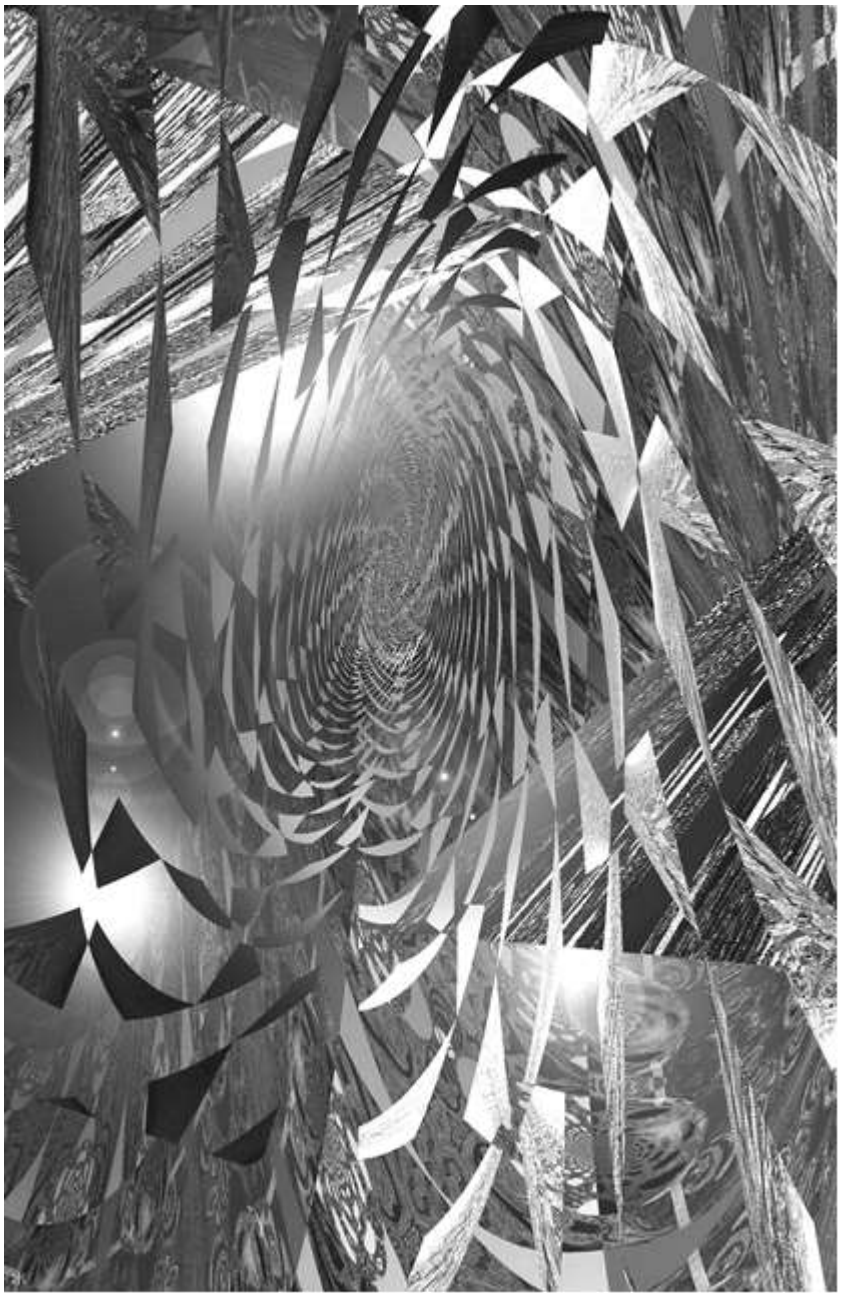
Важливим поштовхом для пошуку можливих узагальнень ЗТВ стали космологічні проблеми, пов’язані з небаріонною темною матерією та темною енергією. За відкриття прискореного розширення Всесвіту астрофізики з США Сол Перлматтер і Адам Ріс та австралієць Брайан

Шмідт стали Нобелівськими лауреатами 2011 року з фізики. Ще раніше, в 2006 р., Нобелівську премію з фізики отримали Джон Мейзер та Джордж Смут з США за відкриття анізотропії космічного мікрохвильового фонового випромінювання. Розвиток цих та інших досліджень вивели космологію на новий, можна сказати, прецизійний рівень. Але на новому рівні виникають і нові проблеми: коло наших знань розширюється, збільшуючи межі цих знань, де наука знову зустрічає невідоме.

ЗТВ, як теорія, що базується на невеликій кількості загальних положень, є найекономнішою порівняно з конкуруючими теоріями тяжіння, які містять додаткові «сутності» (додаткові поля, константи тощо). Але поступово накопичуються дані, що вимагають уведення нових «сутностей», зокрема модифікації так званої «стандартної космологічної моделі», невід'ємною частиною якої є ЗТВ. Можливо, що ці модифікації стосуватимуться інших розділів теорії поля, а, можливо, потребуватимуть змін самої ЗТВ? Чи втримається ЗТВ перед цими викликами? Покаже час.

Ситуація в цій царині швидко змінюється, а поява нових наукових результатів потребує докладнішого відображення в монографічній літературі. В результаті неодноразового обговорення авторами цієї книги та їх колегами виникла ідея написати цикл монографій, які відображають горизонти згаданих вище змін. У даній книзі теоретичні основи викладені досить стисло, оскільки детальне уявлення про це можна знайти у класичних виданнях [504], [496], [456], які зберігають свою актуальність і донині, а також у багатьох підручниках (див., напр., огляд доступних посібників в книзі [470]). Щодо астрофізичних та космологічних застосувань, то ми обмежилися загальним висвітленням найбільш цікавих, на нашу думку, досягнень, зокрема тих, що не увійшли до книги [552]. Найбільший акцент ми зробили на експериментальні результати та перевірки ЗТВ, віддаючи перевагу тим із них, які містять достатньо усталені досягнення щодо точності і достовірності.

До 100-річчя ЗТВ ми ставимо за мету підготувати монографію, де буде подано огляд основ теорії, систематизовано її експериментальні перевірки та окреслено повніше області застосувань ЗТВ з акцентом на результати останніх десятиліть.



2 ОСНОВИ СУЧАСНОЇ ТЕОРІЇ ГРАВІТАЦІЇ

Ідеї Ейнштейна відкрили новий шлях дослідження Всесвіту та надали новий стимул старій астрономічній науці, порівняний за впливом лише з тим, який надав їй Коперник.

Макс Борн

Фізичний закон повинен мати математичну красу.

Поль Дірак

2.1. Основні положення ЗТВ та метричних теорій тяжіння

Загальна теорія відносності була створена А. Ейнштейном виключно індуктивним шляхом. Зараз вона спирається на експериментальну базу, ретельний аналіз її внутрішньої будови та численні порівняння з іншими підходами. ЗТВ є представником так званих *метричних теорій тяжіння*, котрі задовольняють фундаментальні постулати щодо множини подій та існування ріманової метрики, а також спираються на загальні принципи, які визначають поведінку негравітаційних фізичних полів у викривленому просторі-часі. Аксіоматику метричних теорій тяжіння, що різко звужує поле можливих відхилень від ЗТВ, перевіряють за допомогою так званих «нульових» експериментів.

2.1.1. Геометрія простору-часу

Просторово-часові відношення між об'єктами моделюють певними математичними засобами, серед яких основну роль відіграє *множина подій* M , або *простір-час (ПЧ).* Подія – точка ПЧ – це вихідне поняття теорії відносності, абстракція реальних подій, таких, наприклад, як розпад частинки чи зіткнення двох тіл. Подію визначають чотирма коорди-

натами x^{μ}, $\mu = 0,1,2,3$. У теорії відносності вважають, що множина M є чотиривимірним диференційованим многовидом[1], що дає змогу застосовувати потужний апарат математичного аналізу для опису фізичних процесів. Відповідність між просторово-часовими відношеннями, котрі існують у реальному світі, та їх теоретичним відображенням встановлюється за допомогою системи відліку, яка пов'язує теоретичну модель фізичного процесу з практичною процедурою його вимірювань.

У спеціальній теорії відносності є клас виділених систем відліку, для означення яких необхідно задати шкалу часу (годинник) та тривимірну прямокутну декартову систему координат, причому її початок та осі (а також і годинник) жорстко пов'язані з деяким тілом відліку (або тілами), що рухається інерційно і не обертається. Часова вісь разом із просторовими осями координат утворюють чотиривимірну декартову координатну сітку x_L^{α}. Такі системи відліку (а також і координати) називають лоренцевими на честь Х. Лоренца, який зробив видатний внесок у побудову спеціальної теорії відносності (СТВ). При фіксованих одиницях вимірювання часу та відстаней лоренцеві системи відліку відрізняються між собою відносним зсувом початку координат, відносною швидкістю та напрямом просторових осей.

За наявності гравітації не існує фізично виділених систем координат, подібних до лоренцевих. Виникає альтернатива: або вводити такі системи умовно, що явно не задовольняє сучасні вимоги, або вважати всі системи координат рівноправними та формулювати рівняння математичної фізики координатно-незалежним чином. другу вимогу можна задовольнити, наприклад, якщо рівняння фізики записано у тензорній формі. Ця обставина має велику евристичну цінність, якщо розглядати її серед інших постулатів теорії тяжіння. Відомо, що у тензорному вигляді можна записати практично будь-які рівняння, але для цього, звичайно, необхідно ввести додаткові геометричні об'єкти (наприклад базисні векторні поля деякої системи координат). Тому нетривіальним є припущення, що коваріантний запис рівнянь теорії тяжіння можливий без

---

[1] Поняття многовиду є одним із базових у сучасній геометрії. З фізичної точки зору головним в цьому понятті є наявність допустимих систем координат (в околі кожної точки), пов'язаних між собою диференційованими співвідношеннями. В околі будь-якої точки ПЧ можна вводити безліч допустимих систем координат.

введення додаткових об'єктів чи умов, які описують виділену систему координат (принцип коваріантності).

Розглянемо визначення геометрії ПЧ у рамках теорії відносності. Нехай x, $x+dx$ – близькі точки на траєкторії *x(p)* спостерігача або деякого фізичного тіла малого розміру. У СТВ для визначення інтервалу власного часу $d\tau$, що вимірює годинник спостерігача між цими точками, маємо формулу

$$d\tau = \frac{1}{c} ds , \tag{2.1}$$

де

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx_L^\mu dx_L^\nu , \qquad \| \eta_{\mu\nu} \| = diag(1,-1,-1,-1) , \tag{2.2}$$

причому співвідношення (2.2) справедливе лише у лоренцевих координатах; величину ds^2 в (2.2) називають квадратом інтервалу; ця величина має фундаментальне значення в СТВ[1]. Квадратичну форму (2.2) називають метрикою Мінковського на честь Г. Мінковського, який, власне, і запропонував чотиривимірне об'єднання простору і часу та інтерпретував СТВ як геометрію ПЧ. Квадратична форма (2.2) зберігає вигляд при переходах від однієї лоренцевої системи відліку до іншої.

Після перетворення від лоренцевих до довільних координат $x_L^\alpha \to x^\alpha = x^\alpha\left(x_L^\beta\right)$ отримаємо формулу для квадрата інтервалу:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu \tag{2.3}$$

з метричним тензором $g_{\mu\nu}$, де

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\alpha\beta} \frac{\partial x_L^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{\partial x_L^\beta}{\partial x^\nu} . \tag{2.4}$$

Формула (2.3), коли її поширити на довільні значення диференціалів dx^α, цілком визначає геометрію цього простору. Зокрема, через

---

[1] Співвідношення (2.3) є аналогом формули для квадрата відстані між точками в евклідовій геометрії, однак у її праву частину не всі доданки входять зі знаком плюс. Саме тому таку геометрію називають псевдоевклідовою. Аналогічна різниця існує між рімановою та псевдорімановою геометріями.

метричний тензор виражають відстані між точками у власному тривимірному просторі спостерігача та кути між векторами.

Виникає питання: чи завжди можна записати $g_{\mu\nu}$ у вигляді (2.4)? Взагалі відповідь на це питання негативна. Для того, щоб формула (2.4) мала місце, необхідно, щоб у всьому просторі мала місце рівність

$$R^{\alpha}{}_{\beta\mu\nu} = 0, \tag{2.5}$$

де

$$R^{\alpha}{}_{\beta\mu\nu} = \partial_{\mu}\Gamma^{\alpha}_{\nu\beta} - \partial_{\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\beta} + \Gamma^{\alpha}_{\mu\sigma}\Gamma^{\sigma}_{\nu\beta} - \Gamma^{\alpha}_{\nu\sigma}\Gamma^{\sigma}_{\mu\beta} \tag{2.6}$$

– тензор кривини Рімана, $\Gamma^{\alpha}_{\mu\sigma}$ – ріманова зв'язність (символи Крістофеля другого роду):.

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{g^{\mu\nu}}{2}\left\{\frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\nu}}\right\}$$

Тут і далі використовуємо правило Ейнштейна про підсумовування за індексами, що повторюються. Ріманів простір з метричним тензором (2.4) є плоским; його називають простором Мінковського.

Існування лоренцевої системи координат $\{x^{\alpha}_{L}\}$ у СТВ, де компоненти $g_{\mu\nu}$ є сталими, відбиває факт однорідності простору-часу. Але за наявності гравітації такої однорідності вже немає. Про це свідчать експерименти з вимірювання інтервалів часу, а також викривлення траєкторій світлових променів у гравітаційному полі. Вирішальний крок на шляху переходу від СТВ до ЗТВ полягає у відмові від співвідношення (2.4) та наданні цілком нового змісту коефіцієнтам $g_{\mu\nu}(x)$ квадратичної форми (2.3), згідно з яким простір–час не є плоским, а тензор кривини $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$, що відповідає $g_{\mu\nu}$, взагалі кажучи, не дорівнює нулю. Відмінність $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ від нуля є необхідною та достатньою ознакою присутності ненульового гравітаційного поля, яке описується метричним тензором $g_{\mu\nu}$. Сигнатуру[1] тензора $g_{\mu\nu}$, що відбиває локальні властивості форми (2.3), вибирають таку саму, як і у тензора Мінковського. Це означає, що у кожній окремій точці ПЧ шляхом перетворення координат метрична

---

[1] Сигнатура тензора (матриці) – різниця між кількістю додатних та від'ємних власних значень.

квадратична форма може бути приведена до виду (2.2). Таким чином, *множина подій є чотиривимірним рімановим многовидом із метричним тензором* $g_{\mu\nu}$, *компоненти якого входять у формулу* (2.3) *для квадрата інтервалу. Метричний тензор цілком визначає псевдоріманову геометрію, а разом із тим і гравітаційне поле в ЗТВ*. Зокрема, за умови $ds^2 > 0$ формула (2.3) визначає власний час, виміряний годинником спостерігача на траєкторії, яка з'єднує близькі точки x та $x + dx$.

Існування деякого метричного тензора $g_{\mu\nu}$ можна вважати математичним відображенням можливості вимірювати власний час, довжини, кути тощо. В теорії гравітації апріорі можуть фігурувати крім метрики ще якісь скалярні або тензорні поля. Наприклад, добре відомі скалярно-тензорні теорії гравітації, у яких поряд із метричним тензором фігурує скалярне поле.

2.1.2. Принцип еквівалентності

Гравітаційне поле проявляє себе через взаємодію з тілами та іншими полями. Шлях до теоретичного опису цієї взаємодії та спостережуваних величин вказує ейнштейнівський принцип еквівалентності (ЕПЕ), який утворює фундамент метричних теорій тяжіння.

У формулюванні ЕПЕ виділяють три складника [537]:

- **слабкий принцип еквівалентності (СПЕ)** – *траєкторія не зарядженого пробного тіла залежить тільки від його початкового положення та початкової швидкості і не залежить від його внутрішньої структури або складу;*
- **принцип локальної лоренц-інваріантності (ЛЛІ)** – *результат будь-якого негравітаційного локального експерименту не залежить від швидкості лабораторії, що вільно падає;*
- **принцип локальної позиційної інваріантності** – *результат будь-якого негравітаційного локального експерименту не залежить від того, де і коли у Всесвіті він проводиться. Зокрема, значення фундаментальних фізичних констант не змінюються ні з часом, ні у просторі.*

Ми привели формулювання ЕПЕ, яке вже можна вважати традиційним. Але при цьому треба зробити деякі зауваження. Так, хоча ЛЛІ мова йде лише про незалежність від швидкості лабораторії, точніше було б казати про інваріантність експериментальних результатів віднос-

но перетворень з власної ортохронної групи Лоренца[1]. Другий і третій принципи разом створюють аналог Пуанкаре-інваріантності, властивої фундаментальній фізиці за відсутності гравітації. На сьогодні невідомо ніяких порушень цих принципів (див. розд. 3.1.1).

Розглянемо спостереження в лабораторії, розміри якої досить малі проти характерних масштабів гравітаційного поля. Припустимо, що на лабораторію ззовні не діють ніякі сили, окрім гравітаційних, тобто вона вільно рухається в гравітаційному полі**.** Тоді, згідно з ЕПЕ, всередині такої лабораторії діють закони СТВ.

Щодо слабкого принципу еквівалентності (який також перевірений з надзвичайно високою точністю, див. розд. 3.1.2) слід зауважити, що у математичному розумінні він безпосередньо стосується пробної частинки – ідеалізованого точкового об'єкта. Можливість його застосування до реальних об'єктів потребує відповідного аналізу. Зауважимо, що, на відміну від ньютонівської механіки, в ЗТВ нема простої теореми про рух центра інерції протяжної системи [525]. Отже, цей принцип є застосовним до реальних тіл у тій мірі, в якій їх можна вважати пробними частинками.

Згідно зі слабким принципом еквівалентності (ПЕ) гравітаційна маса кожного тіла пропорційна інертній, тому при відповідному виборі одиниць вимірювання ці маси вважають рівними.

Поряд із слабким ПЕ розглядають також сильний принцип еквівалентності, формулювання якого поширюється на тіла, у яких відчутний внесок гравітації у повну масу. Більшість метричних теорій не задовольняє вимогу сильного ПЕ, але у ЗТВ цей принцип діє.

Шифф [330] висунув гіпотезу, згідно з якою ейнштейнівський принцип еквівалентності є наслідком слабкого ПЕ. Ця гіпотеза була підтверджена на прикладі деяких моделей порушення принципу еквівалентності (див. [537], де показано, що теорія, яка задовольняє слабкий ПЕ, має бути метричною). Звичайно, строге доведення гіпотези Шиффа можливе лише в рамках певної теоретичної схеми, що охоплює метричні та неметричні теорії тяжіння. Для доказу цього слугують неметричні узагальнення теорії тяжіння, короткий огляд яких подано в розділі 2.4.

---

[1] Принагідно зазначимо, що ПЧ як многовид при розгляді глобальних властивостей вважається орієнтовним за напрямом часу та орієнтацією простору ([520], [545]).

Теорія гравітації є метричною, якщо безпосередній вплив гравітаційного поля на динаміку тіл та інших фізичних полів відбувається лише через метричний тензор. Параметри інших полів, які можуть брати участь у описі гравітації, тоді входять до рівнянь, що визначають метрику. Саме цими рівняннями метричні теорії гравітації різняться одна від одної.

Як окремий (хоча й не цілком незалежний) постулат відзначимо принцип відповідності або існування ньютонівської границі для експериментів у слабкому гравітаційному полі. З цього принципу випливає, що у певній системі координат

$$g_{00} \approx 1 + \frac{2U}{c^2}, \tag{2.7}$$

де U – ньютонівський гравітаційний потенціал. Співвідношення (2.7) повинно виконуватися у лінійному за U/c^2 наближенні. Це є необхідною і достатньою умовою, щоби рівняння руху пробних тіл мали ньютонівську границю за умови $U/c^2 << 1$.

2.1.3. Негравітаційні поля та спостережувані величини у викривленому просторі-часі

Ейнштейнівський принцип еквівалентності – глибоке твердження, яке узагальнює уявлення про фундаментальні фізичні властивості оточуючого світу. Для застосування як провідної ідеї для побудови теорії гравітації цей принцип має бути формалізованим у математичних термінах. Для цього зручно ввести на множині подій M локально–лоренцеву (у точці) систему координат. Систему координат називають лоренцевою у точці m (або локально-лоренцевою), якщо у цій системі в цій точці $g_{\mu\nu}(m) = \eta_{\mu\nu}$, причому усі похідні $\partial_\alpha g_{\mu\nu}(m) = 0$. Ця система в околі m відповідає системі відліку спостерігача, який вільно рухається у гравітаційному полі. Вона моделює ту локальну лабораторію, про яку саме йдеться в ЕПЕ. Можна показати, що така система існує для будь-якої точки m. Локально-лоренцеві координати найбільше нагадують інерціальну систему координат плоского простору, де метричний тензор зводиться до $\eta_{\mu\nu}$, а його похідні дорівнюють нулю в усьому просторі.

Подальше твердження можна вважати формалізацією ЕПЕ.

Постулат локальної лоренцевості. Нехай система координат є лоренцевою в точці m. Тоді у цій системі всі рівняння для локальних фізичних величин у точці m збігаються з відповідними співвідношеннями СТВ.

Цей постулат гарантує відповідність до СТВ, тобто перехід до спеціальної теорії відносності за умови відсутності гравітації, та, разом із вимогою коваріантності, однозначно визначає всі співвідношення для локальних полів у метричній теорії гравітації. Вважаємо, що локальні співвідношення – це такі, що означені в точці польовими функціями (компонентами негравітаційних полів) та їх похідними не вище першого порядку. Відповідно називатимемо локальними поля чи величини, які можна повністю описати локальними співвідношеннями. Наприклад, електромагнітне поле є локальним, оскільки рівняння Максвелла для напруженостей полів містять лише перші похідні.

Важливим є питання визначення спостережуваних величин, пов'язаних із векторними та тензорними фізичними полями в довільних координатах. Наприклад, тензор електромагнітного поля $F^{\mu\nu}$ у кожній точці ПЧ – це багатокомпонентна величина. Далі її числові значення визначаються відносно локального векторного базису $e^{\mu}_{(a)}(x)$ (в дужках внизу позначено номер вектора: $a = 0,1,2,3$). У СТВ роль базису виконує координатний репер лоренцевих координат. Аби компоненти поля у ЗТВ мали той самий зміст, що і у СТВ, базис має бути ортонормованим:

$$g_{\mu\nu} e^{\mu}_{(a)} e^{\nu}_{(b)} = \eta_{ab}, \quad a,b = 0,1,2,3. \tag{2.8}$$

Таку ортонормовану четвірку векторних полів називають тетрадою. На практиці напрями векторів тетради фіксують за допомогою деякої фізичної процедури (напр., шляхом спостережень позагалактичних джерел випромінювання). Формально, задане поле тетради дає змогу відновити метричний тензор, оскільки формулу (2.8) можна переписати у вигляді $g_{\mu\nu} = \eta_{ab} e^{(a)}_{\mu} e^{(b)}_{\nu}$, де $e^{(a)}_{\mu}$ – матриця, обернена до $e^{\mu}_{(a)}$. Але за допомогою практичних процедур вектори тетради можуть бути визначеними лише на світових лініях спостерігачів. У інших точках ПЧ, де досліджуються тензорні поля, тетрада може бути визначена лише теоретично з урахуванням формули (2.8), для чого потрібне знання метрики. При розгляді обмеженого кола задач зазвичай користуються частковим визначенням системи відліку, задаючи в базових координатах лише метрику (або метрику і одне/два векторних поля) [457], [509].

Більш докладно визначення системи відліку та спостережуваних величин у ЗТВ розглянуто у розділі 7.

Нехай світова лінія (траєкторія) деякого квазіінерціального спостерігача є $x^{\mu}(\tau)$, де τ – власний час на траєкторії, $u^{\mu} = dx^{\mu} / c d\tau$ – його 4-швидкість. У точці m, що належить траєкторії, введемо локально-лоренцеву систему відліку. У цій точці координатний репер утворює

ортонормовану тетраду $e^{\mu}_{(a)}$. Покладемо $e^{\mu}_{(0)} = u^{\mu}$, решта векторів тетради реалізують декартові орти власної локально-лоренцевої системи спостерігача. Тоді можна скористатися принципом локальної лоренцевості і визначити в точці *m* компоненти електричного $\mathbf{E} = (E_i)$ та магнітного $\mathbf{B} = (B_i)$ полів (i = 1,2,3):

$$E_i = e^{\mu}_{(0)} e^{\nu}_{(i)} F_{\mu\nu}, \qquad B_i = -\frac{1}{2} \sum_{j,k=1,2,3} \varepsilon_{ijk} e^{\mu}_{(j)} e^{\nu}_{(k)} F_{\mu\nu}$$

де ε_{ijk} – тривимірний символ Леві-Чівіти.

Згідно з постулатом локальної лоренцевості, в точці *m* у системі координат, що відповідає базису $e^{\mu}_{(a)}$, рівняння електродинаміки мають той самий вигляд, що й у СТВ.

У локально-лоренцевих координатах у точці *m* перші частинні похідні за координатами дорівнюють компонентам коваріантної похідної, яка є тензором. Принцип загальної коваріантності дає можливість встановити загальний вигляд цих рівнянь. Запишемо рівняння Максвелла у викривленому просторі, замінюючи звичайні похідні коваріантними:

$$F^{\mu\nu}{}_{;\nu} = -\frac{4\pi}{c} J^{\mu}, \tag{2.9}$$

$$F_{\alpha\beta;\gamma} + F_{\beta\gamma;\alpha} + F_{\gamma\alpha;\beta} = 0. \tag{2.10}$$

Крапка з комою в нижньому індексі означає коваріантне диференціювання. У точці m це тензорне співвідношення цілком визначене компонентами у локально-лоренцевій системі для даної точки. Оскільки m вибрана довільно, це означає, що співвідношення визначене в усьому просторі. Подібним чином можна отримати рівняння руху зарядженої частинки малих розмірів у гравітаційному та електромагнітному полях

$$\frac{\delta u^{\mu}}{ds} = \frac{e}{mc^2} F \mu_{\nu} u^{\nu}, \tag{2.11}$$

де $s = c\tau$; τ – власний час вздовж світової лінії частинки $x^{\mu}(s)$, $u^{\mu} = dx^{\mu}/ds$; δ/ds означає коваріантне диференціювання вздовж траєкторії частинки. За відсутності електромагнітного поля отримуємо

$$\frac{\delta}{ds}\frac{dx^{\mu}}{ds} = 0, \tag{2.12}$$

тобто тіло рухається вздовж геодезичної. Для променів світла таке саме рівняння можна отримати в наближенні геометричної оптики безпосередньо з рівнянь Максвелла (2.9) – (2.10).

У розділі 2.1.2 записані рівняння руху тіл та електромагнітного поля у викривленому просторі-часі. Для розв’язку задач астрофізики та

космології до цих рівнянь необхідно додати рівняння, що описують рух суцільного середовища. У багатьох таких задачах працюють рівняння гідродинаміки, які за відсутності дисипативних ефектів можна отримати з коваріантного закону збереження:

$$T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0\,, \tag{2.13}$$

де тензор енергії-імпульсу

$$T^{\mu\nu} = (p+\varepsilon)u^{\mu}u^{\nu} - pg^{\mu\nu} \tag{2.14}$$

описує ідеальну релятивістську рідину з інваріантною густиною енергії середовища ε. Тобто $\varepsilon(x)$ – густина енергії в системі спокою елементу рідини в точці x; p – тиск, який у загальному випадку є функцією двох термодинамічних параметрів (напр., ε та питомої ентропії або густини баріонного числа n: $p = p(\varepsilon, n)$); $u^{\mu} = dx^{\mu}/ds$ – ейлерева 4–швидкість. Гідродинамічний опис можливий за умови локальної ізотропії та локальної термодинамічної рівноваги, причому рівняння руху треба доповнити рівнянням стану та незалежним рівнянням для ще одного термодинамічного параметра, наприклад, законом збереження баріонного числа

$$\left(nu^{\mu}\right)_{;\mu} = 0\,. \tag{2.15}$$

Рівняння (2.13) повністю визначають гладкі гідродинамічні течії. Маючи рівняння стану, можна перейти до інших термодинамічних змінних за допомогою другого закону термодинаміки

$$TdS = d\left(\varepsilon/n\right) + pd\left(1/n\right), \tag{2.16}$$

де S – питома ентропія на один баріон. Звідси, а також із рівнянь (2.13), (2.14) та збереження баріонного числа (2.15), випливає збереження ентропії у неперервній течії $S_{,\mu}u^{\mu} = 0$. У в'язких, а також у розривних течіях, ентропія зростає.

Запишемо для повноти також рівняння магнітної гідродинаміки за умови відсутності дисипативних ефектів у випадку нескінченної провідності. У цьому випадку електричне поле в локальній системі елемента середовища дорівнює нулеві, і тензор $F_{\mu\nu}$ можна звести до вектора магнітного поля $h^{\mu} = -\frac{1}{2}e^{\mu\alpha\beta\gamma}F_{\alpha\beta}u_{\gamma}$, де $e^{\mu\alpha\beta\gamma}$ – абсолютний антисиметричний тензор Леві-Чівіти. Рівняння руху для цього випадку також випливають із закону збереження з тензором енергії-імпульсу

$$T^{\mu\nu} = (p^* + \varepsilon^*)u^\mu u^\nu - p^* g^{\mu\nu} - \frac{1}{4\pi} h^\mu h^\nu , \qquad (2.17)$$

$$p^* = pc^2 + \tfrac{1}{8\pi}|h|^2 , \quad \varepsilon^* = \varepsilon + \tfrac{1}{8\pi}|h|^2 , \quad |h|^2 = -h^\alpha h_\alpha > 0.$$

Рівняння магнітної гідродинаміки розглядають разом із рівняннями Максвелла (2.9), що зводяться до співвідношення

$$\left(u^\mu h^\nu - h^\mu u^\nu\right)_{;\mu} = 0 .$$

Рівняння гідродинаміки у вигляді (2.13) були б неповними без формулювання співвідношень на розривах, що природнім чином виникають у гідродинамічних ідеальних течіях та описують ударні хвилі. Зокрема, вони відіграють важливу роль у процесах, що супроводжують народження релятивістських зір. Ці співвідношення на розривах мають вигляд законів збереження енергії–імпульсу та баріонного числа $\lfloor T^{\mu\nu} N_\nu \rfloor = 0$, $\lfloor n u^\nu N_\nu \rfloor = 0$, де N_ν – нормаль до гіперповерхні розриву. Квадратні дужки означають різницю величин з різних боків цієї гіперповерхні: $[A] = A_1 - A_2$, де A_1, A_2 – параметри стану з різних боків розриву. Критерієм існування ударних хвиль є умова зростання ентропії на розривах. У магнітній гідродинаміці до нього додають співвідношення для магнітного поля на гіперповерхні розриву $\lfloor \left(u^\mu h^\nu - h^\mu u^\nu\right) N_\nu \rfloor = 0$. Детальний аналіз властивостей релятивістських ударних хвиль можна знайти у книзі Ліхнеровича [222]; див. також [501], [470]. Стандартний розгляд розривних течій суттєво спирається на умову випуклості адіабат Пуассона *S=const* ([498], [497], [222], [501]). Для загальних рівнянь стану в області надвисоких густин умова випуклості може порушуватися, особливо в околі фазових переходів. Як свідчать приклади з класичної гідродинаміки [528], умова зростання ентропії в цьому разі є недостатньою для коректного розгляду існування ударної хвилі. Критерії існування релятивістських ударних хвиль з загальним рівнянням стану отримано за умови існування неперервного профілю в методі малої в'язкості [454], [67], [66]. Узагальнення цих результатів на випадок релятивістської магнітної гідродинаміки розглянуто в [433], [475], [430].

2.2. Загальна теорія відносності

2.2.1. Рівняння Ейнштейна

За визнанням багатьох видатних вчених, ЗТВ є однією з найкрасивіших фізичних теорій. Вона не використовує для відновлення геометрії ріманового ПЧ жодних додаткових полів, окрім самого метричного тензора, і в цьому розумінні найбільше відповідає вимогам «оккамового леза».

Співвідношення (2.9) – (2.11) для електромагнітного поля, як і рівняння першого порядку для інших негравітаційних полів, є спільними для усіх метричних теорій тяжіння. Різні метричні теорії відрізняються рівняннями для метричного тензора $g_{\mu\nu}$. У ЗТВ ці рівняння можна отримати з принципу стаціонарної дії, запропонованого Д. Гільбертом. Густину функції Лагранжа L в дії для гравітаційного поля можна отримати, враховуючи вимогу, щоб цей принцип був інваріантною комбінацією метричного тензора $g_{\mu\nu}$ та його перших і других похідних, причому рівняння поля мають бути лінійними за другими похідними. За відсутності додаткових польових функцій ці умови визначають L з точністю до двох вільних констант [456], [470]: $L=C_1R+C_2$, де L – скалярна кривина, C_1 – фіксується ньютонівською границею і визначається через константу гравітаційної взаємодії, а C_2 дає ненульову космологічну сталу, яка визначається зі спостережень наднових типу 1a ([287], [316]) та флуктуацій реліктового випромінювання ([105], [282], [209]).

Із принципу стаціонарної дії випливають рівняння гравітаційного поля Ейнштейна

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg^{\mu\nu} - \Lambda g^{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T^{\mu\nu}$$
$$R_{\mu\nu} = R^{\alpha}{}_{\mu\alpha\nu}, \qquad R = R^{\mu}{}_{\mu} \tag{2.18}$$

Тут Λ – космологічна стала, $R^{\alpha}{}_{\beta\mu\nu}$ – тензор кривини Рімана, $T^{\mu\nu}$ – тензор енергії імпульсу негравітаційних полів. Стала Λ проявляє себе на космологічних масштабах, що відповідає її назві.

Дамо короткі відомості щодо літературних джерел, де зацікавлений читач може знайти огляди робіт і більш повний список посилань на дослідження властивостей рівнянь Ейнштейна та їх розв’язків.

Рівняння (2.18) зводяться до системи в частинних похідних другого порядку гіперболічного типу з відповідними властивостями щодо існування та єдиності розв’язку задачі Коші ([504], [456], [545], [525], [541]); при цьому дані Коші на початковій гіперповерхні мають задовольняти певні умови зв’язку (див., напр., [504], [545], [522]). Відома велика кількість точних розв’язків цих рівнянь (див., напр., [522]), серед яких найбільший фізичний інтерес мають метрики Шварцшильда та Керра–Ньюмена (див. [546], [511]), котрі описують чорні діри, а також розв’язки Фрідмана, що широко використовуються в релятивістській космології [479] (ми ще не один раз повернемося до відповідних питань нижче з більш докладними коментарями). Крім того, в цих монографіях

подано результати стосовно збурень метрики та поведінки фізичних полів на фоні зазначених точних розв'язків (див. тж. [461], [533]).

Відзначимо строгі результати, що стосуються якісних властивостей розв'язків, пов'язаних з будовою чорних дір та структурою сингулярностей ([545], [520]), асимптотичної поведінки полів далеко від ізольованих гравітуючих систем ([511], [520], [544]), проблеми енергії в ЗТВ ([538], [85]). Необхідною умовою інтегровності рівнянь (2.18) є коваріантний закон збереження $T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$, який можна використовувати як стартову позицію для виведення рівнянь руху гравітуючих тіл. Розгляд пов'язаних з цим проблем можна знайти в роботах [525], [541], [531], [458], [449].

2.2.2. Гравітаційне поле ізольованих систем

За умови відсутності зовнішнього випромінювання систему мас, зосереджену в обмеженій області простору[1], називають ізольованою. Простір-час ізольованої системи є асимптотично-плоским, тобто метричний тензор цього ПЧ при відповідному виборі координат на просторовій нескінченності прямує до тензора Мінковського. Деякі властивості гравітаційного поля ізольованої системи аналогічні тим, що мають місце у електродинаміці, але є й своя специфіка. Якщо в рівняннях Максвелла можна задавати довільний рух зарядів і це не призводить до математичних суперечностей, то у випадку ЗТВ Ейнштейна рівняння руху тіл пов'язані з рівняннями поля і, точно кажучи, не можуть бути задані незалежно. Ізольована система не може випромінювати нескінченний час, адже це потребувало б нескінченної енергії. Більш детальне обговорення ізольованих систем та асимптотично-плоского ПЧ з математичної точки зору можна знайти в [520], [544], [538] . Для асимптотично-плоских ПЧ можна отримати строгі результати про якісну поведінку гравітаційного поля на нескінченності (поля випромінювання) та довести теореми про додатність енергії.

Передусім слід зауважити, що гравітаційне поле є нелокальним, тому для нього не існує густини енергії. Оскільки це поле не є лінійним, неможливо з'ясувати повну його енергію, якщо воно не спадає на нес-

---

[1] Точніше, якщо густина тензора енергії-імпульсу негравітаційних полів швидко спадає на просторовій нескінченності.

кінченності (тобто система не є ізольованою). Але для асимптотично-плоского ПЧ енергія є цілком визначеною величиною, що зберігається.

Оскільки ефективне випромінювання триває скінченний проміжок часу, асимптотика метричного тензора на нескінченності (у відповідній системі координат) до і після випромінювання має бути подібною до випадку статичної системи. Відомо ([504], [496], [456]), що за відсутності випромінювання саме ця асимптотика визначає енергію-імпульс системи P^{α}. З фізичних міркувань вектор P^{α} має бути часоподібним (відносно метрики Мінковського на нескінченності). Це означає, що у власній системі відліку ізольованої гравітуючої системи цей вектор має лише одну нетривіальну компоненту P^0 – додатну енергію[1]. У випадку плоского простору $P^0 = 0$. Проблема додатності енергії гравітаційного поля привертала увагу протягом 1970-х років багатьох видатних спеціалістів з математичної фізики. Досить складний розв'язок проблеми знаходимо в роботах Шона та Яо [340]. Більш просте доведення додатності енергії було наведено Віттеном [399]. Ці роботи стимулювали низку досліджень математичного характеру [538], [85], що продовжуються й дотепер (див., напр., [287]).

Точна теорія гравітаційного випромінювання розвивалася у зв'язку з алгебраїчною класифікацією Петрова гравітаційних полів [521] (див. також монографії [523], [522]). Цю класифікацію зручно подати в термінах так званих головних векторів Дебеве l^{α} (див., напр., [477], [535]). Останні визначаються як розв'язки алгебраїчного рівняння

$$l_{[\varepsilon}C_{\alpha]\beta\gamma[\delta}l^{\beta}l^{\delta}l_{\eta]} = 0\,, \tag{2.19}$$

де

$$C_{\alpha\beta\gamma\delta} = R_{\alpha\beta\gamma\delta} - \frac{1}{2}R_{\alpha\gamma}g_{\beta\delta} + \frac{1}{2}R_{\alpha\delta}g_{\beta\gamma} + \frac{1}{2}R_{\beta\gamma}g_{\alpha\delta} - \frac{1}{2}R_{\beta\delta}g_{\alpha\gamma} + \frac{1}{6}R(g_{\alpha\gamma}g_{\beta\delta} - g_{\alpha\delta}g_{\beta\gamma})$$

– тензор конформної кривини Вейля [523], [522], а квадратні дужки внизу позначають антисиметризацію за відповідними індексами. Нагадаємо, що $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ переходить у тензор кривини Рімана в області ПЧ, де

---

[1] В ЗТВ існують приклади метрик з від'ємною енергією, але вони не відповідають фізичним умовам на тензор енергії-імпульсу в правій частині рівнянь Ейнштейна.

права частина рівнянь (2.18) дорівнює нулеві. У загальному випадку існує чотири різних розв'язки рівняння (2.19), тоді ПЧ належить типові I за Петровим. Два із розв’язків рівняння (2.19) можуть збігатися, або, що еквівалентно, може існувати нетривіальний розв’язок рівняння

$$l_{[\varepsilon}C_{\alpha]\beta\gamma\delta}l^{\beta}l^{\delta}=0. \qquad (2.20)$$

За Петровим, простір-час належить типові II, якщо існує лише один розв’язок рівняння (2.20), або типові D (від «degenerate») за умови існування двох незалежних розв’язків. Якщо збігаються три розв’язки рівняння (2.19), або, що еквівалентно, існує розв’язок рівняння

$$C_{\alpha\beta\gamma\delta}l^{\beta}l^{\delta}=0,$$

то простір-час належить типові III за Петровим.

Нарешті, якщо збігаються всі чотири вектори Дебеве, або існує розв’язок рівняння

$$C_{\alpha\beta\gamma\delta}l^{\delta}=0,$$

то простір-час належить типові N (від «null’). Подальше виродження виникає при переході до конформно-плоских ПЧ, для яких $C_{\alpha\beta\gamma\delta}=0$.

Наявність випромінювання ізольованої системи визначають, аналогічно класичній електродинаміці, за допомогою асимптотичної поведінки на просторовій нескінченності (вздовж ізотропних геодезичних). З точки зору ЗТВ ізольованій системі відповідає асимптотично-плоский простір-час. У цьому випадку справедливою є теорема Сакса [321] про розщеплення, за якою тензор кривини гравітаційного поля вздовж ізотропної геодезичної подається розкладом за оберненими степенями відстані r до початку просторових координат, що знаходиться всередині системи мас:

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta}=\frac{I_{\alpha\beta\gamma\delta}}{r^5}+\frac{I^0{}_{\alpha\beta\gamma\delta}}{r^4}+\frac{II(D)_{\alpha\beta\gamma\delta}}{r^3}+\frac{III_{\alpha\beta\gamma\delta}}{r^2}+\frac{N_{\alpha\beta\gamma\delta}}{r}, \qquad (2.21)$$

де символи *I, II, III, N* позначають чотири-індексні тензори, що мають симетрії тензора Рімана і відповідають типам Петрова I, II, III, N, а I^0 відповідає спеціальному випадку першого типу ([521], [523], [522]); ці тензори у кожному доданку не залежать від відстані r. З формули (2.21) видно, що на великих відстанях домінує структура тензора кривини типу N. Зауважимо, що аналогічний результат можна отримати безпосередньо, у лінійному наближенні ЗТВ.

2.2.3. Чи треба модифікувати теорію гравітації Ейнштейна?

Будь-яка фізична теорія має межі застосовності, і ЗТВ не є винятком. Ця книга присвячена перевіркам та застосуванням класичної (тобто неквантової) релятивістської теорії тяжіння, тим не менш зауважимо, що існує загальна думка, що теорія гравітаційного поля в перспективі має бути модифікована з урахуванням квантових ефектів. Ймовірно, що шлях до такої модифікації пролягає через об'єднання в єдину схему усіх фізичних взаємодій: сильної, слабкої, електромагнітної та гравітаційної.

Певні натяки про необхідність модифікацій є в самій ЗТВ: це присутність в теорії певних сингулярних розв'язків (космологічна сингулярність, так звані «голі сингулярності»), що перешкоджають можливості робити передбачення.

На цей час найбільшим стимулом для модифікацій ЗТВ є космологічні проблеми. Є спостережні астрономічні свідчення, що вказують на недостатність стандартної космологічної моделі, яка базується на ЗТВ. А саме, застосування рівнянь Ейнштейна зі «сталою космологічною константою» в стандартній космології без введення додаткових космологічних полів призводить до певних непорозумінь (проблеми горизонту, проблеми площинності, ентропії тощо, див. напр. ([470], [462], [463], [391]), серед яких найбільш важливою, на нашу думку, є проблема горизонту. Йдеться про те, що напрямки на небі, що відрізняються на декілька градусів, в стандартній моделі виявляються причино незв'язаними. Звідси незрозуміло, чому температури реліктового випромінювання, що реєструють з різних напрямків, збігаються з відносною точністю аж до 10^{-5}? Ця проблема, швидше за все, стосується класичної області, однак ще не факт, що це проблема суто гравітаційна; тут можливі варіанти із введенням нових негравітаційних полів.

Відомий шлях до вирішення цих проблем дає інфляційна модель раннього Всесвіту (див. напр.,[462], [463], [391], [500], [448]), яка спирається на припущення про існування ефективної космологічної сталої у ранньому Всесвіті. Це може бути забезпечено за допомогою уведення нових космологічних полів ([322], [223], [404]), тобто коли космологічна стала є наслідком введення деякого скалярного поля, що модифікує гравітаційну взаємодію. Чи можна пов'язувати ці поля з гравітацією? Якщо буде показано, що ці поля мають універсальний характер, тобто однаково діють на усі види матерії, тоді можна говорити про модифікації релятивістської теорії тяжіння. В цьому розумінні космологічні проблеми стимулюють модифікації ЗТВ. Можливо, що додаткові поля є проявом квантово-гравітаційних ефектів. Якщо це так, то для побудови

гравітаційної класичної дії варто залучити сталу Планка h, тоді в теорії природним чином з'являються додаткові розмірні константи – планківські довжина, час і маса. З другого боку, нові константи, зокрема, константа довжини, можуть бути уведені з інших міркувань, незалежно від планківських параметрів. Звідси виникають узагальнені вирази для дії в так званій «модифікованій гравітації» або $f(R)$ гравітації (див., напр., посилання в [359], [264]). Замість густини лагранжіану $L_0=C_1R+C_2$ розглядають більш загальну функцію $L=f(R)$, яка може бути навіть неаналітичною функцією кривини R, або ще більш загальну $L = f\left(R, R_{\alpha\beta}R^{\alpha\beta}\right)$. Існує певна відповідність між модифікованою гравітацією і стандартною ЗТВ зі спеціальним типом скалярного поля [359], [462].

Досить популярними є теорії з додатковими вимірами, зокрема, коли спостережуваний Всесвіт розглядають як 3+1 поверхню, «брану» (термін «брана» – багатовимірне узагальнення, що походить від слова «мембрана»), яка вкладена в многовид більш високої розмірності [232], [323], [148]. Кінцевою метою цих розробок є об'єднання ЗТВ з квантовою теорією поля та розв'язання на цій основі проблеми народження Всесвіту. Відзначимо роботи українських авторів, де розглядається можливість народження Всесвіту з вакуумних флуктуацій, зокрема роботи П.І. Фоміна та його учнів [542], [543], [130].

Докладний огляд сучасних пошуків модифікованої теорії гравітації подано в роботі [88]. Метою цих, так би мовити, «багатовекторних» пошуків можливих модифікацій релятивістської теорії тяжіння є її об'єднання на фундаментальному рівні з теорією елементарних частинок, яке має прояснити фізику чорних дір, ядер галактик, темної матерії та темної енергії, нарешті – походження та еволюції Всесвіту [536].

2.3. Релятивістська космологія

2.3.1. Рівняння однорідної ізотропної космології

Згідно з космологічним принципом наш Всесвіт у середньому є просторово-однорідним та ізотропним. Врахування цієї умови в рівняннях Ейнштейна з космологічною сталою веде до розв'язків Фрідмана.

Наведемо основні рівняння, які описують сучасний етап космологічного розширення. Вони випливають з рівнянь (2.18) з тензором енергії-імпульсу (2.13) релятивістської ідеальної рідини. При цьому для опису ранньої, так званої гарячої, стадії розширення Всесвіту застосовують

рівняння $p = \varepsilon / 3$, що описує ультрарелятивістский ідеальний газ, фотони або їхню суміш за умови термодинамічної рівноваги. Але у сучасну епоху баріонна речовина еволюціонує окремо від випромінювання. Для її опису можна застосовувати рівняння стану «пилової» матерії (з рівнянням стану $p = 0$), частинки якої взаємодіють тільки гравітаційно, причому в ролі таких «частинок» баріонної речовини виступають зорі та галактики. У сумарний тензор енергії імпульсу $T_m^{\mu\nu} = \rho_m c^2 u^\mu u^\nu$ дають внесок темна небаріонна матерія (приблизно 25%) та баріонна матерія – видима та невидима (5%).

Член з космологічною сталою можна також подати як доданок в тензор енергії-імпульсу ідеальної рідини, що відповідає рівнянню стану $p = -\varepsilon$. Це легко бачити, якщо перенести член з Λ в праву частину (2.18) та покласти $T_\Lambda^{\mu\nu} = -p_\Lambda g^{\mu\nu}$, де $p_\Lambda = -\varepsilon_\Lambda$; *де* $\varepsilon_\Lambda = \Lambda c^4/(8\pi G)$ можна інтерпретувати як густину енергії вакууму. При цьому $T_\Lambda^{\mu\nu}$ формально також має вигляд (2.14).

Звідси (якщо знехтувати внеском інших видів матерії) права частина рівнянь Ейнштейна (2.18) має вигляд

$$T^{\mu\nu} = T_m^{\mu\nu} + T_\Lambda^{\mu\nu}. \tag{2.22}$$

За теорією інфляції тривимірний простір зараз має бути практично плоским, тобто густина маси у Всесвіті з великою точністю є критичною; саме цей варіант узгоджується зі спостережуваними даними. Звідси випливає, що метрика простору-часу Всесвіту має такий вигляд:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2), \tag{2.23}$$

де масштабний фактор *a(t)* залежить тільки від часу *t*. Метрика (2.23) визначає усі геометричні співвідношення на космологічних масштабах.

Рівняння Ейнштейна (2.18) з правою частиною (2.22) для метрики (2.23) дають таку систему рівнянь:

$$\frac{dH}{dt} + H^2 = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p/c^2), \tag{2.24}$$

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \tag{2.25}$$

де $H = a^{-1}(da/dt)$ – параметр Габбла.

З рівнянь гідродинаміки залишається лише одне співвідношення

$$\frac{d\rho}{dt} + 3\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right)\frac{d}{dt}\ln a = 0, \tag{2.26}$$

яке залежить від (2.24), (2.25).

Якщо відома залежність $a(t)$, метрика (2.23) дає можливість розрахувати всі спостережувані величини, зокрема відстані та червоне зміщення позагалактичних об'єктів (див., напр. [456], [479]). Нагадаємо, що фотометрична відстань – це така, на якій в евклідовому просторі нерухомий об'єкт дає той самий потік енергії в точці спостереження, як і цей самий об'єкт у фрідманівському Всесвіті. Параметр H та масштабний фактор a пов'язані з червоним зміщенням z та фотометричною відстанню D_{ph} такими співвідношеннями ([456], [479], [322]):

$$1+z=\frac{a(t_0)}{a(t)}, \qquad H(z)=\left[\frac{d}{dz}\left(\frac{D_{ph}(z)}{1+z}\right)\right]^{-1}, \tag{2.27}$$

де t_0 – сучасна епоха (час від народження Всесвіту), $z = z(t,t_0)$. Перше співвідношення дає змогу перейти в рівняннях (2.24), (2.25) від космологічного часу t до червоного зміщення z.

2.3.2. ΛCDM модель з критичною густиною

Зі співвідношень (2.26) та (2.27) для холодної матерії $(p_m = 0)$ розрахуємо залежність густини ρ_m від z :

$$\rho_m=\rho_{m0}(1+z)^3; \qquad \rho_c=\frac{3H_0^2}{8\pi G}, \tag{2.28}$$

де ρ_{m0}, ρ_c та $H_0=H(0)$ – значення густини холодної матерії, критичної густини та параметра Габбла в сучасну епоху. Густина маси «темної енергії» – стало величиною, і тільки вона дає внесок у тиск в (2.25). Ці залежності випливають із (2.26), після чого залишається незалежним лише одне співвідношення з (2.24),(2.25). Враховуючи (2.25), маємо

$$\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}=H_0\left[1-\Omega_m+(1+z)^3\Omega_m\right]^{1/2}; \quad \Omega_m=\frac{\rho_{m0}}{\rho_c},$$

або

$$H(z)=H_0\left[1-\Omega_m+(1+z)^3\Omega_m\right]^{1/2}. \tag{2.29}$$

Звідси можна отримати зв'язок фотометричної відстані з червоним зміщенням в космологічної моделі з холодною темною матерією (ΛCDM-модель) з критичною густиною:

$$D_{ph}(z) = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_1^{z+1} \frac{d\xi}{\sqrt{1-\Omega_m + \Omega_m \xi^3}}$$

Експериментально отримана залежність $D_{ph}(z)$ дає змогу визначити параметри H_0 та Ω_m.

2.3.3. Динамічні моделі космологічної сталої

Як було зазначено вище, зараз активно розробляють так звані динамічні моделі космологічної сталої, де вона насправді не стала, а змінна в часі величина. Зокрема, це може бути пов'язано з додатковим космологічним полем, яке не залежить від гравітації або є наслідком квантово-гравітаційних ефектів; це поле інколи називають «квінтесенцією» або «темною енергією», що забезпечує сучасне прискорення розширення Всесвіту [322]. На ранньому етапі космологічного розширення значення Λ було дуже великим, що забезпечило експоненційне розширення Всесвіту (інфляцію) та причинний зв'язок між різними областями його видимої частини [467]. Сучасне значення Λ значно менше, але воно дає головний внесок у космологічну густину. Якщо записати рівняння стану темної енергії у вигляді $p = w\rho$, де p та ρ, відповідно, її тиск та густина, то для незмінної космологічної сталої маємо $w = -1$. Експериментальна оцінка за спостереженнями реліктового випромінювання дає $w < -0.78$ з довірчою ймовірністю 95% [77]. Тут виникає низка пов'язаних між собою питань: чи можна це поле ототожнити з гравітацією; чи є воно універсальним; як його врахувати в рівняннях космології; чи впливає воно на маси елементарних частинок та величини фундаментальних констант; чи можна зареєструвати певні ефекти «темної енергії» в гравітаційних експериментах тощо.

Можливості динамічних моделей космологічної сталої, що містять скалярне поле, декілька таких полів чи векторні поля, – більш широкі, ніж у випадку ΛCDM-моделі. Космологічне поле, якщо воно дійсно існує, може бути досить специфічним об'єктом, властивості якого суттєво відрізняються від усіх досі відомих полів. У зв'язку з цим в літературі аналізують різноманітні лагранжіани таких полів [322].

Розглянемо як приклад загальну модель зі скалярним полем, лагранжіан якого є

$$L = F(X) - V(\phi), \tag{2.30}$$

де $X \equiv (1/2) g^{\alpha\beta} \partial_\alpha \phi \, \partial_\beta \phi$, $F(X)$ – кінетичний член, $V(\varphi)$ – потенціал. У формулах цього підрозділу вибір системи одиниць відповідає $c = 1$.

Тензор енергії імпульсу має вигляд

$$T_\nu^\mu = -\delta_\nu^\mu (F - V) + \partial_\nu \phi \, \partial^\mu \phi (\partial F / \partial X) . \qquad (2.31)$$

В однорідній ізотропній космології лише похідні за часом $X \equiv (1/2)(d\phi / dt)^2$ є відмінними від нуля. У цьому випадку тензор (2.31) можна подати у вигляді тензора ідеальної релятивістської рідини (2.14) і його нетривіальні компоненти можна формально ототожнити з гідродинамічними параметрами – тиском та густиною маси, покладаючи

$$p_\phi \equiv F(X) - V(\phi) ,$$

$$\rho_\phi \equiv -F(X) + V(\phi) + 2X \frac{\partial F(X)}{\partial X} .$$

Якщо виконується умова $p_\phi = -\rho_\phi$ для будь-якого F, маємо $\varphi = const$, що в ΛCDM-моделі відповідає сталому Λ. Але цей випадок не вичерпує усіх допустимих варіантів моделі зі скалярним полем.

Вважаючи, що у Всесвіті є лише пилова матерія з рівнянням стану $p_m = 0$ та скалярне поле з лагранжіаном (2.29), з (2.24) – (2.26) отримуємо умови для кінетичного члена та його першої похідної, що випливають зі спостережень:

$$X \frac{dF}{dX} = \rho_c \psi(z) , \qquad (2.32)$$

$$F - V = \rho_c \xi(z) . \qquad (2.33)$$

де функції

$$\psi(z) = \frac{(1+z)}{6H_0^2} \frac{dH^2}{dz} - \frac{1}{2} \Omega_m (1+z)^3 ,$$

$$\xi(z) = \frac{(1+z)}{3H_0^2} \frac{dH^2}{dz} - \frac{H^2}{H_0^2} .$$

можна визначити експериментально з точністю до констант Ω_m, H_0.

Коли вигляд кінетичного члена $F(X)$ (зазвичай його обирають у вигляді $F(X) \equiv X$, величина Ω_m та функції ψ та ξ відомі, тоді потенціал $V(\varphi)$ визначається з цих рівнянь параметрично разом із $\varphi(z)$. Якщо величину Ω_m оцінювати незалежно, то, згідно з (2.27), функції ψ та ξ можна

виразити через залежність фотометричної відстані $D_{ph}(z)$ від червоного зміщення z, відомої зі спостережень за надновими ([292], [361]).

Однак вирази (2.32), (2.33) містять другі похідні від експериментальної залежності $D_{ph}(z)$, що робить процедуру визначення потенціалу дуже чутливою до зашумлення спостережних даних. Крім того, слід підкреслити велику довільність у виборі лагранжіану (2.30), котру залишають вимірювання фотометричної відстані. Для конкретизації космологічного поля потрібні додаткові дані чи гіпотези фізичного характеру. Але для стандартного вибору $F(X) \equiv X$ лагранжіан зафіксовано практично однозначно рівняннями (2.32),(2.33), причому легко отримати явний вигляд потенціалу у параметричній формі [431].

2.4. Неметричні узагальнення теорії тяжіння

2.4.1. Мотиви узагальнень

Доцільно проаналізувати можливості модифікацій ЗТВ на базовому рівні, пов'язані зі змінами моделі простору-часу. Це необхідно як для планування перевірок теорії, так і для дослідження меж її застосування. Важливим кроком на цьому шляху було дослідження класу метричних теорій, що для слабкого поля можна описати в рамках так званого параметризованого пост-ньютонівського (ППН) формалізму [537]. Ці теорії задовольняють принципи еквівалентності; у цьому класі теорій інтерпретуються результати «ненульових» експериментів (див. розд. 3.1.4). Але щоб розглянути цей комплекс проблем з більш широких позицій і дати теоретичну основу для аналізу перевірок принципів еквівалентності (розд. 2.1.2), потрібен аналіз неметричних модифікацій ЗТВ. Таких теорій існує дуже багато, і тому обмежимося лише загальним обговоренням проблем, що виникають.

Прикладами неметричних теорій є афінно-метричні теорії, в яких поряд з метричним тензором використовується неметрична афінна зв'язність, теорії з декількома метриками на многовиді простору-часу [396], а також фінслерові узагальнення ЗТВ [530], [443]. Метрично-афінні узагальнення ЗТВ виникають природним чином у рамках калібрувального підходу до побудови теорії гравітації (див., напр., [483], [145], [144]). Фінслерові узагальнення ЗТВ спираються на відповідну модифікацію СТВ. Вони приваблюють можливістю модифікувати релятивістську кінематику при дуже високих швидкостях [241], як це передбачається у деяких підходах до квантової гравітації. Таку модифікацію

розглядають, зокрема, як можливе пояснення поведінки спектра космічних променів у області надвисоких енергій (див., напр., [80], [233], [138]). У літературі обговорюються також космологічні тести, які б дали можливість виявити або заперечити неметричні ефекти, наприклад, подвійне променезаломлення світла при поширенні у гравітаційному полі [302]. Починаючи з відомого $TH\varepsilon\mu$ - формалізму [537], [394], неметричні узагальнення залучають для інтерпретації перевірок принципів еквівалентності.

Як було відзначено у розд. 2.1, загальною рисою метричних теорій є універсальний алгоритм, за допомогою якого майже автоматично встановлюються рівняння електродинаміки та інших фізичних полів на фоні гравітаційного, а також співвідношення для локальних спостережуваних величин, що дають можливість аналізувати результати усіх вимірювань. У неметричних теоріях, що не містять принцип локальної лоренцевості, для повноти фізичної картини ці питання необхідно аналізувати окремо. Послідовна гравітаційна теорія має задовольняти критерій повноти, тобто повинна містити рецепти модифікації усіх рівнянь теоретичної фізики для врахування впливу гравітації. У першу чергу, мова йде про рівняння електродинаміки та рівняння руху тіл і суцільного середовища. Водночас, послаблення постулатів метричності повинне зберігати найбільш фундаментальні вимоги самоузгодженості та відповідності до ЗТВ [537].

2.4.2. Час та рівняння руху пробних тіл у фінслеровій теорії

Обговоримо, передусім, фінслерове узагальнення теорій гравітації, що видається чи не найбільш природним. У цій теорії диференціал інтервалу визначається додатньо-однорідною формою першого ступеня за dx^{ν}:

$$ds = \Phi(x, dx)\,. \tag{2.34}$$

На траєкторії $x(p)$ з параметром p для диференціалу власного часу маємо

$$d\tau = \frac{1}{c}\Phi(x, \dot{x})dp, \qquad \dot{x} = \frac{dx}{dp}\,; \tag{2.35}$$

умова однорідності забезпечує незалежність обчислення власного часу від вибору параметра p. У випадку ріманової метрики (2.3)

$$\Phi_{metr}(x, \dot{x}) = \{g_{\mu\nu}\dot{x}^{\mu}\dot{x}^{\nu}\}^{1/2}\,. \tag{2.36}$$

Вимірювання часу, очевидно, не вичерпує усіх можливих вимірювань спостережуваних величин. Зокрема, для теоретичного опису геометричних вимірювань необхідно задати спосіб обчислення кутів між напрямами, тобто аналог метричного тензора. В узагальненій теорії тяжіння цей тензор можна отримувати з форми (2.34), як це роблять у фінслеровій геометрії [530]:

$$G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial^2\left[\Phi\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)\right]^2}{\partial y^{\mu}\partial y^{\nu}}. \qquad (2.37)$$

Цей метричний тензор залежить не тільки від точки x^{α}, але і від напряму вектора y^{β}. Ця залежність вимагає фізичної інтерпретації. Один із можливих підходів полягає у тому, щоб задати векторне поле $y^{\beta}\left(x^{\alpha}\right)$ та інтерпретувати його як поле швидкості системи відліку [530], [443]. Альтернативний підхід, наприклад, полягає у тому, аби інтерпретувати $y^{\beta}\left(x^{\alpha}\right)$ як деяке космологічне поле.

Для аналізу спостережень необхідним елементом є рівняння електродинаміки, котрі узагальнюють (2.9)-(2.11) за наявності фінслерової метрики (2.34). Це, в свою чергу, тягне за собою аналіз усіх астрономічних спостережень та систем відліку, пов'язаних, безпосередньо чи опосередковано, з поширенням електромагнітного випромінювання. Виникає велика кількість варіантів, особливо в плані розгляду спостережних величин у припущенні відсутності принципу локальної лоренцевості. Наприклад, для вимірювання часу замало вказати форму (2.34), необхідним є розгляд конкретних моделей годинників та способу порівняння їх відліків. У зв'язку з цим, одним із можливих шляхів дослідження є використання наближених феноменологічних схем, аналогічно неметричному $TH\varepsilon\mu$ - формалізму, та залучення параметризованих лагранжіанів ([537], [394], [302]).

Певні вказівки на придатність такого підходу можна отримати, якщо зв'язати форму (2.34) з лагранжіаном пробної частинки. Нехай пробне (точкове) тіло з ненульовою масою спокою рухається у гравітаційному полі. Маючи формулу для інтервалів часу (2.34), природно ввести рівняння руху тіла за допомогою інтегралу дії:

$$S_a \sim \int \Phi(x, \dot{x})dp. \qquad (2.38)$$

Це досить сильне припущення, яке дає змогу порівнювати результати перевірок за допомогою вимірювання часу та за допомогою стеження за траєкторіями тіл.

У будь-якому разі слід очікувати, що величина $\Phi^2(x,\dot{x})$ мало відрізнятиметься від квадратичної форми $\Phi^2_{metr}(x,\dot{x})$. Відкладаючи питання про спосіб обчислення спостережуваних величин, з'ясуємо, чи можна відрізнити рівняння руху, що відповідають дії (2.38), від рівнянь геодезичних ліній, що відповідають якомусь метричному тензору.

$$S_a = \int L_m(x,\dot{x})dt, \quad L_m = -mc^2\{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu\}^{1/2},$$

де $\dot{x}^\mu \equiv dx^\mu / dt$.

Нехай $\{x^\mu\}=\{ct,\mathbf{x}\}$; де t – координатний час у певній системі, що є аналогом барицентричної системи відліку для Сонячної системи; $\mathbf{v}=d\mathbf{x}/dt$ (покомпонентно $v^i = dx^i/dt$, i=1,2,3) – звичайна тривимірна швидкість руху пробного тіла, яка в астрономічних явищах мала порівняно зі швидкістю світла: $|\mathbf{v}|<<c$. Покладаючи $p=t$, маємо

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{dt}\frac{dx^\nu}{dt} = c^2\left[g_{00} + 2g_{0i}\frac{v^i}{c} + g_{ij}\frac{v^i v^j}{c^2}\right]. \qquad (2.39)$$

В усіх експериментах, що плануються у найближчому майбутньому у Сонячній системі, виконуються умови

$$g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu}; \quad |g_{0i}|<<1, \quad |\mathbf{v}|<<c.$$

Недіагональні члени метрики пов'язують із гравімагнітними ефектами, що виникають внаслідок обертання джерел гравітаційного поля. Оцінка цих ефектів у ЗТВ дає малі величини (див. розд. 3.3). Тому для типових випадків внесок лінійних членів за швидкостями у квадратних дужках навіть менший, ніж квадратичних.

Порівняємо (2.39) з квадратом величини $\Phi(x,\dot{x}) = \Phi(x,1,\mathbf{v}/c)$ ($p = t$). Розкладаючи за малими величинами v^i/c, запишемо

$$\Phi^2 \approx \Phi^2_{(2)} + \Phi^2_{(4)}. \qquad (2.40)$$

Тут перший доданок об'єднує члени до другого порядку по v^i/c:

$$\Phi^2_{(2)} \approx \Phi^2(x,1,0) + \Phi^2_{v_i}(x,1,0)\frac{v_i}{c} + \frac{1}{2}\Phi^2_{v_i v_j}(x,1,0)\frac{v_i v_j}{c^2} \qquad (2.41)$$

де $\Phi^2_{v_i} = \dfrac{\partial \Phi^2}{\partial v_i}$, $\quad \Phi^2_{v_i v_j} = \dfrac{\partial \Phi^2}{\partial v_i \partial v_j}$ і т. ін.,

а другий – решту членів розкладу, в якому обмежимось членами до четвертого порядку:

$$\Phi^2_{(4)} \approx \frac{1}{3!}\Phi^2_{v_i v_j v_k}(x,1,0)\frac{v_i v_j v_k}{c^3} + \frac{1}{4!}\Phi^2_{v_i v_j v_k v_l}(x,1,0)\frac{v_i v_j v_k v_l}{c^3} \qquad (2.42)$$

Звідси видно, що для виявлення неметричних ефектів треба вийти за рамки квадратичного наближення. Дійсно, якщо обмежитися членами, квадратичними за швидкостями, то для довільної фінслерової форми можна підібрати метричний тензор із компонентами

$$g_{00}(x) = \Phi^2(x,1,0), \qquad g_{0i} = \frac{1}{2}\Phi^2_{v_i}, \qquad g_{ij} = \frac{1}{2}\Phi^2_{v_i, v_j}, \qquad (2.43)$$

такий, що величина Ф у цьому наближенні співпадає з виразом (2.39) для власного часу пробної частинки в деякій метричній теорії. Подальший розгляд у цьому наближенні зводиться до ППН-формалізму, який свого часу детально був проаналізований (див., напр., [396], [394]).

Розглянемо варіанти членів вище другого порядку (2.42). При збереженні гіпотези ізотропії та однорідності можна припустити, що в системі спокою Всесвіту (системі реліктового випромінювання) $\Phi^2_{(4)} = \lambda(\mathbf{V}_S + \mathbf{v})^4$, куди входить швидкість Сонця $\mathbf{V}_S$ відносно реліктового випромінювання та швидкість тіла v відносно Сонця. Величина λ може бути пов'язана з деяким космологічним полем, але, зважаючи на характерні космологічні масштаби, для експериментів у Сонячній системі будемо вважати її сталою. Внесок членів $\sim (\mathbf{V}_S + \mathbf{v})^4$ є порівняним з іншими членами в $\Phi(x, \dot{x})$, що впливають на значення зсуву перигелію планет при русі навколо Сонця. Спостереження за планетами з точністю до відсотка підтверджують передбачення ЗТВ, а значить суттєво обмежують відхилення від цієї теорії, пов'язані з ненульовим параметром λ.

Розгляд зазначених питань є корисним принаймні для того, щоб порівняти різні експерименти та визначити найбільш оптимальні шляхи для отримання оцінок параметрів, що визначають неметричні ефекти. Так, можна перевіряти формулу (2.35) за допомогою безпосереднього вимірювання часу чи частоти у гравітаційному полі. Досі найточніші перевірки релятивістського зсуву частоти проводилися у полі Землі. За допомогою сучасних стандартів частоти було перевірено відповідні

ефекти першого порядку за гравітаційним потенціалом з відносною точністю до 10^{-4}. У проекті Сонячного зонду (STM) розглядають можливість вимірювання гравітаційного зсуву частоти на відстані чотирьох радіусів Сонця. У такому випадку з'являється можливість перевірки ефектів $\sim(\mathbf{v}^2/c^2)^4$, $\mathbf{v}^2 r_g/(rc^2)$ та $(r_g/r)^2$, що мають тут порядок 10^{-13}.

Але за припущенням (2.38), члени, що відповідають за зсув частоти, виникають і в пост-ньютонівському наближенні для рівнянь руху пробного тіла. Вони впливають на такі релятивістські ефекти, як прецесія перигелію планет, зокрема Меркурія. Тому, в рамках зазначеного припущення, вимірювання часу без траєкторних спостережень не дадуть нової інформації. Втім зазначимо, що, хоча припущення (2.38) є цілком прийнятним з точки зору сучасних теоретичних уявлень, його також треба перевіряти.

Додаткові можливості для теоретичних зіставлень виникають при побудові конкретних моделей вимірювання часу. Неметричні поправки в дії (2.38) дають внесок і в квантові рівняння руху, тобто впливають на величини переходів між станами в атомі водню тощо. Таким чином, вимірювання ефекту зсуву частоти дають змогу інакше оцінити відхилення від метричності. Аналогічні перевірки можна проводити за допомогою порівняння ходу різних типів годинників, розміщених в одній лабораторії.

Наприкінці підрозділу відзначимо, що побудова феноменологічного неметричного формалізму для перевірок теорії тяжіння може бути основана на параметризованих рівняннях руху, що виникають, наприклад, при використанні умов наближеної лоренц-інваріантності для пост-ньютонівських лагранжіанів (див., напр., [460], [459], [458]).

2.4.3. Неметричні узагальнення вихідних положень теорії простору-часу

У подальшому розгляді обмежимося лише тими неметричними узагальненнями ЗТВ, які можна охарактеризувати як геометричні. Як і у випадку метричних теорій, ми приймаємо, що моделлю ПЧ є чотиривимірний многовид M, а гравітаційна взаємодія моделюється його геометричною структурою. Це створює певну основу для забезпечення повноти та самоузгодженості. Слід зазначити, що при застосуванні більш складних, ніж ріманова, геометрій зазвичай виникає декілька можливостей модифікації кожного з основних рівнянь фізики, тому перевірки самоузгодженості залишаються важливою проблемою. Наприклад, треба перевіряти, що різні за принципом дії годинники у змінному гравітаційному полі змінюють хід однаково, принаймні у перевірених експериментал-

но межах. Повне дослідження цього питання виходить за рамки нашого розгляду; ми обмежуємося лише обговоренням вихідних положень теорії на основі аналізу руху пробних тіл.

Далі, зважаючи на те, що для деяких явищ висновки ЗТВ добре перевірені, ми вимагаємо виконання принципу відповідності з ЗТВ. Точніше, вважаємо, що в узагальненій теорії існує неперервний граничний перехід до ЗТВ, коли деякий параметр ϖ прямує до нуля (зауважимо, що у ППН-формалізмі також виконується ця умова).

Головні геометричні структури, необхідні для фізики, є метрична форма та зв'язність. Перша дає змогу моделювати просторово-часові вимірювання, друга – визначати похідні тензорних величин. У ПЧ Мінковського метрика псевдоевклідова, а зв'язність відповідає абсолютному паралелізму. У метричних теоріях зв'язність повністю визначається рімановою метрикою. Будемо шукати подальші узагальнення цих структур, які можна було б узгодити з тими положеннями теорії гравітації, що надійно підтверджені досвідом. Зазначимо, що із принципу відповідності до СТВ випливає існування у кожній точці ПЧ метричного тензора лоренцевої сигнатури.

Перейдемо до обговорення можливих послаблень постулатів метричності [537], [394]. Нагадаємо, що, за Уіллом [537], [394], метричні теорії можуть бути визначені такими постулатами:

1) *простір-час має метрику* $g_{\alpha\beta}$;

2) *світові лінії пробних тіл є геодезичними лініями цієї метрики;*

3) *у локальних вільно падаючих системах відліку, що мають назву лоренцевих, негравітаційні закони фізики є законами СТВ.*

Не можна не помітити, що перші два постулати мають цілком визначений геометричний зміст, тобто вони стосуються математичної моделі ПЧ та руху тіл. Третій постулат (як і ЕПЕ) сформульований у фізичних термінах і ще потребує математичного моделювання. Зрозуміло, що з фізичного принципу не можна вивести математичну модель і він не може бути еквівалентним системі математичних постулатів. Лоренцева система відліку фактично моделюється орторепером, що переноситься паралельно вздовж геодезичної траєкторії спостерігача. При цьому третій постулат можна сформулювати так:

3') *«вмикання» гравітаційного поля моделюється переходом від евклідової зв'язності ПЧ СТВ до ріманової зв'язності, що відповідає метриці* $g_{\alpha\beta}$.

Завдяки виконанню умови метричності $g_{\alpha\beta;\gamma} = 0$ довжини векторів та кути між ними не змінюються при паралельному перенесені.

У релятивістській теорії власний час є чи не найбільш фундаментальною вимірювальною величиною. Дж. Сінг [534] навіть пропонував відмовитися взагалі від терміну «геометрія», замінивши його на «хронометрія». Тому, переходячи до моделювання геометрії ПЧ, перш за все, треба визначити формулу для власного часу.

Далі ми розглядаємо пробні тіла як матеріальні точки, з якими можна пов'язати стандартні годинники. Відповідно СПЕ вважаємо, що рух пробного тіла визначається початковим положенням та швидкістю. Нехай $x^{\mu} = x^{\mu}\left(p\right)$ – траєкторія тіла, p – довільний монотонно зростаючий параметр. Тоді для диференціала власного часу маємо прийняти формулу (2.34).

Як уже відзначалося, самої форми $\Phi\left(x^{\alpha}, dx^{\beta}\right)$ (2.34) недостатньо для моделювання просторово-часових вимірювань. Для цього необхідно мати аналог метричного тензора. З умови однорідності функції Φ випливає, що

$$\left(d\tau\right)^2 = G_{\mu\nu}(x^{\alpha}, dx^{\beta})dx^{\mu}dx^{\nu}, \tag{2.44}$$

де тензор $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$ визначається формулою (2.37). Він є однорідним нулевого степеня однорідності за змінними y^{β}:

$$G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, \lambda y^{\beta}\right) = G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$$

Це одне з можливих означень метричного тензора у фінслеровій геометрії. У рімановій геометрії задання метричної форми еквівалентне заданню метричного тензора. У випадку фінслерової геометрії це вже не так, і нема достатніх підстав, щоб приймати цю формулу. Якщо задавати безпосередньо симетричний тензор $G_{\mu\nu}(x^{\alpha}, y^{\beta})$ нульового степеня однорідності за змінними y^{β}, тобто відмовитися від формули (2.37), то приходимо до так званих узагальнених фінслерових геометрій. Отже, ми припускаємо, що для розглядуваного нами класу теорій справедливий такий узагальнений постулат:

1) На просторово-часовому многовиді M існує узагальнений фінслерів метричний тензор $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$; квадрат інтервалу між близькими подіями задається формулою (2.44); коли ϖ прямує до нуля, тензор $G_{\mu\nu}$ прямує до метричного тензора ЗТВ, $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right) \xrightarrow[\varpi \to 0]{} g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)$.

Згідно з принципом відповідності метричний тензор можна подати як $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right) = g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right) + \varpi\,\Theta_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}, \varpi\right)$, де $\varpi\,\Theta_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}, \varpi\right)$ –

тензор деформації метрики. При $\varpi = 0$ тензор $G_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)$ має лоренцеву сигнатуру. Сигнатура може змінюватися лише на гіперповерхнях, що визначаються рівнянням $\det\left\lfloor G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)\right\rfloor = 0$. Це рівняння може мати один чи кілька розв'язків $\varpi = \Omega\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$, але жодна з цих поверхонь не перетинає поверхню $\varpi = 0$. Отже, можна стверджувати, що у кожній точці $\left(x^{\alpha}\right)$ і для всіх напрямів $\left(y^{\beta}\right)$ існує скінченний інтервал значень параметра ϖ, у якому сигнатура тензора $G_{\mu\nu}$ залишається лоренцевою. Тому здається цілковито виправданим такий постулат:

2) Рівняння $G\left(x_0^{\alpha}, dx^{\beta}\right) = 0$ виділяє в дотичному просторі $T_{x_0}M$ точки x_0 двопорожнинний світловий конус; кожному 4-напряму, що задовольняє це рівняння, відповідає траєкторія світлового променя.

Далі, згідно з прийнятою моделлю, маємо:

3) Через кожну точку x_0^{α} ПЧ у кожному 4-напряму, такому, що $G\left(x_0^{\alpha}, dx^{\beta}\right) > 0$, проходить одна і тільки одна траєкторія пробних тіл. З кожним пробним тілом можна пов'язати стандартний годинник, покази якого збігаються з інтервалом уздовж траєкторії.

Нарешті, узагальнюючи постулат 3', ми поки-що не уточнюємо зв'язність ПЧ однозначно, а лише вимагаємо такої умови:

4) Вплив гравітації на динаміку матерії моделюється введенням нетривіальної зв'язності на M; при $\varpi = 0$ зв'язність ПЧ є псевдорімановою, що відповідає метриці $g_{\alpha\beta}$.

Рівняння (2.34) фіксує певну параметризацію траєкторій частинок ненульової маси. Його можна переписати у вигляді

$$\Phi(x^{\alpha}, dx^{\beta}/d\tau) = 1, \tag{2.45}$$

і розглядати як інтеграл руху, або як в'язь. Унаслідок цього лише три компоненти 4-вектора швидкості $dx^{\beta}/d\tau$ є незалежними.

З третього постулату випливає, що траєкторії пробних тіл задовольняють систему рівнянь другого порядку:

$$\frac{d^2x^{\alpha}}{d\tau^2} + K^{\alpha}\left(x^{\beta}, \frac{dx^{\gamma}}{d\tau}\right) = 0. \tag{2.46}$$

При цьому будемо вважати, що функції

$$K^{\alpha}\left(x^{\beta}, \frac{dx^{\gamma}}{d\tau}\right)$$

є однорідними другого порядку за похідними $\dfrac{dx^{\gamma}}{d\tau}$, отже, вони можуть бути представлені у вигляді:

$$K^{\alpha}\left(x^{\mu},\frac{dx^{\nu}}{d\tau}\right)=K^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\frac{dx^{\nu}}{d\tau}\right)\frac{dx^{\beta}}{d\tau}\frac{dx^{\gamma}}{d\tau}, \qquad (2.47)$$

де симетричні за нижніми індексами коефіцієнти

$$K^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\frac{dx^{\nu}}{d\tau}\right)$$

є однорідними нульового степеня за швидкостями. Таке припущення важливе з кількох причин. Воно дає можливість: 1) обирати незалежним чином одиниці вимірювання координат та (власного) часу; 2) поширювати рівняння (2.46) на світлоподібні траєкторії, коли параметр τ набуває іншого фізичного тлумачення; 3) поширити рівняння (2.46) на просторовоподібні траєкторії, коли квадрат інтервалу стає від'ємним. Наслідком цієї однорідності є те, що розв'язки рівняння (2.46) залежать від початкових швидкостей $\dot{x}^{\nu}\big|_{\tau=0}$ та параметра лише через добутки $\left(\dot{x}^{\nu}\big|_{\tau=0}\cdot\tau\right)$. Тут і надалі звичайні похідні за власним часом позначаємо точкою вгорі, $dx^{\alpha}/d\tau=\dot{x}^{\alpha}$.

Рівняння (2.46) і (2.47) визначають криві, які можна назвати геодезичними для розглядуваних узагальнених геометрій. З точки зору диференціальної геометрії ці рівняння визначають так звану пульверизацію. При перетвореннях координат коефіцієнти $K^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\dot{x}^{\nu}\right)$ перетворюються як компоненти зв'язності. Будемо розглядати геодезичні криві як автопаралельні (аби виконувався узагальнений закон інерції) і формально перепишемо рівняння (2.46) з умовою (2.47) через коваріантні похідні:

$$\frac{D\dot{x}^{\alpha}}{d\tau}\equiv\frac{d\dot{x}^{\alpha}}{d\tau}+H^{\alpha}{}_{\beta\gamma}\dot{x}^{\beta}\dot{x}^{\gamma}=0. \qquad (2.48)$$

Доходимо висновку, що фізичну зв'язність $H^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\dot{x}^{\nu}\right)$, існування якої утверджується четвертим постулатом, можна подати у вигляді

$$H^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\dot{x}^{\nu}\right)=K^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\dot{x}^{\nu}\right)+L^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu},\dot{x}^{\nu}\right), \qquad (2.49)$$

де $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$ – тензор, який задовольняє таку умову:

$$L^{\alpha}_{\beta\gamma}\dot{x}^{\beta}\dot{x}^{\gamma}=0. \qquad (2.50)$$

Диференціюючи (2.45) та враховуючи рівняння (2.44), (2.46) і (2.47), отримуємо умову, що пов'язує узагальнені метричну та геодезичну структури:

$$\left(G_{\alpha\beta,\gamma} - 2G_{\alpha\delta}K^{\delta}_{\beta\gamma} - G_{\alpha\beta,,\delta}K^{\delta}_{\gamma\mu}\dot{x}^{\mu}\right)\dot{x}^{\alpha}\dot{x}^{\beta}\dot{x}^{\gamma} = 0\,. \qquad (2.51)$$

Тут комою внизу позначені частинні похідні за координатами, а двома комами – частинні похідні за компонентами швидкості. Рівняння (2.51) є однорідним третього степеня за швидкостями.

Таким чином, геометрія ПЧ визначається метричним тензором $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$ та зв'язністю (2.49), які задовольняють рівняння (2.50) та (2.51). Нехай $g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)$ – метричний тензор, що відповідає у рамках ЗТВ тому ж розподілу матерії, і $\Gamma^{\alpha}{}_{\beta\gamma}\left(x\right)$ – відповідна ріманова зв'язність. Згідно з принципом відповідності вважаємо, що тензор деформації

$$\Pi^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu}, y^{\nu}\right) = H^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu}, y^{\nu}\right) - \Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu}\right) \qquad (2.52)$$

формально пропорційний параметру ϖ .

Якщо порівняти геодезичні лінії, визначені рівнянням (2.48), з рімановими геодезичними, що відповідають метриці $g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)$, то за однакових початкових умов вони будуть поступово розходитися. Для лінійної за параметром ϖ частини цього відхилення можна знайти представлення через квадратури від тензора $\Pi^{\alpha}{}_{\beta\gamma}$.

Як приклад розглянемо більш простий випадок, коли компоненти метричного тензора та коефіцієнти зв'язності не залежать від швидкостей. Рівняння (2.46) стає рівнянням афінних геодезичних, і ми приходимо до афінно-метричних теорій гравітації [483], [145], [144]. У цьому випадку з рівняння (2.50) випливає, що тензор $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$ є кососиметричним за нижніми індексами. Це так званий тензор геодезичного скруту, який зазвичай позначають як $S^{\alpha}{}_{\beta\gamma}$. Рівняння (2.51) набуває такого вигляду:

$$G_{(\alpha\beta,\gamma)} - 2G_{\delta(\alpha}K^{\delta}_{\beta\gamma)} = 0\,. \qquad (2.53)$$

або, якщо прийняти звичайні позначення для коваріантного диференціювання та врахувати (2.49) і (2.50),

$$G_{(\alpha\beta;\gamma)} = 0\,. \qquad (2.54)$$

Відомо, що в будь-якому просторі афінної зв'язності задання поля симетричного тензора другої валентності $G_{\alpha\beta}\left(x\right)$, що використовується

для жонглювання індексами, дає змогу представити коефіцієнти зв'язності у вигляді [72]

$$\Gamma_{\alpha\mu\nu} = \{\alpha\mu\nu\} + Q_{\alpha\mu\nu} + \left(B_{\alpha\mu\nu} - B_{\nu\mu\alpha} + B_{\nu\alpha\mu}\right). \qquad (2.55)$$

Тут ми, на відміну від загального випадку, позначили коефіцієнти афінної зв'язності традиційно як $\Gamma_{\alpha\mu\nu} \equiv G_{\alpha\beta}\Gamma^{\beta}{}_{\mu\nu}$; $\{\alpha\mu\nu\}$ – символи Крістофеля; $Q_{\alpha\mu\nu} = S_{\alpha\mu\nu} + S_{\mu\nu\alpha} + S_{\nu\mu\alpha}$ – так званий тензор конторсії; $S_{\alpha\mu\nu} = \frac{1}{2}\left(\Gamma_{\alpha\mu\nu} - \Gamma_{\alpha\nu\mu}\right)$ – тензор скруту; $B_{\alpha\mu\nu} = -\frac{1}{2} g_{\alpha\mu;\nu}$ – тензор «неметричності». Тепер умова збереження норми 4-швидкості (2.51) або (2.53) означає, що повністю симетрична частина тензора неметричності дорівнює нулю [72].

Взагалі метричний тензор і коефіцієнти зв'язності залежать не тільки від точки простору-часу, але також і від 4-напряму у цій точці. Це, так би мовити, фінслерове узагальнення афінно-метричних геометрій. Фінслерова геометрія дуже багата можливостями для узагальнення звичних понять, але їх застосовність у фізиці досліджена ще недостатньо. Наприклад, відомо декілька різних узагальнень поняття кута між векторами [530]. Не важко ще збільшити їх кількість, але необхідно проаналізувати, яке з них має бути застосоване у конкретній фізичній ситуації. Ми сподіваємося, що тут у нагоді може стати принцип відповідності. Згідно з цим принципом для значень параметра ϖ, що належать деякому околу нуля, метричний тензор $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$ при всіх значеннях змінних x^{α}, y^{β} має лоренцеву сигнатуру.

Отже, існує поле орторепера $h_i^{\mu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$ та дуального корепера $h_{\mu}^{i}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$ так, що $G_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right) = \eta_{ik} h_{\mu}^{i} h_{\nu}^{k}$. Як і у ЗТВ, орторепер можна вважати моделлю локальної лоренцевої системи відліку. Нехай у точці x^{α} заданий деякий вектор A^{α}. Його можна розкласти за лінійним базисом $A^{\alpha} = A^{i} h_i^{\mu}\left(x^{\alpha}, y^{\beta}\right)$. Але виникає питання, як треба обирати та інтерпретувати аргумент y^{β}, і чи пов'язаний він з вектором A^{α}. Одна з можливостей полягає в тому, щоб ототожнити вектор y^{β} з 4-швидкістю системи відліку (монадою) [442]. З другого боку, це може бути якесь динамічне чи геометричне векторне поле $y^{\beta}\left(x^{\alpha}\right)$. В обох цих випадках орторепер не залежить від A^{α}. Це дає змогу визначити скалярний добуток векторів та кут між ними простим перетворенням відповідних лоренцевих визначень. Але слід зауважити, що такі гіпотези дещо відходять від вихідних фінслерових положень, оскільки, наприклад, формула (2.34) інтерпретується як «довжина» вектора dx^{α}.

Подібна ситуація виникає при визначенні коваріантної похідної через зв'язність $H^{\alpha}_{\beta\gamma}\left(x^{\mu}, y^{\nu}\right)$. У рівнянні геодезичних (2.48) аргумент y^{ν} природним чином інтерпретується як вектор швидкості, але у загальній формулі $A^{\alpha}{}_{;\beta} = A^{\alpha}{}_{,\beta} + H^{\alpha}_{\gamma\beta}\left(x^{\mu}, y^{\nu}\right)A^{\gamma}$ знову постає питання про роль вектора y^{ν}. Якщо припустити, що він пов'язаний з вектором A^{α}, то втрачається лінійність операції диференціювання.

Отже, розглядуваний клас узагальнень ЗТВ допускає визначення локально лоренцевих систем відліку, але вимагає подальшого вивчення.

Як видно, клас теорій, які задовольняють сформульовані вимоги, містить цілий набір різноманітних геометрій. Виникає питання, яким чином порівнювати між собою та зі спостережними даними висновки альтернативних теорій. Наприклад, коли в диференціальній геометрії порівнюють два простори, зазвичай вважають, що вони визначені у спільній системі координат. Отож, чи існує для розглядуваних геометрій якась спільна система референції? Позитивна відповідь на це питання базується на таких міркуваннях. На практиці системи відліку визначаються оптичними спостереженнями за небесними тілами та певними діями з годинниками, гіроскопами і т. ін. Кожна повна теорія гравітації має містити математичні моделі вільного руху пробних тіл, поширення світла та вказаних дій. Тому, як спільну основу для порівняння можна взяти такі визначення систем відліку, які базуються саме на цих моделях. Тобто мова йде про те, що математична система відліку має моделювати певну фізичну картину. Це відрізняє її від системи координат, що обирається з міркувань зручності розв'язку математичних рівнянь, котру, взагалі кажучи, невідомо як можна було б реалізувати практично. Таким чином, ці поняття різняться не стільки математичними об'єктами, скільки їх застосуванням.

У ЗТВ такі моделі систем відліку добре відомі. Це так звані системи відліку локального спостерігача, такі як система відліку Фермі та оптична система відліку [534], [525]. Саме вони можуть бути узагальнені й покладені в основу порівняння висновків різних теорій гравітації. Вони базуються на розгляді геодезичних ліній (зокрема, світлових) та паралельного перенесення орторепера.

Інтегрування рівняння геодезичних – це складна математична задача, яка точно розв'язується лише в дуже простих просторах. Але добре відомо, як вона розв'язується у формі степеневих рядів для загального випадку довільної пульверизації [530], [525]. Розроблений також метод інтегрування геодезичних та побудови систем відліку локального спостерігача у наближенні слабкого поля [239], [441], [260].

2.5. Багатовимірні моделі Калуци-Клейна

Як зазначалося вище, у теперішній час спостережуваний Всесвіт на достатньо великих відстанях добре описується ΛCDM моделлю з чотиривимірною метрикою Фрідмана-Робертсона-Уолкера (FRW). Однак, можливо, що простір-час на малих (планківських) відстанях має вимірність більше, ніж 4, і складну топологію.

Вперше гіпотеза багатовимірності простору-часу у теорії гравітації Ейнштейна була висловлена у 20-х роках минулого сторіччя у роботах Теодора Калуци [186] і Оскара Клейна [197]. Виявилось, що ідея багатовимірності дозволяє, у принципі, здійснити об'єднання різних фундаментальних взаємодій з гравітацією. Калуца і Клейн продемонстрували це на прикладі п'ятивимірного многовиду $M = M^4 \times S^1$, де M^4 – чотиривимірний простір-час, а S^1 позначає одновимірний тор (коло) з періодом a. У первісному варіанті цієї моделі компонент метрики $g_{44} = -a^2$ вважався сталим, а всі інші компоненти – залежними тільки від координат зовнішнього простору. У цьому випадку метрику багатовимірного простору-часу можна представити у вигляді:

$$\tilde{g}_{AB} = \begin{pmatrix} \bar{g}_{\mu\nu}(x) - \xi^2 A_\mu(x) A_\nu(x) a^2 & \xi A_\mu(x) a^2 \\ \xi A_\nu(x) a^2 & -a^2 \end{pmatrix}, \tag{2.56}$$

де $A,B = 0,1,2,3,4$; $\mu,\nu = 1,2,3$, а x – координати чотиривимірного простору-часу. Гравітаційна частина дії в теорії гравітації Ейнштейна з довільною кількістю вимірів $\Delta = D+1$

$$S_g = -\frac{1}{2}\frac{c^3}{2S_D \tilde{G}_\Delta}\int d^\Delta x \sqrt{|\tilde{g}|} R^{1/2}[\tilde{g}], \tag{2.57}$$

де $S_D = 2\pi^{D/2}/\Gamma(D/2)$ – повний тілесний кут (площа $(D-1)$-вимірної сфери одиничного радіусу), а $\tilde{G}_\Delta$ – гравітаційна стала у $(\Delta = D+1)$-вимірному просторі-часі. Після інтегрування за координатами внутрішнього простору (така процедура називається розмірною редукцією) у випадку 5-вимірної метрики (2.56) вона приймає вигляд

$$S_g = -\frac{1}{2}\frac{c^3}{8\pi G_N}\int d^4 x \sqrt{|\bar{g}|} R[\bar{g}] - \frac{1}{4}\int d^4 x \sqrt{|\bar{g}|} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \tag{2.58}$$

Ми ввели ньютонівську гравітаційну сталу[1]

$$G_N = \frac{S_4 \tilde{G}_5}{4\pi V_{\text{int}}}, \tag{2.59}$$

де об'єм внутрішнього простору $V_{\text{int}} = a$, а параметр $\xi^2 = 16\pi G_N / a^2$. Тензор напруженості електромагнітного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Очевидно, що ефективна редукована чотиривимірна теорія (2.58) описує модель, що об'єднує гравітаційну та електромагнітну взаємодію.

У подальших дослідженнях від умови $g_{44} = \text{const}$ відмовилися - у результаті була отримана теорія з додатковим скалярним полем. Наприклад, якщо покласти в (2.56) $A_\mu \equiv 0$ і $g_{44} = -a_2^0 \varphi^2(x)$, де a_0 – масштабний фактор внутрішнього простору у сучасну епоху t_0, а функція $\varphi(x)$ описує відхилення від цього значення, тобто $\varphi(t = t_0) = 1$, то розмірна редукція дії (2.57) дає

$$S_g = -\frac{1}{2}\frac{c^3}{8\pi G_N}\int d^4x \sqrt{|\bar{g}|} R[\bar{g}]\phi . \tag{2.60}$$

Це спеціальний випадок скалярно-тензорної теорії Бранса-Дікке з параметром $\omega = 0$. Не важко переконатися, що конформне перетворення метрики зовнішнього простору-часу $\bar{g}_{\mu\nu} = \varphi^{-1} g_{\mu\nu}$ і переозначення скалярного поля у вигляді $\phi = \sqrt{3/2}\ln\varphi$ перетворює дію (2.60) у такий спосіб:

$$S_g = -\frac{1}{2}\frac{c^3}{8\pi G_N}\int d^4x \sqrt{|g|}\left\{R[g] + g^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi\,\partial_\nu\varphi\right\}. \tag{2.61}$$

Така ефективна редукована чотиривимірна теорія описує модель з гравітаційним і вільним (без потенціала) скалярним полями у представленні Ейнштейна. Говорять, що дія для цієї моделі у вигляді (2.60) записана у представленні Бранса-Дікке.

В цих ранніх роботах додаткові виміри використовувалися, скоріше, як математичний трюк для отримання теорій об'єднання фізичних

---

[1] У цьому розділі та у розділі 3.5 ми використовуємо G_N для позначення звичайної чотиривимірної гравітаційної сталої, щоб відрізняти її від багатовимірної гравітаційної сталої G_Δ.

взаємодій в ефективному чотиривимірному просторі-часі, ніж як реально існуючі додаткові координати. Широку популярність багатовимірні теорії набули у кінці 70-х – на початку 80-х років минулого сторіччя у зв'язку з розвитком струнних, суперструнних і супергравітаційних теорій. У теперішній час цей інтерес підтримується узагальненням цих теорій на P-брани, M- і F-теорії. У більшості випадків найбільш самоузгоджене формулювання цих теорій (відсутність аномалій) має місце у просторі-часі з критичними вимірностями D_c, більшими, ніж 4. Наприклад, D_c= 26 для бозонної та D_c=10 для суперсиметричної версій теорії струн. Це дозволило поглянути на додаткові вимірності як на реально існуючі об'єкти.

Великий потік статей стосовно щодо багатовимірних теорій, що виник за розвитком суперструнних теорій, призвів до створення багатовимірної космології, яка досліджує динаміку зовнішніх і внутрішніх вимірів для різних варіантів теорії. У більшості цих робіт припускається, що багатовимірний многовид, що досліджується, піддався "спонтанній компактифікації": $M \to M = M^4 \times B^{\Delta-4}$, де $B^{\Delta-4}$ – компактний внутрішній простір (або прямий добуток декількох компактних внутрішніх просторів). Зазвичай досліджують однорідні моделі, де за зовнішній та внутрішні простори, що входять у прямий добуток, обрані простори сталої кривини або, у більш загальному випадку, простори Ейнштейна. Тоді спонтанно компактифікований Δ-вимірний многовид має вигляд

$$M = R \times M_0 \times M_1 \times \ldots \times M_n. \qquad (2.62)$$

Тут $M_i\,(i = 0,\ldots,n)$ є d_i-вимірними просторами Ейнштейна, а $\Delta = 1 + \sum_{i=0}^{n} d_i$ – загальна вимірність простору-часу, M_0 звичайно описує зовнішній тривимірний простір. Найчастіше припускається, що M_i $(i = 0,...,n)$ є максимально симетричними просторами, і для опису їх еволюції достатньо одного масштабного фактора a_i для кожного з M_i. Ми вважаємо за необхідне зазначити, що, якщо навіть ідея про багатовимірність Всесвіту виявиться не більше, ніж гарною гіпотезою, тим не менш багато результатів, отриманих при дослідженні багатовимірних космологічних моделей (МСМ), не втратять свого значення, оскільки виявляються застосовними до опису еволюції анізотропних моделей Всесвіту у звичайному чотиривимірному просторі-часі. Наприклад, формула (2.62) описує: Біанкі-I модель, якщо $d_i = 1$ $(i = 0,1,2)$; Біанкі-III модель, якщо M_0 – двовимірний простір сталої

від'ємної кривини, а $d_1 = 1 \quad (n = 1)$; Всесвіт Кантовськи-Сакса, якщо M_0 – двовимірний простір сталої додатньої кривини, а $d_1 = 1 \quad (n = 1)$.

Після припущення, що наш Всесвіт є багатовимірним, ми одразу приходимо до протиріччя зі звичайним повсякденним досвідом, оскільки зі спостережень Всесвіту випливає, що на доступних для спостережень макромасштабах він є чотиривимірним, як і експерименти на доступних мікромасштабах з використанням сучасних прискорювачів (тобто, до 1 ТеВ$^{-1}$ ~ 10^{-17} см) також не підтверджують існування додаткових вимірів. Існування додаткових вимірів може бути опосередковано підтверджено зі спостережень фундаментальних сталих, оскільки динамічна поведінка внутрішніх просторів призводить до часової варіації ефективних чотиривимірних фундаментальних констант. Такої варіації до цих пір не було помічено.

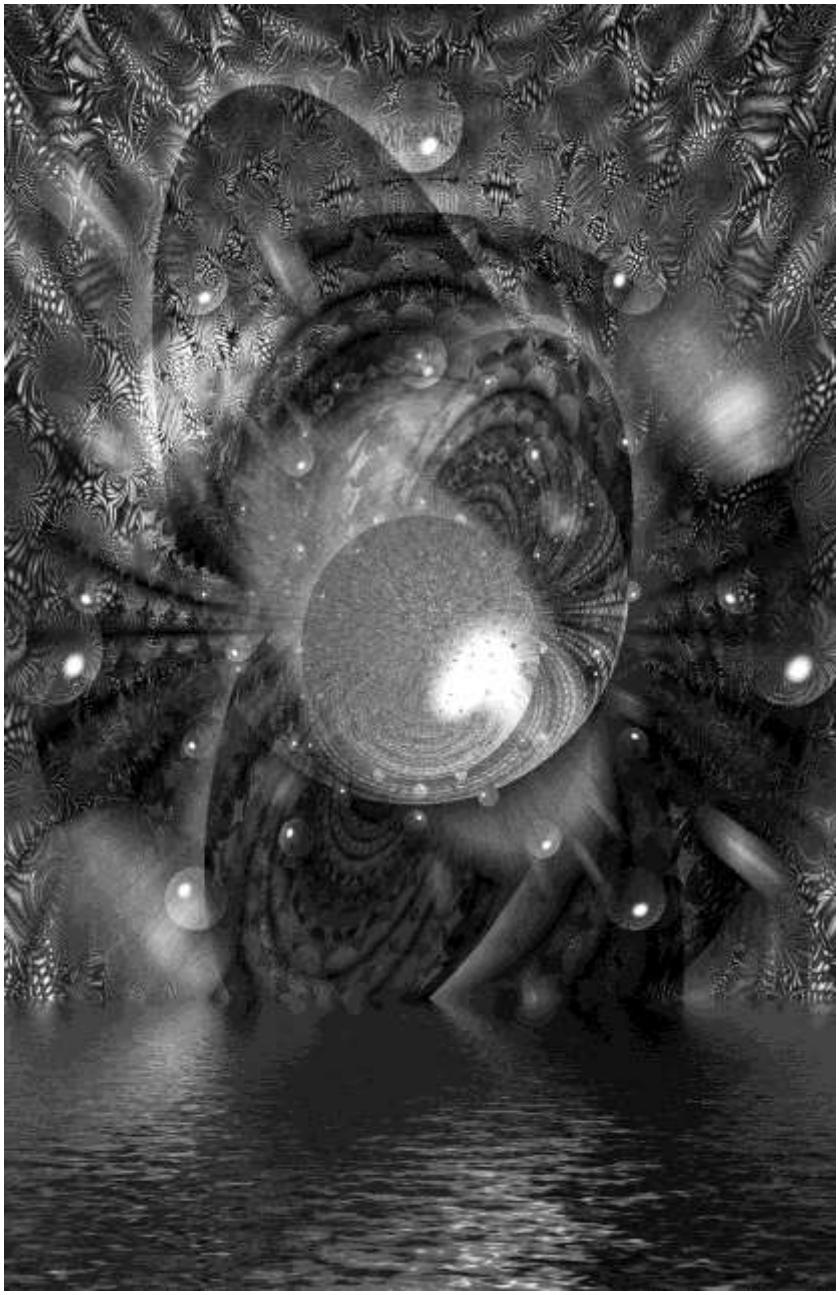
Очевидно, що додаткові виміри не будуть у теперішній час спостережуваними, якщо вони є статичними або майже статичними і мають розмір менше або порядку 10^{-17} см, тоді Всесвіт є ефективно чотиривимірним. Тому шукають такі розв'язки багатовимірних рівнянь Ейнштейна, які забезпечують розширення частини вимірів, які відповідають зовнішньому простору, і стиснення до планківських розмірів додаткових вимірів, що залишилися. У цьому випадку говорять, що відбулася динамічна компактифікація внутрішніх вимірів. При цьому природно вважати, що спочатку всі виміри були рівноправними і одного порядку, а потім у результаті еволюції Всесвіту відбулося порушення симетрії між зовнішніми та внутрішніми вимірами. Припускається, що у результаті дії деяких механізмів, які були розглянуті, наприклад, у роботах [149], [150], [151] відбувається заморожування внутрішніх вимірів біля планківських або фермієвських масштабів. Тому особливий інтерес представляють точні розв'язки зі статичними внутрішніми просторами. Очевидно також, що ці розв'язки повинні бути стабільними відносно збурень масштабних факторів внутрішніх просторів. Тобто, статичні розв'язки повинні відповідати мінімуму ефективного потенціалу.

Ефективна теорія отримується у результаті розмірної редукції багатовимірної дії до чотиривимірної [149], [306], [148]. При цьому масштабні фактори внутрішніх просторів виглядають як скалярні поля, що поширюються на фоні чотиривимірного простору-часу, а ефективний потенціал визначає потенційну енергію цих полів. Дані скалярні поля носять назву *гравітаційних екситонів* або *радіонів*. Вони слабко взаємодіють з полями звичайної матерії, тому відіграють роль темної

матерії. Стабілізація розв'язків може здійснюватися або чисто геометричним способом, коли відсутня матерія, але в цьому випадку ефективна космологічна стала відмінна від нуля та від'ємна, або у присутності матерії, коли за допомогою тонкого підстроювання параметрів ефективну космологічну сталу можна обернути на нуль. Також за допомогою тонкого підстроювання параметрів можна домогтися, щоб ефективна космологічна стала була додатньою і дорівнювала спостережуваній зараз темній енергії. Для такого тонкого налаштування найбільш часто використовують потенціали, у яких враховані однопетлеві квантові поправки (в тому числі, ефект Казимира), а також "монопольні" члени, так звані поля форм.

Докладні огляди теорій Калуци-Клейна можна знайти у роботах [39], [277]. Необхідно зазначити, що близько 15 років тому став активно досліджуватися альтернативний механізм пояснення неспостережуваності додаткових вимірів. У цьому випадку припускають, що всі поля, які відносяться до так званої стандартної моделі елементарних частинок, локалізовані на 3-вимірному многовиді – брані, що описує наш тривимірний світ. Тільки гравітаційне поле є нелокалізованим. Такі моделі отримали назву теорії бран (див., наприклад, огляди [529], [446]).

У розділі 3.5 ми опишемо, до яких спостережуваних наслідків у межах Сонячної системи призводять багатовимірні моделі Калуци-Клейна і які обмеження на параметри цих моделей накладають відомі гравітаційні експерименти (відхилення Сонцем променів світла, зміщення перигелію Меркурія та запізнення радарної луни).



3 СПОСТЕРЕЖУВАНІ РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ЕФЕКТИ ТА ПЕРЕВІРКИ ЗТВ

Усе, що ми знаємо про
реальність, починається з досліду
та завершується ним.

Альберт Ейнштейн

Теорії подібні мишам: вони
проходять через дев'ять дір
і застряють у десятій.

Франсуа Вольтер

Перевірки ЗТВ можна поділити на дві групи: «нульові» та «результативні» експерименти. У першу (дуже важливу) групу входять численні перевірки базових принципів метричних теорій та інші дослідження, в яких оцінюють відсутність ефектів, не передбачуваних ЗТВ. Значні зусилля гравітаціоністів були спрямовані також на перевірки всіх складників ЕПЕ [394]: універсальності вільного падіння, локальної лоренц-інваріантності та локальної позиційної інваріантності (див. розд. 2.1.2). Не зупиняючись на цьому питанні, переадресуємо читача до книжок Уілла [537], [396] та оглядів [394], [163]. Існує більше сотні ненульових ефектів ЗТВ [484], що складають «результативну» групу. Однак більшість із них не є незалежними; вони мають спільну фізичну природу і визначаються однаковими пост-ньютонівськими параметрами [537], [394]. Нижче ми обмежимося тими ефектами, які є базовими як в теоретичному плані, так і з точки зору сучасних можливостей щодо їх спостереження.

3.1. Перевірки базових принципів теорії тяжіння

3.1.1. Перевірки лоренц-інваріантності

Лоренц-інваріантність (ЛІ), яка за наявності гравітаційного поля стає локальною, є одним з наріжних каменів не тільки теорії відносності, але і всієї фундаментальної фізики. Тому пошуки можливих порушень ЛІ мають виключно важливе значення [221], [241], [537], [394]. Впевненість у справедливості ЛІ для негравітаційних взаємодій необхідна у тестуванні власне гравітаційних ефектів при великих швидкостях (див., наприклад, [296], [512]).

Лоренцеве перетворення від однієї інерціальної системи відліку до іншої, що рухається з відносною швидкістю $\mathbf{v}$, характеризується так званим γ-фактором Лоренца $\gamma = 1\Big/\sqrt{1-v^2/c^2}$, який теоретично може приймати необмежені значення. Втім можна припустити, що при великих значеннях γ-фактора формули перетворень потребують модифікації. У лабораторних умовах, звичайно, неможливо досягти дуже великих значень γ-фактора (на прискорювачах протонів $\gamma \sim 10^3$). Але для протонів у космічних променях надвисоких енергій ($E \sim 10^{20}$ еВ) вже маємо $\gamma \sim 10^{11}$. Ще більших значень може приймати γ-фактор частинок у близькому околі чорних дір (ЧД).

Широко поширеною є думка, що природну межу застосовності ЗТВ має покласти її об'єднання з квантовою теорією поля. Ціла низка сучасних теоретичних моделей квантової гравітації передбачає або припускає порушення ЛІ при енергіях, сумірних з так званою планківською енергією $E_{Pl} \approx 10^{28}$ еВ [221], [384]. При цьому привабливою обставиною є те, що порушення ЛІ може регуляризовати теорію поля. Отже, розрив між E_{Pl} і найвищими енергіями, що спостерігаються у космічних променях, складає приблизно вісім порядків. Не виключено, що сильне порушення ЛІ при планківських енергіях буде призводити до деяких відхилень від ЛІ і при менших енергіях.

Тестування ЛІ охоплює фізику елементарних частинок, ядерну та атомну фізику, гравітаційну фізику та релятивістську астрофізику [221], [241]. Теоретичні підходи, які використовуються для параметризації гіпотетичних відхилень від ЛІ, варіюються від безпосередньої модифікації релятивістського дисперсійного співвідношення $E^2 = c^4 m^2 + p^2$ (де E, $\mathbf{p}$, m – енергія, імпульс, маса частинки) до так званого розширення стандартної моделі (Standard Model Extension, SME) [90] – глибоко розробленого теоретико-польового формалізму, що враховує можливі порушення всіх типів взаємодій. Оскільки ЛІ внутрішньо пов'язана з

іншою фундаментальною симетрією – CPT-інваріантністю, порушення останньої буде одночасно означати порушення ЛІ [141].

Зупинімося на деяких аспектах тестування ЛІ, що найбільш тісно пов'язані з гравітацією.

Основною базою перевірок ЛІ (як в експериментальному, так і в теоретичному плані) є процеси за участю електромагнітної взаємодії. При аналізі експериментів з електромагнітними сигналами широко вживають кінематичну модель порушення ЛІ, що була запропонована Робертсоном [319], а пізніше розроблена у роботі Мансури і Сексла [237]. У цьому підході припускають існування виділеної інерціальної системи відліку $\Sigma(t,\mathbf{x})$, відносно якої швидкість світла c є ізотропною. Перетворення Лоренца, що зв'язує Σ з іншою інерціальною системою відліку $S(t',\mathbf{x}')$, яка рівномірно рухається зі швидкістю $\mathbf{v}$, узагальнюють так [52]:

$$\begin{aligned} t &= a^{-1}\left(t' + \frac{(\mathbf{v}\mathbf{x}')}{c^2}\right), \\ \mathbf{x} &= d^{-1}\left(\mathbf{x}' - \frac{\mathbf{v}(\mathbf{v}\mathbf{x}')}{v^2}\right) + b^{-1}\frac{\mathbf{v}(\mathbf{v}\mathbf{x}')}{v^2} + a^{-1}\mathbf{v}\left(t' + \frac{(\mathbf{v}\mathbf{x}')}{c^2}\right). \end{aligned} \tag{3.1}$$

Тут коефіцієнти $a,\ b,\ d$ – функції модуля відносної швидкості $\mathbf{v}$. Експерименти, про які йдеться нижче, є нечутливими до вибору типу синхронізації годинників, тому для простоти тут обрано синхронізацію за Ейнштейном. За цієї умови таке перетворення є найбільш загальним взаємно однозначним перетворенням, що зберігає прямолінійність інерціального руху. У СТВ маємо $a^{-1} = b = \gamma$, $d = 1$. У першому наближенні за параметром v^2/c^2 покладаємо $a \approx 1 + \alpha_{MS} v^2/c^2$, $b \approx 1 + \beta_{MS} v^2/c^2$, $d \approx 1 + \delta_{MS} v^2/c^2$, так що у ЗТВ $\alpha_{MS} = -1/2$, $\beta_{MS} = 1/2$, $\delta_{MS} = 0$. Далі, скориставшись рівнянням світлового конуса $c^2 t^2 = (\mathbf{x}\mathbf{x})$ та поклавши $r' = \sqrt{(\mathbf{x}'\mathbf{x}')}$, знаходимо час поширення сигналу на відстань r' у системі відліку $S(t',\mathbf{x}')$ в залежності від кута θ між напрямом поширення і вектором $\mathbf{v}$

$$t' = \frac{r'}{c}\left[1 - (\beta_{MS} - \alpha_{MS} - 1)\frac{v^2}{c^2} - \left(\frac{1}{2} - \beta_{MS} + \delta_{MS}\right)\frac{v^2}{c^2}\sin^2\theta\right] \tag{3.2}$$

За систему відліку Σ зазвичай приймають таку, де реліктове випромінювання в середньому ізотропне. Відносно неї Сонячна система рухається зі швидкістю $V_{\odot}\approx 369.5$ км/с у напрямі з галактичними координатами (lII, bII) ≈ (264°.4, 48°.4) [200].

Експерименти, подібні до виконаних Майкельсоном та Морлі [244], визначають в (3.2) коефіцієнт при доданку, що містить $\sin^2\theta$. Упродовж значного часу найбільш суворе обмеження на цей параметр було отримане у 1979 р.: $|P_{MM}| \le 5\cdot 10^{-9}$ [63]. Нові оцінки з'явилися протягом 2002–2003 рр. [252], [401]. У 2003 р. були повідомлені результати експерименту, у якому порівнювалися частоти криогенного сапфірового резонатора та водневого мазера [52]. При цьому вищенаведену оцінку було дещо покращено: $|P_{MM}| \le (1.2 \pm 2.2)\cdot 10^{-9}$.

У експериментах типу проведених Кеннеді та Торндайком [191], [164] визначається коефіцієнт $P_{KT} = (\beta_{MS} - \alpha_{MS} - 1)$. У роботі [52] для цього параметра отримано таке обмеження: $|P_{KT}| \le (1.6 \pm 3.0)\cdot 10^{-9}$.

В інших експериментах з годинниками та з вимірювання допплерівського зсуву можна вимірювати параметр α_{MS} [317], [402], [143], для якого сучасне обмеження є таким $|\alpha_{MS} + 1/2| \le 8\cdot 10^{-7}$.

Набагато точніше визначення усіх трьох параметрів, що описують відхилення від ЛІ у формалізмі Робертсона–Мансурі–Сексла, очікується отримати після проведення декількох космічних експериментів [212] (див. розділ 3.4).

Розглянутий підхід є суто кінематичним і тому описує лише обмежене коло гіпотетичних порушень ЛІ. Більш детальні теорії розглядають конкретні модифікації фундаментальних рівнянь фізики, що викликані такими порушеннями, та відповідні спостережні наслідки. Одним з них є анізотропія інертної маси, існування якої, звичайно, вимагало би перегляду основних принципів теорії гравітації. Тестування цього аспекту ЛІ здійснюється за допомогою експериментів, започаткованих Хьюзом [172] та Древером [110] на самому початку 60-х років минулого століття. Упродовж приблизно двадцяти років їхні експерименти були найточнішими перевірками ЛІ [394]. Ці експерименти полягають у порівнянні показів годинників різних типів, які знаходяться поруч і спільно рухаються разом із Землею. Посилання на сучасні дослідження цього напряму можна знайти в [241]. Зокрема, оцінки різних компонент тензора анізотропії маси нейтрона обмежені значеннями $10^{-16} \div 10^{-18}$ еВ.

Ще один широко вживаний кінематичний підхід до опису порушень ЛІ полягає у модифікації релятивістського дисперсійного рівняння $E^2 = c^4 m^2 + p^2$ [241], замість якого розглядають[1] різні формули вигляду $E^2 = c^4 m^2 + p^2 + f(\mathbf{p})$. При цьому деякі автори вважають, що релятивістська формула справедлива лише у виділеній системі відліку, інші – розглядають можливість збереження інваріантності за рахунок деформації групи Лоренца [138], [233]. Якщо вимагати збереження обертової інваріантності, то функція f залежатиме лише від модуля імпульсу $|\mathbf{p}|$. Порушення ЛІ на планківських масштабах енергій моделюють таким розкладом:

$$E^2 = c^4 m^2 + p^2 + E_{Pl} f^{(1)} |p| + f^{(2)} p^2 + \frac{f^{(3)}}{E_{Pl}} |p|^3 + \ldots$$

Модифікація дисперсійного рівняння при планківських енергіях призводить до залежності швидкості фотона від його енергії та до вакуумного подвійного променезаломлення (див., напр., [218]). При енергіях, що доступні для спостережень, ці ефекти занадто малі. Але, якщо джерело фотонів знаходиться дуже далеко, то різниця у часі поширення випромінювання з різними частотами та поляризаціями до спостерігача стає достатньо помітною. Найпридатнішими для перевірки існування подібних ефектів є спостереження далеких за відстаню і коротких у часі явищ, таких, наприклад, як гамма-спалахи. Дослідження, проведені у цьому напрямі за останні два десятиліття, не виявили дисперсії швидкості фотонів і суттєво обмежили можливості для модифікації дисперсійного рівняння [51], [13], [218].

Нещодавно група вчених [169] повідомила про новий тест локальної Лоренц-інваріантності та ейнштейнівського принципу еквівалентності для електронів з використанням довготривалих вимірювань частоти переходу між двома майже виродженими станами атомного диспрозію (рідкоземельний елемент з атомним номером 66). Результати обчислень показали, що енергії розщеплення цих станів дуже чутливі до можливих порушень як спеціальної, так і загальної теорії відносності. Відношення частот різних атомних переходів різних годинників (у даному разі, частот різних атомних переходів) мають бути незалежними від швидкості системи відліку (ЛЛІ) та від варіацій гравітаційного потенці-

---

[1] Таку заміну можна трактувати як перехід до фінслерової геометрії ПЧ (див. розд. 2.4).

алу (ЕПЕ). Обмеження, отримані у цій роботі на порушення Лоренц-інваріантності для електронів, становлять 10^{-17} (відносна похибка). Щодо аномалій гравітаційного червоного зміщення, то тут відносні обмеження складають 10^{-8}. Ці результати значно покращують попередні обмеження на порушення цих фундаментальних принципів. Більше того, за думкою авторів, у перспективі ці експерименти можуть обмежити порушення Лоренц-інваріантності ще на два порядки.

Резюмуючи цей огляд тестувань ЛІ, треба зазначити, що, незважаючи на значні зусилля дослідників, на сьогодні відсутні будь-які експериментальні свідоцтва порушень ЛІ. Донедавна здавалося, що цю ідилічну картину дещо псували дані спостережень космічних променів надвисоких енергій (КПНЕ). Згідно з теоретичними розрахунками заряджені частинки, зокрема, протони, з енергією $E > 5{\cdot}10^{19}$ еВ мають досить швидко її втрачати внаслідок фотонародження піонів при взаємодії з космічним мікрохвильовим фоном (слід також враховувати процеси народження електрон-позітронних пар, де, однак, втрати значно менші). Тому спектр космічних променів, що реєструють на Землі, має швидко спадати в області $E > 10^{20}$ еВ. Це – так зване ГЗК-обрізання спектра КПНЕ – за прізвищами Кеннета Грайзена, Георгія Зацепіна та Вадима Кузьміна [142], [425], що теоретично передбачили ефект. Спадання спектру має місце за природного припущення про однорідний розподіл джерел КПНЕ у просторі. Якщо б усі КПНЕ народжувалися на відстані менше 50 Мпк, то завалу спектру не було б, – але таких джерел не було знайдено, і подібні гіпотези не знаходять підтвердження. Розрахунки ГЗК-обрізання використовують відомі властивості взаємодії заряджених частинок з фотонами. В системі спокою протонів надвисоких енергії фотони реліктового випромінювання виглядають як гамма-кванти, тому процес фотонародження піонів при розсіюванні гамма-фотонів на протонах є добре вивченим. Перехід від лабораторної системи відліку до системи протона спирається на загальні положення СТВ, тому відсутність ГЗК-обрізання можна було б інтерпретувати як порушення ЛІ за високих енергій [196]. Кількість частинок з надвисокими енергіями досить мала, і перші вимірювання потоку не дозволяли провести достовірне вимірювання спектру. З цим пов’язані повідомлення про можливу відсутність ГЗК-обрізання і, як наслідок, численні спроби перегляду СТВ. Однак накопичення спостережних даних групою HiRes [166] дозволило набрати необхідну статистику, яка узгоджується з розрахунками ефекту ГЗК. Цей висновок підтверджений даними обсерваторії П’єра Оже [370], [371]. В цілому, результати спостережень узгоджуються в

межах похибок з теоретичними розрахунками [48], [356]. Це, практично, зводить нанівець підстави для тверджень про порушення СТВ в області надвисоких енергій.

3.1.2. Перевірки слабкого ПЕ

Зупинимося на декількох безпосередніх перевірках СПЕ, на цей час найточніших, – експериментах типу Етвеша [537]. Власне кажучи, перевіряють рівність прискорень тіл різного складу в гравітаційному полі, що дає змогу накласти обмеження на параметр Етвеша

$$\eta = \left| \frac{m_{g,1}}{m_1} - \frac{m_{g,2}}{m_2} \right| \approx 2 \frac{|a_1 - a_2|}{|a_1 + a_2|},$$

де m_i – інертні маси тіл, $m_{g,i}$ – їхні гравітаційні маси, a_i – прискорення ($i = 1, 2$).

Тіла мають бути малими порівняно з характерним масштабом, на котрому відчутні відхилення гравітаційного поля від однорідного. В експериментах типу Етвеша спостерігають дві маси з різних матеріалів, підвішені на крутильних вагах, причому схема побудована таким чином, щоб за наявності порушень принципу еквівалентності в гравітаційному полі виникали б крутильні коливання. Зокрема, в експериментах Ролла–Кроткова–Діке у Принстоні [320] та Брагінського–Панова у Москві [453] активним фактором було гравітаційне поле Сонця; ці експерименти дали обмеження на рівні $\eta < 10^{-12}$. Найбільш жорсткі обмеження $\eta < 4 \cdot 10^{-13}$ отримані в експериментах у Вашингтонському університеті [362], [37]. Це дуже висока точність, яка дає змогу встановити обмеження на порушення принципу еквівалентності (ПЕ) для різних типів маси, що обумовлені різними типами взаємодії – ядерною, електромагнітною чи слабкою. Зокрема, в лабораторних експериментах слабкі взаємодії дають відносний внесок у загальну масу тіл порядку 10^{-10}, тому для цих взаємодій η обмежене на рівні 0,1%. Внесок гравітаційних взаємодій в маси звичайних тіл є замалим і не дає можливості отримати аналогічну оцінку в таких експериментах.

3.1.3. Перевірки сильного ПЕ

Для планет гравітаційний дефект маси є досить значним, що дає змогу перевірити сильний ПЕ [267]. Це важливо відзначити, оскільки всі метричні теорії тяжіння задовольняють слабкий ПЕ, але не обов’язково сильний ПЕ. Нордтведт [268] показав, що у випадку порушення ПЕ ви-

никали б аномальні коливання відстані Земля–Місяць. Розглянемо це більш докладно.

Позначимо

$$\lambda = \frac{m_g}{m} - \frac{M_g}{M},$$

де M_g, m_g – гравітаційні маси Землі та Місяця, що відіграють роль «гравітаційних зарядів», а M, m – їхні інертні маси. Оскільки ефект у відносному русі Землі та Місяця, пов'язаний з можливим порушенням ПЕ, має бути дуже малим, його можна оцінити методом збурень, розглядаючи відповідні поправки на фоні ньютонівського руху. Для спрощеного розгляду можна вважати незбурені орбіти Землі навколо Сонця та Місяця навколо Землі коловими, а вектори кутових швидкостей цих колових рухів – паралельними. Нехай вектор **S** – напруженість гравітаційного поля Сонця, що створює прискорення Землі та Місяця. Припливними змінами поля Сонця в системі Земля–Місяць у випадку грубої оцінки будемо нехтувати, тобто вектор **S** вважатимемо сталим за абсолютною величиною $S=\Omega^2 R_{ES}$; де R_{ES} – відстань до Сонця, $\Omega = 2\pi$ рік$^{-1}$, причому **S** обертається з частотою Ω. Позначимо $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r} - \mathbf{R}$; $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$ – відстань Земля–Місяць, **r** та **R** – положення Місяця та Землі. З рівнянь руху Землі та Місяця у полі Сонця знаходимо

$$\ddot{\boldsymbol{\rho}} = -\frac{\gamma}{\rho^3}\boldsymbol{\rho} + \lambda \mathbf{S}, \tag{3.3}$$

де $\gamma = GM_g m_g \dfrac{m+M}{mM}$.

Звідси отримуємо рівняння $\dot{\mathbf{h}} = \lambda[\boldsymbol{\rho}\times\mathbf{S}]$ для кутового моменту $\mathbf{h} = [\boldsymbol{\rho}\times\dot{\boldsymbol{\rho}}]$, яке легко проінтегрувати в першому наближенні за λ.

Для відстані ρ маємо

$$\ddot{\rho} = \frac{(\boldsymbol{\rho}\cdot\ddot{\boldsymbol{\rho}})}{\rho} + \frac{h^2}{\rho^3} = -\frac{\gamma}{\rho^2} + \lambda\frac{(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{S})}{\rho} + \frac{h^2}{\rho^3}. \tag{3.4}$$

Кожну величину подаємо як суму незбуреного сталого значення (з індексом 0) та аномальних коливань (зі штрихом), пов'язаних із внеском $\lambda\neq 0$: $\rho = \rho_0 + \rho'$; $h = h_0 + h'$; $h_0^2 = \omega^2\rho_0^4 = \gamma\rho_0$. З рівняння для кутового моменту маємо

$$h' \approx \lambda \frac{\rho_0 S}{\Lambda} \cos(\alpha),$$

де $\alpha = \Lambda t + \alpha_0$, $\Lambda = \omega - \Omega$, α – кут, що відраховуємо від напряму вектора **S** (на Сонце) до напряму **ρ** на Місяць, ω = (1/12) рік$^{-1}$ – частота обертання Місяця навколо Землі. Розглядаючи малі збурення $\rho' \sim \lambda \cos(\alpha)$ відносно колової орбіти, з рівняння (3.4) дістанемо

$$\rho' \approx \lambda \frac{\Omega R_{ES}(1 + 2\omega / \Lambda)}{(2\omega - \Omega)} \cos\alpha . \qquad (3.5)$$

Звідси амплітуда аномальних коливань складає приблизно $2\lambda \cdot 10^{12}$ см.

Відсутність таких аномальних коливань дає змогу перевірити принцип еквівалентності з високою точністю, порівняною з точністю сучасних перевірок СПЕ в лабораторних умовах. Але додатково до наземних перевірок, які підтверджують лише слабкий ПЕ, «місячний експеримент Етвеша» підтверджує також сильний ПЕ.

Відносна величина гравітаційного дефекту маси, який оцінюється за допомогою ньютонівського співвідношення для гравітаційної енергії, у випадку Землі

$$\frac{\Delta M_{grav}}{M} \sim \frac{3GM}{5c^2 R_{Earth}} = 4 \cdot 10^{-10} .$$

Аналогічна величина для Місяця є на порядок меншою. Нехай ПЕ не виконується лише для зазначеного гравітаційного внеску в масу. Для основної маси, за винятком гравітаційної складової, при відповідному виборі одиниць покладемо $M_g = M$, але для внесків гравітаційної енергії в гравітаційну та інертну масу Землі отримаємо

$$\lambda_{grav} = \frac{\Delta M_{g,grav} - \Delta M_{grav}}{M} \neq 0 .$$

Тоді матимемо $\lambda \sim \lambda_{grav} \dfrac{\Delta M_{grav}}{M} \sim 4 \cdot 10^{-10} \lambda_{grav}$.

У випадку $\lambda_{grav} \sim 1$, амплітуда аномальних коливань відстані ρ' складала б приблизно 8 м.

Більш точний небесно-механічний розгляд дає додаткові поправки до ρ', які, однак, можна врахувати незалежним чином. Найважливішими

є припливні зміни вектора **S,** які дають внесок в ρ' з тією ж частотою Λ, але із значно більшою амплітудою. Все ж ці поправки можна оцінити з належною точністю, достатньою для того, щоб забезпечити оцінку аномальних коливань за допомогою вимірювань відстані між Землею та Місяцем. Врахування припливних членів впливає також і на амплітуду коливань в (3.5), ці члени дають поправку на рівні 15%. У результаті амплітуда коливань в (3.5) за умови $\lambda_{grav} \sim 1$ збільшується до 9 м. На теперішній час результати лазерної локації Місяця обмежують цю величину на рівні двох сантиметрів.

Точні вимірювання відстані Земля–Місяць почалися у 1969 р., коли на місячній поверхні екіпаж космічного корабля «Apollo-11» встановив кутиковий відбивач світла. Додаткові відбивачі було встановлено екіпажами кораблів «Apollo-14» і «Apollo-15» та автоматичними станціями «Луна-17» і «Луна-21». Завдяки лазерній локації Місяць набув статусу унікальної лабораторії з гравітаційно-фізичних вимірювань. Теоретична інтерпретація таких вимірювань базується на постньютонівській теорії руху Місяця із урахуванням збурень з боку Сонця і планет. Ці дослідження підтвердили, що прискорення Землі і Місяця у гравітаційному полі є однаковим з точністю $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ [397], [253], [269], [24]. Завдяки чутливості вимірювань до внеску гравітаційної взаємодії в загальну масу це дає підтвердження сильного ПЕ [345], [537].

Перевірки сильного ПЕ у Сонячній системі практично унеможливлюються відсутністю в ній сильних самогравітуючих тіл. Ідеальними об’єктами з цієї точки зору є компактні об’єкти – зорі на останніх стадіях еволюції, такі як білі карлики або нейтронні зорі. Пульсари (нейтронні зорі) характеризуються високоточним періодом обертання, і у випадку, коли вони є компонентами подвійних зоряних систем, надають унікальні можливості для перевірки ЗТВ у сильних гравітаційних полях та отримання їхніх фізичних параметрів (див. розділ 5). Найбільш вивченим є пульсар PSR1913+16 – член подвійної системи, відкритий Халсом і Тейлором в 1975 р. [174] та досліджений в багатьох працях (див. зокрема [102]), а також подвійний радіопульсар PSR J0737-3039 A+B, відкритий Бурже та ін. у 2003 р. [68]. Про важливість останньої подвійної системи для перевірок ЗТВ вперше було відзначено в роботі [231]. Це єдина на даний момент така система, що містить два пульсари, вона має найменший орбітальний період 2.45 години з відомих подібних систем, де спостерігаються найбсильніші релятивістські ефекти (див. також [209], [305]).

Найточнішими для перевірки сильного принципу еквівалентності могли би стати компактні зорі у потрійних системах, до яких можна застосувати класичну задачу трьох тіл, але вони є досить екстраординарними поки що для спостережень. Донедавна була відома лише одна така система – мілісекундний пульсар PSR B1620-26, компаньйонами якого є білий карлик та об'єкт планетарної маси, – відкрита у 1999 р. [373]. Роки спостережень не дали очікуваних результатів, оскільки виявилося, що ця потрійна система є слабковзаємодіючою [350].

У 2013 р. Ренсом та ін. [307] повідомили про багатохвильові спостереження відкритого ними унікального мілісекундного пульсара PSR J0337+1715 (пульсація вісі становить 365.953363096 c^{-1}), який знаходиться у напрямі сузір'я Тільця на відстані 4200 св. років. Унікальність його полягає в тому, що цей пульсар у якості компаньйонів має дві компактні зорі – близький і зовнішній білі карлики. Тобто, всі компоненти потрійної системи є сильними самогравітуючими тілами, які показують ще й сильну гравітаційну взаємодію в системі: гравітаційне поле зовнішнього білого карлика суттєво прискорює внутрішню подвійну систему «нейтронна зоря + ближній білий карлик». Це дозволило точно встановити їхні маси – 1.4378±0.0013 $M_\odot$ для радіопульсара та 0.19751± 0.00015 $M_\odot$ і 0.4101±0.0003 $M_\odot$ для внутрішнього і зовнішнього білих карликів. Виявлені дуже компланарні та майже колові орбіти (нахил орбіт 39.2°) обох білих карликів говорять про стійку спільну еволюцію потрійної системи у минулому. Спостереження показали, що внутрішній білий карлик обертається навколо пульсара ближче, ніж Меркурій навколо Сонця, з періодом 1.629401788 доби. Зовнішній білий карлик обертається з періодом 327.257541 діб по орбіті, яка відстоїть від пульсара приблизно як орбіта Землі від Сонця. Автори [307] вважають, що саме відкрита ними система PSR J0337+1715 надасть можливість встановити порушення сильного принципу еквівалентності та межі застосування ЗТВ, – моніторинг затримок пульсацій нейтронної зорі буде тривати щонайменше рік (час обертання зовнішнього білого карлика, у сильному гравітаційному полі якого опинився пульсар). Підтверджуючи, що результати цього моніторингу стануть однією зі значущих перевірок ЗТВ, більшість фізиків вважає, що ЗТВ «вистоїть», а межі її застосування знаходяться на квантовому рівні.

Іншим важливим аспектом принципів еквівалентності є припущення про незмінність фундаментальних констант. Ідея можливих змін фундаментальних констант з часом, мабуть, уперше обговорювалася Мілном та Діраком. Дослідження руху Місяця за допомогою лазерної

локації обмежують зміну гравітаційної константи на рівні $\dot{G}/G \le 5\cdot 10^{-12}$ за рік (див. тж. далі розд. 3.2.2). Переважна більшість досліджень свідчить також про незмінність сталої тонкої структури α_f (див. напр., [394], [247], [98]), в тому числі, досить сильні оцінки можливих змін $\dot{\alpha}_f / \alpha_f < 6\cdot 10^{-7}$ за більш ніж 10^{10} років, що випливають з геофізичних досліджень щодо ізотопного вмісту [100].

Перевірка незмінності сталої тонкої структури α_f може бути побудована і на спостереженнях ліній поглинання в спектрах далеких квазарів. Були альтернативні повідомлення нібито про спостережний доказ варіацій α на основі спостережень ліній поглинання у спектрах 28 квазарів (0.4<z<3.5); один з останніх таких результатів на користь змін α_f у часі (див. напр. [255], [256]) нібито дає ненульову оцінку відносних варіацій $\Delta\alpha_f / \alpha_f = (-0.54\pm0.12)\cdot 10^{-5}$, тобто на рівні 4.7σ. Але нещодавно проведені спостереження [304] з високою роздільною здатністю по довжині хвилі на телескопі ESO VLT дають верхні обмеження відносних змін на рівні $2\cdot 10^{-6}$; тут спостерігалися лінії поглинання заліза (z=1.15) в напрямі квазара QSO HE 0515-4414.

3.1.4. Гравітаційне червоне зміщення та локальна позиційна інваріантність

Однією зі значущих перевірок ЗТВ Ейнштейн вважав ефект гравітаційного червоного зміщення (ГЧЗ) або гравітаційного зсуву частоти спектральних ліній атома [120]. Пізніше з'ясувалася значущість ГЧЗ для перевірок ейнштейнівського принципу еквівалентності [537], а саме його третього складника – *принципу локальної позиційної інваріантності* (розд. 2.1.2): ефект є однаковим в будь-якій метричній теорії, що має правильну ньютонівську границю. Вимірювання ГЧЗ підтверджують не тільки ЗТВ, а й постулати метричних теорій в цілому. Ці вимірювання з високою точністю показують, що локальні лоренцеві системи відліку не покояться відносно поверхні Землі, а прискорюються вниз з тим самим прискоренням g, яке діє на вільні частинки.

На якісному рівні ефект ГЧЗ відіграє принципову роль для з'ясування факту викривленості простору-часу. Розглянувши світові лінії двох частинок, що знаходяться у спокої відносно статичного гравітаційного поля та обмінюються світловими сигналами, Шилд [349] помітив, що ефект ГЧЗ є несумісним з геометрією ПЧ Мінковського. Це можна інтерпретувати як свідчення викривленості ПЧ (див. також [504]).

Ефект ГЧЗ базується на залежності частоти фотона від потенціалу гравітаційного поля U_2 і проявляє себе, коли приймач світла знаходить-

ся в області з меншим гравітаційним потенціалом U_1. Зокрема, якщо виключити звичайний ефект Допплера, залежний від швидкості, то виміряна спостерігачем частота випромінювання атома ω_1, який знаходиться в гравітаційному полі масивного небесного тіла, буде меншою за виміряну частоту випромінювання атома цього самого елементу $\omega_2 > \omega_1$, який знаходиться у вільному просторі. Зміщення може відбуватися і у фіолетову частину спектра у разі, коли спостерігач знаходиться у більш сильному гравітаційному полі, ніж джерело. Фактично ГЧЗ – це той самий ефект, що й гравітаційне уповільнення часу: чим сильніше гравітаційне поле, тим більше уповільнення часу, отже, спостерігач, який знаходиться в місці з іншим гравітаційним потенціалом, буде інтерпретувати зсув частот як зміну ходу часу.

Ейнштейн отримав формулу ефекту ГЧЗ, користуючись законом збереження енергії. Можна показати, що в статичному гравітаційному полі $[g_{00}(\mathbf{r})]^{1/2} E_{лок} = const$, де $E_{лок} = hc/\lambda_{лок}$ – локально виміряна енергія частинки, $\lambda_{лок}$ – локально виміряна довжина її хвилі. У такій формі закон справедливий для частинок з нульовою (фотон) і ненульовою масою спокою. Звідси $\lambda_{лок}(g_{00})^{-1/2} = \text{const}$, або

$$1 + z = [g_{00}^{(1)} / g_{00}^{(2)}]^{1/2}, \tag{3.6}$$

де $z = (\omega_2 / \omega_1 - 1)$ – червоне зміщення.

Такий самий результат випливає в усіх метричних теоріях з розгляду власного часу з урахуванням формул (2.1), (2.3) для нерухомих випромінювача та спостерігача у статичному полі тяжіння.

Звідси, у випадку слабкого гравітаційного поля, використовуючи наближену формулу (2.7) для g_{00}, дістанемо

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_2} = -\frac{U_1 - U_2}{c^2}, \tag{3.7}$$

де ω, U – частота випромінювання і потенціал поля у відповідних точках.

Цю формулу легко отримати як результат збереження енергії: фотони втрачають частину своєї енергії $E = \hbar\omega$ на подолання гравітації і їхня частота, відповідно, зменшується. При цьому, неявно використовується припущення про рівність інертної та гравітаційної маси фотона.

Перевірка ефекту ГЧЗ у гравітаційному полі Землі

Ефект ГЧЗ (і, разом із тим, принцип локальної позиційної інваріантності) в полі Землі стало можливим ефективно перевірити лише у 1960 – 1965 рр. в серії експериментів Паунда-Ребки-Снайдера [299], [300]. Перевірка полягала у вимірюванні зсуву частоти між двома однаковими стандартами частоти (атомними годинниками), розташованими на різних висотах над поверхнею. Власна частота кожного із атомних годинників у локальній лоренцевій системі відліку не залежить від положення і швидкості цієї системи відліку. Порівняння частот двох атомних годинників, що розташовані на різних висотах, відповідає порівнянню швидкостей двох локальних лоренцевих систем відліку. А саме, одна з них пов'язана з годинником під час випромінювання його сигналу, а друга система відліку – з другим годинником у час прийому цього сигналу. Якщо в такому експерименті буде зареєстровано зсув частоти між двома атомними годинниками, то це є наслідком допплерівського зсуву першого порядку між двома локально лоренцевими системами відліку. Якщо принцип локальної позиційної інваріантності порушується, то зсув частот відбуватиметься не за формулою (3.7), а за формулою:

$$z_g = (1 + \alpha)\, \Delta U/c^2, \tag{3.8}$$

де параметр α – тестовий параметр принципу локальної позиційної інваріантності, що характеризує годинник, зсув частоти якого вимірюється, – може бути ненульовим і залежним від типу годинника при відхиленні від принципів метричних теорії.

Постановка експериментів Паунда-Ребки-Снайдера ([299], [300]), як і багатьох подальших експериментів з перевірки принципу локальної позиційної інваріантності, стала можливою завдяки відкриттю ефекту Мессбауера (1959). У зазначених експериментах ефект Мессбауера було використано для оцінки впливу однорідного гравітаційного поля на зміщення вузької резонансної лінії поглинання, утвореної фотонами гамма-променів з енергією 14.4 кеВ від ізотопу ^{57}Fe. Випромінювач і поглинач гамма-променів були встановлені у стані спокою в підземній частині і нагорі башти Джеферсонівської фізичної лабораторії Гарвардського університету (h = 22.5 м). Отже, ефект ГЧЗ, який на основі принципу еквівалентності становив (з урахуванням величини прискорення вільного падіння у місці проведення експерименту і висоти башти) $\Delta\lambda/\lambda = 2gh/c^2 = 4.9\cdot10^{-15}$, було підтверджено з точністю до 1 % [300]. Таким чином, довжина хвилі фотонів залежить лише від властивостей

атомів (або ядер), які їх випромінюють. Це так само відноситься і до вимірювання часу атомними годинниками. Варто зазначити, що в цих експериментах оцінці підлягала саме відмінність власного часу $\Delta\tau$ двох атомних годинників або двох локально лоренцевих систем відліку (див. зокрема [504], т. 3, с. 299).

Іншу серію експериментів з перевірки ГЧЗ, обумовленого гравітаційним полем Землі, було виконано у 1960-70-х рр. з використанням атомних годинників, встановлених на літаках, ракетах і космічних апаратах (КА). Зокрема в експерименті Оллея та ін. [22] різниця у показі часу двох ідентичних атомних годинників, встановлених у спеціальній установці, вимірювалася до і після того, як одна з установок транспортувалася на літаку в супроводі радіолокатора упродовж 15 годин на висоті 10 км (у ході експерименту було виконано п'ять незалежних польотів). Наростання різниці часу $\Delta\tau$ у показах годинників реєструвалося телеметрично за допомогою лазерних імпульсів тривалістю 0,1 нс. Теоретична оцінка різниці часу складала: $\Delta\tau_{\text{теор}} = 47.1 \pm 0{,}25$ нс, і у результаті експерименту було отримано $\Delta\tau_{\text{вимір}}/\Delta\tau_{\text{теор}} = 0{,}987 \pm 0{,}010$.

Більш жорстку верхню оцінку параметра α з формули (3.8) було отримано наприкінці 1970-х років в експерименті Вессо – Левіна [380], [381] з вимірювання ГЧЗ в полі Землі. Частота воднево-мазерного годинника, встановленого на ракеті, порівнювалася з годинниками, встановленими у наземній лабораторії. Висота підйому ракети становила 10 000 км. Це був перший спеціалізований космічний запуск (місія Gravity Probe A), призначений для перевірок фундаментального фізичного закону. За результатами цього експерименту було отримано $|\alpha| < 1.4 \cdot 10^{-4}$.

Серед низки цікавих перевірок *принципу локальної позиційної інваріантності* відзначимо насамперед «нульовий» експеримент із порівняння відносних швидкостей різних типів годинників у залежності від їхнього положення, який було проведено у квітні 1976 р. у Стенфордському університеті. Ідея полягала у використанні факту, що варіація сонячного потенціалу $\Delta U/c^2$ має два компонента: синусоїдальний із 24-годинним періодом і амплітудою $3 \cdot 10^{-13}$, викликаний обертанням Землі, та лінійний з темпом $3 \cdot 10^{-12}$ на добу, обумовлений рухом Землі по орбіті. Для оцінки параметру α було використано систему з двох водневомазерних годинників та трьох генераторів, стабілізованих надпровідним контуром. Відхилень від принципу *локальної позиційної інваріантності* у межах тестового параметр $|\alpha^{\text{ВМГ}} - \alpha^{\text{ГСНК}}| < 2 \cdot 10^{-2}$ знайдено не було (цю точність в 1995 р. покращили Годон та ін. [137]).

Врахування поправок за ГЧЗ і уповільнення часу стало необхідним елементом таких міжнародних навігаційних систем як Глобальна позиційна система (GPS), європейська «Галілео», російська «ГЛОНАСС» та ін. [28], а також при розгляді геодезичних задач. Якщо не враховувати ефекти СТВ і ЗТВ, то розбіжність показів між бортовими і наземними годинниками сягає 39 мкс за добу, що може призводити до втрати точності позиціювання у декілька кілометрів за добу. Цей ефект було підтверджено ще у 1972 р. в прямому експерименті Хефела-Кетінга [156]. Упродовж цього експерименту в жовтні 1971 р. чотири цезієві атомні годинники були встановлені на літаках двічі (перший раз – у польотах у напрямі на схід, другий раз – у напрямі на захід). Наземні годинники знаходилися в Морській обсерваторії США. Передбачення ЗТВ, що бортові годинники повинні запізнюватися на 40 ± 23 нс у русі на схід і випереджати наземні годинники на 275 ± 21 нс у русі на захід, були підтверджені з високою точністю.

Побіжно зазначимо, що експерименти з атомними годинниками, зокрема цезієвими, привернули увагу астрономів, і на початку 1990-х років були ініційовані теоретичні дослідження з запровадження нової просторово-часової метрики для міжнародних систем відліку (у т.ч., барицентричних і геоцентричних) з урахуванням Міжнародного атомного часу (TAI) (див. детальніше розділ 7 та Резолюції МАС від 2000 р., у т.ч. [147], як і розділ 3.4 щодо космічних експериментів).

Перевірки ефекту ГЧЗ у Сонячній системі

Декілька важливих експериментів було виконано для перевірки ГЧЗ під дією гравітаційного поля планет Сонячної системи і Сонця (див. зокрема [394], [395], [396], [452], [491], [537]).

Свого часу Ейнштейн оцінив, що для Сонця величина гравітаційного червоного зміщення, у ньютонівському наближенні, складає близько $2\cdot10^{-6}$ довжини хвилі. Цю оцінку можна отримати з формули (3.6): для сферично-симетричного небесного тіла з масою M і радіусом R вона набуває вигляду

$$z_g = (1 - r_g / R)^{-1\backslash 2} - 1, \tag{3.9}$$

нагадаємо, що параметр $r_g = 2GM / c^2$ має розмірність довжини.

Для Сонця $r_g \approx 3$ км, $z_g \approx 2\cdot10^{-6}$ [549]. Зокрема, для довжини хвилі λ = 5000 Å отримуємо $\Delta\lambda \approx 10^{-2}$ Å.

Для Сонця ефект ГЧЗ маскують доплерівські внески першого порядку, які залежать від місця на Сонці, де знаходиться джерело випромінювання. Це пов'язано, насамперед, зі значними конвективними рухами (гарячі потоки – на поверхню, холодні – до нижчих шарів атмосфери), які спричинюють допплер-ефект (у фіолетову частину спектра). Зокрема, допплерівська напівширина лінії атома водню, яка в умовах сонячної фотосфери в п'ятнадцять разів більша, сильно маскує ГЧЗ. Проте, у 1962 р. Броулту [60] за допомогою спеціально сконструйованого фотоелектричного спектрометра з досить вузькою щілиною, вдалося виміряти ГЧЗ потужної спектральної лінії натрію D_1 (λ = 5895.923 Å), що утворюється у високих шарах фотосфери Сонця. Ефект ГЧЗ для цієї лінії $z_g = \Delta\lambda/\lambda \equiv GM_\odot/R_\odot c^2$ було підтверджено з точністю до 5 %. Пізніше в експерименті з вимірювання ГЧЗ для триплету лінії кисню в інфрачервоній ділянці спектра лімба Сонця було досягнуто точність 2 %, так само точність вимірювання сонячного ГЧЗ за допомогою осциляторних годинників, встановлених на КА «Галілео», склала 1 %.

У 1980-81 рр. з точністю у 1 % перевірено ефект ГЧЗ, викликаного гравітаційним полем Сатурна, за допомогою стабільних осциляторних годинників, встановлених 1977 р. на КА «Вояджер» (див. також [396], [394]). Нагадаємо, що американські КА «Вояджери-1, 2» були запущені 1977 р. для досліджень зовнішніх планет Сонячної системи. У 1980-х роках траєкторії КА після обльотів планет-гігантів було розділено так, щоб вони у різних напрямах залишили Сонячну систему («Вояджер-2» летить у південній напівсфері під кутом 48° до екліптики, «Вояджер-1» – під кутом 38° над еклиптикой). Вважають, що потужності трьох радіоізотопних термоелектричних генераторів, паливом для яких слугує Pu-238, вистачить до 2025 р. У липні 2012 р. ці КА подолали зону геліопаузи Сонячної системи, тобто межу, яка граничить із міжзоряним простором.

ГЧЗ у гравітаційному полі компактних зір

Дослідження таких небесних тіл як білі карлики, нейтронні зорі, квазари, галактики з активними ядрами можливі тільки з використанням ЗТВ, оскільки компактні зорі на останніх стадіях своєї еволюції є релятивістськими об'єктами, а активність ядра галактики можливо пояснити акрецією речовини на центральну масивну чорну діру (розділ 5). Для таких об'єктів ЗТВ слугує не як теорія, що потребує підтвердження, а як тео-

рія, що дозволяє вказати критичні тести для перевірки астрофізичних моделей.

Стосовно ефекту ГЧЗ, варто відзначити, що на поверхні деяких компактних об'єктів його величина може бути порівняною з допплерівською шириною лінії. Вимірювання ГЧЗ надає можливість отримати дані про радіус цих небесних тіл. На поверхні білих карликів ГЧЗ сягає $z_g \sim 10^{-4}$ і превалює над допплерівською шириною лінії. Якщо білий карлик входить до подвійної системи, з надійною точністю можна оцінити його масу *M*. Тоді в формулі (3.9) залишається один вільний параметр – його радіус *R*, що визначають з цієї формули за результатами вимірюваннями z_g та *M*.

Найбільш цікавим з цього класу небесних тіл довгі роки залишався компаньйон найближчої до Сонця зорі Сиріус (відстань становить 8.6 св. років), яка, як відомо, є подвійною зорею. Хоча Сиріус B (білий карлик) був відкритий А. Кларком ще у 1862 р., проблема його спостереження полягала в тому, що випромінювання від цього компонента маскувалося випромінюванням головної зорі системи, Сиріусом А. І лише у 2005 р. Барстоу та ін. [42], використовуючи можливості спектрографа STIS Космічного телескопа Габбла щодо роздільної здатності обох компонентів Сиріуса і дату найближчого зближення з Землею у 1993 р., коли ця роздільна здатність була найвищою, вдалося обробити дані повної серії бальмеровських ліній Сиріуса B і отримати для нього величину ефекту ГЧЗ $z_g = 80.42 \pm 4.83$ км/с, як і точні дані про масу і радіус: $m_{\mathrm{SiriusB}} = 1.02 \pm 0.02\ M_\odot$, $R_{\mathrm{SiriusB}} = 0.0081 \pm 0.0002\ R_\odot$. Для визначення радіусу і маси (до цього часу масу Сиріуса B визначали за гравітаційною взаємодією з Сиріуса А) було використано фотометричні дані, як і паралакси, отримані КА «Hipparcos». Отже, виявилось, що при масі у 98% маси Сонця і діаметрі 12 тис. км, сила гравітації на його поверхні у 350 тис. разів більше за земну (нагадаємо, що, чим більша маса білого карлика, тим менший його діаметр), при цьому головний компонент системи, Сиріус А, має масу у $2M_\odot$, діаметр – близько 2.4 млн км, поверхневу температуру – 10 500°К.

Кількість білих карликів у Галактиці становить близько 10 % від загального зоряного населення. Але роль їх у загальній еволюції матерії у Всесвіті, як і у встановленні наших знань про його еволюцію, набагато більша. Нагадаємо, що компактні білі карлики, внаслідок акреції речовини на них від гігантських компаньйонів в подвійних системах із часом вибухають як наднові зорі типу Ia. Вимірювання відстаней до цих наднових у 1998 р., разом із даними щодо мікрохвильового реліктового

випромінювання, засвідчили нову космологічну парадигму про прискорене розширення Всесвіту (див. розділ 6.3).

Особливо важливе є вимірювання ефекту ГЧЗ для нейтронних зір, оскільки радіус нейтронної зорі важко піддається оцінюванню, насамперед, у випадку радіо-пульсарів. Перший надійний результат з ототожнювання спектральних ліній нейтронної зорі отримано за допомогою космічного телескопу КА «XMM-Ньютон» у спостереженнях 2000 р. за рентгенівським джерелом EXO0748-676 [94], [325]. У спектрі цієї нейтронної зорі вдалося ідентифікувати лінії «обідраних» атомів Fe XXVI та FeXXV (з переходами n=2-3), OVII та OVIII (з переходами n=1-2). Довжини хвиль цих ліній зміщено у червону частину спектру однаково на величину $z_g = 0.35$. З формули (3.9) отримуємо, що радіус нейтронної зорі складає $R_{н.з} \approx 2.2\, r_g$, а $R_{н.з} \cdot M_{\odot} / M_{н.з.}\, R_{н.з} \approx 6.6$ км. Якщо припустити, що маса зорі є стандартною для більшості пульсарів ($1.4\, M_{\odot}$), то тоді отриманий результат відповідає моделі звичайної нейтронної зорі без долучення фазових переходів у піон-каонний конденсат або кварк-глюонну плазму (розд. 5.1). Якщо маса нейтронної зорі $M_{н.з} < 1.1\, M_{\odot}$, тоді отримане значення радіуса виявляється досить малим, і рівняння стану нейтронної зорі потребує уточнень.

ГЧЗ для скупчень галактик

Спостереження ефекту ГЧЗ в космологічних масштабах є набагато складнішим завданням, тому варто відзначити нещодавню роботу, виконану під керівництвом Р. Войтака у 2011 р. для скупчень галактик, відібраних зі Слоанівського цифрового огляду галактик SDSS [400]. Ефект ГЧЗ у цьому випадку полягає в тому, що фотони, які надходять із центру масивного скупчення галактик повинні зміщуватися сильніше в червону частину спектра, ніж фотони, які надходять із зовнішніх областей скупчення. Але для типового скупчення ГЧЗ значно менше (на два порядки), ніж кінематичний ефект за рахунок руху галактик у скупченні. Ідея методу, що дозволяє розділити гравітаційний та кінематичний ефекти, враховує, що останній приводить до симетричного розширення спостережуваного розподілу швидкостей, тоді як ГЧЗ зсуває центральну частину цього розподілу. Зважаючи на порядок величини ГЧЗ, цілком ясно, що для впевненого вимірювання необхідно мати дуже велику кількість галактик зі спектроскопічно виміряними швидкостями, які пов’язані з ірегулярностями структури скупчень.

Щоб вирішити цю задачу, було проведене усереднення даних для близько 8 000 скупчень галактик та показано, що зміщення до червоного кінця спектру узгоджується з передбаченнями ЗТВ на 99 % рівні статистичної значимості. Вперше ефект ГЧЗ було підтверджено астрономічними спостереженнями на масштабах у 10^{22} разів більших, ніж у лабораторних наземних експериментах. Автори зазначають, що цей результат може бути пояснений у рамках ЗТВ, але не відповідає деяким альтернативним космологічним моделям без темної матерії.

3.2. Ефекти ЗТВ у Сонячній системі

3.2.1. Параметризований пост-ньютонівський формалізм для сферично-симетричних полів

Для порівняння різних метричних теорій тяжіння в 1970-ті роки був створений ППН-формалізм, котрий дає змогу отримати уніфікований вираз для метричного тензора в пост-ньютонівському наближенні. Метрика ППН-формалізму містить обмежену кількість безрозмірних констант, значення яких відповідають різним метричним теоріям. Формалізм охоплює практично усі такі теорії і дає можливість описати усі гравітаційні експерименти, що стосуються руху тіл та поширення електромагнітного випромінювання у Сонячній системі. Методика ППН-формалізму докладно описана в монографіях [504], [537], [396] та оглядах (див., напр., [394]).

Обмежимося спрощеним варіантом ППН-формалізму. Якщо не розглядати такі екзотичні ефекти, як наявність виділеної системи відліку, порушення лоренц-інваріантності та порушення законів збереження, то в ППН-метриці залишаються лише дві вільні константи. Ці константи входять до виразу для ППН-метрики сферично-симетричного поля, за допомогою якої можна описати класичні експерименти з вимірювання гравітаційного зсуву частоти, викривлення траєкторії світла, затримки сигналів, прецесії перигелію планет.

Загальна метрика статичного сферично-симетричного поля може бути подана у сферичних ізотропних координатах t, r, θ, ϕ:

$$ds^2 = A(r)c^2dt^2 - B(r)\{dr^2 + r^2[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2]\}. \qquad (3.10)$$

Вигляд метрики (3.10) можна конкретизувати, якщо прийняти, що гравітаційне поле створюється сферично-симетричним тілом з масою

M та центром у початку координат $r = 0$. Функції A та B мають бути безрозмірними функціями від безрозмірних величин (нагадаємо, що координати і ds мають розмірність довжини). У статичній задачі, що розглядається, безрозмірні незалежні змінні, від яких залежать ці функції, можуть бути побудовані лише з радіальної змінної r, гравітаційної сталої G, швидкості світла c і маси центрального тіла M. З точністю до функціонального перетворення єдиною такою змінною є r_g / r, де $r_g = 2GM/c^2$. Для Сонця $r_g \approx 3$ км. Радіус Сонця $R \approx 7 \cdot 10^5$ км, звідси на поверхні Сонця $r_g / R \approx 4 \cdot 10^{-6}$. Малість цієї величини вказує на малість гравітаційно-релятивістських ефектів у Сонячній системі. Далі, враховуючи $r_g / r << 1$, розкладемо A та B за степенями цього малого параметра:

$$A(r) = 1 - \alpha \frac{r_g}{r} + \frac{\beta}{2}\left(\frac{r_g}{r}\right)^2 + ...; \;\; B(r) = 1 + \gamma \frac{r_g}{r} + ..., \qquad (3.11)$$

де α, β, γ – безрозмірні коефіцієнти. Формулу (3.11) називають розкладом Едінгтона – Робертсона.

Відразу ж можна конкретизувати перший коефіцієнт, порівнюючи (3.11) з (2.7): $\alpha = 1$. Можна показати [537], що такий же результат можна отримати з розгляду ГЧЗ (формула (3.7)).

Перейдемо до інших гравітаційно–релятивістських ефектів, пов'язаних із параметрами β та γ. (Зауважимо, що в ЗТВ $\beta = 1$, $\gamma = 1$). Параметр γ визначає викривлення траєкторії світлових променів у полі компактної сферично-симетричної маси. Кут відхилення променя є

$$\delta\phi = (\gamma + 1) r_g / r_m, \qquad (3.12)$$

де r_m – прицільна відстань відносно центру тіла з масою M.

Цей же параметр визначає гравітаційний внесок у час поширення електромагнітних сигналів (ефект Шапіро). Ефект був неодноразово виміряний при радіолокації КА та планет Сонячної системи. Коли радіолокаційний сигнал проходить у гравітаційному полі, створюваному деякою масою M, виникає додаткова затримка. Наведемо формулу для цієї величини в координатах, що відповідають метриці (3.10). Нехай сигнал випромінюється у точці $r = r_1$, проходить повз масу M на відстані r_m, відбивається від рефлектора при $r = r_2$, проходить зворотний шлях і реєструється знов у точці $r = r_1$. Завдяки гравітації виникає додаткова затримка у часі поширення сигналів, яка змінюється при переміщенні спостерігача та рефлектора відносно Сонця. Гравітаційна частина

цієї затримки, що змінюється з прицільною відстанню r_m (яку вважаємо значно меншою за r_1 і r_2), становить (див. напр. [504], [537])

$$\Delta T_{грав} = \frac{r_g}{c}(\gamma+1)\ln\left(\frac{4r_2r_1}{r_m^2}\right). \qquad (3.13)$$

У Сонячній системі ця величина може сягати сотень мікросекунд. Внесок гравітаційної затримки необхідно враховувати у сучасних астрометричних спостереженнях, зокрема, у радіоінтерферометрії з наддовгою базою (РНДБ) і при радіолокації планет та КА у Сонячній системі. Коли світло від далеких квазарів проходить повз галактику, що знаходиться біля лінії зору, гравітаційна затримка може сягати місяців та років. Цей ефект обумовлює так звану відносну часову затримку в позагалактичних гравітаційно-лінзових системах за наявності декількох зображень квазара, коли світло поширюється до спостерігача кількома шляхами (див. розд. 5.5).

Зупинимося коротко на математичній моделі РНДБ з урахуванням ефектів ЗТВ.

У процедурі РНДБ спостережень реєструються сигнали віддаленого радіоджерела на світових лініях — 4-траєкторіях антен $\boldsymbol{x}_i(\tau_i)$, i=1,2. За допомогою стандартів частоти на траєкторіях антен проводиться перетворення сигналів і генерація міток часу. Після віднімання частоти сигнали записують на цифрові носії, записи нормованих сигналів Z1(τ) і Z2(τ) надходять у корелятор. Докладний опис техніки РНДБ можна знайти в книзі [465].

Оскільки параметри супроводу і перетворень сигналів відомі, для простоти можна вважати, що в корелятор надходять безпосередньо сигнали Z1 і Z2, причому один із сигналів затримується на час $\tau_{зат}$: $Z2(\tau-\tau_{зат})$. Кореляційні властивості полів випромінювання можуть бути досліджені так само, як це робиться в класичній оптиці. Для наступного обговорення досить інформації про ейконал Ω, оскільки максимум кореляції сигналів 1 і 2 у межах точності РНДБ процедури відповідає рівності:

$$\Omega(x_1(\tau_1)) = \Omega(x_2(\tau_2)), \qquad (3.14)$$

де τ — моменти приходу сигналу до антен 1 і 2 за власними годинниками кожної з антен. Це основне рівняння РНДБ, яке визначає зв'язок часів τ_1, τ_2, і залежність часу затримки $\tau_{зат} = \tau_1 - \tau_2$ від цих величин, на-

приклад, $\tau_{\text{зат}}(\tau_1) = \tau_1 - \tau_2(\tau_1)$ як функцію від τ_1 (за годинником першої антени). При спільній обробці сигналів можна визначити іншу радіоінтерферометричну величину — частоту інтерференції ω_I. При перемножуванні сигналів Z1(τ) і Z2(τ) з фіксованим часом затримки $\tau_{\text{зат}}$ виникають сигнали з частотою

$$\omega_I = \frac{d}{d\tau}\left[\Omega(x_2(\tau - \tau^*)) - \Omega(x_1(\tau))\right]\Big|_{\tau^* = \tau_{\text{зат}}}.$$

Існує інше визначення частоти інтерференції як похідної від часу затримки за власним часом однієї з антен

$$\bar{\omega}_I = \omega_0 \frac{d\tau_{\text{зат}}}{d\tau_1},$$

де ω_0 — середня частота прийнятого випромінювання. Можна назвати $\bar{\omega}_I$ «обчислюваною частотою інтерференції». Однак ω_I ближче до класичного визначення частоти інтерференції, що у звичайних інтерферометрах виміряється незалежно від $\tau_{\text{зат}}$. Легко отримати зв'язок

$$\bar{\omega}_I = \omega_I \left\{\frac{d\Omega}{dx^\mu}\frac{dx_2^\mu}{d\tau_2}\right\}^{-1} \omega_0.$$

Величина $\tau_{\text{зат}} = \tau_1 - \tau_2$ залежить від синхронізації годинників на траєкторіях антен. Процедура синхронізації може бути різною: на основі транспортування годинників чи шляхом прив'язки моментів $\tau_1 = \tau_2 = 0$ до якої-небудь системи відліку. При вимірюваннях кутових відстаней між джерелами на небі, синхронізацію можна проводити за часом приходу сигналу від опорного джерела. У результаті різницю часу затримки $\tau_3 = \tau_1 - \tau_2$ для двох різних джерел випромінювання можна зв’язати з кутом між напрямками на ці джерела. Це дає змогу отримати даний кут з високою точністю, що оцінюється величиною $c\Delta\tau/L$, де $\Delta\tau$ – похибка вимірювання часу затримки, L – відстань між антенами (база інтерферометра). Сучасна оцінка точності $\Delta\tau \sim 10^{-12}$ с. Оскільки для наземних вимірювань L обмежене розмірами Землі, важливим стають розробки космічного радіоінтерферометра. Зокрема, у липні 2011 р. було здійснено запуск антени радіоінтерферометра місії «Радіоастрон» (див. http://www.asc.rssi.ru/radioastron). Розрахунки релятивістських ефектів у РСДБ див., наприклад, [438] і [465] та в бібліографії в цих працях.

Параметр β з (3.11) характеризує вже нелінійні ефекти в метриці ПЧ за масою джерела поля. Він проявляє себе в поправках до траєкторії тіла. У ньютонівській теорії орбіта пробного тіла у полі тяжіння компактної сферично-симетричної маси є замкненою кривою, – еліпс і зміна кута між послідовними перицентрами становить 2π (повне обертання). Вплив релятивістської гравітації дає додатковий кут повороту

$$\delta\phi = \pi r_g \left(1+\gamma-\frac{\beta}{2}\right)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right),$$

де r_1 та r_2 – значення радіальної координати перицентра та апоцентра. Це робить орбіту незамкненою. Перицентр зсувається у напрямі руху тіла, причому ефект накопичується з кожним поворотом, що полегшує його спостереження. Для Меркурія релятивістський зсув перигелію (тобто перицентра навколо Сонця) становить 43" за 100 років.

3.2.2. Сучасні оцінки ППН-параметрів

Пояснення аномального зсуву перигелію Меркурія у 43" за 100 років, який не мав задовільного тлумачення з часу його відкриття у 1859 р., стало першим успіхом гравітаційної теорії Ейнштейна [551]. У 1919 р. при вимірюваннях відхилення світла гравітаційним полем Сонця під час його повного затемнення було отримане експериментальне підтвердження передбачень цієї теорії [466]. Точність цих вимірювань склала 30% [394]. З того часу точність підтвердження ЗТВ зросла на багато порядків. Наприклад, радіолокація КА «Вікінг» під час його польоту до Марсу підтвердила передбачення ЗТВ (ефект Шапіро) з точністю ~ 0.1% [346], [309].

Релятивістський ефект відхилення світла відіграє суттєву роль у сучасних астрометричних дослідженнях, зокрема у спостереженнях квазарів та активних ядер галактик за допомогою РНДБ. Внаслідок ефекту відхилення взаємні кутові положення цих джерел чутливі до положення Сонця на небесній сфері. Обробка понад двох мільйонів спостережень дала змогу отримати оцінку параметра γ:

$$|\gamma-1|_{\text{РНДБ}} \le 3\cdot 10^{-4},$$

яка узгоджується з ЗТВ на рівні ~ 0.03% [318], [219], [394] .

Одним з найточніших засобів перевірки ЗТВ у Сонячній системі є лазерна локація Місяця, планет та КА. Дослідження відстані між Землею та Місяцем (розд. 3.1) сприяло важливим висновкам [266]:

- гравітаційна сила не залежить від різниці у хімічному складі цих тіл;
- для ППН-параметра β отримана оцінка $|\beta - 1| \le 2 \cdot 10^{-4}$; так звана прецесія де Сітера (геодезична прецесія), передбачена ЗТВ (див. розд. 3.3.2), знайшла експериментальне підтвердження на рівні 0.1% [270];
- гравітаційна стала G не зазнає часових варіацій (принаймні, на рівні $\dot{G}/G \le 5 \cdot 10^{-12}$ за рік).

Очікується, що точність лазерної локації Місяця підвищиться на порядок після введення в дію нового спостережного комплексу The Apache Point Observatory Lunar Laser-ranging Operation (APOLLO), розташованого у Нью-Мехіко [398].

Найбільш точна оцінка ППН-параметра γ отримана в експериментах з КА «Кассіні» [50] (див. також [377], [395]): $\gamma - 1 = (2.1 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$.

Цей результат дав можливість дещо покращити інші оцінки [377] на основі даних локації Місяця. Зокрема, для варіації гравітаційної сталої отримані такі границі: $\dot{G}/G = (0.46 \pm 1.0) \cdot 10^{-12}$ / рік.

Підвищення точності перевірок ЗТВ було певною мірою стимульовано потребами космічної навігації. Класичні теорії руху планет, побудовані на основі законів класичної механіки, забезпечували точність у декілька сотень кілометрів при обчисленні координат планет. Така точність не була достатньою для забезпечення міжпланетних польотів. У зв'язку з цим у 1960-80-ті роки Інститутом радіотехніки та електроніки АН СРСР спільно з іншими організаціями були організовані систематичні радіолокаційні спостереження за внутрішніми планетами (див. [489]). Крім того, були опрацьовані результати оптичних спостережень за планетами і Сонцем, отримані в Миколаївській астрономічній обсерваторії, а також спостережень за КА «Венера 9», «Венера 10», «Венера 11», «Венера 12» та інші дані. Для опрацювання були створені програмні комплекси чисельного інтегрування рівнянь руху планет у класичному ньютонівському та релятивістському варіантах. Передбачалося визначення не тільки елементів орбіт внутрішніх планет, але і низки астрономічних сталих: астрономічної одиниці, радіусів планет та ін. У результаті опрацювання всього масиву астрометричних та радіолокаційних даних у релятивістському варіанті теорії руху планет значно зросла узгодженість виміряних та теоретично обчислених величин (відстаней, кутових координат). Так було здійснено інтегральну перевірку ЗТВ, яка містить всі можливі її ефекти в русі планет та у поширенні світла, з точністю до 1%.

Врахування додаткової інформації, отриманої зі спостережень за планетами, дає змогу значно покращити оцінки ППН-параметрів та обмеження на варіації гравітаційної сталої. Нещодавно в результаті опрацювання більше 300 тис. спостережень за планетами Сонячної системи в період від 1913 по 2003 р., а також великої кількості високоточних радарних та РНДБ спостережень за внутрішніми планетами та космічними апаратами, були отримані такі оцінки [526]:

$\dot{G}/G < 10^{-13}$ /рік ; $\beta = 1.0000 \pm 0.0001$; $\gamma = 0.9999 \pm 0.0002$,

які також повністю відповідають ЗТВ.

Таким чином, вимірювання гравітаційно-релятивістських ефектів в Сонячній системі дають змогу перевірити постньютонівське наближення ЗТВ з вельми високою точністю. Додаткові можливості виникають завдяки спостереженням подвійних зоряних систем, що містять пульсари. Зокрема, точність вимірювання деяких пост-ньютонівських ефектів в русі системи двох пульсарів J0737−3039 A+B вже конкурує з точністю тестів у Сонячній системі (див. далі п. 4.1).

3.3. Ефекти ЗТВ, пов'язані з обертанням

У цьому розділі ми розглянемо ефекти ЗТВ, що отримали назву гравімагнітних (або гравітомагнітних), та інші ефекти, пов'язані з обертанням масивних тіл. Згідно з розв'язками рівнянь ЗТВ, навколо таких тіл має існувати ефект так званого захоплення системи відліку, внаслідок якого всі тіла біля центрального масивного тіла, що обертається, починають обертатися в тому ж напрямі. Найбільш виразно це проявляється біля чорних дір, що обертаються. Аналіз їх простору-часу, котрий описується відомою метрикою Керра (див. розд. 5.1), показує, що ззовні горизонту такої діри існує так звана ергосфера – просторова область у формі сплюснутого еліпсоїда обертання, в якій всі частинки мають обертатися навколо діри. Тільки за межами цієї ергосфери можливе існування нерухомих частинок відносно віддаленого спостерігача.

У слабкому гравітаційному полі, наприклад, такому, яке спостерігається у межах Сонячної системи, прояви гравімагнітних ефектів дуже слабкі. Наближена метрика, що описує простір-час навколо центрального тіла зі сферично-симетричним розподілом маси, що повільно обертається, має вигляд (8.1)

$$ds^2 = c^2\left(1-\frac{2GM}{c^2 r}\right)dt^2 -$$
$$-\left(1+\frac{2GM}{c^2 r}\right)\left(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta\, d\phi^2\right) + \frac{4GJ}{c^2 r}\sin^2\theta\, dt d\phi, \tag{3.15}$$

де M та J – маса та момент імпульсу тіла відповідно, а координати (r,θ,φ) при зменшенні M та J до нуля переходять у звичайні сферичні координати. У наближенні слабкого поля та нерелятивістських швидкостей на пробну частинку, яка рухається зі швидкістю $\mathbf{v}$ у гравітаційному полі (3.15), діє прискорення, що має вигляд, схожий із силою Ампера або Лоренца:

$$\mathbf{a} = \left[\frac{\mathbf{v}}{c}\times\mathbf{B}\right], \qquad \mathbf{B} = \frac{2G}{c}\cdot\frac{\mathbf{J}-3(\mathbf{J}\,\mathbf{n})\mathbf{n}}{r^3}, \qquad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}. \tag{3.16}$$

Тут літерами **B** та **n** позначені напруженість гравімагнітного поля та одиничний вектор у напрямі пробної частинки; c – швидкість світла у вакуумі, G – гравітаційна стала. З формули (3.16) видно, що поле **B** має такий же вигляд, як магнітне поле магнітного диполя.

3.3.1. Ефект Лензе –Тірінга

Для частинки, що вільно обертається навколо центрального тіла, таке гравімагнітне прискорення призводить до відомого ефекту Лензе–Тірінга [220], [104], коли захоплення системи відліку викликає прецесію орбіти частинки. Еліптична орбіта обертається «як ціле», не змінюючи свого ексцентриситету, навколо центрального тіла з кутовою швидкістю ([496], стор. 426):

$$\mathbf{\Omega}_{LT} = \frac{2GJ}{c^2 a^3\left(1-e^2\right)^{3/2}}\left\{\mathbf{n}_1 - 3\mathbf{n}_2\left(\mathbf{n}_1\,\mathbf{n}_2\right)\right\}, \tag{3.17}$$

де a, e – відповідно довжина великої піввісі та ексцентриситет орбіти частинки (пробного тіла), а $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$ – одиничні вектори у напрямах $\mathbf{J}$ та моменту імпульсу частинки на орбіті. Це приводить до сталого обертання площини орбіти навколо напряму осі обертання центрального тіла та до додаткового зміщення перицентра орбіти. Швидкість прецесії довготи висхідного вузла Ψ та аргументу перигею ψ

$$\dot{\Psi} = \frac{2GJ}{c^2 a^3 \left(1-e^2\right)^{3/2}}, \quad \dot{\psi} = -\frac{6GJ\cos i}{c^2 a^3 \left(1-e^2\right)^{3/2}}, \tag{3.18}$$

де i – нахил орбіти. Для штучного супутника Землі на дуже низькій орбіті перша величина дорівнює 0,26" за рік. Зазначимо, що друга величина додається до більш відомого ефекту ЗТВ – зсуву перигея супутника Землі або перигелію планети, наприклад Меркурія.

Дія ефекту Лензе–Тірінга не обмежується зміною елементів орбіти. Якщо тіло, що обертається, має власний момент імпульсу (напр., один із чотирьох гіроскопів на супутнику «Gravity Probe B»), то воно починає прецесувати з певною частотою (3.17). Цей ефект був завбачений Шиффом. Знак ефекту залежить від кута між векторами $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$. Це можна пояснити такими міркуваннями. Якщо гіроскоп знаходиться поблизу полюса, то він намагається повертатись у напрямі обертання Землі завдяки захопленню системи відліку. Якщо він знаходиться в екваторіальній площині, то і гравітаційне поле й захоплення системи відліку зменшуються із відстанню від Землі. Можна уявити собі гіроскоп, вісь якого орієнтована перпендикулярно Землі. Тоді ближчу до Землі частину гіроскопу завдяки захопленню системи відліку сильніше тягне у бік обертання Землі. Внаслідок цього відбувається прецесія спіну гіроскопа у напрямі, протилежному обертанню Землі. Зазначимо, що це відноситься тільки до випадку слабких полів та невеликих, порівняно зі світлом, швидкостей, тобто до Сонячної системи, але не до чорних дір.

3.3.2. Геодезична прецесія

Прецесія Лензе–Тірінга не єдина релятивістська прецесія. Є ще геодезична прецесія, яка відбувається при паралельному перенесенні кожного вектора (в тому числі й вектора спіну частинки, що обертається, або гіроскопа) у викривленому просторі-часі. Прецесія Томаса відбувається і в плоскому просторі-часі при негеодезичному русі під дією зовнішнього прискорення. У 1916 р. де Сітер завбачив геодезичну прецесію обертальної системи Земля–Місяць («earth–moon gyroscope») у гравітаційному полі Сонця [104]. У кінці 1980-х років вона була виявлена за допомогою комбінації визначення відстані до Місяця та РНДБ-спостережень [347]. Точність цього підтвердження сягає порядку 1% після використання уточнених даних [397]. У збірці [265] на стор. 497 стверджується, що Бертотті та ін. виміряли цей ефект з похибкою менш ніж 2%. Прецесія де Сітера (інша назва для геодезичної прецесії) відбувається у напрямі руху системи Земля–Місяць зі швидкістю 19.2 mas/рік (mas,

milliarcsecond – кутова мілісекунда). Період прецесії осі Землі завдяки цьому ефекту дорівнює $5 \div 6.7 \cdot 10^7$ років (див. роботу Коріналдезі та Папапетру [265]), що набагато більше, ніж період прецесії лінії рівнодення завдяки взаємодії Сонця та Місяця з квадрупольним моментом Землі, який приблизно дорівнює 26 тис. років.

Для оцінки можливості перевірки гравімагнітних ефектів у Сонячній системі за межами системи Земля–Місяць доцільно розрахувати викликаний ними зсув перигелію різних тіл. Прецесія Лензе–Тірінга для Меркурія забезпечує зсув його перигелію на –0,0128″ за 100 років. Це є малим доданком порівняно зі зсувом 43″ за 100 років, котрий виникає завдяки відомому ефекту ЗТВ. Для інших планет прецесія Лензе–Тірінга дає ще менший зсув. Перспективам її вимірювання присвячена робота [176]. Краще виглядає ситуація із супутниками планет. Завдяки ефекту Лензе–Тірінга, супутник Юпітера V (Амальтея) має гравімагнітний зсув перицентра 2.26″ за рік, однак його важко визначити в наш час. Аналогічний ефект для Місяця становить 0.19 mas за 100 років. Звичайно, можна виміряти гравімагнітні ефекти за допомогою штучних супутників Сонця. Гравімагнітні внески у відхилення світла та затримки сигналів у полі Сонця будуть помітними для вимірювань в рамках нещодавно запропонованих місій LATOR [375] та ASTROD [263] (див. розд. 3.4).

Таким чином, для перевірки гравімагнітних ефектів є сенс застосовувати штучні супутники Землі і досліджувати еволюцію з часом елементів їхніх орбіт. Теоретично можна також використовувати точні порівняння швидкості плину часу на супутнику і на поверхні Землі. Однак, нескладні оцінки показують, що це ще не дасть можливості виміряти гравімагнітні ефекти.

За межами Сонячної системи вимірюванню тонких ефектів заважають великі похибки та невизначеності у характеристиках віддалених космічних систем. Відзначимо завбачення Крамера [206], який вважає, що геодезична прецесія пульсара PSR 1913+16 – члена подвійної системи – може призвести через декілька десятків років до відхилення променя від напряму на Землю. Для земного спостерігача він зникне й відновиться через декілька століть. Більш інформативними є вимірювання релятивістської прецесії в системі двох пульсарів J0737−3039 A+B. Тут площина орбіти пульсарів навколо спільного центру мас має малий кут нахилу до променя зору на спостерігача, тому й спостерігається приблизно 30-секундне затемнення компонента A компонентом B (завдяки поглинанню імпульсів від A в магнітосфері пульсару B). Цей ефект дозволив Бретону та ін. [62] визначити величину релятивістської прецесії осі

власного обертання компонента B відносно загального орбітального кутового моменту системи. Ця величина склала $4.77^{+0.66}_{-0.65}$ градусів за рік (на довірчому рівні 68%), що узгоджується з розрахунком згідно ЗТВ в межах похибки 14%. Але розрахунки спиралися на певну модель випромінювання пульсара, зокрема, форму променя; пов'язані з цим уточнення розглянуто в роботі Перера та ін. [290].

3.3.3. Гравімагнітний вплив на хід годинників

Розглянемо кругову орбіту супутника в екваторіальній площині Землі в просторі-часі, що описується метрикою (3.15). Її рівняння й позначення координат мають вигляд

$$x^1 = r = const, \quad x^2 = \theta = \pi/2 = const, \quad x^3 = \phi = \omega t, \quad x^0 = t. \qquad (3.19)$$

Після підстановки (3.19) у рівняння геодезичних

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{kl} \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0 \qquad (3.20)$$

ми маємо одну умову при $i = 1$

$$\Gamma^1_{00} + \omega^2 \Gamma^1_{33} + 2\omega \Gamma^1_{03} = 0 \,. \qquad (3.21)$$

З використанням приблизних значень Γ^1_{kl}, отриманих з метрики (3.15), маємо рівняння

$$\frac{GM}{r^2} - \omega^2 r - \frac{2GJ}{c^2 r^2} \omega = 0. \qquad (3.22)$$

Саме останній член дає нам відміну від ньютонівського наближення для кутової швидкості обертання. Розв'язком (3.22) є

$$\omega \approx \sqrt{\frac{GM}{r^3}} - \frac{GJ}{c^2 r^3} \,. \qquad (3.23)$$

Останній доданок дає невелике відхилення від ньютонівської кутової швидкості обертання супутника. Швидкість плину часу на його борті, що вимірюється еталоном, є

$$\tau \approx t \left(1 - \frac{GM}{c^2 r} - \frac{r^2 \omega^2}{2c^2} + \frac{2GJ\omega}{c^4 r} \right) \,. \qquad (3.24)$$

Останній доданок пов'язаний саме з обертанням Землі. Після підстановки (3.23) у (3.24) ми отримуємо вплив обертання Землі на швидкість плину часу на борту супутника

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{3GJ}{c^4 r}\omega = \frac{3GJ}{c^4 r}\sqrt{\frac{GM}{r^3}} \propto r^{-2.5}. \qquad (3.25)$$

Цей ефект зменшується зі збільшенням r. Його максимальне значення досягається для орбіти супутника біля поверхні Землі (дуже низька орбіта), коли $r \approx R = 6371110$ м, і має порядок $\Delta T/T \cong 3.5\times10^{-20}$. Це менше, ніж похибка стандарту часу, що передбачається встановити на борті Міжнародної космічної станції (МКС) (біля 10^{-16}). Таким чином, неможливо виміряти цей ефект без підвищення точності еталона часу на борту штучного супутника Землі. Але проблема не обмежується тільки недостатньою точністю еталону. Другий та третій доданки в (3.24), що пов'язані зі впливом маси Землі, набагато перевищують гравімагнітний внесок. Саме вони дають основний вплив на швидкість плину часу. Ці доданки описують ефект СТВ, викликаний швидкістю супутника, та ефект ЗТВ – гравітаційне червоне зміщення. Розходження у плині часу характеризуються відношенням $\Delta T/T$. Для обох вищезгаданих ефектів воно має порядок $r_0/R \sim 10^{-10}$, де $r_0 \approx 0.444$ мм – гравітаційний радіус Землі, а $R > 6400$ км – радіус колової орбіти супутника. Отже, гравімагнітний внесок на десять порядків нижче двох інших ефектів. Справу погіршує також те, що гравітаційне поле Землі відрізняється від поля точкової частинки. Його можна розкласти за мультиполями і оцінити внесок окремих складників у швидкість плину часу. Внесок монополя – маси Землі – був оцінений вище. Оцінимо тепер внесок квадруполя. У першому наближенні ми можемо вважати Землю сплюснутим еліпсоїдом обертання, а саме еліпсоїдом Красовського з осями a = 6 378 245 м та c = 6 356 863 м. Середній радіус дорівнює r = 6 371 110 м, а маса $M = 5.98\cdot10^{27}$ г. Тензор квадрупольного моменту характеризується величиною $D = D_{zz} = -2D_{xx} = -2D_{yy} \approx 0.8rM(c-a) = -6.517\cdot10^{42}$ г·см^2.

Поблизу поверхні Землі (коли гравімагнітний внесок досягає максимуму для низьких орбіт супутника) ми, загалом, не можемо відокремити внесок квадрупольного моменту, оскільки мультипольний розклад існує тільки на великих відстанях, але ми можемо оцінити цей ефект за допомогою стандартного розкладу потенціалу за мультиполями на великих відстанях від Землі $\varphi = \varphi^{(1)} + \varphi^{(2)} + \ldots$. Квадрупольний складник $\varphi^{(2)}$ забезпечує різницю у швидкості плину часу

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{g_{00}} - 1 \approx \frac{\phi^{(2)}}{c^2} = \frac{DG}{4c^2 R^3}\left(3\left\langle \cos^2\theta \right\rangle - 1\right). \qquad (3.26)$$

Тут R – радіус колової орбіти супутника, θ – його широта, кутові дужки $\langle ... \rangle$ означають усереднення за часом. Після обчислень ми маємо

$$\frac{\Delta T}{T} = 4.67 \cdot 10^{-13}\left(\frac{R}{r}\right)^3 \left(3\left\langle \cos^2\theta \right\rangle - 1\right), \qquad (3.27)$$

де r – радіус Землі. Цей ефект діє як на супутнику, так і на Землі. Ми можемо поміряти тільки різницю зазначених впливів

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T} &= -3 \cdot 4.67 \cdot 10^{-13}\frac{h_c}{r} \cdot \left(3\left\langle \cos^2\theta \right\rangle - 1\right) \approx \\ &\approx 1.1 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{h_c}{500\ \text{км}} \cdot \left(3\left\langle \cos^2\theta \right\rangle - 1\right) \end{aligned} . \qquad (3.28)$$

Тут $h_c = R - r$ – висота орбіти супутника над поверхнею Землі. Для розрахунку останнього множника ми застосовуємо сферичну тригонометрію і отримуємо

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 2.2 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{h_c}{500 км} \cdot \left(1 - \frac{3}{4}\sin^2\alpha\right), \qquad (3.29)$$

де α – кут нахилу орбіти супутника до екватора. Таким чином, вплив ефекту, що розглядається, оцінюється різницею у швидкостях плину часу порядку 10^{-13}. Це теж набагато більше ніж гравімагнітний внесок. Аналогічним чином можна оцінити й внесок 16-польного складника. Але на відміну від маси Землі, величини її мультипольних моментів виміряні з набагато меншою точністю. Спричинені цим похибки у врахуванні внеску мультиполів у швидкість плину часу переважатимуть гравімагнітний внесок (3.25).

3.3.4. Орбітальні гравімагнітні експерименти

Таким чином, для виявлення та вимірювання гравімагнітних ефектів ЗТВ слід зосередитись на дослідженні спричиненої ними еволюції орбіт супутників.

LAGEOS, LAGEOS II та LARES

Найбільшого успіху досягли експерименти за участю супутників системи LAGEOS (LAser GEOdynamic Satellite). Це – супутник LAGEOS, що був запущений NASA у 1976 році, та супутник LAGEOS II, який був запущений NASA разом з Італійським космічним агентством у 1992 р. На черзі – запуск третього супутника, що отримав назву LARES (LAser RElativity Satellite). Параметри орбіт цих супутників та величина їх прецесії Лензе–Тірінга наведені у Табл. 3.1.

Табл. 3.1. Параметри орбіт LAGEOS, LAGEOS II та LARES і їх прецесія Лензе–Тірінга

Орбітальні параметри	LAGEOS	LAGEOS II	LARES
a напіввісь (км)	12270	12163	12270
e ексцентриситет	0.0045	0.014	0.04
i нахил (град)	110	52.65	70
$\dot{\Psi}_{LT}$ (кут. мкс/рік)	31	31.5	31
$\dot{\psi}_{LT}$ (кут. мкс/рік)	31.6	–57	–31.6

Супутники LAGEOS та LAGEOS II мають форму кулі діаметром 60 см з кутовими відбивачами, що віддзеркалюють лазерні промені із Землі, та важать 406 кг. За роки їх польоту більш ніж 50 станцій на поверхні Землі (у т.ч. лазерні станції ГАО НАН України і Кримської лазерної обсерваторії ГАО НАН України та Кримської астрофізичної обсерваторії МОН України) зробили мільйони лазерних визначень положень цих супутників з похибкою у декілька міліметрів. Їх аналіз підтвердив існування та величину прецесії Лензе–Тірінга. Є деякі неузгодженості відносно точності цього підтвердження. Це викликане не тільки підвищенням точності з часом за рахунок накопичення спостережних даних (у перших публікаціях групи Чіуфоліні йдеться про точність до 30% [87], в останніх вона збільшилась і похибки досягли рівня 6% [86]), але й складністю врахування ефектів несферичності Землі. Похибка че-

рез несферичність Землі значно перевищує інші похибки, пов'язані з неточністю врахування атмосферного гальмування, тиску сонячного випромінювання, зміною кутової швидкості обертання Землі та положенням її полюсів, зсувом наземних станцій завдяки дрейфу континентів, а також гравітаційними збуреннями від Сонця, Місяця та планет. Більше того, величина зсуву орбіти через несферичність Землі на декілька порядків перевищує величину самої прецесії Лензе–Тірінга. У зв'язку з цим застосовувались складні моделі гравітаційного поля Землі. У роботі [87] використовувалась модель EGM-96, а спостережувана прецесія становила 110% ± 20% від теоретично розрахованої. У роботі [86] використовувалась поліпшена модель EIGEN-GRACE02S, а спостережувана прецесія становила 99% ± 5% від теоретичної. Для покращення точності використовували також суму координат вузлів та перигеїв декількох супутників. Однак Іоріо в роботі [177] стверджує, що точність вимірювання прецесії Лензе–Тірінга за допомогою супутників LAGEOS завжди оцінювалась з нереалістичним оптимізмом. Він вважає, що невизначеність у впливі перших парних членів мультипольного розкладу дає надто велику похибку визначення елементів орбіти та порядку величини самої прецесії. Тому похибкам у 1 – 3σ мають відповідати не 5–10% загальної точності, а 15–45%, або навіть 26–78%.

Ситуація має поліпшитися після запуску супутника LARES. З Табл. 3.1 видно, що він повинен працювати з LAGEOS у режимі «метелика», тому комбінація параметрів їх орбіт буде слабко залежати від перших парних членів мультипольного розкладу гравітаційного потенціалу Землі. Це значно підвищить точність вимірювання прецесії Лензе–Тірінга.

Gravity Probe B (GP-B)

Суттєвий прогрес у точності вимірювання гравімагнітних ефектів очікували завдяки запуску супутника Gravity Probe B (проект Стенфордської місії), який, як стверджували, давав можливість перевірити гравімагнітні ефекти з похибкою 1%. Ідея Стенфордської місії була висунута ще в 1959 р. Шиффом та Пафом, а саме спостереження прецесії гіроскопа, що обертається зі супутником навколо Землі, відносно напряму на віддалену зорю. Вона була цілком відмінною від місії супутника Gravity Probe A (GP-A), котрий був запущений у 1976 році NASA (Wallops Flight Center у Вірджинії), з метою перевірки ефекту гравітаційного червоного зміщення (див. розд. 3.1.4). Тоді після 1 год. 55 хв. польоту, висота якого досягла 10 тис. км над поверхнею Землі, супутник впав в

Атлантичний океан. Протягом польоту атомний годинник вимірював швидкість плину часу, яка відрізнялась від аналогічної швидкості за атомним годинником на поверхні Землі.

Супутник GP-B не мав еталону часу, але мав на борту 4 надпровідні гіроскопи. Його політ був тривалим (місія завершилася 3 жовтня 2005 р., період накопичування наукових даних продовжувався від 28 серпня 2004 р. до 14 серпня 2005 р.), а основні вимірювання дозволили точно визначити елементи його орбіти та орієнтацію гіроскопів. Інформація про хід місії розміщена за адресою http://einstein.stanford.edu/.

Площина орбіти супутника проходила через полюси Землі та напрямок на зорю IM Пегаса (HD 216489), екваторіальні координати якої – $\alpha = 22^h53^m02.2659^s$, $\delta = 16°50'28.298''$. Висота орбіти – 640 км. Телескоп на борту Gravity Probe B було зафіксовано спрямованим на цю зорю. Зоря IM Пегаса відігравала ключову роль у експерименті, оскільки є опорною зорею, відносно якої було виміряно зсув як орбіти супутника, так і осей гіроскопів. Наведемо її основні характеристики. Це подвійна змінна зоря, зоряна величина якої в максимумі сягає 5.85. Зміна яскравості досить складна, оскільки відчутний вплив плям. Відстань до Землі близько 100 парсек. Спектральний тип, радіус, маса обох компонент та їх орбітальні елементи можна знайти на сайті http://www.yorku.ca/bartel/guidestar/, присвяченому цій зорі. З 1997 року за допомогою РНДБ мереж Національної радіоастрономічної обсерваторії США (NRAO), мережі 65-метрових антен Deep Space Network (NASA) та 100-метрової антени Радіоастрономічного інституту ім. Макса Планка (Max-Planck-Institut für Radioastronomie) у Німеччині проводяться визначення положення цієї зорі відносно положення не менше двох квазарів. Сесії відбуваються приблизно 4 рази на рік й тривають не менше 18 годин. Після попередньої обробки в NRAO (Сокорро, Нью-Мехіко, США) дані опрацьовувалися в Йоркському університеті (Торонто, Канада) та Гарвардському Смітсоніанському астрофізичному центрі (Кембрідж, Масачусетс, США). Виявилось, що власний рух зорі IM Пегаса становить 35mas/рік, тобто має такий самий порядок, як і ефект Лензе–Тірінга (6.32' за 100 років). Але оскільки похибки визначення власного руху дорівнюють 0.1mas/рік, він суттєво не впливає на точність експерименту. Положення супутника GP-B відносно опорної зорі вимірювали багатьма спостережними станціями. Зокрема, в Україні спостереження проводилися в ГАО НАНУ.

Під час роботи апаратури супутника виявилися несподівані фактори, які призвели до того, що остаточний звіт про результати місії

з'явився тільки у травні 2011 року [122]. На відміну від попередніх звітів він давав остаточні результати –6601.8±18.3 mas/рік для геодезичної прецесії та –37.2±7.2 mas/рік для захоплення системи відліку, які добре узгоджуються з ЗТВ, а саме: –6606.1 mas/рік та –39.2mas/рік, відповідно. Але є певні застереження відносно результатів, оскільки на апаратуру діяли чинники, що не передбачалися при плануванні місії. Їх врахування проводилося тільки після закінчення експерименту. Докладніше про проблеми можна прочитати на сайті місії GP-B або в статті [393].

3.4. Проекти подальшого тестування ЗТВ у космічних експериментах

Наведемо стислий огляд найважливіших космічних проектів і експериментів з перевірок СТВ і ЗТВ, котрі знаходяться на різних стадіях підготовки [214], [212] (див. також розд. 3.3.4 і 4.3.2).

3.4.1. Гравітаційні експерименти на Міжнародній космічній станції

Перш за все розглянемо деякі гравітаційні тести, проведення яких донедавна планували на МКС [213]. Аналіз переваг проведення цих експериментів у космічних умовах та існуючих на МКС технічних обмежень можна знайти у роботі [107]. На жаль, зміна програм НАСА призвела до того [536], що зараз до практичної реалізації готується лише перший проект, який підтримується ЄКА (http://www.esa.int/SPECIALS/HSF_Research/SEMJSK0YDUF_0.html). Тим не менш, перелік головних рис інших проектів, які розроблялися, яскраво ілюструє напрям та сучасні технологічні можливості досліджень у цій галузі.

ACES/PHARAO

Проект ACES/PHARAO (Atomic Clock Ensemble in Space/Project d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite) передбачає:

- встановлення на МКС годинника PHARAO та дослідження його функціонування у космічних умовах (в конструкції годинника застосовано дуже сповільнений потік охолоджених атомів цезію [315]);
- реалізацію на базі PHARAO та водневого мазера шкали часу, яка може бути порівняна з показами годинників на поверхні Землі з точністю $\sim 10^{-16}$, що значно перевищує точність синхронізації, яка досягнута за допомогою Global Positioning System (GPS). Це дозволить реалізувати глобальну систему часової синхронізації з надвисокими характеристи-

ками і в перспективі надасть нові можливості для навігаційних та позиційних застосувань;

- перевірку ефекту ГЧЗ (з точністю, кращою більш ніж на порядок порівняно з раніше досягнутою);

пошук часових варіацій сталої тонкої структури $\alpha = e^2/\hbar c$ з точністю до 10^{-16} рік$^{-1}$ шляхом порівняння PHARAO та водневого мазера;

- пошук анізотропії швидкості світла на рівні $2 \cdot 10^{-16}$, який планується здійснити з урахуванням того, що при порівнянні з наземними годинниками мікрохвильові сигнали будуть спрямовуватися у різних напрямках.

Інформацію про проект див. на сайтах http://smsc.cnes.fr/ PHARAO/ index.htm, http://www.cnes.fr/web/CNES-en/4488-pharao.php.

SUMO

Проект SUMO (Superconducting Microwave Oscillator) – експеримент на борту МКС, що мав на меті перевірку фундаментальних принципів теорії відносності:

- ізотропії швидкості світла з точністю $\Delta c/c \le 10^{-18}$;
- її незалежності від швидкості лабораторії з точністю $\Delta c/c \le 3 \cdot 10^{-18}$;
- універсальності ГЧЗ.

Першу перевірку можна розглядати як сучасний варіант експерименту Майкельсона–Морлі; друга є аналогом експерименту Кеннеді–Торндайка; третя підтверджує, що незалежно від конструкції всі годинники в гравітаційному полі змінюють свій хід однаково. Очевидно, що порушення універсальності гравітаційного зміщення частоти означало би порушення принципу локальної позиційної інваріантності.

Основа експерименту – порівняння ходу атомного годинника, що має стабільність $10^{-16} \div 10^{-18}$, та частот ультрастабільних надпровідникових генераторів з об'ємним резонатором, які будуть орієнтовані вздовж перпендикулярних осей.

Експеримент мав проводитися на МКС у спеціальному боксі (Low Temperature Microgravity Physics Facility – LTMPF) – гігантському дьюарі, що охолоджується рідким гелієм і здатний забезпечити температуру 0.5 К протягом кількох місяців.

PARCS

PARCS (Primari Atomic Reference Clock in Space) – це проект застосування на МКС цезієвого атомного годинника з лазерним охолодженням та системи передачі часу за допомогою супутників GPS. Передбачалася взаємодія з проектом SUMO для перевірки універсальності гравітаційного зміщення частоти.

Мета проекту:

- перевірка гравітаційної теорії шляхом вимірювання ГЧЗ та проведення інших вимірювань для тестування основ СТВ та ЗТВ;
- вивчення лазерно-охолоджених атомів в умовах мікрогравітації; покращення точності зберігання шкали часу.

Проектна стабільність годинника дорівнює $7 \cdot 10^{-14}$/с, точність – краще 10^{-16}. Очікувалося, що похибка у визначенні зсуву частоти відносно годинників на поверхні Землі буде менша за $2 \cdot 10^{-6}$, а також що після врахування релятивістських поправок орбітальний годинник зможе слугувати як міжнародний стандарт часу.

RACE

RACE (Rubidium Atomic Clock Experiment) – це ще один з експериментів з годинниками, проведення яких планувалося на МКС [213]. У годиннику, на відміну від PHARAO та PARCS, замість цезію застосовуються атоми рубідію. Це дає змогу значно зменшити систематичну похибку, що обумовлена зіткненнями атомів.

Головна мета проекту:

- демонстрація нових годинникових засобів з лазерно охолодженими атомами, які дають можливість порівнювати частоту з точністю $1 \cdot 10^{-17}$;
- значне покращення класичних годинникових перевірок ЗТВ;
- передача точного часу та частоти.

WEAX

Експеримент WEAX (Weak Equivalence Antiproton eXperiment) призначений перевірити слабкий принцип еквівалентності для антиматерії з точністю 10^{-3} в спеціальному боксі LTMPF на МКС [171].

LATOR

Проект LATOR (Laser Astrometric Test of Relativity) передбачав [376]:

- перевірку ЗТВ в умовах найінтенсивнішого гравітаційного оточення, існуючого у межах Сонячної системи, тобто в екстремальній близькості до Сонця;
- вимірювання ключового ППН-параметра γ з точністю $\sim 10^{-9}$, що у 30 тис. разів краще точності досягнутої при вимірюванні гравітаційного відхилення світла;
- пряме незалежне вимірювання ППН-параметра β за гравітаційною дією на світло з точністю $\sim 10^{-4}$;
- перше вимірювання складників другого порядку за гравітаційним потенціалом у просторових компонентах метричного тензора з точністю $\sim 10^{-4}$;
- вимірювання квадрупольного моменту Сонця J_2 з точністю $\sim 5 \cdot 10^{-3}$;
- пряме вимірювання гравімагнітного ефекту захоплення системи відліку, обумовленого обертанням Сонця (перше визначення за дією на світло), з точністю $\leq 10^{-2}$;
- перевірку альтернативних теорій гравітації та космології (скалярно-тензорних теорій) шляхом пошуку залишків скалярного поля у Сонячній системі.

Технологічну основу експерименту становить світловий трикутник, створюваний лазерними далекомірами на двох КА, що знаходяться на навколосонячних орбітах (розміри яких близькі до 1 астрономічної одиниці), та лазерним приймально-передавальним пристроєм на МКС. Метою експерименту є вимірювання гравітаційного відхилення лазерного променя при його проходженні у безпосередній близькості до Сонця. Для цього планувалося застосування на МКС оптичного інтерферометра з великою базою (~100 м) для вимірювання кутової відстані між КА. Необхідна точність вимірювань відстаней приблизно дорівнює 1 см, а кутів – 10^{-13} рад.

3.4.2. Проекти космічних експериментів для перевірки теорії гравітації

ASTROD

ASTROD (Astrodynamical Space Test of Relativity using Optical Devices) – космічний проект, що передбачає [262]:

- високоточне вимірювання релятивістських ефектів (особливо ППН-параметрів $\beta,\ \gamma$) з покращенням точності від 3-х до 6-и порядків;
- вимірювання кутового моменту Сонця через ефект Лензе–Тірінга (див. розд. 3.3);
- визначення сонячних g-мод шляхом вимірювання гравітаційного поля Сонця;
- підвищення точності вимірювань гравітаційної сталої G та її варіації у часі $\dot{G}$;
- детектування низькочастотних гравітаційних хвиль у діапазоні від 50 мкГц до 5 мГц;
- точне визначення орбіт та мас планет і астероїдів головного поясу.

Базова концепція цього проекту передбачає два КА на навколосонячних орбітах, на кожному з яких є таке обладнання:

- система компенсації негравітаційних прискорень, що складається з пробної маси, акселерометра з абсолютною стабільністю $10^{-13} \div 10^{-15}$ м/с^2, та електростатичного ракетного двигуна;
- два лазери, аналогічні тим, що розроблені для проекту LISA (див. розд. 4.3.2);
- два телескопи, також розроблені для LISA;
- годинники з точністю кращою ніж 10^{-15}.

Протягом усієї місії має здійснюватися лазерна локація космічних апаратів відносно земної системи відліку. Крім того, планується здійснювати їх взаємну локацію при зближеннях.

MICROSCOPE

Французький проект MICROSCOPE (Micro-satellite à trainée Compensée pour l'Observation du Principe d'Équivalence) має на меті перевірку СПЕ з точністю $\eta < 10^{-15}$. Тут $\eta = 2\left|(a_1 - a_2)/(a_1 + a_2)\right|$ – параметр Етвеша, що характеризує відносну різницю прискорень a_i ($i = 1, 2$) двох пробних тіл у гравітаційному полі маси M (у системі відліку, де ця маса знаходиться у спокої). Зауважимо, що в наземних умовах та при лазерній локації Місяця не вдається досягнути точності кращої, ніж $\eta \sim 10^{-12} \div 10^{-13}$. З іншого боку, низькоенергетичне наближення теорії струн передбачає порушення принципу еквівалентності на рівні $\eta \sim 10^{-18} \div 10^{-15}$ [101]. В експерименті MICROSCOPE буде вимірюватися відносне прискорення двох співосних циліндрів, виготовлених з платини та танталу, один з яких знаходиться всередині іншого [374]. Другий аналогічний акселерометр, в якому обидва циліндри зроблено з платини, буде застосовано для усунення систематичних похибок. Акселерометри будуть знаходи-

тися на супутнику, вільному від зносу, який буде обертатися навколо Землі по коловій полярній орбіті на висоті 600÷700 км. Запуск супутника заплановано на квітень 2016 р. Інформацію про проект подано на сайті: http://smsc.cnes.fr/MICROSCOPE/index.htm.

STEP

Проект STEP (Satellite Test of the Equivalence Principle), як і MICROSCOPE, призначений для перевірки СПЕ в умовах КА на навколоземній орбіті [224]. Проектна точність вимірювання диференціального прискорення характеризується нерівністю $\eta \le 10^{-18}$. Таке значне збільшення точності має бути досягнуте завдяки використанню новітніх технологій. Чотири диференціальні акселерометри будуть вміщені у вакуумний контейнер і охолоджені до температури 2 К. Пробні маси одного з них виготовлені з іридієво-платинового сплаву та ніобію, другого – з ніобію та берилію. Пробні маси кожного з двох інших акселерометрів виготовлені з іридієвого-платинового сплаву та берилію. Для вимірювання відносного зміщення пробних мас будуть застосовані надпровідникові квантові магнітометри (Superconducting Quantum Interference Device, SQID). Точність компенсації негравітаційних прискорень супутника має бути на чотири порядки вищою порівняно з експериментом MICROSCOPE.

Більш докладно з проектом можна ознайомитися на сайті http://einstein.stanford.edu/STEP/index.html.

OPTIS

Проект OPTIS (Optical Test of the Isotropy of Space) за науковою ідеологією подібний до проекту SUMO, запропонованого для МКС. Відмінності полягають у тому, що замість мікрохвильових надпровідникових генераторів з об'ємним резонатором у проекті OPTIS планується використати два лазери та хрестоподібний монолітний високостабільний оптичний резонатор. Проектна точність перевірки ізотропії швидкості світла складає 10^{-18}, перевірки незалежності швидкості світла від швидкості лабораторії – 10^{-16}, рівності ГЧЗ для атомного та оптичного годинників – 10^{-4}.

Для здійснення проекту пропонується запустити супутник на високу ексцентричну орбіту з висотою перигею 10 000 км та апогею 40 000 км. Сценарій польоту передбачає проведення експерименту Кеннеді–Торндайка на низькій орбіті та подальший підйом супутника на

високу орбіту для проведення експерименту Майкельсона–Морлі. Суттєвою деталлю OPTIS є компенсація негравітаційних прискорень, що забезпечить інерційний рух без знесення (drag–free). Це потрібно для проведення експериментів по перевірці СТВ та ЗТВ, оскільки навіть нескомпенсоване прискорення $10^{-7}\,g$ може спотворити резонатор і призвести до похибок.

Також обговорюється можливість використання супутника OPTIS для перевірки гравімагнітних ефектів (див. розд. 3.3) [215]. Завдяки високій орбіті супутника, гравімагнітні ефекти будуть більш слабкими, ніж для супутника на низькій орбіті. Але згідно з попередніми розрахунками, орбітальні дані супутника OPTIS (на відміну від супутника GP-B) можуть використовуватися в комбінації з даними супутників LAGEOS для покращення точності вимірювання прецесії Лензе–Тірінга.

Інформацію про проект див. на сайті http://www.exphy.uni-duesseldorf.de/OPTIS/optis.html.

STM

STM (SpaceTime Mission) – космічний проект, що передбачає політ КА до Юпітера, гравітаційний маневр у його полі, а потім проходження поблизу Сонця на відстані, що приблизно дорівнює його чотирьом радіусам [235]. Згідно з цим сценарієм, зміна гравітаційного потенціалу становить $\Delta U/c^2 \approx 5.3\cdot 10^{-7}$, що можна вважати найвищим значенням, яке може бути досягнуте у межах Сонячної системи. Зауважимо, що під час максимального наближення до Сонця температура ззовні КА буде ~ 2000 К.

Проект спрямовано на пошуки:

- порушень універсальності ГЧЗ на рівні 10^{-10};
- просторових та часових варіацій сталої тонкої структури α з точністю, що на шість порядків перевищує досягнуту зараз.

В основу експерименту покладено порівняння трьох іонних годинників [315], в яких використовуються іони ртуті, кадмію та ітербію і які мають стабільність 10^{-16} упродовж $\sim 7\cdot 10^4$ с.

HYPER

Проект HYPER (HYPER precision atom interferometry in space) передбачає застосування атомної інтерферометрії в умовах КА і має такі цілі:

- вимірювання ефекту Лензе–Тірінга (див. розд. 3.3) на короткій часовій шкалі, що дає можливість дослідити просторовий розподіл гравімагнітного поля;
- більш точне вимірювання сталої тонкої структури;
- перевірку СПЕ для квантової матерії з точністю до 10^{-15};
- можливу оцінку гіпотетичної фундаментальної декогерентності, що виникає внаслідок просторово-часових флуктуацій;
- розробку застосувань атомної інтерферометрії як високоточного сенсора для вимірювання прискорень.

Інформацію про проект подано на сайті http://www.esa.int/export/esaSC/SEM056WO4HD_index_0_m.html

SEE

SEE (Satellite Energy Exchange) – проект, що має на меті:

- перевірку ньютонівського гравітаційного закону обернених квадратів на відстанях метрів (за допомогою пробних мас всередині супутника) та порядку радіуса Землі;
- перевірку слабкого принципу еквівалентності;
- визначення числового значення та пошук часових варіацій гравітаційної сталої G;
- пошук анізотропії простору.

Інформацію про проект подано на сайті http://gravity.phys.utk.edu/ see/.

GG

GG (Galileo Galilei) – проект малого супутника на низькій навколоземній орбіті для перевірки слабкого принципу еквівалентності з точністю 10^{-17} за допомогою пробних мас, що обертаються. Інформацію про проект подано на сайті: http://tyho.dm.unipi.it/ nobili

Підсумовуючи огляд вищезгаданих запропонованих космічних проектів, виокремимо головні напрями перевірок релятивістської теорії гравітації.

1. Локальні експерименти з перевірки базових положень теорії відносності – локальної лоренц-інваріантності та універсальності впливу гравітаційного поля. Основа експериментів цього типу полягає у порівнянні показів надточних годинників різних конструкцій. Доки не буде знайдено порушень теорії відносності, ці перевірки можна віднести до нульових експериментів.

2. Траєкторні вимірювання поширення електромагнітних сигналів та руху пробних тіл на просторових масштабах, які є порівняними з характерною відстанню змінності гравітаційного поля. Такі вимірювання дають змогу перевірити основи метричних теорій гравітації та визначити значення ППН-параметрів. Тут головними засобами є лазерна та радарна локації, радіоінтерферометрія з наддовгою базою, використання КА із системою компенсації негравітаційних прискорень.

3. Спеціальні траєкторні вимірювання у гравітаційному полі тіл, що обертаються, дають можливість перевірити тонкі, гравімагнітні, ефекти, які пов'язані з тензорною структурою гравітаційного поля (див. розд. 3.3).

Перелічені напрями досліджень характеризуються тим, що всі важливі умови експерименту добре контрольовані. Принципова обмеженість цих перевірок обумовлена порівняльною слабкістю гравітаційних полів у Сонячній системі.

Якісним доповненням до цих перевірок релятивістської теорії тяжіння (причому не тільки у секторі слабких полів) можна вважати спостереження релятивістських астрофізичних об'єктів (див. розд. 5) та космологічних наслідків теорії гравітації (див. розд. 6), теоретичне моделювання яких суттєво спирається на ЗТВ. Серед них назвемо деякі особливо важливі напрями:

- гравітаційно-лінзові дослідження, основи яких уже досить добре висвітлені у монографічній літературі [451], [337], [477] (розд. 5.5);
- масштабні багаторічні роботи з розробки та створення техніки для реєстрації гравітаційних хвиль (розд. 4);
- Дослідження неоднорідностей реліктового мікрохвильового фону (розд. 6);

Також зазначимо, що стрімке зростання точності масових астрометричних спостережень вимагає застосування послідовно релятивістських моделей систем відліку. Деякі з них розглядаються у розділі 7.

3.5. Передбачення моделей Калуци-Клейна та результати експериментів

Очевидно, що будь-яка фізична теорія варта серйозної уваги тільки тоді, коли вона сумісна зі спостереженнями. Загальна теорія відносності у чотиривимірному просторі-часі знаходиться у добрій згоді з гра-

вітаційними експериментами, такими як зсув перигелія, відхилення променя світла, часова затримка радіолокаційного сигналу (ефект Шапіро). Природно виникає питання про сумісність багатовимірних гравітаційних теорій з цими класичними тестами. У ЗТВ для розрахунку цих ефектів у Сонячній системі застосовується наближення слабкого поля, тобто гравітаційні поля вважаються слабкими та швидкості руху гравітуючих тіл набагато менші, ніж швидкість світла [496]. При цьому гравітуючі маси можна розглядати як точкові джерела. Застосуємо цей підхід до багатовимірних моделей Калуци-Клейна, (розділ 2.5), для яких рівняння Ейнштейна, яке отримується варіюванням дії (2.57), приймає вигляд

$$R_{ik} = \frac{2S_D \tilde{G}_\Delta}{c^4}\left(T_{ik} - \frac{1}{D-1} g_{ik} T\right), \tag{3.30}$$

Розглянемо спочатку моделі з тороїдальною компактифікацією внутрішніх просторів, тобто внутрішні простори є торами з періодами $a_i, i = 1,...,D'$.

Повний об'єм внутрішніх просторів дорівнює $V_{D'} = \prod_{i=1}^{D'} a_i$. У наближенні слабкого поля для гравітуючих об'єктів, що покояться, єдиною компонентою тензора енергії-імпульса, відмінною від нуля, є $T_{00} \approx \rho_D c^2 \sim O(c^2)$, де $\rho_D = m\delta(\vec{r}_D)$ – тут $D-$ вимірна густина маси спокою точкової маси m, $\vec{r}_D$ – $D-$ вимірний радіус-вектор. Іншими словами, у цьому наближенні джерела характеризуються пиловими рівняннями стану у всіх просторових вимірах. Якщо гравітуюча маса рівномірно заповнює внутрішні простори, то $\rho_D = \rho_3 / V_{D'} = m\delta(\vec{r}_3)/V_{D'}$. Зупинемося поки що на випадку без рівномірного заповнення. Тоді можна показати, що для точкової гравітуючої маси m, що покоїться, розв'язок лінеаризованих рівнянь (3.30) приводить до таких виразів для метричних коефіцієнтів [114]:

$$g_{00} \approx 1 + \frac{2}{c^2}\phi(\vec{r}_D) + \frac{2}{c^4}\phi^2(\vec{r}_D), \tag{3.31}$$

$$g_{\alpha\beta} \approx -\left(1 - \frac{1}{D-2}\cdot\frac{2}{c^2}\phi(\vec{r}_D)\right)\delta_{\alpha\beta}, \quad \alpha,\beta = 1,\ldots,D. \tag{3.32}$$

Ці формули показують, яким чином наявність гравітуючої маси збурює спочатку плоский простір-час з метрикою Мінковського. Нижче ми будемо позначати збурення порядку $1/c^2$ як h_{00} і $h_{\alpha\beta}$. Видно, що

вираз для компоненти g_{00} приведено з точністю до $1/c^4$. Така точність потрібна для розрахунку зсуву перигелія (просторові компоненти $g_{\alpha\beta}$ достатньо розрахувати до порядку $1/c^2$). Нерелятивістський гравітаційний потенціал $\phi(\vec{r}_D)$ задовольняє $D-$вимірне рівняння Пуассона:

$$\Delta_D\phi = \delta^{\alpha\beta}\frac{\partial^2\phi}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} = S_D G_\Delta m\delta(\vec{r}_D), \tag{3.33}$$

де

$$G_\Delta = \frac{2(D-2)}{D-1}\tilde{G}_\Delta \tag{3.34}$$

є переозначеною гравітаційною сталою у $\Delta=D+1$-вимірному просторічасі. Як ми побачемо нижче, таке перенормування приводить до вигляду метричного коефіцієнта g_{00}, зручного для застосування параметризованого пост-ньютонівського формалізму. Однак необхідно зазначити, що на основні висновки відносно застосовності моделей Калуци-Клейна це нормування не впливає. Таким чином, для визначення метричних коефіцієнтів (3.31) і (3.32) необхідно розв'язати рівняння (3.33). Однак вже на цьому етапі можна побачити, що розглянуті моделі стикаються з серйозною проблемою. Як легко побачити з цих формул, відношення збурень метричних коефіцієнтів $h_{\alpha\alpha}$ і h_{00} дорівнює $1/(D-2)$, що при $D>3$ сильно відрізняється від одиниці. Саме це відношення визначає пост-ньютонівський параметр γ, який, згідно зі спостереженням, надзвичайно близький до одиниці (див. нижче).

Якщо додаткові виміри не компактифіковані, тобто простір має топологію R^D, то рівняння (3.33) має такий розв'язок:

$$\phi\,(r_D) = -\frac{G_\Delta m}{(D-2)r_D^{D-2}}, \quad D \geq 3, \tag{3.35}$$

де r_D – модуль радіус-вектора $\vec{r}_D$. Це єдиний розв'язок (3.33), який відповідає нульовій граничній умові на нескінченності.

Якщо топологія простору має вигляд $R^3 \times T^d$ (тобто з тороїдальною компактифікацією внутрішніх просторів і повною кількістю просторових вимірів $D=3+d$), то природно накласти на нерелятивістський гравітаційний потенціал періодичні граничні умови у напрямах додаткових вимірів. Тоді рівняння (3.33) має розв'язок [116], [117]

$$\phi\ (r_3,\xi_1,...,\xi_d) = -\frac{G_N m}{r_3} \times \sum_{k_1=-\infty}^{+\infty} ... \sum_{k_d=-\infty}^{+\infty} \exp\left[-2\pi\left(\sum_{i=1}^{d}\left(\frac{k_i}{a_i}\right)^2\right)^{1/2} r_3\right] \times$$
$$\times \cos\left(\frac{2\pi k_1}{a_1}\xi_1\right) ... \cos\left(\frac{2\pi k_d}{a_d}\xi_d\right), \tag{3.36}$$

де r_3 – модуль радіус-вектора у тривимірному просторі, $\xi_i \in [0, a_i]$ – координата *i*-го додаткового виміру, а ньютонівська гравітаційна стала G_N пов'язана з багатовимірною гравітаційною сталою G_Δ у такий спосіб:

$$G_N = \frac{S_D}{4\pi} \cdot \frac{G_\Delta}{\prod_{i=1}^{d} a_i}. \tag{3.37}$$

Необхідно зазначити, що у цій формулі стоїть перенормоване значення G_Δ, а не оригінальне $\tilde{G}_\Delta$, як у (2.59). Легко видно, що на границі $a_i \to 0$ нульові моди $k_i = 0$ вносять головний внесок, і ми отримуємо ньютонівський потенціал $\phi\ (r_3,\xi_1,...,\xi_d) \to -G_N m / r_3$. Формула (3.36) показує, що перенормування (3.34) було необхідне, щоб був перехід до гравітаційного потенціала Ньютона без будь-яких додаткових префакторів. Слід зазначити, що ненульові моди k_i у літературі називаються модами Калуци-Клейна. На протилежній границі, коли всі $a_i \to +\infty$, суми у (3.36) можуть буть замінені інтегралами. Використовуючи стандартні інтеграли, можна показати, що, наприклад, у окремих випадках $d = 1, 2$ ми отримуємо необхідний результат:

$$\phi\ (r_3,\xi_1,\ldots,\xi_d) \to -G_\Delta m / [(D-2)\ r_D^{D-2}],$$

тобто граничний перехід до розв'язку (3.35).

У випадку одного додаткового виміру $d = 1$ ми можемо виконати підсумовування ряда у (3.36). Щоб зробити це, ми можемо застосувати формулу Абеля-Плана або просто використати таблиці рядів. У результаті ми приходимо до компактного та витонченого виразу

$$\phi(r_3,\xi) = -\frac{G_N m}{r_3} \frac{\sinh\left(\frac{2\pi r_3}{a}\right)}{\cosh\left(\frac{2\pi r_3}{a}\right) - \cos\left(\frac{2\pi\xi}{a}\right)}, \tag{3.38}$$

де $r_3 \in [0,+\infty)$ і $\xi \in [0,a]$. Неважко перевірити, що ця формула має правильні асимптоти, коли $r_3 >> a$ і $r_4 << a$.

Очевидно, що при розгляді гравітаційного поля на відстанях $r_3 >> a_i$ достатньо обмежитися нульовою модою Калуци-Клейна. Наприклад, це наближення добре працює для планет Сонячної системи, оскільки експерименти з перевірки закону обернених квадратів показують, що додаткові виміри у моделях Калуци-Клейна не повинні перевищувати субміліметрові відстані. Тому, у цьому випадку гравітаційний потенціал має вигляд

$$\phi(\vec{r}) \approx -\frac{G_N m}{r_3} = -\frac{r_g c^2}{2r_3}, \tag{3.39}$$

де ми ввели тривимірний радіус Шварцшильда $r_g = 2G_N m / c^2$.

Вище був зазначений важливий випадок гравітуючих мас, рівномірно заповнюючих внутрішні виміри. Можно показати, що з точки зору квантової механіки він відповідає основному стану. Для рівномірно заповнюючих джерел нерелятивістський гравітаційний потенціал повністю збігається з ньютонівським виразом (тобто, знак наближеної рівності у (3.39) треба замінити на знак точної) [117]. У подальшому ми, в основному, будемо мати справу з рівномірно заповнюючими гравітуючими масами. Таким чином, метрика гравітуючого джерела, що розглядається, в ізотропних координатах має вигляд

$$\begin{aligned} ds^2 \approx & \left(1-\frac{r_g}{r_3}+\frac{r_g^2}{2r_3^2}\right)c^2dt^2 - \left(1+\frac{1}{D-2}\frac{r_g}{r_3}\right)\times \\ & \times\left(dr_3^2 + r_3^2 d\theta^2 + r_3^2 \sin^2\theta d\psi^2\right) - \\ & -\left(1+\frac{1}{D-2}\frac{r_g}{r_3}\right)\left((d\xi_1)^2 + (d\xi_2)^2 + \ldots + (d\xi_d)^2\right). \end{aligned} \tag{3.40}$$

Тепер можна розрахувати гравітаційні тести.

Зсув частоти

Оскільки метричний коефіцієнт g_{00} у метриці (3.40) співпадає з g_{00} у метриці Шварцшильда, то формула зсуву частоти буде така ж, як і в ЗТВ.

Інші тести можна розрахувати, безпосередньо використовуючи вигляд метрики (3.40) (див. [114]). Можна також використати відомі формули параметризованого пост-ньютонівського формалізму (див. розділ 3.2.1). Порівняння метрики (3.40) з формулами (3.10) і (3.11) показує, що для моделей Калуци-Клейна, що розглядаються, ППН параметри дорівнюють

$$\beta = 1, \qquad \gamma = \frac{1}{D-2}. \tag{3.41}$$

Тому, використовуючи рівняння, наведені у розділі 3.2.1, можна отримати нижченаведені вирази для гравітаційних тестів.

Зсув перигелія

$$\delta\psi = \frac{1}{3}\left(2 + 2\gamma - \beta\right)\frac{3\pi r_g}{a(1-e^2)} = \frac{D\pi r_g}{(D-2)a(1-e^2)}, \tag{3.42}$$

де a і e – велика напіввісь та ексцентриситет еліпса, відповідно. Для тривимірного випадку $D = 3$ це рівняння в точності співпадає з формулою ЗТВ. Є сенс застосувати цю формулу до Меркурія, оскільки у Сонячній системі він має найбільш суттєву різницю між вимірюваним значенням зсуву перигелія та його значенням, розрахованим з використанням ньютонівського формалізму. Спостережувана різниця становить 43.11 ± 0.21 кутових секунд за сторіччя. Це значення пояснюють релятивістськими ефектами вигляду (3.42). Однак тільки у тривимірному випадку $D = 3$ формула (3.42) дає задовільний результат $42.94''$, який лежить у межах точності вимірювання. Наприклад, для моделей з $D = 4$ і $D = 9$ ми отримуємо значення $28.63''$ і $18.40''$, відповідно, які дуже далекі від спостережуваного.

Відхилення світла

$$\delta\psi = (1+\gamma)\frac{r_g}{r_m} = \frac{D-1}{D-2}\frac{r_g}{r_m}, \tag{3.43}$$

де r_m – це прицільний параметр. У тривимірному випадку $D = 3$ це рівняння в точності співпадає з формулою ЗТВ, де для променя світла, що трохи торкається краю диска Сонця, $\delta\psi \approx 1.75''$, у дуже добрій згоді з даними спостережень. Формула (3.43) показує, що ми отримуємо це значення $\delta\psi$ тільки для звичайного тривимірного простору. У випадках $D = 4$ і $D = 9$ ми маємо, відповідно, значення $\delta\psi \approx 1.31''$ і $\delta\psi \approx 1.00''$, які дуже далекі від даних спостережень.

Ефект Шапіро

Наведемо також вираз для часової затримки радарної луни (див. (3.13)):

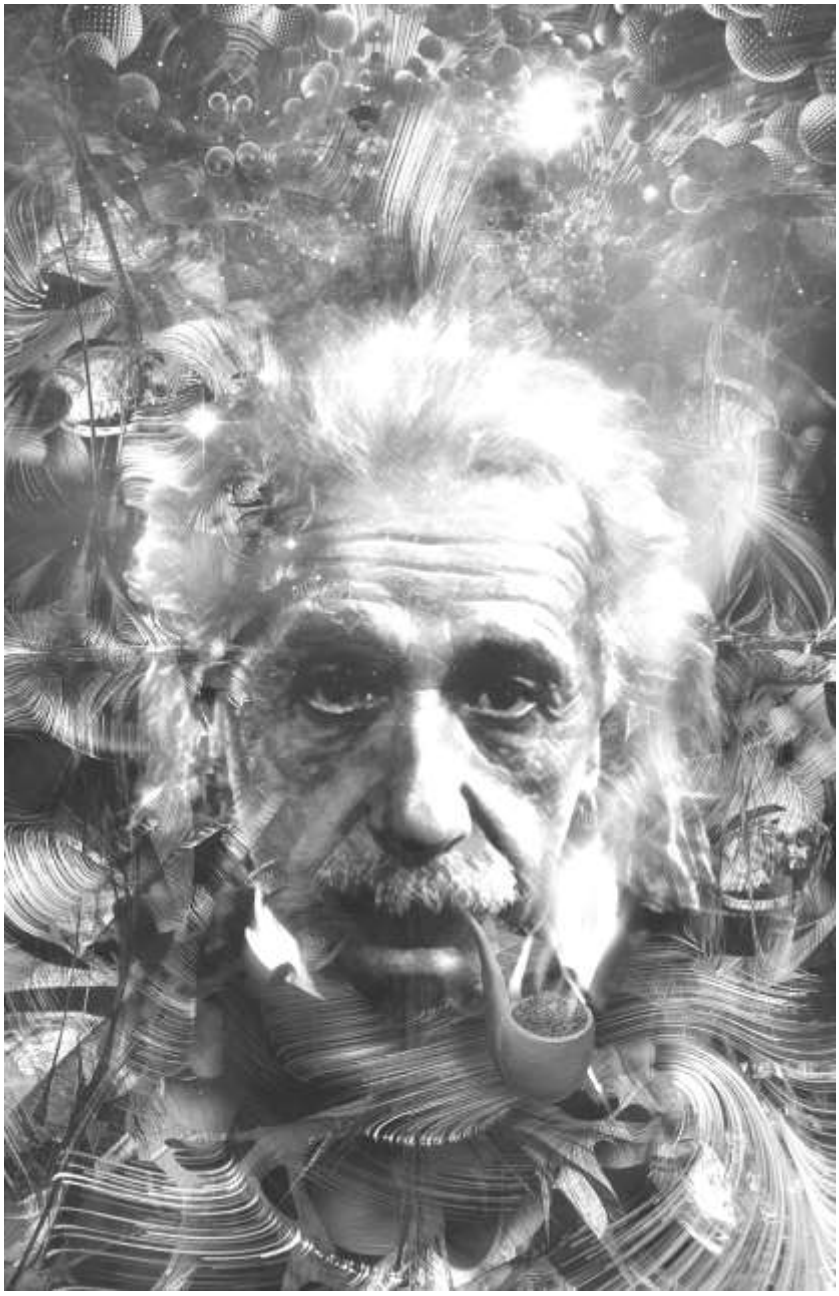
$$\Delta T = \frac{D-1}{D-2}\frac{r_g}{c}\ln\left(\frac{4r_{Earth}\,r_{planet}}{R_{Sun}^2}\right). \tag{3.44}$$

Ця формула співпадає з виразом для ЗТВ тільки при $D = 3$.

Очевидно, що розбіжності між отриманими виразами для гравітаційних тестів і гравітаційними експериментами при $D > 4$ виникають через значення ППН параметра γ. Другий вираз у (3.41) показує, що параметр γ співпадає з відповідним виразом ЗТВ, якщо $D = 3$. Тільки у цьому випадку $\gamma = 1$. Згідно з експериментальними даними, γ повинно бути дуже близько до 1. Найбільш суворі обмеження на γ випливають з експерименту Шапіро з часової затримки з використанням даних КА «Кассіні»: $\gamma - 1 = (2.1 \pm 2.3)\cdot 10^{-5}$. З другого боку, при $D > 3$ маємо $\gamma - 1 \sim O(1)$. Наприклад, для значень D, рівних 4 та 9, ми отримуємо, що $\gamma - 1$ дорівнює –1/2 та –6/7, відповідно. Звичайно, ці значення дуже далекі від експериментальних даних.

Таким чином, для моделей, що розглядаються, вирази для зсуву перигелія, відхилення світла та ППН параметра γ демонструють узгодження з експериментальними даними тільки у випадку звичайного тривимірного $(D = 3)$ простору. Цей результат не залежить від розміру додаткових вимірів. Отже, точкові маси (з пиловим рівнянням стану у всіх просторах) у цих багатовимірних моделях Калуци-Клейна не можуть породжувати гравітаційні поля, що відповідають класичним гравітаційним тестам.

Даний висновок поширюється і на протяжні компактні сферично-симетричні (у тривимірному просторі) гравітуючі об'єкти з пиловими рівняннями стану у всіх просторах [113]. Тому в теорії треба або модифікувати гравітаційне джерело (дозволяючи, наприклад, джерелу мати релятивістські рівняння стану у додаткових вимірах), або розглядати компактифікацію, відмінну від тороїдальної [118]. Перша пропозиція реалізується для латентних солітонів і їх окремих випадків – чорних струн і чорних бран ([113], [115]). У випадку сферичної компактифікації також можна домогтися узгодження з експериментами [84].



4 ГРАВІТАЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Шукай те, що вище того, що можеш знайти.

Данило Хармс

Усяка доктрина проходить три етапи: спочатку її атакують, об'являючи абсурдною, потім припускають, що вона є справедливою, але незначною, врешті, визнають її справжню важливість. Тоді її супротивники виборюють честь її відкриття.

Уільям Джеймс

Існування гравітаційних хвиль було передбачене Ейнштейном ще у 1916 р. при створенні ЗТВ. Відтоді було зроблено багато спроб їх детектування. Але тільки тепер розвиток техніки вимірювань наблизив нас до можливості спостереження гравітаційного випромінювання від реальних астрофізичних джерел. Мабуть, сьогодні ніхто не сумнівається у реальності гравітаційного випромінювання, оскільки є непряме, але переконливе свідоцтво того, що гравітаційні хвилі дійсно існують. Воно випливає з даних спостережень за пульсарами – членами тісних подвійних систем, зокрема, зі спостережень пульсара PSR1913+16, відкритим Р. Халсом та Дж. Тейлором[1] [174]. Дослідження цього пульсара проводяться з 1974 року. Зменшення періоду обертання подвійної системи, до якої входить пульсар, відбувається у спосіб, як це передбачено ЗТВ внаслідок випромінювання гравітаційних хвиль. Реальне детектування гравітаційного випромінювання відкриє якісно нове вікно для астрофізичних досліджень та дозволить перевірити висновки ЗТВ для сильних гравітаційних полів [422].

---

[1] Останніми роками для цієї системи вживають також позначення B1913+16.

4.1. Ефекти випромінювання та рух пульсарів – членів подвійних систем

4.1.1. Формула Ейнштейна для потужності гравітаційного випромінювання

Ейнштейн отримав [550] формулу для потужності гравітаційного випромінювання, створюваного масами, які рухаються зі змінними прискореннями:

$$\dot{\varepsilon}_{grav} = \frac{G}{45c^5} \dddot{D}_{ij} \dddot{D}^{ij}, \tag{4.1}$$

де $D_{ij} = \int_V \rho\left(3x_i x_j - \delta_{ij} r^2\right) dV$ – квадрупольний момент мас. Ця формула випливає з лінеаризованих рівнянь Ейнштейна.

Для двох точкових мас m_1 та m_2, які обертаються навколо спільного центра на відстані l одна від одної з частотою ω, формула (4.1) набуває такого вигляду [496]:

$$\dot{\varepsilon}_{grav} = \frac{32G}{5c^5} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 l^4 \omega^6 . \tag{4.2}$$

З цієї формули випливає, що при $m_1 = m_2 = 1$ т, $l = 1$ м, $\omega = 3 \cdot 10^2$ с$^{-1}$ величина ефекту складає лише 10^{-23} ерг/с. Такі і подібні оцінки були причиною песимістичного ставлення експериментаторів до можливої генерації та детектування гравітаційних хвиль у лабораторних умовах. Але малий множник G/c^5 у формулі (4.2) можна компенсувати великими значеннями мас та розмірами астрофізичної системи, що випромінює.

Зауважимо, що в загальному випадку існує проблема визначення енергії гравітаційного поля, але в лінійному наближенні ЗТВ, в якому отримано (4.2), вона не виникає. Водночас орбітальні поправки в русі подвійного пульсара за рахунок випромінювання відповідають порядку $(v/c)^5$. У зв'язку з цим у свій час були проведені безпосередні розрахунки рівнянь руху двох тіл до порядку $(v/c)^5$, що не потребують енергетичних міркувань. Результати досліджень підтвердили правильність формули Ейнштейна (4.1). Більш докладні огляди та бібліографію можна знайти в монографіях [449], [478], [525].

4.1.2. Непряме підтвердження існування гравітаційних хвиль

Як уже відзначено вище, Халс та Тейлор відкрили та дослідили радіопульсар PSR 1913+16 [174], який став справжньою лабораторією для

дослідження релятивістських ефектів. Цей пульсар є членом подвійної системи; він рухається по дуже витягнутій орбіті з ексцентриситетом близько до 0.6 та з періодом 7 год. 45 хв. При цьому середня орбітальна швидкість пульсара становить близько 200 км/с. Вимірювання часу надходження імпульсів від пульсара зі власним періодом 0.059 с дають змогу виміряти слабкі ефекти в русі пульсара, обумовлені ЗТВ. Уже в перші місяці спостережень пульсара було визначено релятивістське зміщення періастра його орбіти. Воно виявилося рівним 4.22663° за рік, що у 36 тис. разів більше за швидкість зміщення перигелію орбіти Меркурія в Сонячній системі. Релятивістські ефекти в системі були використані для визначення її параметрів, зокрема маси пульсара, яка виявилася рівною 1.4411 $M_{\odot}$ маси Сонця. Такі оцінки були на той час найточнішими вимірюваннями маси пульсара.

Формула для зміни орбітального періоду подвійної тісної системи має вигляд

$$\dot{P} = -\frac{192\pi G^{5/3}}{5c^5}\left(\frac{P}{2\pi}\right)^{-5/3}(1-e^2)^{-7/2}\left(1+\frac{73}{24}e^2+\frac{37}{96}e^4\right)m_p m_c (m_p+m_c)^{-1/3}, \quad (4.3)$$

де e – ексцентриситет орбіти, m_p та m_c – маси пульсара та його компаньйона.

П'ятнадцятирічні спостереження пульсара дали можливість перевірити одне з фундаментальних передбачень ЗТВ – існування гравітаційного випромінювання. Два тіла, що обертаються одне навколо одного, повинні втрачати енергію гравітаційних хвиль у відповідності до формули (4.2), через що орбіта буде весь час зменшуватися. Для параметрів пульсара PSR 1913+16 формула (4.3) передбачає зменшення орбітального періоду зі швидкістю усього 75.8 мкс/рік. Отримані до 1991 р. Тейлором результати дали значення 76±0.3 мкс/рік, що блискуче підтвердило теоретичні розрахунки [102], [366], [173].

На сьогодні відомо біля десяти тісних подвійних систем, в яких принаймні один із компонентів є пульсаром. Для частини з них проведено вимірювання зміни періоду, яке у межах точності також збігається з передбаченням ЗТВ. За відкриття та дослідження радіопульсара P?-SR 1913+16 Тейлору та Халсу була присуджена Нобелівська премія 1993 р. з фізики. Зараз ми є свідками своєрідного змагання щодо точності визначення ефектів гравітаційного випромінювання та порівняння з розрахунками ЗТВ в подібних системах, особливо між PSR 1913+16 (B 1913+16) та єдиною відомою на цей час системою двох пульсарів

J0737−3039 A+B. Наведемо результати вимірювань швидкості зміни орбітального періоду dP/dt в цих подвійних системах. Для J0737−3039 A+B [208], [209] ця величина складала[1] $\dot{P} = 1.252(17)\cdot 10^{-12}$, а відношення розрахунку в ЗТВ[2] до спостережної оцінки складає $\dot{P}^{GR}/\dot{P} = 0.997$. В роботі [395] (оцінка 2007 р., опубліковано 2010 р.) для PSR 1913+16 наведено такі дані: $P = 2.4184(9)\cdot 10^{-12}$, $\dot{P}^{GR}/\dot{P} = 1.0013(21)$. Ефект гравітаційного випромінювання у системі Халса-Тейлора більш ніж втричі більший за аналогічну величину в J0737−3039 A+B. Унікальність J0737−3039 A+B полягає в тому, що тут спостерігають сигнали від обох компонентів, хоча й з різною якістю. Крім того, у цій системі площина орбіти близька до променя зору, завдяки чому спостерігаються затемнення одного компонента другим; це дає додаткову інформацію.

Слід мати на увазі, що похибка вимірювання dP/dt зменшується з часом як $t^{-2.5}$ [208]. Пізніше [392] величина dP/dt для системи PSR1913+16 була виміряна вже з точністю менше 0.05%. Але для порівняння з теоретичним розрахунком необхідно врахувати прискорення системи відносно спостерігача (у полі Галактики), що дає додатковий внесок у систематичну похибку і обмежує точність порівняння із розрахунком ЗТВ в межах 0.2%. У системі J0737−3039 A+B, яка розташована значно ближче, внеском відносного прискорення можна знехтувати [207]; тут швидкість зміни періоду становить 107.79 ± 0.11 наносекунд за добу, що узгоджується із ЗТВ в рамках відносної похибки 0.1% [207].

Можливості J0737−3039 A+B цим не вичерпуються. В русі цієї системи чітко проявляють себе релятивістська прецесія перицентру та ефект Шапіро затримки сигналів в гравітаційному полі. Це дозволяє обчислювати параметри орбітального руху різними способами, користуючись формулами ЗТВ; співпадіння різних методів розрахунку, де задіяні різні спостережні величини, свідчить, що ця теорія добре описує спостереження на рівні відносної точності порядку ~0.01%.

---

[1] Дужки після величини означають середньоквадратичну похибку в останніх цифрах.

[2] За визначеними на основі спостережень масами компаньонів та ексцентриситетом.

4.2. Детектори гравітаційних хвиль

4.2.1. Перші спроби

Експериментальний пошук гравітаційних хвиль почався у 1960-ті роки роботами Дж. Вебера. Він побудував декілька резонансних мас-детекторів та повідомив про збудження детекторів приблизно раз на добу, пояснюючи це відгуком детекторів на гравітаційні хвилі від космічних катастроф у центрі Галактики [389]. Численні спроби повторити результати Вебера дослідниками у Москві, Мюнхені, Рочестері, Глазго та інших містах (в тому числі і в Києві, де було створено резонансний детектор типу Вебера у гравітаційній групі під загальним керівництвом професора К.А. Пірагаса [552]) дали негативний результат. Наукова спільнота дійшла висновку, що зазначені події обумовлені негравітаційними факторами. Якби резонансні сплески на детекторах Вебера дійсно були обумовлені космічними катастрофами, то з урахуванням чутливості детекторів можна стверджувати, що вони не могли бути непоміченими під час проведення інших спостережень.

Техніка резонансних мас-детекторів з розмірами близько до 1,5 м розвивалася упродовж трьох десятиліть. Гравітаційна хвиля викликає механічні коливання такого детектора, які можна реєструвати за допомогою прецизійних датчиків. Для зменшення теплових шумів детектори охолоджували до декількох градусів Кельвіна. Останнім часом використовувалося декілька таких мас-детекторів: ALLEGRO, AURIGA, EXPLORER, NAUTILUS, NIOBE. Всі вони мають максимум чутливості в кілогерцовій області частот. Водночас уже більше двох десятиліть розвивається інший напрям конструювання гравітаційних антен – лазерно-інтерферометричні детектори з кілометровими розмірами. Ці широкосмугові антени чутливі у діапазоні частот від 1 Гц до 1000 Гц, і саме на них зараз покладають великі надії. Було створено п’ять інтерферометричних детекторів за такими проектами: LIGO (2 антени, США), VIRGO (Італія-Франція), GEO600 (Німеччина-Велика Британія) та TAMA300 (Японія); про них мова піде далі.

Для безпосереднього детектування гравітаційних хвиль необхідна безпрецедентна чутливість детекторів, причому корисний сигнал треба виокремити від суттєвих завад сейсмічного та іншого походження. Потужні сплески від спалаху наднової в нашій Галактиці можна було б зареєструвати вже технікою минулого століття. Але така подія може статися лише один раз на 300 років. Для детектування гравітаційних хвиль від реальних астрофізичних джерел («злипання» нейтронних зір,

колапс зоряних ядер наднових у інших галактиках, обертання нейтронних зір з деформованою поверхнею тощо) необхідно на багато порядків підвищити чутливість детекторів. Можливість досягнення такої чутливості ще донедавна сприймалася зі скепсисом. І все таки техніка зараз підходить до порогу необхідної чутливості.

4.2.2. Шумові характеристики та чутливість детекторів

Гравітаційно-хвильовий детектор характеризують спектральною потужністю його шумів. Нехай детектор видає ряд безрозмірних відліків, скажімо, $x(t)$, які у випадку інтерферометра є нормованими різницями довжин двох його плечей. За відсутності будь-якого гравітаційно-хвильового сигналу на виході детектора є тільки шум $n(t)$. Автокореляційна функція шуму $\kappa(t_1, t_2)$ визначається за допомогою усереднення за ансамблем реалізацій шуму:

$$\kappa(t_1, t_2) \equiv \overline{n(t_1) n(t_2)} . \tag{4.4}$$

(тут риска – знак усереднення). У припущенні стаціонарності шумового процесу $\kappa(t_1, t_2) \equiv \kappa(t_1 - t_2)$ залежить лише від різниці $\tau \equiv t_2 - t_1$, причому $\kappa(\tau) = \kappa(-\tau)$. Для реальних детекторів середнє за ансамблем можна замінити на середнє за часом, припускаючи ергодичність.

Реальні шуми детекторів, однак, не вичерпуються тепловими шумами та, строго кажучи, не є стаціонарними. Зокрема, можуть бути присутні надлишкові (нетеплові) шуми, що пов'язані з властивостями підвісок, дзеркал тощо. Припущення про стаціонарність може бути прийняте як наближена робоча гіпотеза. У цьому випадку вводять односторонню спектральну потужність шуму:

$$S_n(f) = \begin{cases} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \kappa(\tau) \exp(2\pi i f \tau) d\tau, & f \geq 0 \\ 0, & f < 0 \end{cases} . \tag{4.5}$$

Оскільки $\kappa(\tau)$ – парна функція, то $S_n(f)$ є дійсною функцією частоти. Звідси видно, що

$$\overline{\tilde{n}(f) \tilde{n}^*(f')} = S_n(f) \delta(f - f'), \tag{4.6}$$

де $\tilde{n}(f)$ – перетворення Фур'є від $n(t)$, тобто $\tilde{n}(f) \equiv \int\limits_{-\infty}^{\infty} n(t) \exp(2\pi i f t) dt$;

зірочка означає комплексне спряження. З (4.6) випливає, що $S_n(f)$ позитивно визначена. Легко бачити, що

$$\overline{n^2(t)} = 2\int_0^\infty S_n(f)df \ . \tag{4.7}$$

Це рівняння виправдовує назву «спектральна потужність» для величини $S_n(f)$.

Величина $S_n(f)$ має розмірність часу, але зручно використовувати розмірність [Гц$^{-1}$], оскільки $S_n(f)$ визначена в частотній області. Використовують також лінійну характеристику шумів:

$$h(f) \equiv \sqrt{S_n(f)}\ , \tag{4.8}$$

що має розмірність [Гц$^{-1/2}$], та безрозмірну величину

$$h_n(f) \equiv \sqrt{fS_n(f)}\ , \tag{4.9}$$

яка називається ефективним шумом.

Гравітаційно-хвильові амплітуди астрономічних джерел порівнюють з інструментальною чутливістю для визначення можливості спостереження тих чи інших джерел. Компонента Фур'є

$$\tilde{h}(f) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} h(t)\exp(2\pi ift)dt$$

детермінованого сигналу $h(t)$ (гравітаційної хвилі) має розмірність [Гц$^{-1}$], тобто величина $f\left|\tilde{h}(f)\right|$ безрозмірна. Останню величину порівнюють з відповідною їй величиною (4.9) для того, щоб визначити силу джерела відносно шуму детектора. У такий саме спосіб порівнюються величини $\sqrt{f}\left|\tilde{h}(f)\right|$ та (4.8), що мають розмірності [Гц$^{-1/2}$].

Для монохроматичних джерел з безрозмірною амплітудою h_0 гравітаційної хвилі порівнюють ефективний шум за час накопичення з очікуваними «миттєвими» амплітудами. Монохроматична хвиля з частотою f_0, що спостерігається на інтервалі часу T, відповідає вузькій лінії в частотному інтервалі шириною $\Delta f \equiv 1/T$ поблизу f_0. Шум у цьому інтервалі $S_n(f)\Delta f = S_n(f)/T$. Таким чином, відношення сигналу до шуму ρ за час спостереження Т можна записати так:

$$\rho = \frac{h_0}{\sqrt{S_n(f_0)/T}}\ . \tag{4.10}$$

З цієї формули видно, що відношення сигнал/шум за амплітудою зростає з часом спостереження як $\sqrt{T}$, а за потужністю – як T .

4.2.3. Резонансні детектори гравітаційних хвиль

Перспективи детектування гравітаційних хвиль залежать від можливостей реєстрації оптичних або механічних ефектів, що виникають під дією змінного поля гравітаційної хвилі. Два основних напрями в цій області базуються на розробці резонансних та широкосмугових систем. Резонансний детектор має високодобротний елемент, що резонує на певній частоті. Це може бути тіло циліндричної чи якоїсь іншої форми; його механічні коливання реєструються прецизійними датчиками. Резонансний детектор найбільш сприйнятливий до випромінювання певної частоти чи набору близьких частот, що може виникати, наприклад, завдяки обертанню пульсарів.

За 20 років від перших детекторів Вебера за рахунок впровадження кріогенної техніки, надпровідних підсилювачів, покращення віброізоляції, збільшення добротності тощо чутливість резонансних гравітаційних антен покращилась на декілька порядків. Починаючи з 1990 рр. їх чутливість стала достатньою для детектування гравітаційних хвиль від джерел еруптивного характеру в нашій Галактиці [21], [303]. Згодом детектори Вебера почали використовуватися для пошуку неперервних гравітаційно-хвильових сигналів [242]. До 2008 р. проводилися вимірювання на п’яти резонансних кріогенних детекторах: AURIGA (Національний інститут ядерних досліджень INFN, Італія, Падова, введений у дію у 1997 р.), ALLEGRO (США, Державний університет Луїзіани, Батон-Руж, 1991 р.), EXPLORER (CERN, Швейцарія, 1983 р., обслуговується групою Римського університету), NAUTILUS (INFN, Італія, Фраскаті, 1994 р.) та NIOBE (Австралія, 1993 р.). Науковці, що виконували дослідження на цих детекторах, координують свої дії в рамках Міжнародного співробітництва з гравітаційних подій (IGEC, International Gravitational Event Collaboration). Усі п’ять детекторів були розташовані приблизно в одній площині, що проходить через центр Землі. При цьому осі циліндрів перпендикулярні до цієї площини, тобто діаграми спрямованості мали подібну орієнтацію.

При резонансному детектуванні важко вгадати частоту, на якій треба проводити пошук сигналу. Більш перспективними для відкриття гравітаційних хвиль є широкосмугові лазерно-інтерферометричні детектори. Тому резонансні детектори поступово виводяться з експлуатації. У 2007 р. закінчив свою роботу американський резонансний детектор

ALLEGRO. Після цього набирали дані решта детекторів, зокрема, з квітня 2007 р. по липень 2010 р. було проведено 5 серій спільних вимірювань детекторами EXPLORER та NAUTILUS [34]. Після багаторічної роботи в ЦЕРН детектор EXPLORER був демонтований та у січні 2012 р. переміщений для свого нового життя в Європейській гравітаційній обсерваторії (EGO) в містечку Касцина, поблизу Пізи (Італія), – місці розташування інтерферометричного детектора VIRGO. Переміщення EXPLORER в EGO є частиною проекту створення музею наукових інструментів під відкритим небом. З такою ініціативою виступила EGO перед адміністрацією Касцини в рамках зусиль, спрямованих на заохочення туризму в цій місцевості [59].

4.2.4. Лазерно-інтерферометричні детектори

В широкосмугових лазерно-інтерферометричних гравітаційно-хвильових антенах реєстрації підлягають зміни відносних відстаней між двома вільно підвішеними дзеркалами. Безпосередньо тут вимірюють відносний зсув фази оптичного сигналу, що поширюється між дзеркалами. Інтерферометр повинен бути повністю ізольованим від зовнішнього оточення, щоб забезпечити чутливість виключно до гравітаційних хвиль. Для цього розробляють нові технології у виробництві потужних лазерів стійкого випромінювання, дзеркал високої відбиваючої здатності та сейсмічної ізоляції, контролю юстування та позиціонування. Оскільки присутність залишкового газу впливала б на вимірювання, світловий пучок в інтерферометрі має поширюватися у надвисокому вакуумі. Труби-рукави інтерферометрів є найбільшими вакуумними камерами в світі.

Проект LIGO

Найбільш відомим та амбіційним є американський проект LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory) – спільний проект Каліфорнійського та Масачусетського технологічних інститутів, що фінансується Національною науковою фундацією (NSF). Згодом до проекту приєдналися науковці близько 40 інших інститутів (LIGO Scientific Collaboration, LSC), і проект став міжнародним. На сьогодні LSC налічує близько тисячі науковців всього світу, які об’єднали свої зусилля задля пошуку гравітаційних хвиль від найбільш грандіозних подій у Всесвіті.

За проектом LIGO, вартість якого оцінювалася у 2001 році у 300 млн дол., побудовано дві лазерно–інтерферометричні антени в

Лівінгстоні, штат Мериленд (детектор L1), та у Ханфорді, штат Вашингтон. Вони складаються із дзеркал, змонтованих у кутах гігантської L-подібної вакуумної системи, що простягається на 4 км в кожну зі сторін. Інтерферометр у Ханфорді має на середині шляху лазерного променя додаткові оптичні системи, які дають змогу детектору одночасно працювати у двох режимах – з рукавами 4 та 2 км (детектори H1 та H2, відповідно).

На серпень 2002 р. була досягнута чутливість $h(f) \sim 2 \cdot 10^{-21}$ Гц$^{-1/2}$ в околі 300 Гц (для найбільш чутливого детектора L1). (Проектна чутливість детектора на 2 порядки вища, у випадку її досягнення можна буде вимірювати амплітуди коливань $\sim 10^{-16}$ см.) Зважаючи також на хорошу стабільність роботи всіх трьох детекторів, було прийняте рішення про проведення першої наукової серії вимірювань S1, яка відбулася з 23 серпня по 9 вересня 2002 р. До 2005 р. було проведено ще 3 наукові серії вимірювань (S2-S4), відносно короткотривалі. Проектної чутливості детектори LIGO майже досягли на кінець 2007 р. [5].

У кінці 2005 року детектори наблизилися за чутливістю до конструктивної на більшій частині діапазону частот і показували хорошу стабільність при високому факторі заповнення робочого часу (відношення часу набору даних до повного часу роботи). Було вирішено провести довгу наукову серію вимірювань, довшою за один рік. Серія S5 тривала з 4 листопада 2005 р. (L1 почав працювати трохи пізніше, 14 листопада) до 1 жовтня 2007 р. Після закінчення серії S5 детектор H2 продовжував працювати в режимі «астроварти" (Astrowatch) паралельно з GEO600. В цей час 4-км детектори L1 та H1 були модернізовані до рівня Enhanced LIGO, що означало введення та випробування технологій та методів вимірювання, які будуть використовуватися в другому покоління детекторів, Advanced LIGO. Модернізації дозволили підвищити чутливість L1 та H1 в два рази на частотах, більших 200 Гц. Наступна наукова серія S6 проводилася з 7 липня 2009 р. по 20 жовтня 2010 р. вже в статусі Enhanced LIGO, без детектора H2, який був знятий з експлуатації.

Проект VIRGO

Другим за розміром інтерферометричної системи є спільний італійсько-французський проект VIRGO, що почав роботу влітку 2003 р. З італійської сторони у проекті приймає участь Національний інститут ядерних досліджень (INFN), з французької – Національний центр наукових досліджень (CNRS). Детектор VIRGO розташований поблизу італійського

міста Пізи. Основою проекту є лазерний інтерферометр з ортогональними рукавами довжиною 3 км кожний (подібно до проекту LIGO). Численні відбиття між дзеркалами, що розташовані на краях кожного з рукавів, збільшують ефективну оптичну довжину кожного рукава до 120 км. Діапазон частот VIRGO від 10 до 6000 Гц. Цей діапазон та очікувана дуже висока чутливість дають можливість реєструвати гравітаційні хвилі від дуже рідких подій спалаху наднових та „злипання" подвійних систем у нашій Галактиці та інших галактиках, зокрема у скупченні галактик Virgo (Діва), що й дало назву проекту.

До остаточної конфігурації VIRGO-проекту детектор підійшов в кінці 2005 р., пізніше інших інтерферометричних детекторів. Пікова чутливість його становила $6\cdot10^{-22}$ Гц$^{-1/2}$ на частоті 300 Гц. Детектор VIRGO приєднався до спільних з LIGO і GEO600 спостережень під час серії S5 LIGO, починаючи з кінця 2006 року до березня 2007 року, спочатку у режимі „астроварти" по вихідних днях. Повноцінний набір даних почався з першою науковою серією VIRGO (First VIRGO science run, VSR1) 18 травня 2007 року до закінчення S5 на 1 жовтня 2007 року. Друга наукова серія вимірювань VIRGO, VSR2, відбулася з 7 липня 2009 по 8 січня 2010 р. з поліпшенням чутливості приблизно в 2 рази в порівнянні з VSR1. Третя серія вимірювань VSR3 була проведена з 11 серпня 2010 р. по 20 жовтня 2010 р. У цілому, цикл занятості VIRGO протягом цих двох серій становив 78%.

Детектор GEO600

У 1970-і рр. незалежно почали розробки лазерно-інтерферометричних гравітаційно-хвильових антен дві європейські групи дослідників з Інституту імені Макса Планка у Німеччині та університету в Глазго, які об'єднали свої зусилля у 1989 р. Так народився проект GEO, в якому місцем ідеального розташування розглядалися гори Гарц (Північна Німеччина). Однак через фінансові труднощі проект не розпочався. Тоді у 1994 р. було запропоновано створити менший за розмірами детектор GEO600 з довжиною рукавів 600 м, який і був побудований у низинній місцевості поблизу Ганновера. У 2002 р. був проведений перший тестовий сеанс спостережень. На 2006 р. була досягнута чутливість $\sim2\cdot10^{-22}$ (Гц)$^{-1/2}$ поблизу частоти 500 Гц. З середини 2002 р. по осінь 2006 р. було проведено п'ять наукових серій вимірювання, в більшості випадків разом з детекторами LIGO, частково з VIRGO. З кінця 2006 р. детектор працює в режимі «астроварти», використовуючи більш сприятливий для вимірювань неробочий час. На сьогодні GEO600 оновлюється за про-

грамою GEO-HF для поліпшення чутливості вимірювань приблизно на порядок величини на високих частотах [193].

Детектор TAMA300

Японський детектор TAMA300, розташований в Національній астрономічній обсерваторії (Мітака, Токіо), був розроблений протягом 1995–1999 рр. та являє собою інтерферометр з довжинами рукавів 300 м. Детектор TAMA300 був першим серед інших інтерферометричних детекторів, введених в дію. Перші пробні вимірювання були проведені у серпні 1999 р. Працював детектор по січень 2004 р., провівши 9 наукових сеансів накопичення даних, з них останні три разом з LIGO та GEO600. За час експлуатації чутливість детектора підвищилася з $\sim 3\cdot 10^{-19}$ (Гц)$^{-1/2}$ до $\sim 1.5\cdot 10^{-21}$ (Гц)$^{-1/2}$ на частоті 1 кГц [17]. Пізніше увага японських дослідників переключилася на детектор CLIO, на якому відпрацьовуються технології майбутнього детектора LCGT (KAGRA) другого покоління (див. далі).

Друга та третя генерація інтерферометричних наземних детекторів

У кінці 2010 р. закінчилася остання наукова серія (S6) вимірювань детекторів LIGO та епоха інтерферометричних детекторів першого покоління. Декілька років вони успішно працювали на рівні або поблизу конструктивної чутливості. У співпраці з інтерферометрами VIRGO та GEO 600 вони утворили всесвітню мережу інструментів, метою якої є безпосередне достовірне виявлення гравітаційних хвиль. Останні дві наукові серії вимірювань детектори LIGO набирали дані спільно з VIRGO. Ці дані в даний час продовжують аналізуватися для виявлення гравітаційно-хвильових сигналів від подвійних систем, джерел сплесків, стохастичного фону та нейтронних зір, що швидко обертаються.

На час закінчення наукової серії S6 вимірювань чутливості 4-км детекторів LIGO і детектора VIRGO були такими, що детектувати подвійну систему компактних (нейтронних) зір з масами 1.4 маси Сонця, за сприятливої орієнтації по відношенню до детектора, можна було б на відстані 49 Мпк, 47 Мпк та 23 Мпк для детекторів H1, L1 та VIRGO відповідно [5].

У наступну декаду (2011–2020 р.) заплановано провести модернізацію інтерферометрів LIGO – проект Advanced LIGO. Детектор Advanced LIGO буде у 10 разів чутливішим, ніж LIGO. Оскільки об'єм до-

сліджуваного детектором простору зростає як куб чутливості, то замість однієї події у LIGO детектором Advanced LIGO буде реєструватися 1000 подій.

19 січня 2012 р. почалося поступове переобладнання детектора VIRGO в Advanced VIRGO. Цей процес за планом має бути закінчений у 2015 р. Керівник проекту Advanced VIRGO, С. Лосурдо, сподівається, що вже до 2016 р., до 100-річчя передбачення Ейнштейном гравітаційних хвиль, вони можуть бути відкриті [228].

Обмеженості інфраструктури в місці розташування GEO не дозволяють кардинальне оновлення детектора. Тому наукове співробітництво GEO вирішило підвищувати чутливість детектора шляхом невеликих послідовних оновлень (деякі з яких будуть випробувані спочатку на прототипах). Розробки, тестування та встановлення цих оновлень називають проектом GEO-HF. Як тільки конструктивна чутливість GEO 600 буде досягнута, детектор буде працювати як частина всесвітньої мережі.

До цих детекторів має приєднатися японський детектор LCGT (The Large Scale Cryogenic Gravitational Wave Telescope), який розпочато будувати під землею у шахті Каміока (відомою тим, що в ній також проводяться інші фізичні експерименти, наприклад, Super-Kamiokande). Детектор LCGT з довжинами рукавів 3 км та сапфіровими дзеркалами є проектом групи з дослідження гравітаційних хвиль Інституту дослідження космічних променів (Institute for Cosmic Ray Research, ICRR) Токійського університету. Проект LCGT був затверджений Міністерством освіти, культури, спорту, науки та технологій в червні 2010 р. Поки що в шахті Каміока побудований прототип LCGT з рукавами 100 м – детектор CLIO (Criogenic Laser Interferometer Observatory), на ньому проводиться відпрацювання вузлів та систем LCGT. Планується, що чутливість LCGT буде порівняною з чутливістю Advanced LIGO та доповнюватиме перекриття неба інших інтерферометричних детекторів. Шуми LCGT на два порядки будуть менші за шуми TAMA300. Планується, що перші вимірювання будуть проведені у 2017-2018 рр. 28 січня 2012 року відбулася урочиста церемонія початку побудови детектора LCGT; при цьому проект отримав нову назву – KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector) [187].

Розглядався проект перенесення протягом 2011-2017 р. одного з детекторів Advanced LIGO до Австралії, цей проект мав назву LIGO-Australia. У співробітництві з LIGO цим проектом займався Australian Consortium for Interferometric Gravitational Astronomy (ACIGA), який входить до складу LIGO Scientific Collaboration. Розмістити інтерферо-

метр пропонувалося у науковому центрі Джінджін у 80 км від Перта у Західній Австралії, де ACIGA експлуатує 80-м інтерферометр. Головним аргументом перенесення слугувало те, що мережа інтерферометрричних детекторів у 5-10 разів більш чутлива з LIGO-Australia, ніж без нього.

Але, ймовірніше, апаратура одного з детекторів Advanced LIGO переїде в Індію [124]. Декілька індійських інститутів утворили консорціум IndIGO для реалізації проекту LIGO-Індія. На сайті цього проекту є повідомлення про те, що у серпні 2012 р. Національна наукова рада США уповноважила заступника директора проекту Advanced LIGO внести зміни у цей проект, які стосуються перенесення в Індію одного детектора (H2). Згідно попереднього графіку весь комплекс робіт з побудови детектора триватиме 9 років, з 2012 р. по 2020 р.

Роботи над інтерферометричними детекторами другого покоління тільки розпочинаються, але вже є проект наступного, третього покоління детекторів, який має назву Телескоп Ейнштейна (Einstein Telescope, ET, http://www.et-gw.eu). Передбачається, що він буде змонтований на глибині 800 м, матиме три рукави довжиною 10 км, що утворюють правильний трикутник, у яких буде створений майже ідеальний вакуум при температурі нижче 100К. Вісім європейських наукових установ, які досягли найбільших успіхів у гравітаційно-хвильовій астрономії, об'єдналися для створення конструкторського проекту Європейського детектора, який би перевершив за чутливістю детектори другого покоління. Місце для детектора ще не вибране, вивчається можливість використання покинутих шахт європейських країн. Проект підтримується Європейською комісією Рамкової програми 7 (FP7).

4.2.5. Джерело гравітаційних хвиль – злипання тісних подвійних систем

Одним з багатообіцяючих джерел гравітаційних хвиль, які можуть бути досліджені майбутніми детекторами, є компактні подвійні зоряні системи, серед яких виокремимо такі три типи: системи, що складаються з двох нейтронних зір (НЗ+НЗ), з ЧД та нейтронної зорі (ЧД+НЗ), з двох чорних дір (ЧД+ЧД). Оскільки такі системи еволюціонують з випромінюванням гравітаційних хвиль, то з часом вони стають більш тісними, і кінцевою стадією еволюції є злипання, яке супроводжується потужним сплеском гравітаційних хвиль.

Існують два підходи для оцінки частоти злипання нейтронних зір. Перший з них – популяційний – ґрунтується на нечисленних даних про релятивістські подвійні пульсари. Зокрема, з аналізу параметрів лише

двох або трьох таких систем, за оцінками різних авторів частота злипання для галактик, подібних до нашої, становить від 10^{-4} до 10^{-6} щорічно (див. огляд [464]). Оскільки спостереження пульсарів охоплюють лише 1% об'єму нашої Галактики, а типові радіопульсари, згідно з теорією, «вимикаються» задовго до злипання, вважається, що нижня границя частоти злипання в дійсності є вищою на порядок. Другий підхід ґрунтуються на теоріях еволюції подвійних зоряних систем, які дають систематично вищі частоти злипання – від $2\cdot10^{-5}$ до $3\cdot10^{-4}$ за рік [464]. Зокрема, найбільш вірогідною є оцінка Бейліса – $2\cdot10^{-5}$ за рік [40].

Оскільки вибірка подвійних пульсарів досить нечисленна, то відкриття нових об'єктів вносить суттєві корективи у розрахунки. Зокрема, з урахуванням параметрів недавно відкритого подвійного пульсара J0737-3039 оцінка кількості злипань у Чумацькому Шляху становить 180^{+477}_{-144} на 10^6 років. Це у 6 – 7 разів більше, ніж у випадку аналогічних підрахунків без урахування пульсара J0737-3039 ([185], [195]).

Про чорні діри зоряної маси відомо набагато менше. У найдослідженішого з цих об'єктів, Gyg X-1, орбітальний період становить 5.6 діб, маса чорної діри оцінюється у 7 – 18 $M_\odot$, а оптичного компонента у 20 – 30 $M_\odot$. Середня маса чорної діри за цією вибіркою становить 8.5 $M_\odot$, що набагато більше за масу нейтронної зорі ~1.4 $M_\odot$. Тому спостереження злипання у подвійній системі з чорною дірою є більш перспективними з точки зору реєстрації гравітаційних хвиль.

Чутливість детектора зручно характеризувати відстанню до тісних подвійних систем, з якої можна зареєструвати злипання. Так, якщо прийняти, що маса НЗ дорівнює 1.4 $M_\odot$, ЧД – 10 $M_\odot$, то LIGO може прийняти сигнал від системи НЗ+НЗ з відстані 20 Мпк, ЧД+НЗ – 40 Мпк, ЧД+ЧД – 100 Мпк. Для Advanced LIGO ці відстані є, відповідно, 450, 1 000 та 2 000 Мпк (дані наведені з технічної документації LIGO [153]).

Оцінки частоти злипання тісних подвійних систем для нашої Галактики екстраполюються на інші галактики. З урахуванням глибини огляду детектором можна підрахувати кількість реєстрацій подій злипання. Так, у [185] відповідно наведеним вище даним про частоту злипання нейтронних зір у Галактиці, кількість реєстрацій для інтерферометра LIGO для його теоретичної чутливості оцінюється як 75^{+200}_{-60} за тисячу років його роботи та 405^{+1073}_{-325} за 1 рік роботи для Advanced LIGO. Більш пізні оцінки є більш скромними: в середньому 0.02 та 40 за рік, відповідно [3].

Із сучасних концепцій зоряної еволюції випливає, що з великою ймовірністю перше експериментальне виявлення гравітаційних хвиль

буде пов'язане зі спостереженням подвійних зоряних систем, де компонентами є чорні діри. У роботі [383] наведено результати моделювання еволюції великої кількості подвійних систем ($\sim 2\cdot 10^7$) з урахуванням останніх спостережних даних, що дало змогу авторам оцінити частоту реєстрації подій злипання: за допомогою LIGO – 0.25 за рік; Advanced LIGO – 850 за рік. Можливо, що оцінки частоти реєстрації цих подій є більшими, якщо врахувати, що значна частина зір має знижену металічність та з більшою ймовірністю еволюціонує до структури більш масивних подвійних чорних дір, а не нейтронних зір. Тоді виявляється, що детектори наступного покоління просто „зобов'язані" на початку своєї роботи відшукати гравітаційні хвилі [205].

4.2.6. Джерела неперервного квазімонохроматичного випромінювання

Вважається, що в Галактиці існує принаймні 10^8 нейтронних зір, що обертаються. Існує декілька механізмів, за рахунок яких ці зорі випромінюють гравітаційні хвилі [464]. Одним із них є вплив достатньо малих відхилень форми нейтронних зір від аксіально симетричної. Нейтронні зорі обертаються з високою частотою (від декількох до 500 Гц). Через таке обертання зоря розтягується у екваторіальній зоні і сплющується біля полюсів. Наявність магнітного поля може зробити зорю несиметричною, що приводить до змінності в часі її квадрупольного моменту та виникнення гравітаційних хвиль.

Зоря може мати деякі неоднорідності ядра або кори, що утворилися при її народженні або під час наступних нестійких рухів у ядрі. За наявності акреційного диска напрям його кутового моменту не обов'язково збігається з моментом імпульсу нейтронної зорі, що також може порушити аксіальну симетрію. Впливи диска і сили реакції електромагнітного випромінювання можуть викликати і потім підтримувати «погойдування» нейтронної зорі.

Нормальні моди коливань нейтронних зір (радіальні та інші осциляції) можуть забирати енергію обертання і потім перевипромінювати її у вигляді гравітаційних хвиль.

4.2.7. Джерела еруптивного характеру

Спалахи наднових II типу супроводжуються інтенсивним викидом речовини зі швидкостями порядку 0,001 від швидкості світла і утворенням компактного залишку – нейтронної зорі або чорної діри. У цій події випромінюється різниця енергій зв'язку переднаднової і утвореної компактної зорі, яка оцінюється за формулою

$$|E| \approx 3 \cdot 10^{53} \left(\frac{M}{M_{Sun}} \right)^2 \left(\frac{R}{10 км} \right)^{-1} \text{ ерг.}$$

Потоком нейтрино відноситься 99% цієї енергії, десь 1% переходить у кінетичну енергію речовини, що викидається, а біля 10^{-4} від загальної енергії випромінюється у вигляді електромагнітних хвиль. У залежності від асиметрії колапсу певна доля енергії випромінюється також у вигляді гравітаційних хвиль. У випадку сферично-симетричного колапсу не може бути гравітаційного випромінювання. Згідно з чисельним моделюванням (див. огляд [250]) можна очікувати, що тільки до 10^{-7} загальної енергії може випромінюватися у вигляді гравітаційних хвиль. Разом з невизначеністю частоти вибуху наднових II типу це не дає надії на виявлення таких сплесків сучасними детекторами. Однак друге покоління інтерферометрів буде здатним зареєструвати гравітаційний сигнал від наднової на відстані скупчення у сузір'ї Діви. З урахуванням великої кількості відносно близьких галактик Місцевого надскупчення частота реєстрації спалахів наднових на пристроях другого покоління оцінюється до десяти подій на рік [464].

Деяка частина енергії може бути випромінена упродовж особливих стадій несиметричного колапсу (значне розтягування зорі, конвективна нестійкість у ядрі тощо). У цьому випадку випромінювання гравітаційних хвиль може забирати з собою до $10^{-3} M_{\odot} c^2$ за декілька мілісекунд [55]. Детектори LIGO і VIRGO можуть зареєструвати таку подію з відстані до 50 Мпк або з 5–10 Мпк, якщо хвилі генеруються на високих частотах ~ 1 кГц. Детектор GEO600 може реєструвати подібні сигнали на частотах ~ 200 Гц [342]. Конвективна нестійкість в ядрі зорі, що зберігається близько секунди після закінчення колапсу, може спричинити гравітаційне випромінювання через анізотропний розподіл і рух речовини. У роботі [251] знайдено, що амплітуда хвиль на відстані 100 кпк становить $h \sim 10^{-23}$, і ці хвилі будуть генеруватися на частотах ~ 100 Гц.

4.2.8. Стохастичний гравітаційно-хвильовий фон

Виявлення джерела гравітаційних хвиль обмежується не тільки інструментальними шумами, а й можливим гравітаційно-хвильовим шумом від астрофізичних та космологічних джерел. Стохастичний фон гравітаційного випромінювання подібний до мікрохвильовому фону, він може перевищувати інструментальний шум. Хоча астрофізичний фон гравітаційних хвиль важливий сам по собі, але його можна сприймати як пе-

решкоду виявленню сигналів від цікавих потенційних джерел гравітаційного випромінювання.

Частотний спектр стохастичного фону описується безрозмірною густиною $\Omega_{gw}(f)$ гравітаційно-хвильової енергії на одиницю логарифма частоти, поділену на критичну густину енергії $\rho_c \equiv 3c^2 H_o^2 / 8\pi G$:

$$\Omega_{gw}(f) \equiv \frac{f}{\rho_c} \frac{d\rho_{gw}}{df}. \tag{4.12}$$

де $d\rho_{gw}$ – густина енергії гравітаційної радіації в елементарному інтервалі частот.

Величина $\Omega_{gw}(f)$ та спектральна потужність стохастичного гравітаційно-хвильового фону $S_{gw}(f)$, яка визначається через сигнал $h(t)$ за формулами, аналогічними (4.4) та (4.5), зв'язані таким чином:

$$S_{gw}(f) = \frac{3H_0^2}{10\pi^2} f^{-3} \Omega_{gw}(f) \tag{4.13}$$

Часто замість $\Omega_{gw}(f)$ вводять величину $\Omega_{gw}(f) h_{100}^2 \equiv w$, де $h_{100} \equiv H_o / 100$ км/с/Мпк.

4.3. Сучасний стан та перспективи гравітаційно-хвильових досліджень

4.3.1. Експериментальні результати

Чутливості детекторів першого покоління, які використовувалися до початку переобладнання в «Advanced»-варіанти інтерферометрів, ще не вистачає для вимірювання гравітаційного випромінювання від таких джерел, які відомі з оптичних та інших спостережень і можуть випромінювати гравітаційні хвилі. Тому очікуваним результатом досліджень є лише оцінки верхніх границь для потоків гравітаційної енергії. Наукову цінність має також апробація методів опрацювання даних, зокрема техніки оптимальної фільтрації для ефективного пошуку сигналу з відомою формою на фоні шумів. Одні й ті самі дані від детекторів (в першу чергу, від широкосмугових інтерферометрів) опрацьовуються із застосу-

ванням різних оптимальних фільтрів залежно від характеру джерел очікуваного сигналу.

У 1997-2003 рр. проводилися спільні вимірювання на резонансних детекторах ALLEGRO, AURIGA, EXPLORER, NAUTILUS, NIOBE в рамках International Gravitational Event Collaboration (IGEC). Аналіз результатів не показав надлишку співпадінь, які не можна пояснити випадковими причинами [21].

Зокрема, у 1997–1998 рр. була проведена серія вимірювань на п'яти детекторах, причому в кожний момент часу працювало не менше трьох детекторів. Це був перший значний сеанс пошуку хвиль за участи такої кількості детекторів. Для Фур'є-компоненти на 103 Hz типовий поріг чутливості склав $h(f) \sim 4 \cdot 10^{-21} / \sqrt{Hz}$.

Пізніше італійські учасники проведених експериментів переглянули результати 1997–98 рр. На основі лише даних від EXPLORER та NAUTILUS, отриманих протягом приблизно шести місяців 1998 р. (загальний час вимірювань 94.5 діб), був знайдений невеликий надлишок збігів у ті години зоряного часу, коли максимум діаграми спрямованості був направлений на Галактичний центр [33]. У роботі [127] висновок авторів [33] піддається критиці, а саме вважається, що некоректно використовувалися статистичні критерії значущості в оцінках. Але у 2001 р. був проведений новий 90-денний сеанс вимірювань на EXPLORER та NAUTILUS. Аналіз показав, як і за даними 1998 р., надлишок збігів, причому у часи, коли детектори переважно були орієнтовані на Галактичний центр [31]. За даними 2003 р. та 2004 р. було підтверджено існування невеликих надлишків збігів [295]. У останні роки роботи детектора EXPLORER (2007 –2010) також проводився пошук збігів на детекторах EXPLORER та NAUTILUS. Була застосована вдосконалена методика аналізу збігів, з урахуванням оптимальних значень «сигналу» та «вікна збігів». Надлишку збігів не було виявлено [34]. Пошук збігів привів до побічних результатів, зокрема до висновку про можливість детектування космічних променів, сигнал від яких «мімікріює» під гравітаційно-хвильовий [30].

У роботі [32] було повідомлено про проведений у 2001 – 2002 рр. аналіз багаторічних (починаючи з 1991 р.) даних вимірювань детектора EXPLORER з метою пошуку гравітаційного сигналу від нейтронних зір, що обертаються. Результатом аналізу є твердження, що якщо з будь-якого напрямку на Землю надходить сигнал від нейтронної зорі, яка обертається, на частотах від 921.00 до 921.76 Гц, то амплітуда цього сигналу менша за $2 \cdot 10^{-23}$.

Перша наукова серія вимірювань (S1) на інтерферометрах LIGO була проведена з 23 серпня по 9 вересня 2002 р.; водночас працював інтерферометр GEO600 [7]. Результати представлені у п'яти основних роботах, які надійшли у базу електронних препринтів протягом серпня–грудня 2003 р. Опис детекторів та проведених вимірювань поданий у [7]. Аналіз даних пошуку хвиль від джерел чотирьох типів викладено у роботах [6], [12], [9], [8].

Протягом наступних років (до 2009 р.) було проведено ще п'ять наукових серій вимірювань (S2-S6), з яких найтривалішою була майже дворічна серія S5 (04.11.2005 – 01.10.2007), причому на цей час чутливість детекторів LIGO була близькою до конструктивної. Частину часу LIGO проводило вимірювання разом з VIRGO, TAMA300, GEO600 та Allegro, про що написано у розділі 4.2. Нажаль, гравітаційних хвиль не було детектовано в жодному з досліджень. Зупинимося на деяких результатах зі встановлення верхніх границь, головним чином, за результатами вимірювань серій S1 та S5. (Публікації з результатами S6 тільки нещодавно почали надходити у базу даних.) Ці приклади ілюструють коло астрофізичних задач, які у майбутньому будуть розв'язуватися гравітаційними спостереженнями разом з традиційними астрономічними спостереженнями.

У роботі [6] подані результати пошуку під час серії S1 сигналів від злиття подвійних нейтронних зір, які можуть відбуватися в Галактиці, а також у Великій та Малій Магеланових Хмарах. Для аналізу були використані дані від двох з трьох LIGO-детекторів. Було встановлено спостережувану верхню границю $R < 1.7 \cdot 10^2$ за рік для галактики типу Чумацького Шляху (з 90%-ою довірчою ймовірністю) на частоту R злипання подвійних систем, в яких кожна компонента має масу 1-3 $M_\odot$. Ймовірність детектування такого джерела залежить від того, наскільки довго частота сигналу знаходиться у смузі чутливості інтерферометра. Протягом серії S1 LIGO-інтерферометри були найбільш чутливі поблизу 100 Гц. Згідно з оцінками сигнал від подвійної нейтронної зорі, що злипається, з масами компонентів 1.4 $M_\odot$ буде знаходитися 2 с у смузі чутливості. При досягненні теоретичної чутливості смуга буде розширена приблизно до 40 Гц, так що сигнал буде знаходитися у смузі чутливості ~ 30 с.

За результатами пошуку квазіперіодичних гравітаційних хвиль від відомих пульсарів на основі даних серії S1 була встановлена верхня границя для напруженості хвиль від пульсара J1939+2134 на очікуваній частоті 1284 Гц [12]. За даними другої серії вимірювань S2 проведений

пошук гравітаційно-хвильового сигналу від 28-и відомих пульсарів, які характеризуються швидким обертанням (частота більша за 20 Гц) та можливістю встановлення швидкості зміни періоду з точністю, необхідною для стеження за фазою сигналу [10]. Результат пошуку негативний.

У [9] було повідомлено про пошук гравітаційних хвиль від джерел еруптивного характеру за результатами вимірювань на детекторі LIGO під час S1. Пошук був спрямований на сплески хвиль з тривалістю від 4 до 100 мс та у смузі чутливості детекторів LIGO від 150 до 3000 Гц. Пошук проводився за даними від трьох LIGO-детекторів. Було знайдено, що частота сплесків є меншою за 1.6 події за добу на 90%-ому рівні довірчої ймовірності.

Результати дослідження стохастичного гравітаційно-хвильового фону за даними S1 подані у роботі [8]. Були встановлені верхні границі для величини $\Omega_{gw}(f)h_{100}^2 \equiv w$ у діапазоні частот 40 – 314 Гц. Кроскореляційний аналіз даних пари детекторів H1-L1 дав обмеження $w \leq 55 \pm 11$ за 64 години спостережень, а для пари детекторів H2-L1 – $w \leq 23 \pm 4.6$ для 90%-ої довірчої ймовірності.

За даними першого року серії S5, коли детектори LIGO досягли проектної чутливості, був зроблений пошук гравітаційних хвиль від компактних подвійних систем малих мас, що зливаються, із загальною масою від 2 до 35 $M_\odot$ та мінімальною масою одного з компонентів в 1 $M_\odot$. Залежно від маси детектори „відчувають” злиття до відстані 150 Мпк. Гравітаційно-хвильових сигналів вище очікуваного фону не спостерігалося. Припускаючи, що подвійні об'єкти є системи НЗ+НЗ, НЗ+ЧД та ЧД+ЧД з гаусівським розподілом мас, були розраховані на 90% рівні ймовірності верхні границі частоти злипання, вони є, відповідно, для цих систем $3.9 \cdot 10^{-2} L_{10}^{-1}$ за рік, $1.1 \cdot 10^{-2} L_{10}^{-1}$ за рік та $2.5 \cdot 10^{-3} L_{10}^{-1}$ за рік для галактики з блакитною світністю L_{10} (у 10^{10} світностей Сонця) [11].

У серпні 2006 року спостерігався збій «пульсарного часу» у PSR B0833-45, пульсара у Вітрилах (Vela pulsar). Як вважають, фізичні механізми, що призводять до збою, виникають через збудження квазінормальних мод коливання нейтронних зір, що супроводжується випромінюванням гравітаційних хвиль. Під час збою працювали два суміщених детектори у Хенфорді; пошук відповідних гравітаційних хвиль не виявив. Це встановлює верхню границю на рівні 90% від $6.3 \cdot 10^{-21}$ до $1.4 \cdot 10^{-20}$ на пік амплітуди гравітаційної хвилі. Відповідний діапазон енергій верхніх границь становить $5.0 \cdot 10^{44}$ до $1.3 \cdot 10^{45}$ ерг [2].

Під час сесії S5 відбулося 137 гамма-спалахів, які були виявлені у супутникових гамма-експериментах (головним чином, супутником «Swift»). Був проведений пошук у даних мережі LIGO+VIRGO гравітаційно-хвильових спалахів, пов'язаних з гамма-спалахами (GRB). У пошуку використовувався когерентний мережевий метод аналізу, в якому враховуються різні місця і орієнтації трьох інтерферометрів LIGO та інтерферометру VIRGO. Свідоцтв зв'язку гравітаційних сигналів з цією вибіркою гамма-спалахів не було виявлено. Було встановлено верхні границі на амплітуди гравітаційних хвиль, пов'язаних з кожним гамма-спалахом, та відповідні нижні границі відстаней для кожного гама-спалаху в припущенні фіксованої енергії гравітаційного випромінювання [4]. Ці результати цікаві в плані перспектив майбутніх мережевих вимірювань антен другого покоління.

4.3.2. Пошуки проявів гравітаційних хвиль у спостереженнях за пульсарним часом

Крім спеціально побудованих детекторів гравітаційного випромінювання пошук гравітаційно-хвильових сигналів може бути здійснений за допомогою «експериментів з пульсарним часом», з використанням даних, отриманих на радіотелескопах. Вперше ефект впливу на періодичність сигналів при проходженні гравітаційної хвилі від сторонніх джерел був обчислений Сажиним [327], пізніше Детвейлером [105]. Як відомо, мілісекундні пульсари є дуже точними годинниками в космосі, які мають багато застосувань до завдань фізики і астрофізики, зокрема і до тестування ЗТВ [358]. При проходженні гравітаційної хвилі частота надходження сигналів від пульсара підлягатиме модуляції.

Існують принаймні три колаборації, які займаються детектуванням гравітаційних хвиль (ГХ) на основі даних пульсарного таймінгу: European Pulsar Timing Array, EPTA, що є співробітництвом між п'ятьма великими радіоастрономічними обсерваторіями Європи: Jodrell Bank, Effelsberg, Westerbork, Nançay and Sardinia [179], the North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves [181], [180] та Parkes Pulsar Timing Array (Австралія) [167]. Детальну інформацію про методи, які використовуються, і верхні границі, які були встановлені в експериментах пульсарного часу, можна знайти у вказаних публікаціях цих груп дослідників.

Для поповнення Паркського «Масиву пульсарного таймінгу» (МПТ), наприклад, робляться вимірювання часу 20 мілісекундних пуль-

сарів на трьох радіочастотах на рівні точності, що наближається до того рівня, який необхідний для виявлення гравітаційного випромінювання. Основними джерелами ГХ на наногерцевих частотах, на яких МПТ найбільш чутливий, є, як вважають, надмасивні подвійні чорні діри в ядрах галактик. Поточні результати поки не накладають строгих обмежень на моделі формування подвійних систем таких чорних дір, але очікується, що за кілька років або відбудеться детектування гравітаційних хвиль, або будуть встановлені жорсткі обмеження на сучасні уявлення про формування чорних дір і злиття галактик. Майбутні інструменти, такі як Square Kilometer Array, повинні не тільки виявити гравітаційні хвилі від астрофізичних джерел випромінювання, але й дозволити детальні дослідження цих джерел [236].

4.3.3. Космічні перспективи гравітаційно-хвильової астрофізики

З часом наземні детектори будуть доповнені космічними антенами, які шукатимуть гравітаційні хвилі на багато нижчих частотах, ніж у наземних гравітаційно-хвильових обсерваторіях. Найбільш розробленим є проект космічної місії LISA (The Laser Interferometer Space Antenna), який до недавнього часу був спільним проектом Європейського космічного агентства (ESA) та NASA (США). Однак з 2011 р. американська сторона припинила фінансування проекту, який, таким чином, розглядається зараз як суто європейський проект, що дістав офіційну назву NGO (New Gravitational-Wave Observatory), а неофіційну – eLISA (evolved LISA). Мінімальну участь у проекті NASA все-таки лишає за собою, плануючи фінансування основної дослідницької групи.

За початковим варіантом проекту LISA планувалося запустити три космічних апарати та вивести їх на орбіти навколо Сонця, близькі до земної. На цих орбітах три апарати будуть утворювати рівнобічний трикутник зі стороною у 5 мільйонів кілометрів, центр якого рухатиметься по орбіті Землі навколо Сонця, відстаючи від Землі на 20°. Площина трикутника буде нахилена до площини екліптики на 60°. Положення апаратів відносно Землі вибране як компроміс між намаганням зменшити ефекти змінного гравітаційного поля Землі та, водночас, не дуже віддалятися від Землі для полегшення зв’язку. Трикутник як ціле буде обертатися навколо Сонця. Таке обертання зручне для визначення напряму на джерело гравітаційних хвиль.

LISA мала діяти як система космічних інтерферометрів з ідентичним обладнанням трьох апаратів. Кожен з них мав випромінювати про-

мені лазера під кутами 60° на два інші. Два віддалені апарати мали детектувати отримане світло та передавати новий пучок своїх бортових лазерів назад на перший апарат. Фази отриманого та переданого пучків мали порівнюватися, а різниці фаз використовуватися для визначення будь-яких змін у відстані між апаратами (про подальші зміни цього проекту див. нижче). Гравітаційна хвиля генерує відносні малі зміни у відстані між апаратами. Абсолютна довжина рукавів LISA вимірюватиметься з точністю до 10 м, а зміни довжин – з точністю, кращою за 10 пм (приблизно 1/10 частина розміру атома!).

LISA мала доповнювати результати, отримані LIGO та іншими наземними інтерферометрами.

Якщо LIGO працює на частотах 10÷1500 Гц (аналог оптичної астрономії), то LISA – на частотах 0.0001÷0.1 Гц (аналог радіоастрономії). На відміну від LIGO, LISA не зможе отримувати дані для фізики нейтронних зір. Але LISA дасть відомості про надмасивні чорних діри з масами $10^5 \div 10^7\ M_{\odot}$, що знаходяться у центрах галактик та квазарів, в той час як LIGO вивчатиме чорні діри зоряних мас в діапазоні 3–1 000 $M_{\odot}$. Якщо LIGO вивчатиме злипання нейтронних зір та чорних дір, то LISA вивчатиме ці об'єкти задовго до їх злипання, а також подвійні системи з білими карликами. Нарешті, якщо LIGO вивчатиме космологічний гравітаційно-хвильовий фон, починаючи з 10^{-25} с після Великого вибуху (10^9 Гев), то LISA, – починаючи з 10^{-12} с (100 Гев).

В проекті LISA заплановані дослідження компактних подвійних систем у кулястих скупченнях як потенційних джерел гравітаційних хвиль. Кількість джерел, які можуть бути зареєстровані LISA за рік, оцінюється від 10 до 1 000 для хвиль з частотою 1 мГц. Ці джерела не можуть бути зареєстровані наземними детекторами, в чому і полягає перевага космічної гравітаційно-хвильової астрономії.

Одними з можливих джерел гравітаційних хвиль, які можуть бути зареєстровані LISA, є AM CVn-зорі [258], [424]. Це клас подвійних короткоперіодичних (з періодом від 5 до 65 хв.) катаклізмічно змінних зір, які в оптичному діапазоні спостерігаються як слабкі блакитні змінні зорі. Визначальною особливістю їхніх спектрів є наявність гелієвих абсорбційних (емісійних) ліній. На жовтень 2003 р. цей клас містив 10 підтверджених об'єктів та 2 кандидати [423]. За орієнтовними оцінками, приблизно 11 000 AM CVn-зір можуть бути зареєстровані космічним інтерферометром LISA [258].

Діапазон частот LISA може бути забруднений гравітаційно-хвильовим шумом від подвійних білих карликів, що злипаються, та ней-

тронних зір. Частота появи об'єктів обох популяцій у вікні чутливості чисельно дорівнює частоті їх злиття. Подвійні білі карлики значно чисельніші, ніж подвійні нейтронні зорі, і частота їх злипання суттєво вища, ніж у подвійних нейтронних зір. Подвійні білі карлики злипаються 1 раз у 300 років, тоді як подвійні нейтронні зорі – 1 раз кожні 10 000 років. Оскільки маси цих систем не дуже різняться, то гравітаційно-хвильовий шум від білих карликів буде більшим, ніж від нейтронних зір [464].

За початковими планами запуск космічних апаратів LISA призначався на 2010 р., однак був перенесений на більш пізній час. В березні 2011 року, у зв'язку з припиненням участі NASA у проекті, ESA заявила про необхідність вивчати можливості місії як суто європейського проекту. Це означає значне скорочення витрат, але, як можна сподіватися, при збереженні її основної наукової мети.

Апарати eLISA/NGO планується запустити на початку 2020-х років. Основні принципи детектування гравітаційних хвиль ті саме, що і для LISA: це є лазерний інтерферометр, сконструйований для детектування проходження гравітаційної хвилі шляхом вимірювання залежних від часу змін довжини між вільно падаючими масами. Багато конструктивних та технологічних розробок залишені тими самими, що і у LISA, але є і суттєві відмінності. Якщо в проекті LISA пропонувалося запустити три рівноцінні апарати у вершинах рівнобічного трикутника, то eLISA матиме „центральний вузол” та два більш прості апарати, що утворюють V-подібну форму детектора. Вимірювання відбуватимуться лише вздовж двох рукавів детектора, які мають довжини в 10^6 км (замість $5 \cdot 10^6$ км у LISA). Іншою ключовою особливістю концепції eLISA є те, що пробні маси усередині апаратів, за якими контролюватиметься геодезичність руху, будуть ретельно захищені від збурень. Максимум чутливості eLISA буде знаходитися приблизно на тій саме частоті 0.01 Гц, що і в LISA, та становитиме ~ $4\ 10^{-24}$ Гц$^{-0.5}$; на більших частотах (до 1 Гц) чутливість eLISA є дещо кращою (на 0.5 порядки), але на більш низьких частотах (до 10^{-4} Гц) – на порядок гіршою [23].

У 2014 р. ESA планує запуск прототипу космічного детектора LISA – одного апарата LISA Pathfinder [25]. Його задача – відпрацювання технологічних процесів вимірювання, які будуть застосовані в головній місії. Основним експериментом на борту LISA Pathfinder буде так званий LISA Technology Package (LTP), який має за мету прецизійне вимірювання диференціального прискорення між двома пробними масами, які входять у систему космічного апарату без „зносу”.

Розробляються також декілька інших концепцій космічних детекторів. Зокрема, DECIGO (DECi-hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory) [190] – японський проект, мета якого заповнити прогалину в частотах між наземними детекторами та LISA, тобто смугу 0.1 – 10 Гц. Конструкція його схожа на LISA з трьома космічними апаратами, але рукава будуть меншої довжини (1000 км). Є плани двох попередніх демонстраційних місій (DECIGO Pathfinder and Pre-DECIGO), із запуском головної місії у середині 2020-х років.

Big Bang Observer (BBO) (див., наприклад, [96]) – спільний проект NASA та ESA, схожий на DECIGO за частотною смугою. Головною метою є детектування стохастичного гравітаційного фону від раннього Всесвіту, але буде використовуватися і для високоточної космології. Конфігурація детектора складається з чотирьох сузір'їв, кожне – з трьох апаратів, як і у LISA, але з довжинами рукавів 50 тис. км. Два сузір'я утворюватимуть гексаграму, інші два та «гексаграма» розділені кутами 120 градусів одне від іншого на орбіті Землі. Запуск цієї місії планується після DECIGO (у перспективному плані NASA на 2025–2035 р.), чутливість має бути в 2–3 рази більшою.

На розгляді також китайські проекти ASTROD та ASTROD1 [263] (див. також розд. 3.4.2). Мета проекту ASTROD з трьома КА полягає у виконанні широкого кола завдань: вимірювання пост-ньютонівських параметрів β та γ, сонячного квадрупольного моменту, а також вимірювання гравітаційних хвиль. Як перший етап розглядається проект ASTROD1 з одним КА, оптично пов'язаним з наземною станцією. Ця місія має підготовчий характер. В залежності від її результатів буде прийнято рішення про більш вузьку спеціалізацію наступної місії (це буде або ASTROD або ASTROD-GW). Якщо основними задачами буде визначено пошук гравітаційних хвиль (місія ASTROD-GW), то 2028 р. буде запущено три КА в окіл точок Лагранжа L2, L3, L4 системи Сонце-Земля. Отримана у такий спосіб конфігурація приблизно рівнобічного трикутника зі стороною 260 млн км приводить до робочої смуги частот інтерферометричної системи на частотах 100 нГц – 1 мГц. В цьому діапазоні можна буде вивчати процеси спільної еволюції галактик та надмасивних чорних дір в їх ядрах, визначати рівняння стану темної енергії, тестувати інфляційні процеси у ранньому Всесвіті тощо ([61], [261]).

Підсумовуючи, відзначимо, що на цей час ще відсутні достовірні дані щодо реєстрації гравітаційного випромінювання. Але завдяки безпрецедентним зусиллям з підвищення чутливості наземних гравітаційних детекторів можна очікувати обнадійливих результатів від детекто-

рів другого покоління уже в найближчому майбутньому. Велика увага, що приділяється цьому напряму досліджень в усьому світі, обумовлена блискучими перспективами гравітаційно-хвильової астрономії. Вона відкриває додаткове вікно в оточуючий Всесвіт, завдяки чому можна буде отримати відповіді на багато питань, які хвилюють фахівців з релятивістської астрофізики та космології.

5 ЗАГАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ В ЗАДАЧАХ АСТРОФІЗИКИ

Важко знайти чорну кішку у
темній кімнаті…

Конфуцій

З видимого пізнавай невидиме.

Григорій Сковорода

Переходимо до розгляду проблем, де ЗТВ виступає не стільки як об'єкт дослідження, а як цілком необхідний елемент, без якого неможливо провести адекватну інтерпретацію астрономічних спостережень. Якщо до 60–70-х років минулого століття розгляд питань, пов'язаних із ЗТВ, був епізодичним, то пізніше гравітаційно-релятивістська тематика стала невід'ємним елементом великої частини астрономічних досліджень. Чорні діри – це найбільш яскравий представник класу релятивістських астрофізичних об'єктів, де ЗТВ виступає в усій своїй повноті. Серед цих об'єктів можна виділити надмасивні чорні діри в ядрах галактик та чорні діри зоряних мас, що утворюються внаслідок еволюції масивних зір.

5.1. Чорні діри: математична модель

Чорні діри – відносно прості з теоретичної точки зору астрофізичні об'єкти. Їх можна описати за допомогою лише рівнянь Ейнштейна без залучення відомостей про властивості речовини, колапс якої приводить до появи чорної діри, зокрема, даних про рівняння стану. Теорія чорних дір розроблена досить докладно і добре відбита в літературі; необхідні відомості можна знайти в монографії Чандрасекара [546] та в учбовій літературі. Зупинимося на найбільш важливих властивостях чорних дір.

Єдиним розв'язком вакуумних рівнянь Ейнштейна, який описує асимптотичний стан колапсуючого незарядженого тіла з масою M та моментом обертання J, є розв'язок Керра [192]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g r}{\rho^2}\right)(dt)^2 - \frac{\rho^2}{\Delta}(dr)^2 - \rho^2 (d\theta)^2 + \\ + \frac{2ar_g r}{\rho^2}(\sin\theta)^2 dt d\phi - \left(r^2 + a^2 + \frac{r_g r a^2}{\rho^2}(\sin\theta)^2\right)(\sin\theta d\phi)^2 , \quad (5.1)$$

де $a = J/M$, $r_g = 2GM/c^2$, $\rho^2 = r^2 + a^2 cos\theta$, $\Delta = r^2 - r_g r + a^2$; тут метрику записано в координатах Бойера–Ліндквіста [56] у релятивістських одиницях (c=1). Відоме узагальнення цієї метрики із урахуванням ненульового заряду (метрика Керра-Ньюмена) [535]. Поверхня $r = R_h$, де

$$R_h = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\frac{r_g^2}{4} - a^2} ,$$

має властивості горизонту подій для простору-часу з метрикою Керра: зовнішній спостерігач не може отримати жодних фізичних сигналів з області $r < R_h$. Горизонт подій простору-часу Керра не збігається з поверхнею нескінченного червоного зміщення $g_{00} = 0$; рівняння цієї поверхні є

$$r = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\frac{r_g^2}{4} - a^2 \cos^2\theta} ;$$

вона лише дотикається до горизонту в полюсах $\theta = 0, \pi/2$. Область між горизонтом та поверхнею нескінченного червоного зміщення називають ергосферою. З ергосферою пов'язана цікава можливість відбирати енергію обертання ЧД – процес Пенроуза – на відміну від ЧД, що не обертається (ЧД Шварцшильда), де жодне відбирання енергії неможливо (якщо не враховувати квантових ефектів). При цьому так звана *незвіздна маса чорної діри*

$$M_{ir} = \left[\frac{M}{2}(M + \sqrt{M^2 - a^2})\right]^{1/2}$$

не зменшується в жодних взаємодіях. У процесі Пенроуза тіло, що падає в ЧД Керра, потрапляє в її ергосферу, де руйнується й розпадається.

Частина матерії, що утворилася при цьому, втрачає енергію і продовжує падіння на ЧД, тоді як інша частина набуває додаткову енергію і вилітає з ергосфери. При цьому матерія, полишаючи ергосферу ЧД, відбирає в неї обертовий момент, і ергосфера ЧД стискається.

Вивчення колапсу тіла з точки зору віддаленого спостерігача не стосується області під горизонтом «у чистому вигляді». За годинником зовнішнього спостерігача речовина зорі завжди покриває горизонт. Межа зорі з часом прямує до горизонту, але ніколи його не досягає. Однак, починаючи з деякого моменту, сигнали від колапсуючої речовини практично не можуть досягти зовнішніх областей. Слід відзначити, що сингулярність простору-часу Керра (яка має місце в області під горизонтом) не спостерігається і не може впливати на процеси зовні горизонту за $a < GM/c^2$. Цей наслідок має принципове значення: сингулярність породжує неприємності для будь-якої теорії, оскільки це, як правило, пов'язане з непридатністю робити передбачення. Але для $a > GM/c^2$ горизонту не існує, тобто маємо «голу» сингулярність, яка спостерігається ззовні. Час колапсу у голу сингулярність може бути скінченним, тому виникає проблема. За відсутності горизонту час руху сигналів від голої сингулярності до зовнішнього спостерігача є скінченним, тобто сингулярність може непередбачувано впливати на області, віддалені від неї. Щоб обійти подібні утруднення, Р. Пенроуз висунув гіпотезу [288], за якою виникнення голих сингулярностей неможливе, якщо вони не існували раніше. Аналіз певних фізичних ситуацій ніби підтверджує гіпотезу Пенроуза, але досить загального її доведення досі не існує, і це важливе питання залишається відкритим.

Метрика Керра є стійкою границею розв'язків рівнянь Ейнштейна в тому розумінні, що малі збурення цього розв'язку спадають з часом до нуля, за винятком тих, які описують рух чорної діри або зміну її кутового моменту як цілого. Рівняння, що описують лінеаризовані збурення метрики Керра, допускають розділення змінних, після чого вони зводяться до звичайних диференціальних рівнянь Тюкольського ([368]; див. також [367], [301], [369]). Цікаво, що рівняння електромагнітного поля і поля безмасових нейтрино зводяться до аналогічних рівнянь, які відрізняються лише значенням спінового параметра. За допомогою рівнянь Тюкольського можна розраховувати характеристики гравітаційного випромінювання, що виникають після утворення чорної діри та несуть інформацію про її масу та кутовий момент.

5.2. Чорні діри зоряної маси та нейтронні зорі

5.2.1. Характерні спостережні ознаки

Врахування ЗТВ відіграє суттєву роль при вивченні кінцевих станів зоряної еволюції – холодних зір, що використали своє ядерне пальне. В еволюційному контексті холодними називають зорі, де температурні ефекти дають нехтовно малий внесок в тиск, що протидіє силам гравітаційного стиснення. До свого кінцевого стану зоря може приходити через серію процесів, що супроводжуються змінами хімічного складу та зменшенням маси [480], [448]. Але можливі лише три варіанти кінцевого стану: білий карлик, нейтронна зоря та чорна діра.

Для характеристики ефектів ЗТВ у випадку тіла з масою M та характерним розміром R введемо параметр $\mu_g = r_g / R$, де $r_g = 2GM / c^2$. Для маси Сонця $M = M_\odot$ маємо $r_g = 3$ км, тому для зорі з такою масою ефекти ЗТВ суттєві, коли зоря має радіус не більше десятків кілометрів. Саме таким є радіус пульсарів – сильно замагнічених нейтронних зір, що швидко обертаються; для них μ_g ~0.1. Для порівняння наведемо значення для Сонця: $\mu_g = 4 \cdot 10^{-6}$; для білих карликів μ_g ~10^{-3}. Коли ж маса перебільшує критичне значення (3÷5) $M_\odot$, і холодна зоря колапсує, застосування ньютонівської теорії неможливе навіть на якісному рівні. У цьому випадку виникають принципово нові – у порівнянні з класичним підходом – явища. Строго кажучи, тут не можна навіть говорити про радіус зорі у звичайному розумінні; за радіус чорної діри приймають r_g. Чорна діра – істинно релятивістський об'єкт.

Спостережні дані про чорні діри можна отримати лише за наявності інших зір або речовини поблизу них. В подвійних зоряних системах індикатором компактної маси може бути рентгенівське випромінювання, що виникає за рахунок перетікання газу на чорну діру від зорі компаньйона. При акреції речовини, що перетікає, газ розігрівається до температур, за яких він починає випромінювати в рентгенівському діапазоні (строго кажучи, газ, що випромінює в акреційному диску, може бути термодинамічно нерівноважним, навіть локально; у цьому випадку температура вводиться умовно, як міра кінетичної енергії частинок газу). Але рентгенівське випромінювання може виникати при акреції на інші види компактних об'єктів, що слабко випромінюють, і їх також важко спостерігати. Тому, щоб визначити тип невидимої зорі, треба оцінити її масу. Це можливо, якщо чорна діра є членом подвійної системи і її компаньйоном є звичайна зоря. У подвійній системі спектраль-

ні лінії випромінювання звичайної зорі коливаються навколо середнього положення, – це дає змогу оцінити період та інші характеристики орбіти періодичного руху навколо спільного центру мас та з'ясувати обмеження на масу невидимого компаньйона. Якщо вона перевищує граничне значення (3÷5) $M_{\odot}$, для холодної зорі залишається єдина можливість еволюції – чорна діра. Зазначимо, що сам факт рентгенівського випромінювання свідчить про відносно невеликі розміри об'єкта, на який йде акреція. Це може бути у випадку нейтронної зорі – члена подвійної системи. Але практично усі нейтронні зорі, що досі спостерігалися, є пульсарами, в цьому разі у випромінюванні виникають періодичності. Відсутність таких періодичностей є необхідною ознакою чорної діри.

Усі ці ознаки є достатніми для того, щоб вважати низку об'єктів добре підтвердженими кандидатами на чорні діри зоряних мас. Перші свідоцтва існування ЧД зоряної маси з'явилися на початку 1970-х років з відкриттям яскравих рентгенівських джерел не тільки в нашій Галактиці, а й в інших галактиках. На цей час виявлено чимало рентгенівських джерел і в подвійних системах, де маса невидимих компаньйонів перевищує допустимі значення для нейтронної зорі. Зокрема, маса найвідомішого та найдослідженішого джерела Gyg X-1 (Лебідь X-1), яке є зразком цього класу об'єктів, оцінюється в інтервалі мас (6.8÷13.3)$M_{\odot}$. Джерелом оцінок є оптичні та рентгенівські спостереження, що дозволяють оцінити орбітальний період та нахил орбіти у подвійній системі за періодичними змінами зсуву спектральних ліній та поляриметричними вимірюваннями. Це дозволяє вважати невидимий об'єкт чорною дірою. Нещодавні результати стосуються визначення спіну чорної діри [139], [123], властивостей випромінювання від акреційного диску [273], струменів від цього об'єкта [426] тощо.

На відміну від кандидатів у чорні діри, кількість яких відносно невелика, нейтронних зір (пульсарів) відкрито досить багато і в рентгенівському і в радіодіапазонах. Періоди повторення імпульсів від оптичних чи радіо-пульсарів досить стабільні. Єдиним відомим механізмом, що це пояснює та узгоджується зі спостережуваними характеристиками імпульсів, може бути лише власне обертання компактного тіла. Кутова швидкість обертання повільно спадає через втрати енергії на електромагнітне випромінювання. Пульсари спостерігаються як окремі джерела радіо- та оптичного випромінювання, так і як члени подвійних систем, де акреція речовини на невидимий компонент є причиною рентгенівського випромінювання.

5.2.2. Критичні маси холодних зір

Порівняння маси членів подвійних систем з критичними значеннями є вагомим аргументом при визначенні типу об'єкта. У зв'язку з цим нагадаємо основні фізичні фактори, які треба враховувати при визначенні границі стійкості холодної зорі. За великих значень тиску, типових для внутрішніх областей зорі, основний внесок у тиск можна отримати за допомогою співвідношень для ідеального фермі-газу. Вперше модель виродженого електронного фермі-газу для пояснення природи білих карликів була використана Р. Фаулером [132]. У 1931 р. Чандрасекар [78] розрахував будову білого карлика з урахуванням тиску виродженого електронного газу і з'ясував, що маса білого карлика не може перевищувати 1.2 $M_{\odot}$. Ландау [495] в 1932 р. дав просте пояснення чандрасекарівської границі, яке пізніше використовувалося і для оцінки граничної маси нейтронних зір (див. тж. напр. [456], [480], [448]). Основний внесок у тиск в холодній зорі забезпечують ферміони (електрони чи нейтрони), які при нульовій температурі[1] $T = 0$ утворюють вироджений фермі-газ. За умови $T = 0$ ферміони щільно заповнюють усі нижні стани, і функція розподілу в фазовому просторі є сталою для імпульсів, менших за абсолютною величиною від деякого максимального значення p_F (імпульс Фермі), що спрощує розрахунки термодинамічних величин. Імпульс Фермі можна зв'язати з об'ємною густиною частинок та оцінити повну енергію фермі-газу. Якщо додати до неї енергію гравітаційної взаємодії, можна показати, що мінімум повної енергії $E(R)$, як функції радіусу сферично-симетричної зорі R, існує лише для обмежених величин маси [456], [480].

Зазначимо, що за великих значень густини середня кінетична енергія електронів у білому карлику значно перевищує енергію електростатичної взаємодії електронів з ядрами, і ця нерівність підсилюється зі зростанням густини електронів. Це виправдовує застосування моделі виродженого ідеального фермі-газу. Але зі зростанням імпульсу Фермі стає істотним обернений β-розпад ($p+e^- \to n+\nu$), тобто стає хибним припущення про незмінність числа електронів, яке використовується для дослідження стійкості білих карликів. Коли густина речовини стає порядку ядерної, основну масу зорі складають нейтрони, що також є фер-

---

[1] Температура реальної «холодної» зорі може сягати декількох тисяч градусів, але температурний внесок в тиск тут є несуттєвим.

міонами. У цьому випадку можна повторити згадані вище оцінки про існування граничної маси, коли основний внесок у тиск дає вироджений фермі-газ нейтронів. Тут маємо таку ж за порядком величину граничної маси як для білих карликів, так і для нейтронної зорі, хоча для останньої гранична маса в 2-3 рази більша. Для зорі з досить великою масою (більше декількох $M_{\odot}$) мінімум функції $E(R)$ відсутній. Це означає, що сили тиску не можуть зупинити гравітаційне стиснення. Послідовний розгляд асимптотичної поведінки колапсуючої зорі вимагає застосування апарату ЗТВ, причому обертання зір може вносити суттєві корективи у граничну масу. Важливим є також врахування ефектів фізики елементарних частинок при побудові реалістичного рівняння стану за надвисоких густин. Розрахунки на основі рівняння рівноваги для білих карликів дають границю Чандрасекара: $M_{Ch} \approx 1.4 M_{\odot}$. Врахування ефектів нейтронізації речовини для різного хімічного складу зорі може давати поправку в цю величину в межах 10–20% [157].

Розрахунки для нейтронних зір дали значення $M<M_{\mathrm{n,max}} \approx 3.6\ M_{\odot}$ та мінімальний період власного обертання пульсарів 0.4 мс. Тут ситуацію ускладнює недостатнє знання властивостей сильних взаємодій за густин матерії порядку ядерних, оскільки важливим є врахування фізичних умов як в центрі холодної зорі, так і зовні надгустого ядра. Для отримання максимальної граничної маси використовують в центральних областях максимально жорстке рівняння стану $P = P_0+(\rho-\rho_0)c^2$ для густин, більших за $\rho_0 \sim 5\cdot 10^{15}$ г/см^3. Якщо в цій області припустити нескінченно жорстке рівняння стану $\rho = const$ (що вже суперечить вимогам теорії відносності), тоді $M_{\mathrm{n,max}} \sim 5\ M_{\odot}$ [162].

5.2.3. Вибухові процеси в системах із релятивістськими зорями

Основні напрями дослідження нейтронних зір, які обертаються, пов'язані з дослідженням стійких рівноважних конфігурацій і вивченням динамічних процесів, що супроводжують їх утворення, зокрема, спалахів наднових. Основою для розрахунків є система рівнянь (2.13), (2.14), (2.15), (2.18). Порівняно з ньютонівським описом, ЗТВ вносить значні корективи в параметри цих динамічних процесів (див., напр., [103]). Розв'язання сумісної системи рівнянь ЗТВ і гідродинаміки вимагає застосування чисельних методів (див. [131] та [274]). Значним ускладненням у вивченні динаміки, як і при визначенні граничної маси стаціонарних надгустих зір, є відсутність надійних даних про поведінку речовини у випадку густин, більших за ядерну (~ 10^{14} г/см^3). Рівняння стану, що

тут використовуються, часто подають у вигляді таблиць; винятком є незначна кількість аналітичних рівнянь стану, що використовуються для якісних досліджень та для порівняння результатів різних комп'ютерних обчислень.

Дослідження стійкості стаціонарної холодної зорі також пов'язане з вивченням динамічних процесів. Основою тут слугує лінеарізована система рівнянь для збурень відносно рівноважного стану, що випливає з (2.13), (2.14), (2.15), (2.18). Якщо йдеться про досить великі проміжки часу, можна обмежитися збуреннями аксіально–симетричних стаціонарних розв'язків. Несиметрична конфігурація, що обертається, є нестійкою в зв'язку з втратами енергії на гравітаційне випромінювання. Але нестійкі конфігурації також заслуговують на увагу (залежно від характерного часу існування), оскільки вони можуть описувати новоутворені джерела гравітаційного випромінювання, які ще не релаксували до рівноважного стану.

Окремим напрямом є дослідження процесів утворення релятивістських зір в результаті колапсу. Зіставлення зі спостережними даними свідчить про необхідність вивчення несферичного колапсу з урахуванням обертання, нестійкостей та можливої фрагментації системи (див., напр., [485], [486]). Спектр частот коливань, що виникають після колапсу та утворення нейтронної зорі, несе інформацію про її надгусті надра [360]. Зазначимо, що на цей час немає остаточного розуміння, як утворюється ударні хвилі, що приводять до спалахів наднових [178]. Механізми формування ударної хвилі, для розгляду котрих необхідно використовувати несферичні розв'язки, потребують складних гідродинамічних розрахунків. Спостереження вимагають з'ясування багатьох явищ та фактів, що стосуються як умов формування вибуху, якому передує колапс зорі, так і характеристик зір та речовини, що їх оточує після вибуху [69].

З цим напрямом тісно пов'язані дослідження гамма–спалахів ([73], [226]), які були відкриті на початку 1970-х років, а зараз регулярно реєструються за допомогою супутникових спостережень. Це – найбільш яскраві і потужні процеси у Всесвіті. Енергія, що вивільняється протягом такого спалаху, принаймні, не менша за енергію наднової [182]. Причиною гамма-спалаху може бути також колапс гіпернової зорі або зіткнення релятивістських зір. Ймовірно, що у механізмі утворення цих спалахів є чимало елементів, подібних до спалахів наднових, причому в обох випадках мають працювати не один, а декілька механізмів

формування ударної хвилі в процесі колапсу. Як зараз вважають, ці процеси можуть служити джерелом космічних променів надвисоких енергій [71].
Сучасний прогрес в цьому напрямку значною мірою визначають чисельні методи гідродинаміки, націлені на дослідження руху речовини навколо компактних об'єктів, випромінювання гравітаційних хвиль, динаміки тісних подвійних систем, колапсу серцевини зір [178].

Підсумовуючи цей підрозділ, зазначимо, що можна вважати добре обґрунтованим твердження, що максимальна маса стаціонарної холодної зорі[1] не може перевищувати величину приблизно в 3 $M_{\odot}$. Менш жорстка «абсолютна» оцінка максимальної маси білого карлика чи нейтронної зорі становить приблизно 5 $M_{\odot}$. Загальноприйнята точка зору полягає у тому, що холодні об'єкти з масою, більшою за вказану межу, мають бути чорними дірами, причому альтернативні пояснення таких колапсуючих об'єктів вважаються хибними або більш екзотичними.

Ефекти ЗТВ вносять суттєві корективи в теоретичні розрахунки динамічних процесів, пов'язаних з утворенням та коливаннями компактних холодних об'єктів зоряної маси. Однак треба мати на увазі, що в ці результати часто входять невідомі параметри, що відображають розподіл речовини та рівняння стану. Тому, хоча ЗТВ тут є необхідним елементом інтерпретації спостережень, ці спостереження можна використовувати для тестування теорії лише на якісному рівні. Можна сподіватися, що в майбутньому реєстрація гравітаційних хвиль значно поліпшить розуміння фізичних умов і процесів, що супроводжують утворення нейтронних зір і чорних дір (див. розділ 4).

5.3. Надмасивні чорні діри в квазарах та ядрах галактик

Важливим класом об'єктів, де релятивістська гравітація проявляє себе «у повному обсязі», є надмасивні чорні діри (НМЧД) масою $10^6 \div 10^9$ $M_{\odot}$ в квазарах та ядрах галактик. Власне кажучи, за сучасними уявленнями, квазари та активні галактичні ядра (АЯГ) – це різні прояви одного й того ж явища. До класу АЯГ, окрім квазарів, відносять галактики Сейферта, радіогалактики, блазари (лацертіди), лайнери та ін. Фізично ці

[1] Тобто яка не є чорною дірою.

об'єкти вважають подібними, хоча можуть суттєво відрізнятися за світністю: наприклад, у середньому, для квазарів вона приблизно на два-три порядки вища, ніж для галактик Сейферта.

Всім відомим АЯГ, незалежно від їх конкретного типу, притаманні такі властивості: потужне нетеплове випромінювання, яке виходить, головним чином, з центральної частини АЯГ; ультрафіолетовий надлишок у порівнянні з нормальними галактиками; наявність потужного рентгенівського випромінювання; змінність випромінювання в континуумі (на часових масштабах від років та місяців до діб або навіть годин).

Важливими особливостями можуть бути наявність широких емісійних ліній (ШЕЛ) в оптичних та рентгенівських спектрах, як і наявність сильно колімованих релятивістських струменів газу (джетів), що витікають з центральної області та спостерігаються, перш за все, у радіодіапазоні. Якщо поява ШЕЛ обумовлена швидкими рухами речовини навколо НМЧД, то щодо джетів остаточного розуміння ще немає (див. нижче). Більшість ознак вдалося вкласти в так звану узагальнену схему фізичної будови АЯГ, яка тлумачить спостережні відмінності проявів активних ядер як наслідок геометричної орієнтації осі обертання об'єкту по відношенню до променя зору [26] (зауважимо, що останнім часом накопичено спостережні дані, які не відповідають цій схемі АЯГ).

Причиною потужного випромінювання АЯГ вважають акрецію речовини на центральний масивний об'єкт – НМЧД. Ідея, що активність квазарів обумовлена акрецією у НМЧД, була висловлена вперше з теоретичних міркувань Зельдовичем і Новиковим [481] та незалежно Салпітером [324] у 1964 р. невдовзі після відкриття квазарів. Потім ця ідея була підтверджена багатьма авторами (див., напр., [230], [310]) на основі як теоретичних досліджень, так і прямих спостережень. Швидка змінність та релятивістські джети свідчили на користь релятивістської природи «центральної машини» в АЯГ.

Це уявлення було покладено в основу уніфікованої схеми будови АЯГ, яка була започаткована у 1985 році Антонуччі та Міллером [26]. В цій роботі було висунуте припущення про сферичну несиметричність АЯГ, внаслідок якої геометричні ефекти, обумовлені орієнтацією АЯГ, можуть грати ключову роль у формуванні спостережуваної картини. На даний час існує значна кількість моделей, які є подальшим розвиненням гіпотези Антонуччі та Міллера і мають багато спільних рис, хоча й відрізняються різними уявленнями про властивості компонентів АЯГ. Згідно з цими моделлями, основними компонентами «центральної

машини» АЯГ вважаються НМЧД, акреційний диск (АД) та корона. Загальноприйнятими є моделі з НМЧД Керра. Характерний розмір області, де є суттєвими ефекти ЗТВ, визначається масою або гравітаційним радіусом чорної діри, який для НМЧД має порядок $3\cdot10^6 \div 3\cdot10^9$ км.

Акреційний диск має розміри порядку половини світлової доби або менше (приблизно 10^{10} км) і містить у собі іонізовану плазму. Часто розглядають АД, що є геометрично тонкими в безпосередній близькості від центру [16] і поступово товстішають із віддаленням від нього, перетворюючись на газопиловий тор. У неперервному спектрі диску присутні як тепловий, так і синхротронний компоненти. Максимум теплового випромінювання лежить в ультрафіолетовому діапазоні; найбільш близькі до центру частини АД випромінюють в жорсткому рентгенівському діапазоні через синхротронний та зворотній комптонівський механізм. Крім того, в спектрі АД може бути присутнє випромінювання в лініях, наприклад, нейтрального заліза Fe-Kα (біля 6.4 кеВ). Лінії, які формуються у безпосередній близькості від НМЧД, мають характерний профіль за рахунок ефекту Допплера внаслідок обертання акреційного диску навколо НМЧД [216]. Вимірювання ширини та форми профілю цих ліній та відстаней між максимумами дає змогу визначати швидкість руху частинок у безпосередній близькості до НМЧД; таким чином, інтерпретація даних цих вимірювань вимагає врахування ефектів ЗТВ.

Розглянемо ще одну модель (Кардашов, Новиков, Шацький, [189], [271]), яка, на думку цих авторів, описує принаймні деякі типи АЯГ. Ця модель не є загальноприйнятою, але вона є цікавою, оскільки тут в рамках ЗТВ розглядається центральний об’єкт, відмінний від чорної діри. В цій моделі головну роль у формуванні джетів грає монопольне магнітне поле кротовини або НМЧД – залишку кротовини, а існування джетів залежить від магнітного поля. Кротовина, кротова нора - умовна назва простору-часу з метрикою, аналогічною до знайденої в 1935 році Ейнштейном і Розеном (міст Ейнштейна-Розена). В найпростішому випадку подібний об'єкт описується метричним тензором Морріса-Торна [249]. Кротовина може бути «прохідною» (без горизонту подій) або «непрохідною» (горизонт існує). Розв’язок такого типу у вакуумі без космологічної сталої є нестабільним [249], але присутність магнітного поля і Λ-члену можуть докорінно змінити ситуацію [189]. Міст Ейнштейна-Розена може бути стабільним, якщо має достатньо великий магнітний момент, який запобігатиме «розпаду» його на дві ЧД. Якщо ж магнітний момент недостатній, «кротовина» перетвориться на дві ЧД або

голі сингулярності – так звані «залишки кротовини». Характерно, що такий залишок може мати монопольне магнітне поле [271].

В такій моделі джети формуються завдяки впливу монопольного магнітного поля «кротовини» або «залишку» на заряджені частинки плазми, що акрецює, відділяючи частинки із різними зарядами та прискорюючи їх в різних напрямках [271]. Розгляд акреції у моделі тонкого диску навколо кротовини показав, що при однакових значеннях маси, швидкості акреції та обертового моменту об'єкт, що містить кротовину, матиме значно вищу світність і майже на порядок більшу ефективність перетворення енергії речовини у випромінювання, ніж об'єкт із чорною дірою Керра [161].

5.3.1. Спостережні методи визначення маси НМЧД

З кінця 1970 рр. почали накопичуватися фотометричні та спектроскопічні дані, які підтверджували наявність масивних чорних дір у центральних областях багатьох галактик ранніх типів. Моделі з чорною дірою добре пояснювали всі наявні дані. Навпаки, моделі без чорної діри відпадали одна за одною як несумісні зі спостереженнями.

Ясно, що свідоцтва існування НМЧД мають бути виведені зі спостережень дуже малої центральної області галактик. Для знаходження мас НМЧД у галактиках використовують, головним чином, два методи. Для близьких об'єктів (до сотні Мпк) використовують дані про кінематику зір або газу в малій області (до 10 пк), ґрунтуючись на ньютонівському законі та припускаючи, що гравітаційний вплив чорної діри у цій області домінуючий.

Інший метод визначення маси НМЧД ґрунтується на «картографії відлунювання», (reverberation mapping), що використовує змінність випромінювання активних галактичних ядер. Відомо, що неперервний спектр (оптичний, рентгенівський континуум) виникає в центральній області АЯГ. Цей спектр перевипромінюється в емісійних лініях (наприклад, ШЕЛ) на значній відстані від центра, а, значить, з певною часовою затримкою. Таким чином, зміни потоку в лініях запізнюватимуться порівняно з потоком у континуумі, і час запізнення залежить від розміру області, де формуються ці лінії. Затримку, а значить і відстань до центру, визначають, спостерігаючи кореляції між змінами потоків в континуумі та в емісійних лініях. Оскільки за шириною емісійних ліній можна визначити також швидкості обертального руху речовини, звідси отримують оцінку маси центрального об'єкта. Метод використовує те,

що зміни потоку в лініях відбуваються пізніше змін потоку в неперервній області, і час запізнення залежить від розміру області, в якій випромінюються ці лінії. Обидва методи, як «картографії відлунювання», так і визначення маси за кінематикою, мають і недоліки, і переваги. Проте порівняння двох методів визначення мас чорних дір на певній підмножині АЯГ показує їхню непогану узгодженість [126].

Багатообіцяючим методом досліджень центральних частин АЯГ (у даному випадку йдеться здебільшого про квазари) є позагалактичне гравітаційне лінзування та мікролінзування. На сьогоднішній день відомо більше сотні квазарів в гравітаційно-лінзових системах. Дослідження подій сильного гравітаційного мікролінзування в позагалактичних гравітаційно-лінзових системах (ГЛС) дозволяє визначати розміри джерела випромінювання. В цьому відношенні особливо цікавим є дослідження одних і тих самих подій в різних діапазонах довжин хвиль і порівняння отриманих розмірів джерела випромінювання.

Інформативними є також спостереження на високих енергіях, особливо в жорсткому рентгені та гамма-діапазонах, адже випромінювання центральної частини АЯГ становить значну частину їх випромінювання в цих областях енергій. При цьому важливі як порівняно короткочасні (години або доби) спостереження із високим спектральним розділенням (космічні місії Chandra, XMM-Newton, Suzaku), так і менш точні, але довготривалі моніторинги (супутники INTEGRAL, Swift, BeppoSAX): спектральний аналіз та виявлення змінностей на різних часових масштабах в цій області несуть безпосередню інформацію про процеси, які відбуваються в центральній частині АЯГ.

Уточнення та вивчення просторової структури, що випромінює в радіодіапазоні, її спектру є важливим кроком до удосконалення існуючих узагальнених схем будови АЯГ та розуміння їхньої природи. На сьогоднішній день завдяки наземній системі спостережень позагалактичних радіоджерел Whole Earth Blazar Telescope (WEBT) за допомогою РНДБ [108] досягнутий рівень точності порядку декількох десятків мікросекунд. Подальший прогрес можливий завдяки винесенню радіоінтерферометрів на навколоземну космічну орбіту. Багатообіцяючою в цьому плані є проект «Радіоастрон», який має підвищити точність відтворення зображень позагалактичних об’єктів до рівня мікросекунд дуги. Проект розрахований на систематичні дослідження центральних частин АЯГ, галактичних ЧД, нейтронних зір, областей зореутворення, а також гравітаційного поля Землі. На 2018 рік запланований запуск космічного

апарату «Міліметрон», якій має забезпечити ще більш високе кутове розділення (до наносекунд дуги).

5.3.2. НМЧД у центрі Галактики

Метод визначення маси центрального об'єкта за динамікою зір його оточення був застосований, перш за все, до нашої Галактики. З 1990-х років почалися спостереження зір навколо радіоджерела SgrA*, що знаходиться у центрі Галактики, в інфрачервоному діапазоні. Це дало змогу у 2005 р. визначити масу центральної чорної діри у $(3.7\pm0.2)\cdot10^6\ M_\odot$ при відстані до Сонця у 8 кпк [135]. Одне з останніх визначень (за спостереженнями до 2009 р.) дало $(4.1\pm0.3)\cdot10^6\ M_\odot$ та відстань 8.0±0.3 кпк [136], [417].

У майбутньому, з використанням надпотужного телескопа, точність визначення маси чорної діри може досягти 0.1% [390]. При цьому можна буде вимірювати релятивістські ефекти нижчих порядків, такі, як прецесія орбіти, а також, можливо (за умови покращення точності астрометричних вимірювань та відкриття зір з високоексцентричними орбітами), і ефекти вищих порядків. Відзначимо, що вже давно обговорюють можливі свідчення на користь чорних дір з масами $\sim10^3\ M_\odot$ поблизу центра Галактики ([38], [234], [339], [159], [146]).

5.3.3. Детектування НМЧД у інших галактиках

Вивчення динаміки зір оточення центрального масивного об’єкта в інших галактиках потребують дуже високої (десятки кутових мілісекунд) роздільної здатності приймачів. За невеликим винятком наземним телескопам бракує просторового розділення «сфери впливу» НМЧД навіть для найближчих галактик. Вивчення НМЧД у інших галактиках пожвавилося із запуском космічного телескопа Габбла (Hubble Space Telescope, HST). Перевага HST перед наземним обладнанням була відчутною. Після приблизно двох десятиліть важких, але непереконливих наземних досліджень, спектральні та оптичні дослідження за допомогою HST засвідчили існування структур, притаманних чорним дірам, та дали можливість точних оцінок мас НМЧД. У наступні роки дані, отримані HST, дали можливість детектувати чорні діри у декількох десятках галактик. Приклади таких визначень можна знайти у книзі [552].

5.3.4. Чорні діри проміжних мас

Тривалий час вважали, що в астрофізичних системах можливі лише ЧД зоряних мас $M_\bullet \approx (3 \div 20) \cdot M_\odot$, які утворюються при колапсі ядра масивних зір, та надмасивні ЧД з масами $M_\bullet \approx (10^6 \div 10^{9.5}) \cdot M_\odot$ в центрах галактик. «Прогалина» у п'ять порядків мас ($\sim (10^1 \div 10^6) \cdot M_\odot$) довгий час вважалася незаповненою. Свідоцтва існування чорних дір у цьому діапазоні, які називають чорними дірами проміжних мас (ЧДПМ), стали накопичуватися, починаючи з 1990 рр. Надходять вони, головним чином, з вивчення надсвітних рентгенівських джерел, кулястих скупчень та ядер карликових галактик та галактик пізніх типів (без сфероїдальної складової – балджу). Надсвітні джерела дають кандидатів у ЧДПМ у нижній частині «прогалини» мас, кулясті скупчення – у її середині, ядра карликових галактик та галактик пізніх типів, зокрема активні, – у верхній частині «прогалини».

Сам факт існування ЧДПМ є важливим у розумінні процесу утворення чорних дір. У так званому «top-down» сценарії, що простежує утворення НМЧД до дуже ранніх стадій утворення галактик, прийнятною є нижня межа $M_\bullet \sim 10^6 \ M_\odot$ (див., напр., [225], [155], [351]). У так званому «bottom-up» сценарії галактичні НМЧД утворюються шляхом злипання ЧДПМ, розташованих як у галактичних центрах, так і в кулястих скупченнях ([298], [112]). У такому сценарії немає фізичних причин для заборони утворенню чорних дір з масами, меншими за $10^6 \ M_\odot$. Отже, спостережні свідоцтва існування ЧДПМ, якщо вони будуть підтверджені, говорять на користь сценарію зі злипанням. З іншого боку, ЧДПМ мають важливе значення у різних астрофізичних застосуваннях: у динамічній еволюції зоряних скупчень, процесах формування НМЧД (зародкові чорні діри), генерації гравітаційних хвиль (у діапазоні частот майбутніх космічних детекторів LISA), надсвітних рентгенівських джерел у позаядерних областях галактик тощо.

5.3.5. Спостережні свідоцтва існування подвійних надмасивних чорних дір

Питання про існування надмасивних подвійних чорних дір є дуже важливим для вирішення ключових проблем астрофізики. Виявлення та оцінки їх кількості дадуть важливі обмеження на моделі формування та еволюції галактик, на можливі механізми зростання їх маси. Наразі вважають, що головним шляхом формування подвійних ЧД є злиття галактик. Якщо обидві галактики, що зливаються, містять НМЧД, то останні

з часом також зіллються. Ієрархічні моделі злиття галактик передбачають досить часті випадки злиття подвійних чорних дір (див., напр., [154]), причому частота злиття у скупченнях та групах галактик більша. Однак існує версія формування подвійних ЧД вже в центрах первісних галактик [64]. Злиття великих подвійних ЧД може спровокувати спалах зореутворення у біляядерній області галактики [365], в той час як злиття менших ЧД викликають активність самого ядра. При злитті двох НМЧД (здебільшого в еліптичних галактиках) виникають керрівські чорні діри, що швидко обертаються, і це може бути причиною радіогучності. Радіотихі ядра, знаходячись у спіральних галактиках, мають чорні діри, що обертаються повільно.

Можливо, що усі блазари зобов'язані своїм походженням наявності подвійних чорних дір [382]. Різницю між різними типами активних ядер автори цієї роботи пояснювали різними етапами еволюції: лацертиди та радіогалактики класу FRI являють собою стадії з тісними подвійними системами, в той час як у радіогалактиках класу FRII мають бути присутні широкі пари з великими орбітальними періодами, які складніше розпізнати при спостереженнях. Неспівпадіння осей радіоджетів та акреційних дисків активних галактик, що іноді спостерігається, обумовлене минулими злиттями чорних дір, можливо неодноразовими. Це стосується також того, що орієнтації радіоджетів у активних ядрах галактик практично довільні відносно площини зоряного диска.

Згідно з моделями еволюції подвійних чорних дір, найбільші часові масштаби припадають на випадки тісних подвійних систем з відстанню між компонентами ~ 0.01÷10 Пк. Через це більшість пар чорних дір спостережно не можуть бути розділені. Такі пари проявляють себе через періодичні явища, такі як погойдування радіоджетів, квазіперіодичні змінності у кривих блиску. Проте очікуються і більш широкі пари, які можуть бути розділені у спостереженнях, а саме, такі пари можуть бути більш впевнено ідентифіковані, якщо обидва компоненти активні. Імовірно, багато пар, у яких другий компонент неактивний, не будуть знайдені. Спостережно-розділеною парою з відстанню ~ 1.5 кпк (єдиною поки що відомою) у центрі одиночної галактики є рентгенівська активна пара чорних дір у галактиці NGC 6240.

Подвійні НМЧД, що зливаються, мають бути потужними джерелами гравітаційних хвиль. Спостереження сплесків гравітаційного випромінювання від злиття НМЧД дасть дослідникам нову цінну інформацію про особливості цих процесів.

5.4. Голі сингулярності

5.4.1. Сингулярності в ЗТВ

У попередніх розділах було показано, що чорні діри виявляються за непрямими ознаками. Вирішальною є оцінка маси невидимого об'єкта. Безпосередньо можна спостерігати тільки акреційний диск навколо чорної діри. Тому частина з відомих нам кандидатів в чорні діри можуть, насправді, виявитися ще більш екзотичними релятивістськими об'єктами – голими сингулярностями (ГС) (naked singularity). Серед точних розв'язків рівнянь Ейнштейна є багато таких, що описують ПЧ з такими особливостями (див., напр., [535]). На відміну від чорних дір, властивості яких залежать лише від трьох параметрів – маси, кутового моменту та заряду, ГС можуть мати суттєво різний вигляд та властивості. Серед них є такі, що навряд чи відповідають реально існуючим об'єктам, бо вони мають від'ємну масу або у ПЧ навколо них існують замкнені часоподібні геодезичні лінії. У останньому випадку спостерігач, що вільно рухається за такою світовою лінією, опинився би у власному минулому, порушивши, таким чином, принцип причинності. Подібні розв'язки вважають нефізичними (до них відноситься і ГС, що описується метрикою Керра (5.1) за $a > GM/c^2$). Але серед розмаїття ГС є зовсім інші розв'язки, котрі не мають яких-небудь патологічних властивостей. Чи можуть вони бути реальними космічними об'єктами? Для відповіді на це запитання є сенс познайомитись з такими ГС поближче.

Що таке сингулярність взагалі? У ЗТВ – це область, що має зазвичай нульовий чотиривимірний об'єм, в якій компоненти тензора кривини та його інваріанти стають нескінченними (розглядають ще і інші, так звані патологічні особливості, але ми не будемо їх зараз описувати). З точки зору математики ці сингулярності не належать до ПЧ і тому їх властивості можна знайти тільки через якісь нетривіальні підходи. Але чотиривимірна гіперповерхня, що є нескінченно близькою до гіперповерхні сингулярності, вже належить ПЧ, і неважко знайти її властивості, зокрема визначити її тип. Якщо така гіперповерхня простороподібна, то і особливість називається простороподібною сингулярністю. Прикладом такої особливості є космологічна сингулярність (народження Всесвіту) та особливості всередині незаряджених чорних дір. У цих випадках спостерігач, як би він не рухався, наближається або віддаляється від простороподібної сингулярності вздовж часової координати.

Якщо гіперповерхня, що нескінченно близька до сингулярності, часоподібна, то ми маємо справу з часоподібною сингулярністю. Рухатися у напрямі до такої сингулярності треба вздовж просторової координати. Якщо на деяких своїх ділянках така лінія наближення стає часоподібною, то часоподібна сингулярність оточена парною кількістю горизонтів подій, і віддалений спостерігач не може зареєструвати сигнали, що йдуть від часоподібної сингулярності, бо їх не пропустить горизонт. Така ситуація трапляється, зокрема, у заряджених чорних дірах, коли їх заряд не перевищує їх масу (у одиницях, в яких швидкість світла та гравітаційна стала дорівнюють одиниці). Якщо лінія на всьому шляху від часоподібної сингулярності до просторової нескінченності залишається простороподібною, часоподібна сингулярність і зветься голою.

ГС відрізняються від чорних дір тим, що останні мають горизонт, а перші – ні. Тому спостерігач, який вільно падає на ГС, теоретично може у будь-який момент – до попадання в сингулярність – втекти від неї подалі. Звичайно, для цього треба мати ракету з потужним двигуном, а припливні сили, що зростають до нескінченності при наближенні до ГС, ще не роздерли його на шматки разом із цією ракетою. Якщо ж спостерігач падає на чорну діру, то після перетинання горизонту він вже не може повернутися і мусить наближатися до сингулярності, незважаючи на потужність двигуна ракети. Крім того, кожен віддалений спостерігач може бачити ГС (звідси і походить її назва). З точки зору фізики ГС є компактним джерелом гравітаційного (та, можливо, і негравітаційного) поля.

За наявності ГС, ми вже не можемо поставити задачу Коші для визначення еволюції Всесвіту за його минулим станом, тобто неможливо передбачати майбутнє. Принаймні, досі невідомо, як ставити граничні умови на сингулярності. Таким чином, не можна виключити, що з ГС може випромінюватися матерія у будь-якому вигляді, впливаючи у такий спосіб на майбутнє Всесвіту. Поспішимо заспокоїти прихильників фантастики – хоча властивості ГС чимось і нагадують «портал у інший світ», з такої особливості не можуть з'явитися орди прибульців або бісенята з вилами, бо нескінченні припливні сили роздеруть на елементарні частинки і прибульців, і бісенят, і вили.

5.4.2. Гіпотеза космічної цензури

Неможливість постановки задачі Коші, тобто неможливість робити коректні передбачення, є дуже незручною обставиною в фізиці. Для забез-

печення «асимптотичної передбачуваності Всесвіту» відомий вчений Р. Пенроуз [288] висунув так званий принцип космічної цензури (ПКЦ, Cosmic Censorship Principle), згідно з яким будь-який процес колапсу може закінчитися утворенням чорної діри, але не ГС. У такому разі жодна ГС не може існувати у Всесвіті. Зазначимо, що ПКЦ є тільки гіпотезою. І хоча з'явилася вже не одна стаття, автори якої стверджували, що вони довели або спростували ПКЦ, проблема його справедливості залишається одною з фундаментальних невирішених задач ЗТВ.

Цю проблему важко розв'язати при аналітичному або числовому розгляді процесу колапсу через складність розрахунків, незнання рівняння стану надгустої матерії і всіх процесів, що можуть відбуватись при колапсі, включаючи квантове випромінювання та поляризацію фізичного вакууму тощо. На нашу думку, найбільш перспективним напрямом дослідження ПКЦ є дослідження властивостей самих ГС. Як було з'ясовано, деякі типи ГС або взагалі не можуть утворюватися шляхом колапсу, або, утворившись, зупиняють цей колапс.

Звідки ж можуть з'явитись ГС? Можливо, деякі з них могли б народитися разом з усім Всесвітом в процесі Великого Вибуху. Але зараз астрономи впевнені, що весь відомий нам Всесвіт займав на доінфляційній стадії об'єм, менший за атомне ядро. Ймовірність виникнення ГС в такому малому об'ємі нехтовно мала, тому ми не знайдемо у Всесвіті жодної ГС, яка існувала в доінфляційну еру або народилася б разом з усім Космосом. Можна припустити інший шлях утворення ГС через колапс сильно несиметричної конфігурації матерії або конфігурації, що дуже швидко обертається.

Важливим складником дослідження ПКЦ є проблема класифікації різних типів ГС. Не зосереджуючись на деталях, наведемо основні досягнуті результати в цій області. У роботі [279] був знайдений найбільш загальний розв'язок рівнянь Ейнштейна біля ГС і взагалі часоподібних сингулярностей, в [280] він був стикований з загальним розв'язком Белінського–Ліфшица–Халатнікова [45], [447] біля простороподібних сингулярностей. Проблемою при аналізі властивостей ПЧ з ГС є те, що метрика записана в невідомій системі координат, і аналіз властивостей ПЧ містить аналіз системи координат точного розв'язку. Для визначення типу джерела гравітаційного поля у ГС був розроблений метод діаграм [516]. Його застосування до простіших прикладів ПЧ з ГС показало, що крім звичайних точкових та лінійних джерел можливі і зовсім інші типи ГС з властивостями, що неможливі у звичних просторах зі скінченною

кривиною [516]. Ці сингулярності були названі парадоксальними [513]. Виявилося, що більшість ГС, що не обертаються, залежно від параметрів відносяться до точкових особливостей з від'ємною масою (приклад – відомий розв'язок Шварцшильда з $m < 0$), лінійних джерел з додатною масою та парадоксальних сингулярностей [516]. У останніх маса не тільки додатна, але її лінійна густина має перевищувати певний граничний рівень. Через це такі ГС не можуть утворитися безпосередньо при колапсі. Точкові ж джерела через гравітаційне відштовхування зупинили би процес колапсу. Тому цей тип також не може утворюватися при колапсі. Вплив обертання було досліджено в [514]. Виявилося, що при будь-якому слабкому обертанні біля лінійних ГС з'являються замкнені часоподібні світові лінії, що, як відзначалося раніше, свідчить про порушення причинності та нефізичний характер цього розв'язку. Але з фізичної точки зору це не зовсім так. Якщо ГС має масу, більшу за планківську (а інакше її неможливо розглядати у рамках ЗТВ і треба чекати розробки квантової теорії простору-часу), то ці замкнені геодезичні лінії знаходяться на відстані від ГС, меншій за планківську довжину. Тому всі замкнені часоподібні світові лінії знаходяться в області, де неможливо застосовувати закони сучасної фізики.

Суттєвий вплив на тип та властивості ГС мають негравітаційні поля, джерелом яких є ГС. У багатьох випадках напруженість таких полів стає нескінченною поблизу ГС, і ми не можемо нехтувати їх впливом на ПЧ. Вплив деяких полів розглянутий у роботах [513], [517], [283].

У сильному, а часто й змінному у часі, гравітаційному полі відбуваються деякі квантові ефекти, такі, як народження пар частинка–античастинка або поляризація фізичного вакууму зі зміною його енергії, котрі можуть суттєво вплинути на хід колапсу. Якщо квантові втрати енергії завдяки випромінюванню пар та зміні енергії вакууму будуть великими у порівнянні зі звільненою гравітаційною енергією, хід колапсу може уповільнитися настільки, що несиметричний колапс встигне симетризуватися і закінчитися утворенням чорної діри, а не ГС. Дуже сильні втрати енергії можуть навіть зупинити колапс. Як показано в [281], при колапсі масивної зарядженої оболонки квантові втрати на декілька десятків порядків перевищують повну енергію оболонки. Тому колапс не закінчиться утворенням ГС Рейснера–Нордстрема. Він сповільниться настільки, що заряд оболонки зменшиться через квантове народження заряджених пар частинка–античастинка у сильному ефект-

ричному полі навколо оболонки і, як наслідок, утвориться заряджена чорна діра. Але в одному з найбільш цікавих випадків лінійних ГС квантові втрати практично відсутні [282].

При перевірці справедливості ПКЦ необхідно зосередитися на двох типах ГС. Цікавим є найбільш загальний коливальний тип [279]. Але швидкі зміни поля у часі і просторі, очевидно, можуть викликати сильне квантове випромінювання, потужність якого, на жаль, важко розрахувати. Воно може вплинути на хід колапсу, симетризуючи його настільки, що утвориться чорна діра. Проте це припущення ще потребує детального аналізу. Лінійні ГС не зазнають впливу квантових ефектів, але цей розв'язок не є загальним. Тому всі відхилення від аксіальної симетрії у розподілі колапсуючої матерії або її невеличке обертання можуть зростати під час колапсу, збурюючи метрику ПЧ. Отже, цей випадок також потребує подальшого дослідження.

Якщо ПКЦ навіть буде спростовано і буде доведено, що ГС можуть утворюватися, це приведе до нових запитань. Наприклад, чи буде еволюціонувати утворена ГС, змінюючи розміри та форму? Чи буде цей процес супроводжуватися якимось випромінюванням? Як буде рухатися ГС у зовнішньому гравітаційному полі – за геодезичною лінією, як всі звичайні тіла, чи якось інакше? І, нарешті, чи може в процесі еволюції ГС "одягтися", тобто перетворитися на чорну діру? Приклад такого "одягання" керрівської ГС (5.1) за $a > GM/c^2$ наведено в статті [515]. Там розраховано, за якими масами та кутовими моментами ГС встигнуть "одягтися" за час існування Всесвіту.

5.5. Гравітаційне лінзування

5.5.1. Основні поняття та співвідношення

Дослідження гравітаційного лінзування є прикладом використання ефектів ЗТВ як перевіреного допоміжного засобу для вивчення інших проблем астрофізики. Гравітаційне поле астрономічних об'єктів може діяти як гігантський природний телескоп, що дає можливість досліджувати будову віддалених джерел. Теорія та спостереження гравітаційно-лінзових систем (ГЛС) є частиною гравітаційно-лінзової оптики, яка вивчає вплив гравітаційного поля на електромагнітне випромінювання. Ефекти гравітаційного лінзування є джерелом унікальної астрофізичної інформації, зокрема про будову позагалактичних джерел випроміню-

вання, таких, як квазари, для котрих роль «телескопів» відіграють більш близькі до нас галактики або групи галактик. Гравітаційне лінзування дає змогу вивчати розподіл темної матерії у Всесвіті, знаходити планети в інших зоряних системах, оцінювати маси галактик, зір, зоряних скупчень тощо.

Теорія гравітаційного лінзування базуються на формулі для кута гравітаційного відхилення, вперше знайденої Ейнштейном [551]:

$$\alpha = \frac{4GM}{Rc^2}, \tag{5.2}$$

де G – гравітаційна стала, c – швидкість світла у вакуумі і припускається, що промінь світла поширюється від джерела випромінювання повз точкову масу M з прицільною відстанню R.

Якщо в площині лінзи знаходиться декілька мас, то, завдяки малості ефекту, їхні внески враховують лінійно. Звідси пов'язують положення зображення $\boldsymbol{\zeta}$, віднесене до площини лінзи, та вихідне положення джерела в площині об'єкта $\boldsymbol{\eta}$. Цей зв'язок називають рівнянням гравітаційної лінзи:

$$\eta = \frac{D_S}{D_L}\zeta - D_{LS}\alpha(\zeta), \tag{5.3}$$

де D_S – відстань між спостерігачем та джерелом випромінювання, D_L – відстань між спостерігачем та гравітаційною лінзою, D_{LS} – відстань між лінзою та джерелом випромінювання.

Важливою особливістю лінзових відображень є наявність критичних точок, в яких якобіан перетворення (5.3) обертається на нуль, а підсилення зображення точкового джерела стає нескінченним. З таких точок складаються критичні криві, а їх відображення за формулою (5.3) називають каустиками. Рівняння (5.3) описує відображення з площини лінзи у площину джерела. Можливий набагато складніший випадок – коли існує декілька площин лінз [337], [386].

Подальший аналіз формули (5.3) пов’язаний з конкретним типом ГЛС. На особливу увагу заслуговують гравітаційне макролінзування, мікролінзування та слабке лінзування, що відрізняються за величинами характерних мас лінзуючих об’єктів та часовими масштабами. У позагалактичних системах макролінзування породжує декілька майже статичних зображень одного і того ж об’єкту, тоді як мікролінзування спричинює динамічні зміни яскравості зображень із часовими масшта-

бами від тижнів до місяців. У першому випадку роль лінз відіграють галактики, у другому – об’єкти зоряних мас. Порівнюючи зміни яскравості різних зображень у позагалактичних ГЛС, можна відділити ефекти мікролінзування від власних коливань блиску квазара. Це дає можливість отримувати інформацію як про будову джерела випромінювання, так і про властивості гравітаційного поля, що деформує зображення такого джерела внаслідок ефектів ЗТВ.

Як бачимо, основні рівняння теорії ГЛС досить нескладні; труднощі виникають, в основному, при чисельному моделюванні конкретних систем, зокрема з великою кількістю мікролінз. Цій проблемі присвячені численні дослідження; на цей час виникає низка нових питань, пов’язаних з удосконаленням методів опрацювання даних та алгоритмічної бази, дослідженням нових ефектів, які можна було б використати для отримання параметрів ГЛС. Огляд загальних питань теорії та спостережень ГЛС можна знайти у відомих монографіях [451], [337], [477], [505] (зазначимо, що книга українських вчених П. В. Бліоха та А. О. Мінакова [451] була першою в світі монографією з питань гравітаційного лінзування; див. також огляди [388], [335], [386], [385], [387]).

Перший лінзований квазар було відкрито у 1979 р. Велшем, Гаршвеллом і Вейменом («Перша лінза«, Q0957+561) [312]. Зображення гравітаційно-лінзованих квазарів ілюструють явище макролінзування, коли роль лінзи відіграє галактика або скупчення галактик, розмірами яких в розрахунках не можна нехтувати. У моделях макролінз зазвичай мають справу із статичними конфігураціями, а розподіл матерії вважають неперервним. Криві яскравості різних зображень одного й того ж квазара в ГЛС, індуковані його власними коливаннями блиску, мають бути майже ідентичними між собою з певною затримкою в часі. Типове кутове розділення між зображеннями квазарів внаслідок лінзування галактиками складає секунди дуги, хоча є ГЛС з розмірами більше десятків секунд. Зокрема, у скупченні Abell спостерігають гігантську дугу з радіусом 30″, що є наслідком лінзування [386], [44]. В останні роки з’явився інтерес до пошуку ГЛС з розділенням між зображеннями порядку кутових хвилин [294], [245], [275], [432]. Типовими особливостями позагалактичних ГЛС, які дають можливість відрізнити кратні зображення одного і того ж об'єкту від подібних зображень різних об'єктів, є: наявність не менше двох зображень, для всіх них відношення потоків в різних спектральних областях майже однакові; у всіх зображень

однакові червоні зміщення; зміни яскравості зображень у часі корелюють між собою із деякою затримкою.

Суттєвою відмінністю мікролінзування є, по-перше, те, що це явище суттєво динамічне. Завдяки відносному руху джерела та лінзи характерний час процесу мікролінзування складає тижні або місяці. По-друге, відстань між мікрозображеннями об'єктів складає кутові мікросекунди, тобто на сучасному рівні їх неможливо розділити у спостереженнях [385], [387]. Маси мікролінз (найчастіше, зоряні): 0.01–10 $M_{\odot}$, хоча іноді вказують і менші значення. Також серед явищ мікролінзування нещодавно почали виділяти нанолінзування, коли йдеться про лінзування зорі планетою, завдяки чому відкривається можливість знаходити планети в інших зоряних системах.

У дослідженнях будови Всесвіту значну увагу привертає слабке гравітаційне лінзування – деформація зображень далеких галактик під дією великомасштабних гравітаційних полів, створюваних розподілами маси на передньому плані. Цей напрям інтенсивно почав розвиватися після того, як в роботах [44], [336], [184], [43] було показано, що сучасні спостереження дійсно дають змогу вимірювати розподіл «космічного зсуву». Вагомі теоретичні здобутки в цьому напрямі належать групі Шнайдера [44], [336], [335]. Дослідження – за допомогою слабкого лінзування – розподілу маси в скупченнях, що перетинаються, дають одне з найбільш переконливих свідчень існування темної матерії (див. напр. [89], [58]). Щоб уникнути непорозумінь, відзначимо, що термін «слабке лінзування» використовують також, коли відстань від лінзуючого об'єкту до променя зору більша за характерний радіус кільця Ейнштейна даної задачі.

У сучасних дослідженнях можна виділити два напрями: позагалактичне мікролінзування (джерелом випромінювання є віддалений квазар, лінзами є зорі або компактна темна матерія проміжної галактики) та галактичне мікролінзування (лінзами є зорі нашої Галактики, джерелом випромінювання є зорі сусідніх галактик чи більш далекі зорі нашої Галактики). Галактичне мікролінзування більш просте для теоретичного аналізу, оскільки тут маємо справу з низькими оптичними густинами мікролінз (практично без зсуву та конвергенції) [386], [335], [238], [109], [57]. На сьогодні накопичено важливі дані спостережень за програмами MACHO (MAssive Compact Halo Object), EROS (Experience de Researche d'Objets Sombres), OGLE (Optical Gravitational Lens Experiment), що мають велике значення для визначення розподілу маси в Галактиці, почи-

наючи від досліджень в цьому напрямі на рубежі тисячоліть [238], [47], [140], [19], [20] і до відносно недавніх робіт [413], [414], [415].

Якщо наприкінці минулого тисячоліття ще були якісь сподівання пояснити масу гало нашої Галактики за допомогою масивних компактних об'єктів не запобігаючи до небаріонної компоненти – темної матерії, то роботи [413], [414], [415] відкидають цю гіпотезу практично повністю.

Інтерпретація спостережень позагалактичних систем, де мають місце процеси мікролінзування, значно складніші від мікролінзування в Галактиці [386], [387], [183]. Основним джерелом даних про ефекти мікролінзування в позагалактичних ГЛС на цей час є фотометричний моніторинг окремих зображень, який дає можливість відділити мікролінзові варіації блиску від власних коливань яскравості квазара. В Україні фотометричні спостереження ГЛС регулярно проводить група з Астрономічної обсерваторії Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна з використанням 2-м телескопу Майданакської обсерваторії (Узбекистан), яка розташована в зоні унікального астроклімату.

Зрозуміло, що більшу інформацію можна було б отримати у випадку спектрального моніторингу зображень ГЛС. Але ця задача вимагає значного спостережного часу на великих телескопах, що робить її виконання наразі нереальною. Однак відзначимо, що навіть при одноразових спектральних спостереженнях можна зафіксувати мікролінзування квазара, оскільки коефіцієнти підсилення, наприклад, ШЕЛ та континууму різні, і такі ефекти дійсно спостерігалися при порівнянні спектрів різних зображень. Перша в Україні програму спектральних спостережень ГЛС на 6-м телескопі Спеціальної астрофізичної обсерваторії РАН [445], [444] була запропонована А.В. Манджосом, який зацікавив лінзовою тематикою науковців з САО РАН та й своїх колег з Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Відзначимо, що хоча гравітаційна лінза ахроматична, вона порізному підсилює об'єкти різних розмірів, а область ШЕЛ значно більша за область, де формується неперервний спектр випромінювання квазара. Цей ефект помітний при спостереженнях. За деякими моделями області ШЕЛ мікролінзування також приведе до відносних деформацій профілів ШЕЛ [259].

Вищезгадані ефекти мікролінзування в позагалактичних ГЛС спостерігалися здебільшого в оптичному діапазоні. Зауважимо, що в радіодіапазоні розмір області, що випромінює, дуже великий порівняно з ха-

рактерним радіусом Ейнштейна мікролінз, тому ефекти мікролінзування тут непомітні. Важливими є спостереження в рентгенівському діапазоні, оскільки саме цей діапазон є інформативним відносно «центральної машини» [364], [421], [97], [125], [81], [82]. Цікавий результат отримано в [79], де, окрім ознак мікролінзування в неперервній області рентгенівського спектру, подано дані спостережень про варіації лінії заліза Fe K_α.

Останнім часом велику увагу привертає астрометричне гравітаційне мікролінзування. Тут йдеться про ті самі об'єкти і навіть про ті самі ефекти ЗТВ, але основний акцент робиться не на фотометричні прояви мікролінзування, а на рухи зображень мікролінзованих об'єктів. Інтерес до цієї тематики пов'язаний як з перспективами мікросекундної астрометрії, так і з тим, що астрометричні вимірювання забезпечать додаткову незалежну інформацію про мікролінзуючі об'єкти, яка здатна компенсувати невизначеності, що залишаються після суто фотометричних спостережень. Є надія, що діючі космічні проекти «GAIA» та «Радіоастрон» дадуть змогу вимірювати не тільки криві яскравості мікролінзованих об'єктів, але й положення центру яскравості зображень. У літературі докладно розглядалися питання астрометричного гравітаційного мікролінзування галактичних об'єктів ([35], [109], [158], [47], [140], [20], [297]). Питання позагалактичного астрометричного мікролінзування вивчені значно менше (див. [95], [338], [259], [364], [203], [473], [474], [429]).

5.5.2. Квазари в гравітаційно-лінзових системах

У позагалактичних гравітаційно-лінзових системах маємо цікаве сполучення двох незалежних областей релятивістських досліджень. З одного боку, ефект гравітаційної лінзи – це прояв релятивістського викривлення променів, передбачуваного ЗТВ, з іншого, – основним елементом квазара є надмасивна чорна діра – суто релятивістський об'єкт. У позагалактичних ГЛС спостерігають декілька зображень одного й того ж квазара. Завдяки наявності цих декількох зображень можна відділити ефекти мікролінзування в ГЛС від власних змін яскравості квазара і використати цю інформацію для вивчення центральної малої області квазара (що містить, зокрема, акреційний диск). Ця область наразі недосяжна для прямих спостережень [293] і одним з непрямих шляхів її дослідження є використання ефектів гравітаційного мікролінзування.

На сьогодні відомо не менше півсотні позагалактичних ГЛС. Опишемо деякі з них.

Q0957+561 «Перша лінза». Це, дійсно, перша з відкритих ГЛС. Система являє собою подвійне зображення квазара з червоним зміщенням $z_s = 1.41$ на фоні лінзової галактики з червоним зміщенням $z_g = 0.36$ [210]. Квазар цей радіогучний. Час затримки між зображеннями – близько 415 діб. На початку сторіччя за ініціативи Шилда проведено спостереження за участю багатьох обсерваторій, які дали можливість визначити час затримки з високою точністю [93] (проект «Round the Clock»).

Щоб виділити ефекти гравітаційного мікролінзування в цій ГЛС, потрібний статистичний аналіз даних з тривалими рядами спостережень. Такі ряди спостережень було отримано для «Першої лінзи» Q0957+561 Шилдом та ін. [93], [91], що дозволило підтвердити присутність ефекту мікролінзування в цій системі. Високоточне визначення часу затримки дало можливість Колі та Шилду зафіксувати дуже короткочасну подію мікролінзування (~ 0.5 діб з відносною амплітудою 1% у смузі R) [92]. Останнім часом [333], [331] дискутуються питання про маломасштабні варіації яскравості зображень (на рівні 5% від інтенсивності); схожі варіації спостерігалися в ГЛС RXJ0911+05 та SBS 1520+530 [70]. На підставі аналізу часових затримок між окремими частинами макролінзових зображень у роботі [419] отримано верхню межу 100 пк для розміру центральної частини квазара в ГЛС Q0957+561. Але ці приклади не вичерпують усіх можливостей існування багатокомпонентного населення мікролінз, де можуть бути присутніми і тіла планетарної маси. Зауважимо, що в моделях темної матерії розглядають некомпактні об’єкти з меншими за планетарні масами [152]. У роботі [332] привернуто увагу до можливих пояснень синхронних варіацій яскравості в цій системі як результату мікролінзування космічною струною.

PG1115+080 «Друга лінза» відкрита в 1980 р. Вейменом зі співробітниками [312]. Це чотири зображення радіотихого квазара A1, A2, B і C, з яких два (A) – найбільш яскраві і близько розташовані – мають червоне зміщення $z_s = 1.722$. Як лінза виступає група галактик з червоним зміщенням $z_g = 0.31$ (точніше, дві галактики з червоним зсувом 0.3098, дві – з 0.3123 і одна – з 0.3095). Було проведено оцінки [41] радіуса Ейнштейна для цієї системи, а також оцінки верхньої межі розміру джерела в оптичному діапазоні – 1000 а. о., на основі припущення, що асинхронність коливань між зображеннями A та C, A та B викликана мік-

ролінзуванням (тривалість від діб до тижнів, підсилення – до 0.6^m). В роботі [329] також вказано на флуктуації яскравості зображень в цій ГЛС, що можна інтерпретувати як мікролінзування.

Q2237+0305 «Хрест Ейнштейна». Систему виявив у 1985 р. Хукра [312]. Це чотири зображення радіотихого квазара, разом вони за конфігурацією нагадують хрест загальною довжиною близько кутової секунди. Червоне зміщення джерела $z_s = 1.695$, лінзуючої галактики $z_g = 0.0394$ (їхнє червоне зміщення одного відносно іншого – 1.575). Відносна близькість галактики-лінзи до нашої Галактики і висока оптична щільність зір у ній робить мікролінзування цього об'єкта помітним явищем [410]. Ця ГЛС дуже зручна для спостережень, бо часи затримки між зображеннями в ній становлять години, тобто, це значно менше, ніж характерні періоди мікролінзових процесів. Тому питанню мікролінзування «Хреста Ейнштейна» присвячена досить значна кількість робіт – [405], [409], [411], [418], [547], [344], [506], [412]. Теоретичний аналіз процесів лінзування в цій системі провадився в роботах [410], [408], [407], [420], [246].

Вперше явище мікролінзування було зафіксоване у «Хресті Ейнштейна» в 1989 р. [408]. Серії спостережень проводилися багатьма групами (зокрема, OGLE [403], GLITP [18]). Серед українських дослідників цю ГЛС неодноразово спостерігали харківські вчені з групи В.М. Дудінова ([450], [378], [379], [468]). Оцінки параметрів джерела в цій ГЛС розглядалися в [421], [405], [409], [411], [418], [547], [344], [506].

1RXS J113155.4-123155 – найближчий гравітаційно-лінзований квазар з оптичним кільцем Ейнштейна. Ця ГЛС була цілком випадково відкрита в 2002 р. під час поляриметричних спостережень вибірки радіоквазарів науковцями з Льєжського університету (Льєж, Бельгія) на 3.6-м телескопі Європейської південної обсерваторії (Ла Сілла, Чилі) за допомогою спектрографа та камери для слабких об’єктів EFOSC2. Спектроскопічні дослідження підтвердили гравітаційно-лінзову природу цього об’єкту [353], [352], який має досить рідкісну квадрупольну структуру з ознаками слабкого оптичного кільця Ейнштейна. Яскравості чотирьох точкових компонент зображення квазара у V-смузі знаходяться в межах від 17.5 до 20.1 зоряної величини, а типова віддаль між ними складає ~ 1.2″. У центральній частині зображення вдалося розрізнити галактику-лінзу, яка в межах кола радіусом 4″ має інтегральну зоряну

величину $V = 18.4$. З аналізу спектрограм знайдено, що червоне зміщення квазара складає $z = 0.658 \pm 0.001$, тобто це – найближчий відомий квазар, що зазнає впливу ефекту гравітаційної лінзи. Сама галактика-лінза має червоне зміщення $z = 0.295 \pm 0.002$. Використання методів відновлення та реконструкції зображень значно додало впевненості в тому, що кільце Ейнштейна, яке ледве помітне на прямих зображеннях, дійсно присутнє в цій гравітаційній лінзі.

H1413+117 «Лист конюшини». Чотири зображення квазара «Лист конюшини» були виявлені в 1988 р. Магейном (див. [312]). Червоне зміщення квазара $z_s = 2.55$. Як лінза виступає група галактик з червоними зміщеннями 0.61, 1.35, 1.438, 1.66, 1.87, 2.07 і 2.09 (середнє значення $z_g = 1.55$ [76], [198]). Крім того, є ще одна група галактик, що породжує фоновий зсув, із середнім червоним зміщенням порядку 0.9 [199]. Маса центрального об'єкта складає $7.5 \cdot 10^8 M_\odot$ [198]. У цій системі процеси мікролінзування відбуваються відносно повільно, тому їх важко виявити з аналізу фотометричних рядів спостережень. Але при спостереженнях спектрів свідченням цього процесу є різні відношення потоків в області ШЕЛ та континуумі. Цей ефект можна спостерігати в спектрах H1413+117, описаних у роботах [445], [46].

Події з великим підсиленням як засіб дослідження центральної частини квазара. Ефекти гравітаційного мікролінзування найбільш помітні, коли джерело випромінювання проходить через каустику мікролінзи – його яскравість може збільшуватися вдвічі й більше. Це явище називають подією мікролінзування з великим підсиленням (ПВП). Такі події є особливо цінними. Вони дають можливість визначити деякі параметри ГЛС, виходячи з даних, накопичених за відносно невеликий проміжок часу, тоді як менш інтенсивні події мікролінзування, хоча й більш доступні, стають інформативними тільки після накопичення статистичного матеріалу протягом десятиріч. Тому великої уваги заслуговують ПВП, зокрема, виявлені в ГЛС Q2237+0305 спостережними групами OGLE та GLITP [403], [18]. Оцінки розмірів джерела та його структури на основі цих даних розглядалися в [421], [419], [405], [409], [418], [547], [344]. Інтерпретація та опрацювання даних ПВП досить детально обговорювалася також в [406], [547], [344], [128].

5.5.3. Мікролінзування віддалених джерел зорями галактики та фундаментальна межа точності позиційних спостережень

Підвищення точності визначення координат в астрометрії вимагає необхідность врахування все більш тонких ефектів ЗТВ при побудові систем відліку. У перспективі виникає питання про рух зображень віддалених джерел випромінювання під дією гравітаційного поля, створюваного рухомими зорями нашої Галактики [488]. Далі, для стислості, ми називаємо цей ефект гравітаційним рухом зображень (ГРЗ) – на відміну від власних рухів джерел. Статичне відхилення положень віддалених джерел полем Галактики в моделях з неперервним розподілом маси [507], [508] порівняно велике (10^{-5}–10^{-6} рад). Однак спостережуваною є лише зміна такого положення в часі. Динамічний ефект ГРЗ, обумовлений полями зір Галактики, має порядок величини, вимірюваний кутовими мікросекундами на рік [488], [434], [428], [476], [524], [532], [328]. Однак, є надія, що вимірювання подібних величин будуть незабаром доступними. Підстави для цього дають місії радіоінтерферометра з космічною базою.

Як відзначено в [434], [428], [476], [532], [328], інтерес до цієї проблеми обумовлений зокрема тим, що при позиціюванні квазарів практично неможливо відокремити гравітаційні зсуви положень та гравітаційні внески при визначенні власних рухів. Так, наприклад, у роботі Сажина [532] стверджується існування «фундаментальної межі точності астрометричних вимірювань». Оскільки положення всіх зір у Галактиці невідомі, на перший план виходить статистичний аспект цієї задачі.

При розгляді відхилення світла полем зір Галактики необхідно виділити два складника. По-перше, це випадкові блукання. Причому характерна величина відхилень від середнього визначається розподілом мас у безпосередній близькості від променя зору. При усередненні за великою кількістю джерел цей ефект зникає. По-друге, це систематичний колективний ефект, що обумовлюється, в тому числі, й далекими від променя зору масами. Гравітаційний рух зображень позагалактичних джерел випромінювання суттєво відрізняється у випадку моделей з неперервним і дискретним розподілами маси; в останньому випадку ГРЗ має характер випадкових блукань [434], [428]. Звертаємо увагу, що відмінність зберігається також і після усереднення стохастичного ГРЗ при однаковій середній густині неперервного й дискретного розподілів. Наприклад, у випадку спостерігача в центрі Галактики поле гладкого аксіально-симетричного розподілу маси стаціонарне і не приводить до яко-

гось руху зображень віддалених джерел. У випадку ж точкових мас такий рух має місце і приводить до фіктивного обертання позагалактичної системи відліку в напрямі обертання Галактики. Ефект досить малий, але принципово спостережуваний, оскільки різко зменшується зі збільшенням галактичної широти джерела [476] у зв'язку зі зменшенням кількості зір-мікролінз на промені зору. Зауважимо, що стохастичні рухи зображень квазарів, які важко відрізнити від космологічного власного руху, більш значні, чим розглянуте середнє ГРЗ.

Чи призведуть ці ефекти до принципових обмежень точності астрометричних спостережень (див., наприклад, [532])? Очевидно, ні, якщо належним чином модифікувати визначення позагалактичної системи відліку: при досягненні достатньої точності позиційних вимірювань необхідно буде врахувати гравітаційні ефекти за допомогою періодичного уточнення каталогів позагалактичних джерел.

5.5.4. Слабке гравітаційне лінзування

Як вже зазначено вище, окремим типом гравітаційного відхилення світла є так зване слабке лінзування, яке зараз вважається одним з найбільш перспективних напрямків космологічних досліджень. Особливість цього явища полягає в тому, що воно не призводить до утворення кратних зображень, як це має місце при сильному лінзуванні та мікролінзуванні, а проявляє себе лише як незначна деформація зображень далеких (фонових) галактик. Типова величина індукованої еліптичності зображення становить не більше за ~1%. Оскільки ми не знаємо достеменно, яку форму має вигляд галактики за відсутності лінзування, неможливо виміряти величину цієї додаткової еліптичності у кожному окремому випадку, проте її можна визначити статистично, використовуючи узгодженість деформацій зображень декількох десятків чи навіть сотень галактик у межах певної ділянки на небі. Вперше слабке лінзування виявили, спостерігаючи лінзування далеких джерел скупченнями галактик, а пізніше – у 2000 році – кілька дослідницьких груп сповістили про впевнені спостереження космічного зсуву (cosmic shear), тобто ефекту слабкого лінзування фонових галактик космічними структурами. Оскільки вважається, що гравітаційне поле є універсальною взаємодією, слабке лінзування безпосередньо пов'язане з просторовими флуктуаціями гравітаційного потенціалу вздовж променя зору, а, значить, із роз-

поділом всіх без виключення форм матерії, і тому є унікальним знаряддям зондування темної матерії та темної енергії у Всесвіті (див. Розділ 6).

Обсяг літератури, присвяченої слабкому лінзуванню, величезний. Серед недавніх оглядів, присвячених цьому явищу та його застосуванням, можна вказати, наприклад, [175], [168], [254], [311]. Детальний виклад теорії і супутніх питань космології та формування великомасштабної структури міститься у [44].

Визначення космічного зсуву зводиться до незміщеного вимірювання обрисів фонових галактик. Хоча ідея визначення космічного зсуву виглядає дуже простою, на практиці оцінка параметрів обрисів фонових галактик не є тривіальною задачею, оскільки спостережні зображення в тій чи іншій мірі завжди є спотвореними через вплив багатьох чинників. Нижче перелічені головні джерела систематичних похибок, які впливають на опрацювання та інтерпретацію спостережень (більш детальне обговорення міститься, наприклад, у [168]).

(1) Необхідно мати надійний алгоритм, щоб відрізнити фонові галактики від слабких зірок, які візуально виглядають практично однаково.

(2) Галактики не виглядають як ідеальні світні кола і мають свою власну структуру та форму, якій часто притаманна власна велика еліптичність.

(3) Необхідно виключити з вибірки ті галактики, які мають корельовані орієнтації осей через припливну взаємодію.

(4) Якість зображення точкового джерела, створеного системою атмосфера + телескоп, характеризується так званою функцією розсіювання точки. Турбулентність атмосфери та оптичні недоліки телескопа призводять до розмивання та деформації зображень галактик, що може як маскувати ефекти лінзування, так і вносити систематичний інструментальний зсув через анізотропію функції розсіювання точки.

(5) Сам алгоритм вимірювання еліптичностей галактик може мати систематичні вади.

(6) Сучасні астрономічні приймачі записують зображення у дискретному вигляді, як набір елементів-пікселів, що може маскувати ефекти слабкого лінзування.

(7) Шуми приймачів створюють додаткову невизначеність у спостережних даних.

(8) Для вивчення залежності космічного зсуву від червоного зміщення (так звана космічна томографія, що дає тривимірну картографію розподілу матерії) необхідно підвищити точність визначення фотомет-

ричних червоних зміщень фонових галактик, яка на даний момент є низькою.

Кожний з цих чинників потребує ретельного аналізу з подальшим корегуванням відповідної систематики. Особливо це стосується функції розсіювання точки, оскільки її параметри можуть змінюватися як вздовж поля зору, так і від експозиції до екпозиції. Для слабкого лінзування звичним знаряддям перевірки спроможності того чи іншого алгоритму коректно вимірювати еліптичності та виключати систематичні похибки стало тестування з використанням модельних даних. Відповідному міжнародному проекту присвячений сайт в Інтернеті [372]. Важливо також зауважити, що в лінійному наближенні поле розподілу космічного зсуву є безвихровим, і ця властивість слугує ще одним з вирішальних тестів надійності опрацювання спостережних даних.

Статистика космічного зсуву тісно пов'язана зі статистикою флуктуацій розподілу густини маси, а, відтак, дослідження слабкого лінзування можуть слугувати як для встановлення обмежень на значення космологічних параметрів, так і для безпосереднього вивчення розподілу темної матерії та темної енергії.

На даний час червоні зміщення фонових галактик відомі з низькою точністю, оскільки через слабкість цих об'єктів безпосередні спектроскопічні виміри неможливі, і тому ці величини визначаються фотометрично за спостереженнями через спеціальну систему фільтрів. У той же час, існуючі огляди космічного зсуву покривають лише порівняно невеликі ділянки неба. Отже, томографія Всесвіту зробила лише свої перші кроки, і, якщо не залучати дані інших спостережень, слабке лінзування дає обмеження головним чином на комбінацію параметру густини матерії Ω_m та амплітуди середньоквадратичних флуктуацій маси всередині сфери радіуса $8h^{-1}$ Мпк (σ_8) – величини, яка нормує спектр потужності розподілу густини маси.

Наприклад, в роботі [240] був виконаний тривимірний аналіз огляду Hubble Space Telescope Cosmic Evolution Survey (HST COSMOS), що покриває ~2 кв. град. неба, а об'єм вибірки містить близько півмільйона фонових галактик. Знання наближених фотометричних червоних зміщень дозволило розподілити ці галактики за кількаками групами. Для кожної з цих груп було знайдене поле зсуву і побудовано двоточкові кореляційні функції. У підсумку було отримано оцінку комбінації космологічних параметрів $\sigma_8\left(\Omega_m/0.3\right)^{0.44} = 0.866^{+0.085}_{-0.068}$ та схематично простежений розвиток великомасштабної структури з часом.

Нещодавно аналогічна робота з використанням того самого огляду була виконана іншим колективом авторів [341] із результатом $\sigma_8 \left(\Omega_m / 0.3\right)^{0.51} = 0.75 \pm 0.08$. Поєднання з п'ятирічними результатами спостережень космічного мікрохвильового випромінювання за відомим проектом WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) дозволило зняти невизначеність і розділити значення параметрів: $\Omega_m = 0.266^{+0.025}_{-0.023}$, $\sigma_8 = 0.802^{+0.028}_{-0.029}$.

На поточний момент найбільшим оглядом космічного зсуву є CFHTLS (Canada-France-Hawaii-Telescope Legacy Survey), який покриває 140 кв. град. неба. В [133] була знайдена двокомпонентна кореляційна функція зсуву за спостереженнями фонових галактик з граничною зоряною величиною $i' = 24.5$ в межах ділянки огляду в 57 кв. град. Комбінуючи свої результати з даними трьохрічних спостережень WMAP, автори цієї роботи спромоглися отримати розділені оцінки: $\Omega_m = 0.248 \pm 0.019$, $\sigma_8 = 0.771 \pm 0.029$. У майбутньому, при наявності високоточної інформації про червоні зміщення та появи нових, більш широких оглядів, можна чекати на справжній прорив у вивченні великомасштабної структури за допомогою слабкого лінзування.

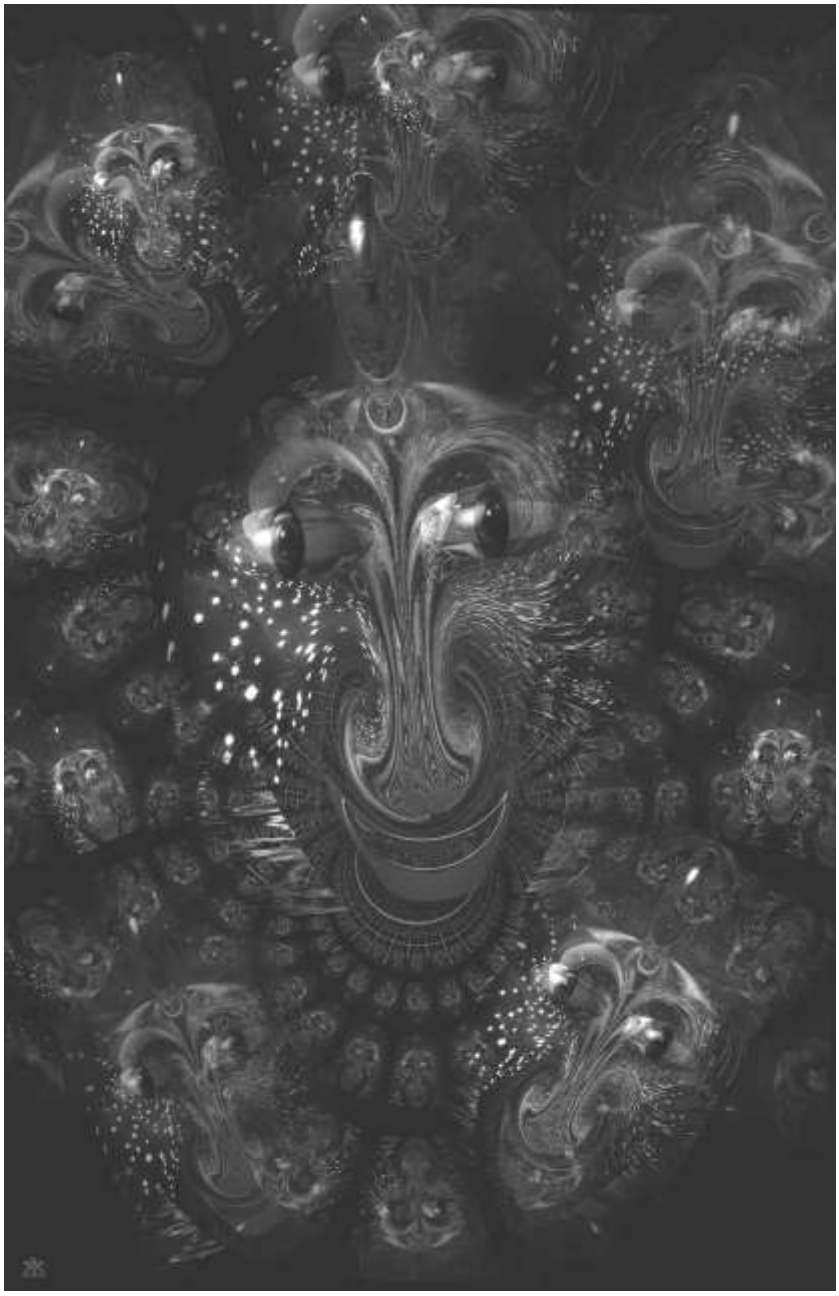
Лінзування галактик галактиками. Всі фонові галактики потерпають від слабкого лінзування галактиками, що знаходяться на передньому плані. Цей ефект призводить до незначної додаткової еліптичності у кілька відсотків із тенденцією розтягнення фонових галактик по дотичній до зображення галактики переднього плану і спостерігається лише статистично як середнє, взяте за ансамблем багатьох пар галактик фону та переднього плану. В цьому напрямі досліджень вже зроблені певні кроки з метою побудови реалістичних моделей розподілу матерії у масивних темних гало галактик.

Картографія скупчень. Слабке лінзування, поряд із сильним, дозволяє реконструювати розподіл матерії, світної та темної, всередині скупчень галактик. Починаючи з 1990-х років було картографовано близько сотні скупчень. Найбільш вражаючий приклад – система 1E 0657-558 (скупчення Куля, Bullet cluster), яка є результатом зіткнення двох скупчень. В роботі [89] показано, що розподіл гравітаційного потенціалу в цій системі не відслідковує розподіл головного баріонного компонента маси, а радше свідчить про наявність домінуючої темної матерії.

Слабке лінзування та космічне мікрохвильове фонове випромінювання (КМФ). Це випромінювання є унікальним об'єктом вивчення, оскільки несе інформацію про дуже ранній Всесвіт ($z = 1100$). Теоретичний розгляд показує, що великомасштабні лінзи згладжують піки спектру потужності КМФ, а дрібномасштабні викликають появу додаткової потужності в області затухання, викликаного дифузією фотонів (photon diffusion damping). Загалом, лінзування має має істотний вплив (~10%) на спектр потужності КМФ лише при великих кутових хвильових числах $l > 1000$ (відповідний кутовий масштаб $\sim 0.1^{\circ}$), що, в принципі, можливо детектувати місією «Planck» [160].

Перспективи. З викладеного випливає, що слабке лінзування, завдяки універсальності гравітаційної взаємодії, чутливе до розподілу всіх видів матерії, включаючи темну, на різних масштабах. Так, лінзування галактик галактиками дає змогу вивчати будову темних галактичних гало. Лінзування скупченнями надає виключну можливість картографувати розподіл гравітаційного потенціалу, а, значить, і розподіл маси в цих структурах. Можливо також детектувати темні скупчення, що проявляють себе лише слабким лінзуванням галактик переднього плану. Нарешті, статистика космічного зсуву дозволяє вивчати будову Всесвіту та відслідковувати розвиток його структур у часі.

Таким чином, гравітаційне лінзування загалом відіграє ключову роль у зондуванні космічних структур різних масштабів, позаяк воно реагує на всі типи матерії. Стосовно слабкого лінзування першочерговими задачами є створення більш широких та глибоких оглядів неба і покращення точності та надійності вимірювань. У найближчі 10-15 років планується, використовуючи спеціально сконструйовані та побудовані з цією метою унікальні наземні та космічні інструменти, створити огляди, які покриватимуть до 20000 кв. град. (тобто ~50% всього неба) з ефективною кількістю фонових об'єктів біля 100 на 1 кв. хв. (для більш детальної інформації див. [168] або сайти відповідних проектів). Якщо ці плани будуть реалізовані, можна буде не тільки значно покращити існуючі результати, але й розширити саме коло розв'язуваних завдань, включно зі з'ясування природи темної енергії, тестування альтернативних теорій гравітації тощо.



6 ТЕМНА МАТЕРІЯ І ТЕМНА ЕНЕРГІЯ

Ти недооцінюєш могутність
темної сторони сили.

Дарт Вейдер

...космологічна стала, яку позначають
грецькою літерою λ,
підіймає свою гидку голову знов і знов.

Георгій Гамов

6.1. Основні космологічні параметри

Космологія – це одна з областей, де без загальної теорії відносності обійтись просто неможливо. Космологічні рівняння Фрідмана є безпосереднім наслідком рівнянь Ейнштейна. Лише на основі врахування кривини чотиривимірного простору-часу на космологічних масштабах можна пояснити зв'язок таких величин, як червоне зміщення та потік випромінювання, що реєструють у спостереженнях далеких об'єктів, а також кутові розподіли флуктуацій температури реліктового випромінювання, що відрізняють потоки випромінювання від ізотропного фону 2.7 К. Саме на цій основі наприкінці минулого століття були отримані спостережні дані, що докорінно змінили уявлення про склад Всесвіту і характер його розширення [292], [361], [357]. Першим важливим кроком у цьому напрямі стала спостережна оцінка космологічної сталої за спостереженнями наднових типу Ia та пов'язаний з цим висновок про її домінуючу роль на сучасному етапі космологічного розширення. Було виявлено, що у сучасну епоху розширення Всесвіту прискорюється, а не сповільнюється, як це очікувалось раніше. Найпростіша модель – Всесвіт, у якому домінує звичайна та так звана «темна» мате-

рія[1], – виявилася невірною. Ці висновки були підтверджені та уточнені спостереженнями дрібномасштабної анізотропії реліктового випромінювання з кутовим спектром, що дає змогу не тільки підтвердити, що наш Всесвіт просторово-плоский і в середньому однорідний та ізотропний, але й з'ясувати склад матерії, що дає внесок у середню густину маси Всесвіту.

У стандартній моделі, яка на цей час є базовою в космології, домінують звичайна (баріонна) матерія, небаріонна темна матерія (ТМ) і космологічна стала Λ, або так звана «темна енергія» (ТЕ), яка може бути деяким узагальненням космологічної сталої. Мікроскопічний склад темної матерії невідомий, але найбільш поширеним є припущення, що вона має нульовий тиск. Це припущення є основою космологічної моделі з холодною темною матерією (ΛCDM-модель). Останніми роками розглядають також варіанти моделей з «теплою» ТМ, частинки якої, окрім колективних швидкостей, мають тепловий компонент. Геометричні властивості Всесвіту характеризуються сталою Габбла H_0 та Ω-параметрами, які дають відношення густини певного типу матерії до критичної. Далі $\Omega_m = \Omega_c + \Omega_b$, Ω_c характеризує холодну темну матерію (небаріонну), Ω_b – баріонну матерію, Ω_Λ – внесок космологічної сталої (що інколи називають внеском енергії вакууму). Сума цих параметрів усіх видів матерії Ω_k визначає знак просторової кривини Всесвіту. У так званих інфляційних моделях Всесвіту, що на цей час узгоджуються з усіма спостереженнями, загальна космологічна густина має збігатися з критичною, відповідно, Ω_k має дорівнювати одиниці.

Щодо звичайної, баріонної, матерії, то з оцінок нуклеосинтезу та даних про поширеність елементів у Всесвіті було давно відомо, що її внесок у космологічну густину не перевищує 5%. Найбільш точні на цей час визначення $H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda, \Omega_M$ враховують спостереження наднових зір 1а, вимірювання анізотропії реліктового випромінювання, а також дані щодо баріонних акустичних осциляцій у великомасштабному розподілі галактик. Наведемо результати такого визначення в рамках ΛCDM-моделі згідно з останніми роботами, що базуються на результатах спостережень місії «WMAP» протягом 7 років [202] і 9 років [165].

---

[1] Не слід плутати ТМ з термінами «прихована маса» чи «невидима матерія», що до відкриття небаріонної компоненти вживалися для позначення усіх невидимих компонентів матерії.

Зауважимо, що результати [202], [165], на наш погляд, найбільш повно враховують існуючі космологічні спостереження в рамках певної методики опрацювання експериментальних даних. Якщо, наприклад, враховувати тільки результати спостережень анізотропії реліктового випромінювання, результати опрацювання, очевидно, будуть дещо відрізнятися [165], але ці результати узгоджуються з параметрами з Табл. 6.1 в рамках заявленої точності.

Табл. 6.1 Значення космологічних параметрів за даними WMAP

H_0, km·s^{-1}·Mpc^{-1}	Ω_b	Ω_c	Ω_Λ	t_0, 10^9 років
70.2±1.4	0.0458±0.0016	0.229±0.015	0.725±0.016	13.76 ±0.11
69.33±0.88	0.0472 ± 0.0010	$0.2408^{+0.0093}_{-0.0092}$	0.712 ±0.010	13.750 ±0.085

Верхній рядок – результати опрацювання 7-річних спостережень WMAP [202], нижній – 9-річних [165] з урахуванням даних по баріонним акустичним осциляціям та за незалежними вимірюванням сталої Габбла. Похибки подано з довірчою ймовірністю 68%; тут t_0 – вік Всесвіту; решта параметрів визначено в тексті.

У квітні 2013 р. були оприлюднені перші результати обробки даних космічної місії «Plank» [15]. Вони здебільшого збігаються з результатами попередніх досліджень, зокрема з даними WMAP. Найбільша різниця пов'язана з вимірюванням величини сталої Габбла, яка дорівнює за даними обсерваторії «Plank» $H_0 = 67.4 \pm 1.4$ км/с/Мпк. З урахуванням даних слабкого гравітаційного лінзування отримана оцінка $H_0 = 67.9 \pm 1.5$ км/с/Мпк. Це дещо менше, ніж незалежні вимірювання сталої Габбла декількома спостережними групами (див. посилання в [165]). Оцінки густини матерії та баріонної матерії використовують цю величину. За даними космічної місії «Plank» $\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00033$, $\Omega_c h^2 = 0.1196 \pm 0.0031$, тому оцінка $\Omega_m = 0.314 \pm 0.020$ виявилась більшою, ніж попередня оцінка WMAP. Але, з урахуванням точності, різниця не є суттєвою.

Накопичення спостережних даних приведе до подальшого підвищення точності визначення наведених та інших космологічних параметрів, що, в свою чергу, стимулюватиме пошук відповідей на запитання: яка природа TE і TM? Яка фізика інфляційного періоду розширення

Всесвіту? Чи існують релятивістські складові ТМ на момент рекомбінації, окрім фотонів та нейтрино, яка маса різних типів нейтрино тощо.

У зв'язку з роллю ТМ і ТЕ в сучасних астрономічних дослідженнях, розглянемо більш докладно загальні уявлення про ці важливі елементи будови Всесвіту.

6.1.1. Темна матерія – прямі й непрямі свідчення

Гіпотеза про існування невидимої матерії (прихованої маси) з'явилася ще на початку тридцятих років XX сторіччя. В 1932 році голландський астроном Ян Генрік Оорт досліджував рухи зір у напрямі, перпендикулярному до диску Галактики. Він застосував статистичний підхід, в якому окремі зорі вважаються частинками загальногалактичної «зоряної атмосфери», що характеризується густиною зір та дисперсією їх швидкостей [276]. Оорт виявив, що потенціальна яма у гравітаційному полі диску Галактики, створена полем відомих зір, є недостатньо глибокою, щоб убезпечити Галактику від швидкого втрачання зір. Тому він припустив, що в площині галактичного диску має бути ще додаткова маса, пов'язана з невидимою матерією. Оорт вважав, що це переважно міжзоряний газ. За його оцінками маса Галактики повинна становити приблизно $10^{11}\ M_{\odot}$. Оорт, за сучасною думкою, помилявся, оскільки ТМ не концентрується в галактичному диску, а утворює гало навколо галактики, яке майже не впливає на можливість вильоту зір з галактичного диску [170].

Перше суттєве свідчення існування прихованої маси було отримане Ф. Цвіккі у 1933 році в роботі [435]. Він вперше застосував теорему віріалу для оцінки маси скупчення у сузір'ї Волосся Вероніки, яке налічує біля тисячі галактик. Зі спостережних даних – радіальних швидкостей цих галактик та розмірів скупчення – Цвіккі знайшов середню відстань між галактиками скупчення r та середню швидкість їх відносного руху v. Цвіккі виявив, що для скупчення у Волоссях Вероніки ця маса приблизно у 160 разів більша за масу, оцінену за світністю скупчення, і припустив, що більша частина маси міститься у вигляді невидимої, темної матерії. Зараз після уточнення значення сталої Габбла оцінки змінилися, але не змінився якісний висновок. Зрозуміло, що Цвіккі не мав підстав для визначення небаріонного характеру ТМ, оскільки методи дослідження гарячого газу за його рентгенівським випромінюванням або пилу за його інфрачервоним випромінюванням були розроблені

значно пізніше. Про небаріонний характер ТМ у 1933 році, наступному після року відкриття нейтрона, навіть не могло бути й думки.

Принагідно відзначимо, що після появи гіпотези про існування темної енергії постала необхідність скорегувати формулу для теореми віріалу, яка набула вигляду

$$E = -\frac{U}{2} - \frac{4\pi G \rho_{DE}}{3} \sum m_i r_i^2 \ , \qquad (6.1)$$

де ρ_{DE} позначена густина темної енергії, а окремі галактики мають маси m_i та баріоцентричні відстані від центра скупчення r_i [83]. Для Місцевої групи галактик другий доданок є важливим, оскільки корекція маси за цей ефект становить 30% – 50%. Але динамічна маса Місцевої групи $(3.2 \div 3.7) \times 10^{12}\ M_\odot$ залишається суттєво більшою, ніж сумарна маса двох її найбільших галактик – нашої Галактики (Чумацького Шляху) та Туманності Андромеди (M31), яка дорівнює $2 \times 10^{11}\ M_\odot$. Ця велика різниця забезпечується переважно темною матерією [487]. Така ситуація, коли віріальна маса скупчення або групи значно більша за масу світної матерії, є типовою у астрономії.

Інше свідоцтво існування ТМ дає аналіз кривих обертання спіральних галактик, тобто залежності швидкості обертання v, знайденої за допомогою ефекту Допплера, від відстані r до центра галактики. У випадку центральносиметричного розподілу маси у галактиці, швидкість обертання за коловою орбітою радіуса r знаходиться з закону Кеплера або з умови рівності відцентрових та гравітаційних сил.

В теперішній час криві обертання побудовано як для нашої Галактики, так й для тисяч інших галактик. Вони мають спільні якісні риси. При малих r швидкість обертання зростає, але після досягнення відстані близько 5 кпк або меншої, в залежності від параметрів галактики, стає приблизно сталою. Область майже постійної швидкості обертання сягає відстаней більших, ніж видимі в оптичному діапазоні розміри галактики. Цю частину кривої обертання обумовлюють результати вимірювання швидкостей обертання окремих водневих хмар за межами галактичного диску, тобто тоді, коли зв'язок між швидкістю та відстанню до центру має давати досить точні оцінки. Але спадання швидкостей обертання за законом $v(r) \sim r^{-1/2}$ не спостерігають, що свідчить про те, що маса $M(r)$ зростає за межами видимого галактичного диска. Зрозуміло, що таке зростання може забезпечити тільки темна матерія, яка оточує

видиму частину галактики. Ця область ТМ отримало назву гало темної матерії або темного гало.

Сонце знаходиться досить далеко від центра Галактики, на відстані 8 кпк або 26 тисяч світлових років, обертаючись навколо центра з періодом 230 мільйонів років. Маса Галактики всередині сфери такого радіуса становить ~ $10^{11}\ M_{\odot}$, але основна частина гало знаходиться значно далі від центра. Тому повна маса нашої Галактики приблизно в десять разів більша й сягає $10^{12}\ M_{\odot}$.

Вважають, що розподіл ТМ в окремій ізольованій галактиці сферично-симетричний. Пари та триплети галактик можуть, в залежності від відстані між ними, мати або спільне гало, або окремі гало у кожної з галактик (див. зокрема [188], [243] , [503]. Скупчення може мати одне спільне гало, густина якого описується напівемпіричною формулою

$$\rho_{DM}(r) = \frac{\rho_0}{\left(r/r_s\right)^{\alpha}\left(1+r/r_s\right)^{3-\alpha}}\,. \qquad (6.2)$$

Розміри скупчення та характерна густина позначено літерами r_s та ρ_0, параметр α лежить у межах від 0 до 1.5. Частіше всього використовуються варіанти з α=1, так званий профіль Наварро-Френка-Уайта [257] та з α = 1.5 [248], у обох випадках густина має особливість в центрі. Інколи, щоб уникнути нескінченої густини у формулі (6.2), просто використовують її при α = 0. Відсутність такої особливості у спостереженнях, всупереч передбаченням моделі ΛCDM, є предметом особливої турботи теоретиків.

Зараз відомо, що маса ТМ складає більшу частину повної маси типового скупчення галактик, а на гарячий газ припадає менше п’ятої частини [455]. Але саме він випромінює у рентгенівському діапазоні, за температурою та потоком якого можна оцінити масу газу; внесок маси зір (здебільшого найяскравішої центральної галактики) становить величину порядку 2% (див. зокрема [334], [36]).

Окремий об’єкт, що випромінює світло, можна характеризувати відношенням його маси до його світності. Обидві величини беруться у сонячних одиницях, тобто відносять частку маси та світності об’єкта до аналогічної величини для Сонця. Для різних зір таке відношення варіюється від 1 до 10 у сонячних одиницях, в околі Сонця від 2.5 до 7, для диску Галактики від 1 до 1.7 [129]. Для скупчення у Волоссях Вероніки у межах радіуса 200 кпк відношення становить приблизно 400 у сонячних одиницях [227]. Так, для карликової галактики у сузір'ї Дракона від-

ношення 330±125, у Андромеді IX – 93^{+120}_{-50}. Динамічно-активне скупчення AC 114 за даними сильного гравітаційного лінзування має відношення 700±100 [343]. Надслабка карликова галактика Segue 1 має баріонну масу лише у 1000 мас Сонця, яка зосереджена у зоряному диску. Маса гало з ТМ для цієї галактики мінімум в 200 разів більша за баріонну, причому у деяких моделях [416] відношення маси ТМ до баріонної сягає 2000.

Отже, на масштабах галактик та їх скупчень можна впевнено казати про присутність ТМ. Вона проявляє себе лише через гравітаційне притягання, тобто через гравітаційний рух тіл чи газу зі звичайною баріонною матерією, що дає змогу визначати місця локалізації ТМ.

Важливим засобом вивчення великомасштабних характеристик місцевого Всесвіту є дослідження колективних рухів галактик на тлі габблівського розбігання, спричинених дією припливних сил. Воно дозволяє виявити області з сильно підвищеною густиною (Великий Атрактор, надскупчення Персей-Риби, концентрація Шеплі тощо) та інші елементи великомасштабної структури у розподілі матерії, а також відкриває новий шлях до отримання оцінок деяких космологічних параметрів. Один з підходів полягає у мультипольному моделюванні поля колективної швидкості галактик у об'ємі з радіусом порядку 100 Мпк, який є доступним для вимірювань характеристик галактик. Дипольне та квадрупольне наближення вивчалися у великій кількості робіт (див. посилання в [519]). У роботі [519] була розроблена октупольна модель і показано, що октупольна складова є статистично значущою. Ця модель була отримана шляхом розкладу в ряд за степенями декартових координат до другого порядку включно поля тривимірної швидкості в певний момент часу з прийняттям евклідової геометрії. Але, вже в цьому наближенні більш послідовний розгляд вимагає застосування ЗТВ, як-то: врахування космологічної кривини ПЧ, уточнення типу космологічної відстані, задання поля 4-швидкості галактик на світловому конусі минулого та віднесення його до релятивістської системи відліку локального спостерігача (див. розд. 7.2). Релятивістська октупольна модель поля колективної швидкості галактик була розроблена в роботах [493], [494]. Відповідний розклад містить, окрім локальних характеристик самого поля, також параметри космологічної кривини, які завдяки цьому можуть бути визначені за спостережуваними даними [518]. При цьому, невизначеності у вимірюваннях характеристик галактик (без урахування інших даних) не дозволяють зробити впевнені статистичні оцінки космологічних

параметрів [284], але можна сподіватися, що з часом це стане ще однім незалежним методом для їх оцінювання.

Гравітаційне поле діє також на світло, викривлюючи промені (ефект гравітаційного лінзування, див. розділ 5.5.) Так можна визначати маси космічних об'єктів або розподіл маси об'єктів по ділянці небесної сфери. Опрацювання даних за лінзуванням не тільки підтверджує наявність темної матерії, але й демонструє, що розподіл густини темної та світної матерії можуть бути зовсім різними. Нові, дуже переконливі свідчення на користь існування темної матерії отримано в результаті дослідження скупчень галактик, що пройшли одне крізь інше [89]. Об'єкт 1E0657-558, що отримав назву скупчення Куля (Bullet cluster), являє собою два скупчення, які нещодавно (в астрономічній шкалі часу) перетнулися. Гарячий газ при цьому загальмувався і залишився в області перетину, де знаходиться джерело рентгенівського випромінювання специфічної форми, яка відповідає результатам чисельного моделювання. Натомість зорі галактик та темна матерія обох скупчень пройшли одне крізь друге практично без розсіювання. За допомогою слабкого гравітаційного лінзування було встановлено розподіл густини маси об'єкта. Він має два чітких максимуми, створених ТМ по обидві боки від джерел рентгенівського випромінювання [89]. За відсутності ТМ основна маса скупчення мала б знаходитися в області гарячого газу[1], тобто в області між скупченнями. Це явно суперечить даним слабкого гравітаційного лінзування. На сьогодні відкрито вже декілька подібних об'єктів, зокрема MACS J0025.4-1222 [58].

Крім цих безпосередніх астрономічних свідчень на користь існування ТМ, існують ще непрямі, пов'язані, переважно, з космологією. Саме вони дають найбточніші оцінки середнього вмісту ТМ у Всесвіті. Перш за все, це аналіз даних спостереження неоднорідностей температури реліктового випромінювання, особливо розподілу амплітуд флуктуацій за сферичними гармоніками ([202], [165]).

Наведемо ще одну оцінку за даними 7-річних спостережень WMAP: $\Omega_m h^2 = 0.1334^{+0.0056}_{-0.0055}$, $100\Omega_b h^2 = 2.258^{+0.057}_{-0.056}$ [217]. Параметр h пов'язаний зі сталою Габбла співвідношенням H=100h км/с/Мпк. Таким чином, баріони забезпечують приблизно 17% від загальної густини маси

[1] Маса газу в скупченнях значно більша за масу світної матерії, зконцентрованої в зорях.

холодної матерії, а 83% забезпечує небаріонна темна матерія. Додаткове свідчення необхідності існування ТМ дає моделювання утворення галактик та інших структур у Всесвіті. Без темної матерії не вдається узгодити дані про сучасну структуру Всесвіту з даними про анізотропію реліктового випромінювання. Є також інші аргументи на користь існування ТМ, зокрема пов'язані з баріонними акустичними коливаннями або ефектом Сюняєва-Зельдовича.

6.2. Мікроструктура темної матерії

6.2.1. Гіпотези про характер темної матерії

Перш за все, очевидно, що невидимою (прихованою) матерією можна вважати зовсім різні речі. Певна невеличка частина невидимої матерії може складатися з баріонів, які створюють об'єкти, що майже не випромінюють світло у видимому діапазоні, зокрема міжгалактичний газ або такі зорі як коричневі карлики та нейтронні зорі. Більша ж частина невидимої матерії не може складатися з баріонів. У свій час існувала гіпотеза, що ТМ складається з великої кількості маленьких чорних дір, але ця гіпотеза мала занадто багато недоліків. Обмеження на густину нейтрино, отримані за реліктовим випромінюванням, не дозволяють вважати істотним внесок цих частинок у густину небаріонної ТМ. Тому переважно розглядають варіанти ТМ, що складається з невідомих частинок, існування яких передбачається певними теоріями. В залежності від швидкості частинок, темна матерія, яку вони утворюють, належить до одної з трьох категорій. Холодна ТМ складається з нерелятивістських частинок, швидкість яких значно менша за швидкість світла. Гаряча ТМ складається з релятивістських масивних частинок, швидкість яких дорівнює швидкості світла або дуже близька до неї, тобто з безмасових або ультрарелятивістських частинок. Проміжний варіант отримав назву теплої ТМ. За даними анізотропії реліктового випромінювання переважний відсоток ТМ належить до холодної або теплої матерії. Зрозуміло, що ТМ різних типів може стосуватися різних категорій за швидкостями, утворюючи мішану темну матерію. Розглядають ТМ, що може взаємодіяти виключно гравітаційно (її називають дзеркальною матерією, або, стерильні нейтрино, за припущенням, приймають деяку участь у слабких взаємодіях), та ТМ, що може також слабко взаємодіяти зі звичайною матерією, але з дуже малою ймовірністю.

Розглянемо основні кандидати на роль небаріонної ТМ. В якості холодної ТМ переважно розглядають масивні слабковзаємодіючі частинки, так звані WIMP (weakly interactive massive particles). Часто обговорюють аксіони – частинки, існування яких передбачається у деяких варіантах квантової хромодинаміки; ферміони, що є гіпотетичними суперсиметричними партнерами легких бозонів – гравітино, фотино; декілька видів нейтраліно, що з'являються у деяких теоріях суперсиметрії, масивні (стерильні) нейтрино з іншою хіральностю, тощо. Стерильні нейтрино або гравітино можуть виступати також як тепла ТМ.

6.2.2. Пошуки темної матерії в наземних лабораторіях

Зрозуміло, що експерименти з пошуку WIMP або інших частинок темної матерії проводять у багатьох лабораторіях, переважно під землею, щоб зменшити радіаційний фон від космічних променів. Дзеркальні частинки неможливо детектувати в лабораторних умовах. Щодо інших частинок, то відповідні експерименти дуже непереконливі, мова часто йде про одиничні події, які приписують взаємодії саме з WIMPами. Слід зазначити, що хоча ТМ забезпечує левову частину маси Галактики, вона розподілена по усьому гало. В межах Сонячної системи середня густина звичайної баріонної матерії значно більше, ніж середня густина Галактики в цілому, і вона буде значно перевищувати середню густину ТМ. Взаємодія частинки ТМ з детектором може бути досить рідкісною подією. Тому найважливішим стає питання про те, як довести, що взаємодія була саме з WIMPом або іншою частинкою ТМ, а не з нейтрино, космічними променями або частинками, що утворились при радіоактивному розпаді елементів біля детектора.

Існують міркування, які можуть сприяти підтвердженню, що зареєстрований сигнал був створений саме ТМ. Частинки ТМ, наприклад WIMP, потрапивши у Сонячну систему, пролітають крізь неї. Тільки дуже невеличка їх кількість може після гравітаційного маневру у полі планет бути захоплена полем тяжіння Сонця. Тому переважний відсоток WIMPів не рухається разом з Сонячною Системою. Лабораторія разом з Землею обертається навколо Сонця. В деякий період року її швидкість спрямована у напрямі руху Сонця навколо центра Галактики. Тоді швидкість лабораторії відносно гало ТМ є найбільшою, і кількість зареєстрованих взаємодій з WIMPами має збільшуватися. Через півроку швидкість стає мінімальною, а з нею й кількість зареєстрованих подій. Така залежність від часу з річним періодом та правильним часом мак-

симуму на самому початку літа була би переконливим свідченням взаємодії детектора саме з WIMPами.

Співробітники італійської Національної лабораторії Інституту ядерної фізики в Гран Сассо стверджують, що вони отримали такий сигнал в експериментах – вже закінченому DAMA/NaI та теперішньому DAMA/LIBRA [27]. За 13 років спостережень ефект, за даними дослідників, є достовірним на рівні 8.9σ [49]. Частково ефект підтверджено в експерименті CoGeNT в Суданській підземній лабораторії у Мінесоті, США [1], причому енергія частинок була оцінена у межах 7-12 ГеВ. Однак в експериментах XENON10 та XENON100, які б мали зареєструвати взаємодію з WIMPами такої енергії, не було зафіксовано таких подій. Співробітники цієї групи критикують результати інших експериментів та стверджують, що саме вони можуть найкраще визначити поріг взаємодії частинок ТМ [326]. Упродовж довгого періоду часу не було знайдено слідів частинок ТМ також в експерименті CDMS II [74]. Але в 2013 році група, що проводить пошуки на цьому приладі, повідомила, що вони спостерігали 3 події (вплив на детектор зовнішніх факторів, наприклад зіткнення з WIMPом) при очікуваній кількості 0.41 [75]. Вони оцінили найбільш вірогідну енергію WIMPів як 8.6 GeV та переріз розсіювання як 1.9×10^{-41} см^2. Алі ці висновки зроблено на основі аналізу лише трьох подій.

Проводяться спостереження в експериментах CRESST, EURECA, EDELWEISS, PICASSO ZEPLIN, DEAP, ArDM, але про позитивні результати не сповіщалося.

Загальний висновок – досі немає надійних свідоцтв існування частинок темної матерії в лабораторних експериментах. Про пошуки частинок ТМ можна прочитати в оглядах [313], [308]. Є гіпотези, в яких замість введення частинок ТМ передбачається порушення досі відомих законів фізики. Модифікована ньютонівська механіка (modified Newtonian dynamics, MOND) вважає, що другий закон Ньютона перестає працювати при наднизьких прискореннях. Бранні теорії виходять з того, що Всесвіт має приховані виміри, а доступна нам частина є чотиривимірною браною (від слова мембрана) у багатовимірному просторі-часі. Модифіковані теорії гравітації розглядають зміну рівнянь ЗТВ для того, щоб отримати ефект ТМ «без її присутності». Є багато варіантів подібних альтернативних пояснень, але жоден з них не є достатньо розробленим для того, щоб пояснювати дані всіх спостережень, не приводячи до суперечності з даними експериментів та астрономічних спостережень.

6.3. Темна енергія

6.3.1. Темна енергія і Поліверсум

Термін темна енергія з'явився як аналог до терміну темна матерія. У найпростішому випадку ТЕ – звичайна космологічна стала у рівнянні Ейнштейна (2.18). Її можна перенести праворуч і вважати доданком до тензора енергії-імпульсу звичайної матерії, що описується тензором енергії-імпульсу темної енергії. Розглянемо цей найпростіший варіант.

Вимірювання відстаней до наднових Іа, які можна вважати „стандартною свічкою», довели ([316], [292]), що у сучасну епоху Всесвіт розширюється з прискоренням, що можливо при існуванні ненульової космологічної сталої. За оцінками вона забезпечує густину енергії, котра приблизно дорівнює $5.98 \cdot 10^{-10}$ Дж/м^3. У планківських одиницях це становить приблизно 10^{-120}. При цьому виникає проблема пояснення такої величини, що на 120 порядків менша типової планківської величини, але не дорівнює нулеві. Сучасна наука не може впоратися з цим питанням.

Отже, виникають дві проблеми: чому є ненульова космологічна стала і чому вона така мала. Одну з можливих відповідей дає нам теорія Поліверсума разом з так званим антропним принципом. Ідея Поліверсума (Multiverse, Omniverse) основана на деяких висновках теорії інфляції, яка з'явилася на початку 80-х років минулого століття. На самому початку розвитку Всесвіту, приблизно через 10^{-35} секунди після Великого Вибуху почалося дуже швидке експоненціальне розширення Всесвіту. Ця стадія отримала назву космічної інфляції або інфляційної стадії. Тривала вона орієнтовно 10^{-32} с. За цей час розміри Всесвіту збільшилися приблизно на 26 порядків. До інфляції та частина Всесвіту, яку зараз, у принципі, можна спостерігати, мала розмір менший за ядро атома. Після закінчення інфляційної стадії Всесвіт за 13.8 мільярдів років розширився приблизно у стільки ж разів, що й за період інфляції. Інфляція могла бути наслідком квантового тунельного переходу Всесвіту зі стану «фальшивого» вакууму в «правильний», затухання масивного скалярного поля, що народилося разом зі Всесвітом, компактифікації додаткових просторових вимірів простору-часу тощо. Встановити це дуже важко, якщо взагалі можливо, бо інфляція дуже гарно «затирає сліди», – картина, що спостерігається після інфляційної стадії, практично однакова, незалежно від її причини. Після закінчення інфляційної

стадії космологічна стала зменшилася на десятки порядків до того значення, яке спостерігається зараз.

За однією з гіпотез, після Великого Вибуху Всесвіт описувався іншими законами, ніж зараз. Він міг навіть мати більше просторових вимірів. Три залишилися, а інші, додаткові виміри зменшилися до планківських розмірів. Цей процес називають компактифікацією додаткових вимірів. Крім того, у фізиці добре відомі не дуже точні, приблизні, симетрії. Маса протона та нейтрона близькі одна до одної, але є різними. Існує гіпотеза, що в дуже ранньому Всесвіті ці симетрії були точними, але потім відбулося їхнє спонтанне порушення. Початковий Всесвіт з ідеальною симетрією виявився енергетично менш вигідний, ніж звичний Всесвіт з порушеною симетрією, що й зумовило його нестійкість і перехід до теперішнього несиметричного виду. Цей перехід пов'язаний з існуванням частинок, подібних до бозона Хігса. Перехід міг закінчитися існуванням поля Хігса з іншими параметрами, тобто Всесвіт міг перейти в різні кінцеві стани. Вибір відбувся випадково. Так, довгий ціпок, поставлений вертикально, обов'язково впаде через нестійкість рівноваги, але в яку саму сторону впаде, залежить від випадку. Є можливість того, що в різних частинах Всесвіту спонтанне порушення симетрії відбулося по різному, і зараз в цих частинах може існувати різна фізика і навіть різна кількість просторових вимірів. Всесвіт, який у цьому варіанті можна назвати не Універсумом, а Поліверсумом (цей термін використовував, зокрема, С. Лем), схожий умовно на звичайний феромагнетик або сегнетоелектрик. Він складається з великої, а може дуже великої кількості доменів, в яких є однаковим поле, що зазнало спонтанного порушення симетрії. У феромагнетиках це поле Кюрі-Вайса, а у Всесвіті – різноманітні поля Хігса. Всередині одного домену спостерігаються однакові закони фізики, однакові взаємодії, але в різних доменах вони відрізняються. Домени відокремлені один від одного доменними стінками, що мають додаткову густину енергії. Найближча до нас доменна стінка знаходиться далеко за межею спостережуваного Всесвіту, тобто за так званим космологічним горизонтом. «Мешканці» одного домену ніколи не отримають інформацію про інші домени. Тому існування Поліверсума не можна довести або спростувати.

Але можливість існування Поліверсума важлива не тільки з наукової, але й з філософської точки зору, як вирішення або розв'язок проблем, пов'язаних з антропним принципом. Відомо, що якщо трохи змінити значення деяких фізичних констант, то існування життя у звичній нам формі буде неможливе. Наприклад, через неможливість синтезу

елементів з атомним номером більше за три (це літій) або через безліч інших причин. Таким чином, існуючі закони природи сприяють існуванню життя, в тому числі розумного. Деякі релігійні діячі або філософи вважають, що це є доказом існування Бога, який створив світ саме так, щоб в ньому виникли розумні істоти. Відповідь на такі припущення дає саме антропний принцип. Він, в найпростішій формі, зводиться до думки, що для того, щоб обговорювати умови для існування розумного життя, потрібні не тільки ці умови, але й ті, хто це обговорює, тобто розумні істоти. Всесвіт, в якому неможливе розумне життя, є принципово неспостережним, бо нікому спостерігати. Якщо взяти разом ідею Поліверсума та антропний принцип, то можна дістатися висновку, що серед багатьох окремих доменів – Універсумів – можна знайти такі, де можливе існування життя, наприклад, на Землі. І саме такі домени є кому спостерігати.

6.3.2. Темна енергія та проблема збігу

Як вже було згадано, темна енергія має густину приблизно 0.7 від критичної густини; матерія, включно темну та випромінювання, – приблизно 0.3 від критичної густини. Разом вони дають загальну густину, близьку до критичної Ω_k. Якщо вона точно дорівнює критичній, то Всесвіт є просторово плоским, трохи більше – є замкненим та має додатну просторову кривину, трохи менше – є нескінченним та має від'ємну просторову кривину, що випливає з метрики Фрідмана у ЗТВ. Те, що загальна густина, Ω-параметр, близький до одиниці, є природнім, оскільки за час інфляційної стадії розвитку Всесвіту він наблизився дуже близько до одиниці, а після її закінчення дещо відхилився від одиниці. Існуючі дані обмежують різницю $(\Omega_k - 1)$ величиною менше 1 % [165].

Значення Ω_m та Ω_Λ є величинами одного порядку. З часом густина, а, значить, і відносний внесок ТМ та баріонної матерії монотонно зменшуються, оскільки густина матерії, що відповідає космологічній сталій, не змінюється. У порівнянні з віком Всесвіту, густини матерії та темної енергії зрівнялись між собою недавно, майже у наш час. Чому це відбулося саме зараз? Це питання називають «проблемою збігу». Але, як нам здається, перше питання, яке тут виникає, це чи є тут взагалі якась проблема.

Може проблема взагалі має суто психологічне підґрунтя? Є дві величини, які випадково близькі між собою. Якщо б вони суттєво відрізнялися, ніхто не назвав би це проблемою незбігу. Наприклад, густина

фотонів або нейтрино у сучасному Всесвіті набагато менша, ніж Ω_m та Ω_Λ, і ніхто не робить з цього якусь проблему. Можливо, проблема збігу насправді просто вигадана космологами? Але є протилежна точка зору. Вона полягає в тому, що подібний збіг не є випадковим, і він існував раніше і буде існувати подалі у великому проміжку часу. Це неможливо, якщо темна енергія є простою космологічною сталою з незмінною густиною. Розглядають моделі, коли густина ТЕ може змінюватися. Таких моделей ТЕ існує досить багато. Найпоширенішою є модель масивного скалярного поля або так званої квінтесенції. Є моделі з фантомною енергією, тахіонами, тощо. Фахівцю, що працює у цій царині знань, нескладно придумати свою власну модель ТЕ, що не суперечить спостереженням. Наразі немає даних для того, щоб відібрати єдину адекватну модель. Дійсно, ми маємо справу з унікальним Всесвітом, який існує у єдиному екземплярі. Проміжок часу, протягом якого людство веде спостереження, надто малий порівняно з часом існування Всесвіту. У нас немає можливості проводити експерименти з Всесвітом. Ми маємо тільки обмеження, які випливають з даних астрономічних позагалактичних спостережень. Тому найбільш популярними є найпростіші моделі ТЕ с мінімальною кількістю параметрів. Наприклад, часто використовують модель ТЕ з рівнянням стану

$$P = w\varepsilon\,. \tag{6.3}$$

Тут від'ємний тиск відповідає $w < 0$, гравітаційне відштовхування та прискорене розширення Всесвіту з'являється за $w < -1/3$. Модель зі «сталою космологічною сталою» відповідає $w = -1$. Опрацювання даних по реліктовому випромінюванні обмежують величину $w+1$ на рівні декількох сотих [201], [165]. Перші дані обсерваторії «Plank» разом з іншими даними дають такі обмеження $w = -1.13^{+0.24}_{-0.25}$ (разом з даними обсерваторії WMAP та баріонними акустичними коливаннями), $w = -1.09 \pm 0.17$ (разом з даними WMAP та Union2.1 Supernova Cosmology Project). Хоча це величина й незначна, строго кажучи, спостереження не відкидають ні варіант космологічної сталої, ані більш складні моделі ТЕ. Відзначимо, що існують так звані трекерні моделі, створені таким чином, щоб відслідковувати збіг густин ТЕ і ТМ (за порядком величини) протягом мільярдів років.

З космологічних рівнянь Фрідмана (2.31)-(2.33) та (6.3) можна зробити висновок, що густина ТЕ при $w > -1$ зменшується, при $w = -1$ не змінюється (космологічна стала!), а при $w < -1$ збільшується. У останньому випадку густина ТЕ за скінчений час досягатиме нескінченно ве-

ликих значень. Такий варіант загибелі Всесвіту отримав назву Великий Розрив (Big Rip). Але навіть за вже існуючих обмежень на w зрозуміло, що великий розрив може бути тільки в такому віддаленому майбутньому, що це, скоріш за все, найменша з проблем, що загрожує людству.

6.3.3. Темна матерія, темна енергія та фізика компактних об'єктів

Природно, що оскільки фізика опинилася в ситуації, коли їй треба мати справу з двома невідомими факторами – ТЕ та ТМ, виникли ідеї про те, що ці два чинники якось пов'язані між собою. Наприклад, частинки ТМ при розпаді створюють частинки ТЕ або навпаки. Оскільки про природу ТМ і, особливо, ТЕ ми знаємо дуже мало, питання про те, чи взаємодіють вони одна з одною, та, якщо взаємодіють, то у який спосіб, швидко стало об'єктом численних спекуляцій. Ми не приводимо жодної з цих гіпотез, оскільки зараз нема ніяких підстав виділяти будь-яку з них.

Слід також відзначити, що деякі моделі ТЕ, якщо вони виявляться правильними, будуть впливати на багато речей, що досліджуються в фізиці релятивістських компактних об'єктів. Наведемо тільки один приклад. Ще у 1948 році Фішер показав [540], що присутність будь-якого скалярного поля призводить до того, що замість метрики Шварцшильда з горизонтом подій ми отримуємо сферично-симетричний статичний розв'язок рівнянь Ейнштейна, що не має горизонту, але натомість має голу сингулярність (див. Розділ 5.4). Тому така модель ТЕ несумісна з існуванням чорних дір для скалярних полів простішого виду. Чи можна зняти протиріччя, ускладнюючи дію та рівняння для скалярного поля, ще не відомо. Зазначимо однак, що ми поки що не можемо зі спостережень розрізнити чорні діри та голі сингулярності у всіх випадках астрономічних об'єктів, про які йшла мова в розділах 5.1–5.3.

Зацікавленому читачу ми пропонуємо також ознайомитися з монографією [272], підготовленою Б. Новосядлим, В. Пелихом, Ю. Штановим і О. Жуком у 2013 р., де викладено теоретичні моделі та спостережувані докази щодо темної енергії Всесвіту.

7 РЕЛЯТИВІСТСЬКІ СИСТЕМИ ВІДЛІКУ

Що таке час? Якщо ніхто мене про це не запитує, я знаю, що таке час; якщо б я захотів пояснiти тому, хто запитує – ні, не знаю

Августин Блаженний

Той, хто хоче вирішити питання природничих наук без допомоги математики, ставить нерозв'язне завдання. Потрібно вимірювати те, що вимірне, і робити вимірним те, що таким не є.

Галілео Галілей

В останні десятиріччя коло застосувань ЗТВ розширювалося не тільки за рахунок її інтенсивного використання в астрофізиці та космології. Значне підвищення точності астрометричних досліджень обумовило необхідність врахування ефектів ЗТВ при координатних та часових вимірюваннях (див. розд. 3.2.2). Виникла потреба відповідного удосконалення систем відліку, що застосовуються в астрометрії, космічній геодинаміці та навігації [465], [489], [526], [492], [469].

Під системою відліку будемо розуміти систему просторових координат, однозначно пов’язану з тілом відліку, та відповідну шкалу часу. Реалізацією системи відліку є сукупність вимірювальних засобів та методик, теоретичних моделей та алгоритмів, що дозволяють зіставити кожній події чотири числа: час і три просторові координати. Ми не аналізуємо тут весь набір пов’язаних із цим питань; нас цікавитимуть лише ті аспекти систем відліку, що стосуються врахування релятивістських ефектів. Іншими словами, мова йде про теоретичні моделі систем відліку у викривленому ПЧ та їх можливі реалізації.

Короткий нарис історії релятивістського підходу до задач астрометрії подано нижче у розділі 7.3; відповідні резолюції Генеральної асамблеї Міжнародного астрономічного союзу наведені у Додатку 7.3.3,

докладні коментарі до цих резолюцій опубліковані у [355]. У цій області застосувань поки що достатньо тієї точності, яку забезпечує постньютонівське наближення ЗТВ. Але для розуміння принципових питань, пов'язаних з використаннями ЗТВ, зокрема у плані її перевірок та порівняння з альтернативними теоріями гравітації, потрібен більш поглиблений аналіз релятивістських систем відліку. Ці питання обговорюються у розділах 7.1 та 7.2.

7.1. Координати та системи відліку в ЗТВ

7.1.1. Просторово-часові вимірювання та ЗТВ

Обговоримо особливості інтерпретації вимірювань просторово-часових величин у ЗТВ. Серед цих величин безпосередньо спостережуваними є власний час, напрями на віддалені джерела випромінювання, координати подій та швидкості тіл відносно власної системи відліку в малому околі спостерігача. Визначення просторово-часових характеристик віддалених подій тісно пов'язані з фотометричними, спектральними та поляризаційними вимірюваннями. Також існує значна кількість фізичних величин, що не є, власне, просторово-часовими, але мають векторну або тензорну природу; ці величини також мають бути коректно – з точки зору ЗТВ – визначені в околі спостерігача. Для них загальнорелятивістська інтерпретація вимірювань має ті ж самі особливості, які обговорюються нижче.

Треба мати на увазі, що результати вимірювань, навіть найбільш безпосередніх, отримують точну інтерпретацію у рамках певної теоретичної системи. Фундаментальна відмінність релятивістської теорії тяжіння від класичної ньютонівської полягає в іншій геометрії, що застосовується для моделювання просторово-часових відношень. У класичній фізиці має місце абсолютний час та евклідова геометрія тривимірного простору. У СТВ геометрія ПЧ – це чотиривимірна псевдоевклідова геометрія; в ЗТВ – чотиривимірна псевдоріманова геометрія. У ній, на відміну від евклідової геометрії, відсутній абсолютний паралелізм – результат паралельного перенесення залежить від шляху, вздовж якого воно здійснюється. Це докорінним чином змінює теоретичну інтерпретацію просторово-часових вимірювань. Зокрема, у рімановому просторі взагалі немає звичної кратно-паралельної мережі декартових координат, а для ідентифікації точок (подій) використовуються довільні криволінійні координати x^{μ}, $\mu = 0,1,2,3,$.

У ЗТВ також складно порівнювати швидкості тіл у різних точках, такі поняття як відносна швидкість та нерухомість канонічно визначаються лише для тіл у безпосередньому околі спостерігача. Це ускладнює коваріантний опис відносного руху тіл за наявності кривини простору-часу. Зауважимо, що коваріантні рівняння відносного руху двох пробних тіл в ЗТВ у першому наближенні за відстанню між ними були отримані Сінгом у 1935 р. [363], а для скінченної відстані між тілами вони були сформульовані за допомогою коваріантних рядів у роботах [439], [440] (див. також [525]).

Специфічною особливістю просторово-часових вимірювань є необхідність введення системи відліку, яка приписує кожній події її чотири координати, а також слугує для розкладу тензорних фізичних величин на окремі компоненти. Обговорюючи теоретичні підходи до визначення системи відліку, матимемо на увазі, що за своєю роллю система відліку поряд з теоретичною моделлю повинна мати її адекватну практичну реалізацію.

Зауважимо, що таке трактування поняття система відліку, яке пов'язує його безпосередньо з інтерпретацією просторово-часових вимірювань, не вичерпує усіх його застосувань різними авторами. У багатьох випадках перехід до тієї чи іншої системи відліку, таких, наприклад, як «спінова система відліку», або «система відліку антиспостерігача», скоріше, треба розглядати як інше математичне представлення теорії, що, звичайно, сприяє її кращому розумінню. Причина такого слововживання полягає, мабуть, у тому, що застосування тензорного числення передбачає віднесення величин до якогось базису, і також надає багато можливостей для його спеціалізації. Крім того, при розгляді тем, які опосередковано пов'язані з просторово-часовими вимірюваннями (напр., у космології), вибір базису віднесення диктується, швидше, теоретичними міркуваннями.

Отже, можна констатувати, що у ЗТВ термін система відліку має різні тлумачення, з яких ми більш докладно обговорюємо одне з них, торкаючись інших лише побіжно. З різноманітними підходами до визначення систем відліку у ЗТВ можна ознайомитися в роботах [457], [509], [482], [354], [510].

7.1.2. Відносність та координати

В основі системи відліку завжди лежить деяка система координат. Теоретичний апарат ЗТВ сформульовано у загально-коваріантному вигляді. Це можна розуміти так, що замість конкретних співвідношень між числовими величинами, що залежать від системи координат, формулюються певні алгоритми, які дозволяють побудувати відповідні співвідношення у довільних координатах. Існування коваріантного формулювання деякого співвідношення показує, що в його основі лежить певна фізична реальність.

Геометричні властивості ПЧ визначаються метричним тензором $g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)$ у будь-якій системі координат. Дійсно, у точці з координатами x^{α} при заданій метриці визначено скалярний добуток векторів, і, отже, їх довжини і кути між ними. Також через метричний тензор визначається паралельне перенесення – основа порівняння векторів, що задані у різних точках. На цій підставі деякі автори ототожнюють систему відліку з довільно обраною системою координат. Треба зазначити, що саме такої думки дотримувався Ейнштейн. У роботі 1917 р. [549] (с. 580) він порівнює тіло відліку з молюском, що змінює свою форму. Далі він пише, що такий «молюск відліку» – це наочний образ, еквівалентний довільній системі координат, і що загальний принцип відносності вимагає, аби всі «молюски» могли застосовуватися як тіла відліку з однаковим успіхом.

З часом серед фахівців зміцніло переконання, що, хоча кожна система відліку дійсно спирається на деяку систему координат, загальна коваріантність та відносність до системи відліку – це різні речі. Перша є математичним вираженням фізичних властивостей; друга – це необхідність задання деяких еталонів та/або реперів (у широкому розумінні), щоб зробити результати вимірювань однозначними.

У рамках СТВ (тобто в окремому випадку ПЧ Мінковського) всі закони фізики інваріантні відносно перетворень з групи Пуанкаре. Результати будь-яких експериментів над замкненою фізичною системою не залежать від загального просторового та часового зсуву системи, просторової орієнтації та загального рівномірного руху системи. Щоб зробити просторово-часовий опис визначеним, необхідно задати інерціальну систему відліку: її теоретична модель складається з точки – початку координат (наприклад, положення спостерігача) та ортонормованого 4-репера у цій точці. Звичайно, і у СТВ можна користуватися довільними криволінійними координатами та прискореними системами від-

ліку; порівняно з інерціальними їх визначення має додаткові ступені свободи.

У ЗТВ немає пуанкаре-інваріантності, але замість неї є локальна лоренц-інваріантність та локальна позиційна інваріантність. Отже, і у ЗТВ для визначеності вимірювань також треба, принаймні, задати ортонормований 4-репер у одній точці ПЧ. Виявляється (і далі ми це побачимо), що при заданій метриці цього достатньо для визначення системи відліку. Системи відліку, що визначаються орторепером у одній точці, називаються системами відліку локального спостерігача; фізичні величини, трансформовані таким чином, що вони можуть бути віднесені до цього репера, називаються локальними спостережуваними [525]. Система координат, на якій базується система відліку локального спостерігача, також визначається еталонним репером. Системи відліку локального спостерігача будуть розглянуті у розд. 7.2.

7.1.3. Введення системи координат за заданою метрикою та координатні умови

Зупинимося на проблемі конкретизації координат. Задання явного вигляду метричного тензора $g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)$ певним чином фіксує систему координат $\{x^{\alpha}\}$, оскільки перехід від координат x^{α} до інших координат $x'^{\beta}=x'^{\beta}\left(x^{\alpha}\right)$ супроводжується трансформацією метрики:

$$g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)\to g'_{\sigma\tau}\left(x'^{\beta}\right)=g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right)\frac{\partial x^{\mu}}{\partial x'^{\sigma}}\frac{\partial x^{\nu}}{\partial x'^{\tau}}.$$

За рахунок вибору координат на метричні коефіцієнти можна накласти, принаймні, чотири незалежні майже довільні умови

$$F_{\gamma}\left(x^{\beta},g_{\mu\nu}\left(x^{\alpha}\right),\partial g_{\mu\nu}/\partial x^{\alpha},...\right)=0, \tag{7.1}$$

що може значно спростити розв'язок тієї чи іншої задачі. Умови (7.1) називають координатними умовами. Якщо вони не суперечать одна одній та вимозі невиродженності метричної форми, то неявним чином визначають систему координат, або обмежений клас таких систем.

Прикладом координатного представлення $g_{\mu\nu}(\mathbf{x})$ може слугувати метрика параметризованого пост-ньютонівського формалізму [537]. Пост-ньютонівська точність системи відліку поки що є цілком достатньою для астрометричних застосувань. Однак у принциповому плані обмежувати визначення системи відліку використанням якогось наближення небажано. Тому актуальними є дослідження ряду авторів ([29],

[134], [204], [490], [111], [65]) з розробки систем координат за межами лінійного наближення ЗТВ, коли вибір системи координат не очевидний, і з вивчення взаємозв'язку різних релятивістських систем відліку.

Особливе місце займають гармонічні координати (ГК), які, зокрема, покладено в основу рекомендацій Міжнародного астрономічного союзу [314], [355] стосовно визначення астрономічних систем відліку з урахуванням релятивістських ефектів (додаток 7.3.3.). Втім у цих рекомендаціях подано явне представлення $g_{\mu\nu}$. Виділений характер ГК пов'язаний з певними перевагами при розв'язанні рівнянь Ейнштейна.

Якщо $\{x^\mu\}$ – координати в довільній системі, то функції перетворення до ГК $y^\mu = \Psi^\mu(x)$ задовольняють коваріантне рівняння Даламбера:

$$\nabla_\alpha \nabla^\alpha \Psi^\mu = 0 . \qquad (7.2)$$

Якщо $\{y^\mu\}$ – ГК, то (7.2) зводиться до таких умов на метричний тензор (координатні умови):

$$\frac{\partial}{\partial y^\mu}\left(\sqrt{-\tilde{g}}\,\tilde{g}_{\mu\nu}\right) = 0 ,$$

де $g = \det\|g_{\mu\nu}\|$, а тильда відрізняє величини в координатах $\{y^\mu\}$. Записані рівняння залишають значну координатну довільність в $\tilde{g}_{\mu\nu}$ і не фіксують систему координат однозначно, якщо додатково не вводити граничних або якихось інших умов. Без цих умов функціональна невизначеність метричних коефіцієнтів $\tilde{g}_{\mu\nu}$ залишається й у тому випадку, коли метричний тензор задовольняє рівняння Ейнштейна. Наприклад, у порожньому просторі розв'язком рівнянь Ейнштейна є $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ (тензор Мінковського). Тоді, обмежуючись в (7.2) випадком $\Psi^0(x^\mu) \equiv x^0$, $\Psi^i(x^\mu) \equiv \Psi^i(\mathbf{x})$, i=1,2,3; $\mathbf{x} = \left\{x^1, x^2, x^3\right\}$, одержимо $\Delta\Psi^i = 0$. Це рівняння допускає нескінченний набір розв'язків, що даються гармонічними функціями, яким відповідають різні гармонічні системи координат. Очевидно, що подібна картина збережеться й у більш загальному випадку викривленого ПЧ.

З огляду на це, способи введення ГК принципово відрізняються для випадку релятивістської барицентричної системи відліку Сонячної системи і систем відліку типу геоцентричних і супутникових. У першому випадку вводяться граничні умови для $\tilde{g}_{\mu\nu}$ на просторовій нескінченності (умови випромінювання), що характерні для ізольованої гравітуючої системи. Ці умови фіксують розв'язок $\tilde{g}_{\mu\nu}$ рівнянь Ейнштейна, починаючи з нескінченного минулого і, разом із траєкторією барицент-

ра (визначення якого в ЗТВ має свої труднощі) та реперними напрямами, однозначно фіксує релятивістську систему відліку.

Відзначимо, що існування та єдиність розв'язків рівнянь Ейнштейна строго досліджені лише для випадку скінченного інтервалу часу [471], [545], а питання щодо необмеженого інтервалу залишається відкритим. Проте, у фізичних роботах зазвичай припускають позитивну відповідь і в цьому випадку, принаймні, за досить загальних умов щодо тензора енергії-імпульсу $T^{\mu\nu}$, який описує ізольовану систему мас в обмеженій області.

Якщо ж ГК прив'язують до світової лінії локального спостерігача чи центра Землі (геоцентричні системи координат), що не є інерціальними, то тут $\tilde{g}_{\mu\nu}$ не має квазігалілеєвої асимптотики на нескінченності, що відбивається на введенні граничних умов. Тому, наприклад, щоб зафіксувати систему координат, Брумберг та Копєйкін [204], [490] (див. також [111], [65]) вводили додаткові обмеження на форму тензора $\tilde{g}_{\mu\nu}$ у вигляді мультипольних розкладів в околі початку просторових координат. Переваги цього різновиду ГК виявляються, насамперед, у розрахунках, пов'язаних із розв'язком рівнянь Ейнштейна. Однак вибір зазначених розкладів, пов'язаний з алгоритмом одержання $\tilde{g}_{\mu\nu}$, істотно обмежений пост-ньютонівским наближенням чи певною апроксимаційною процедурою (див., напр., [204], [490], [111]). Ця процедура часто досить громіздка, і тоді вибір гармонічної системи координат нічим не кращий, ніж безпосереднє задання явного виду метрики.

Вибір координатного представлення метрики ще не фіксує систему відліку, якщо не задати траєкторію спостерігача та його 4-репер, що прив'язаний до опорних напрямків (опорних джерел [355]). Суттєво іншими є системи відліку локального спостерігача, які будуються конструктивним шляхом через величини, що однозначно пов'язані зі спостереженнями. Переваги таких систем найбільш відчутні в задачах, коли рух тіл, що фігурують у визначенні систем відліку, не є заданим. Техніка розв'язку рівнянь дозволяє отримувати розв'язки практично з будь-якою точністю, але ж не завжди точно відомі початкові умови або складники цих рівнянь, обумовлені різними фізичними факторами!

7.2. Системи відліку локального спостерігача

Ріман у своїй історичній вступній лекції [527] поставив питання про визначення таких координат, які б не залежали від конкретної метрики, для того, щоб можна було порівнювати викривлені простори між собою. Там же він запропонував одне з можливих рішень: координати, які визначаються за допомогою геодезичних ліній, що проходять через фіксовану точку, і які пізніше були названі рімановими нормальними координатами. Ці координати відіграють важливу роль у багатьох геометричних дослідженнях. У ЗТВ нормальні координати знайшли широке застосування у роботах Сінга [534], який також увів у вжиток координати Фермі [539] та оптичні координати, що визначаються в околі світової лінії спостерігача. Як і ріманові нормальні координати, координати Фермі та оптичні координати будуються за допомогою геодезичних. Концепцію систем відліку поодинокого спостерігача висунув та дослідив Міцкевич зі співавторами (див. посилання у [509]). Локальні спостережувані координати були введені у роботі [439]. Використання систем відліку локального спостерігача опирається на добре розвинутий аналітичний апарат [436], [525].

7.2.1. Система відліку Фермі

Координати Фермі [534] пов'язані з одним з найбільш відомих методів уведення системи координат у термінах добре визначених геометричних величин для ПЧ загального виду. Перевагами координат Фермі є концептуальна простота, безпосередній зв’язок зі спостережуваними величинами та наявність однозначного інваріантного алгоритму, що встановлює зв'язок координат Фермі $y^{\mu} = y^{\mu}(x)$ з іншими координатами $\{x^{\nu}\}$, якщо відомий метричний тензор $g_{\mu\nu}(x)$. Цей алгоритм не залежить від того, чи задовольняє $g_{\mu\nu}(x)$ рівняння Ейнштейна або якісь інші, чи ні.

Нехай $W_O^{\mu}(s)$ – часоподібна світова лінія (траєкторія спостерігача чи центра небесного тіла), яку будемо називати опорною траєкторією, s – власний час на цій траєкторії; $\lambda^{\alpha}{}_{(\rho)}(s)$ – ортонормований 4-репер ($\lambda^{\alpha}{}_{(\mu)}\lambda^{\beta}{}_{(\nu)}g_{\alpha\beta} = \eta_{\mu\nu}$, де $\eta_{\mu\nu}$ – тензор Мінковського), що переноситься вздовж $W_O^{\mu}(s)$ за правилом Фермі–Уолкера [534], причому

$$\lambda^{\alpha}{}_{(0)} = \frac{dW_O^{\mu}}{ds}.$$

Репер із зазначеними властивостями існує на будь-якій кривій $W_O^\mu(s)$. Просторову орієнтацію початкового (еталонного) репера $\lambda^\alpha{}_{(i)}(0)$, $(i=1,2,3)$ можна зв'язати з фізично визначеними опорними напрямами на відповідний момент часу. Для точки з координатами $\{x^\mu\}$ в деякій системі координат розглянемо просторово-подібну геодезичну

q^μ(тобто $\dfrac{\delta^2 q^\mu}{d\sigma^2} \equiv 0$, символ δ означає коваріантне диференціювання),

що проходить через цю точку при деякому значенні свого канонічного параметра $\sigma = \tilde{\sigma}$, $x^\mu = q^\mu(\tilde{\sigma}, n^\mu, s)$ і ортогонально перетинає опорну траєкторію в момент власного часу *s*. Для типового випадку існує досить велика область координат x^μ, що містить W_O^μ, де ця геодезична визначена єдиним чином за початкових умов при $\sigma = 0$:

$$W_O^\mu(s) = q^\mu(0, n^\mu, s), \qquad n^\mu = \left.\frac{dq^\mu}{d\sigma}\right|_{\sigma=0}, \qquad n_\mu \frac{dW_O^\mu}{ds} = 0. \tag{7.3}$$

Тоді координати Фермі $\{y^\mu\}$ зазначеної точки визначаються такими співвідношеннями:

$$y_0 = s, \qquad y_i = \lambda^\alpha_{(i)} n_\alpha \tilde{\sigma}, \quad i = 1,2,3. \tag{7.4}$$

У роботі [472] подано загальний вираз для метричного тензора і спостережуваних величин у координатах Фермі, який дає змогу будувати $g_{\mu\nu}(y)$ у вигляді розкладів за степенями просторових координат. Для слабких гравітаційних полів, коли в деякій системі координат x^α метричний тензор задано у вигляді лінійних збурень метрики Мінковського, $g_{\alpha\beta}\left(x^\gamma\right) = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}\left(x^\gamma\right)$, розвинуто альтернативний апарат побудови координат Фермі у квадратурах від $h_{\alpha\beta}\left(x^\gamma\right)$ [239], [441], [260].

З наведених співвідношень можна довести, що в системі координат Фермі символи Крістофеля задовольняють рівняння $\Gamma^\alpha_{ij} y^i y^j \equiv 0$, а на опорній траєкторії ($y^i = 0$, $i = 1,2,3$) маємо $\tilde{g}_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$. Це і є координатні умови, що визначають множину систем координат Фермі; конкретна система координат визначається траєкторією $W_O^\mu(s)$ та правилом перенесення вздовж неї репера $\lambda^\alpha{}_{(\rho)}(s)$. Коли опорна траєкторія $W_O^\mu(s)$ геодезична, перенесення Фермі–Уолкера збігається з паралельним, при цьому координати Фермі уточнюють локально-лоренцеву систему і максимально наближаються до лоренцевих координат плоского ПЧ. У випадку негеодезичної траєкторії $W_O^\mu(s)$ вони моделюють систему відліку прискореного спостерігача. Їх також нескладно узагальнити

на випадок спостерігача, що обертається [504]. Побудова системи відліку Фермі завершується побудовою поля орторепера шляхом паралельного перенесення репера $\lambda^{\alpha}{}_{(\rho)}(s)$ вздовж геодезичних $x^{\mu} = q^{\mu}(\sigma, n^{\mu}, s)$ [509].

Визначення координат Фермі і відповідні алгоритми розрахунку не обмежені конкретною динамічною задачею, вони не залежать ні від структури $g_{\mu\nu}$, ні від додаткових модельних обмежень на метрику. Це спрощує розгляд і заощаджує зусилля при дослідженні феноменологічних моделей в астрометрії, коли врахування ефектів ЗТВ необхідне, в першу чергу, для правильної інтерпретації результатів спостережень, пов'язаних з поширенням електромагнітних хвиль. Щодо динамічних ефектів, обумовлених рухом і обертанням Землі, то тут внесок релятивістських ефектів, зазвичай, маскується різними випадковими факторами (див., напр., [553]).

Недоліки координат Фермі мають, в основному, технічний характер, що трохи ускладнює реалізацію цих систем координат при побудові геоцентричної системи відліку. Зокрема, у визначення геоцентричних координат Фермі входить інваріантна відстань від опорної кривої (світової лінії центра Землі) до поточної точки вздовж просторово-подібної геодезичної, котра проходить частково всередині світової трубки Землі. Відповідно, в розрахунки увійде інваріантна відстань від центра Землі до поверхні; чисельне значення релятивістської поправки до цієї величини (порядку декількох міліметрів) залежить від розподілу маси всередині Землі. Інший недолік геоцентричних координат типу координат Фермі – незручність їхнього введення при врахуванні несферичності Землі, що також пов’язано з інтегруванням рівнянь геодезичних у внутрішній області.

Ці недоліки відсутні в моделі геоцентричної системи відліку, основаної на модифікованих координатах Фермі [29], [134] на базі фонової метрики, яка описує гравітаційне поле тіл Сонячної системи, крім поля Землі. Процедуру переходу до модифікованих координат Фермі можна сформулювати в такий спосіб: спочатку визначають метричний тензор точної задачі $g^{\alpha\beta}$ і фонової задачі $g_{\Phi}{}^{\alpha\beta}$ (наприклад, в барицентричній гармонічній системі координат), далі для $g_{\Phi}{}^{\alpha\beta}$ будуються координати Фермі на світовій лінії центра Землі, а потім формули переходу до цих координат Фермі використовують для одержання точної метрики в нових координатах. Однак відомо, що процедура відділення малого збурення від фонової метрики нетривіальна і може призводити до координатних невизначеностей.

7.2.2. Оптичні координати

Оптичні координати [534] конструктивно дуже близькі до координат Фермі і певною мірою повторюють їхні переваги та недоліки. Однак вони більш тісно пов'язані зі спостереженнями, оскільки безпосередньо дають положення віддалених джерел на небесній сфері. Як і координати Фермі, оптичні координати визначаються однозначно за допомогою інваріантного алгоритму, який не залежить від обмежень на метричний тензор. Але у порівнянні з координатами Фермі, алгоритм визначення оптичних координат краще відповідає реальним умовам астрометричних спостережень і має більш прозору фізичну інтерпретацію.

Аналогічно до випадку координат Фермі тут також розглядають світову лінію $W_O^{\mu}(s)$ та 4-репер $\lambda^{\alpha}{}_{(\rho)}$ з такими ж, як і в координат Фермі, властивостями.

Нехай функції $q^{\mu}(\sigma, n^{\mu}, s)$, де σ – канонічний параметр, задають ізотропну геодезичну (на відміну від просторовоподібної геодезичної в разі координат Фермі) , що проходить через точку $\{x^{\mu}\}$ при $\sigma = \tilde{\sigma}$ і перетинає опорну траєкторію в точці $W_O^{\mu}(s)$. Тоді оптичні координати $\{y^{\mu}\}$ точки $\{x^{\mu}\}$ формально визначені співвідношеннями (7.4), у яких замість (7.3) при $\sigma = 0$ необхідно покласти

$$W_O{}^{\mu}(s) = q^{\mu}(0, n^{\mu}, s), \quad n^{\mu} = \left.\frac{dq^{\mu}}{d\sigma}\right|_{\sigma=0},$$

причому дотичний вектор до геодезичного в початковій точці ізотропний: $n^{\mu} n_{\mu} = 0$ замість останньої умови (7.3). Алгоритми розрахунку метричного тензора і величин, що спостерігаються, в оптичних координатах у вигляді розкладів за степенями просторових координат подані в [437]. Алгоритми у лінійному наближенні ЗТВ, що базуються на квадратурах від збурення метрики Мінковського $h_{\alpha\beta}\left(x^{\gamma}\right)$, коротко анонсовані у [441].

7.2.3. Узагальнені координати Фермі (УКФ)

Розглянемо визначення релятивістської геодезичної системи координат [427], [471], що є узагальненням системи координат Фермі, не пов’язаним із фіктивними метриками (типу модифікованих координат Фермі). Разом із тим це визначення уникає розгляду внутрішньої області тіла відліку (Землі) при дослідженні системи відліку у навколоземному просторі. Запропонована конструкція являє собою проміжний варіант між системами координат поодинокого спостерігача та системами коор-

динат, заснованими на введенні фіктивного поля спостерігачів у всьому просторі [457], [509]. Замість однієї опорної світової лінії тут розглядається сім'я світових ліній спостерігачів на поверхні Землі, жорстко з нею пов'язаних, що моделює траєкторії мережі спостережних станцій; передбачається, що вони (чи їхня інтерполяція) щільно заповнюють поверхню світової трубки Землі. Світова лінія $W^{\mu}(t,\lambda,\phi)$ кожного спостерігача фіксується параметрами λ та ϕ, за які можна вибрати координати на поверхні в обертовій з тілом системі координат; t – власний час або інший часовий параметр. Траєкторії $W^{\mu}(t,\lambda,\phi)$ визначають поверхню Σ світової трубки тіла відліку, причому, при фіксованому t, множина точок $W^{\mu}(t,\lambda,\phi)$ з різними координатами λ та ϕ є гомеоморфною сфері. Способи введення координат на поверхні Σ обговоримо пізніше.

Для визначення УКФ будують геодезичні лінії, що ортогонально перетинають Σ у кожній точці цієї поверхні. Щоб не розглядати геодезичні усередині світової трубки, інваріантну відстань уздовж геодезичних відраховують не від світової лінії центра тіла, а від його поверхні.

Нехай $n^{\mu}(t,\lambda,\phi)$ – нормаль до Σ у точці $W^{\mu}(t,\lambda,\phi)$, тобто:

$$\frac{\partial W^{\mu}}{\partial u^{a}} n_{\mu} = 0 \ , \ \ n_{\mu} n^{\mu} = -1 , \tag{7.5}$$

де $a = 0,1,2, \qquad u^{0} = t, \qquad u^{1} = \lambda, \qquad u^{2} = \phi$.

Для будь-яких t, λ, ϕ єдиним чином визначена просторово-подібна геодезична

$$x^{\mu} = q^{\mu}(t,\lambda,\phi,\sigma), \qquad \frac{\delta^{2} q^{\mu}}{d\sigma^{2}} = 0, \quad \sigma \geq 0 , \tag{7.6}$$

що задовольняє початкові умови

$$q^{\mu}(t,\lambda,\phi,0) = W^{\mu}(t,\lambda,\phi) , \tag{7.7}$$

$$\left. \frac{\delta q^{\mu}}{\delta \sigma} \right|_{\sigma=0} = n^{\mu}(t,\lambda,\phi) . \tag{7.8}$$

де σ – канонічний параметр.

Отже, точці з координатами $\{x^{\mu}\}$ зіставляється четвірка нових координат t, λ, ϕ, σ (УКФ) відповідно співвідношенням (7.6) – (7.8).

Очевидно, УКФ є різновидом гаусівських координат [534]; їх можна також інтерпретувати як узагальнення геодезичних координат класичної астрометрії [502]. Для того, щоб забезпечити однозначність УКФ і виключити перетинання геодезичних ліній, світова трубка передбачається далі опуклою, причому координати вводяться в обмеженій області простору-часу навколо світової трубки, де немає точок, спряжених з точками на Σ. Подальші міркування, що конкретизують загальний вид метрики, стандартні (див., напр., [534]). Позначимо

$$U^{\mu} = \frac{\partial q^{\mu}}{\partial \sigma}, \; V_a^{\mu} = \frac{\partial q^{\nu}}{\partial u^a}.$$

Внаслідок (7.5), (7.6), (7.8) при всіх σ маємо $U_{\mu}U^{\mu} = -1$ і

$$\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(U_{\mu}V_a^{\mu}\right) = U_{\mu}\frac{\partial}{\partial u^a}\left(U^{\mu}\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u^a}\left(U_{\mu}U^{\mu}\right) = 0,$$

де враховано, що

$$\frac{\delta V_a^{\mu}}{\delta \sigma} = \frac{\partial U^{\mu}}{\partial u^a}.$$

Звідси, завдяки (7.5), (7.6) і (7.7), одержуємо $U_{\mu}V_a^{\mu} = 0$ і у нових координатах маємо

$$dS^2 = \tilde{g}_{ab}du^a du^b - d\sigma^2, \tag{7.9}$$

де $\tilde{g}_{ab} = V_{\alpha}^{\mu}V_b^{\nu}g_{\mu\nu}$, $a, b = 0,1,2$.

Аналогічну конструкцію можна запропонувати як узагальнення оптичних координат, якщо вважати, що q^{μ} – ізотропна геодезична.

У цьому випадку $\left(\frac{\partial q^{\mu}}{\partial \sigma}\right)_{\sigma=0}$ не може бути ортогональним Σ, замість цього покладемо, що ортогональною є просторова частина цього вектора в локальних координатах, пов'язаних із траєкторією $W^{\mu}(t,\lambda,\phi)$ в точці перетину поверхні тіла відліку. Відповідно, треба замінити вектор нормалі n^{μ} на ізотропний вектор $\tilde{n}^{\mu}$ у напрямі минулого:

$$n^{\mu} \to \tilde{n}^{\mu} = n^{\mu} - \frac{dW^{\mu}}{d\tau},$$

де $d\tau = \sqrt{\frac{\partial W^{\mu}}{\partial t}\frac{\partial W^{\nu}}{\partial t} g_{\mu\nu}}\, dt$, тоді $\tilde{n}^{\mu}\tilde{n}_{\mu} = 0$.

З урахуванням цієї заміни зв'язок з новими координатами дається тими ж самими співвідношеннями (7.6)–(7.8).

***Координати на поверхні* Σ .** Вибір координат u^1, u^2 на Σ також можна зробити інваріантним способом, що асоціюється з визначенням паралелей і меридіанів на поверхні Землі. Поверхня Σ з індукованою метрикою $g^{\omega}_{ab}(u) = \tilde{g}_{ab}(u, \sigma = 0)$ є тривимірним рімановим многовидом, у якому можна визначити координати Фермі для деякої опорної кривої $W^{\mu}_{O}(\tau)$. Для цього необхідно ввести початок відліку і 2-репер, що переноситься уздовж W^{μ}_{O} за правилом Фермі-Уолкера [534]. Як W^{μ}_{O} у випадку Землі можна вибрати світову лінію одного з полюсів. У загальному випадку будуть потрібні дві карти, що відповідають траєкторіям двох полюсів (північна і південна півкулі) для того, щоб покрити всю поверхню Σ для будь-якої кінцевої ділянки світової трубки Землі. У класичній межі координати Фермі u^1, u^2 пов'язані зі звичайними широтою і довготою.

Загальний час на поверхні рівноваги. Розглянемо стаціонарний випадок, припускаючи існування координат, у яких g^{ω}_{ab} не залежить від u^0, а спостерігачі на Σ нерухомі: $W^a(u) \equiv u^a$, $a = 0,1,2$ (тут вибір параметрів u^a не має значення). Нехай Σ є поверхнею рівноваги (у випадку Землі – геоїд), що визначимо, вимагаючи, щоб усі траєкторії нерухомих спостерігачів були геодезичними на Σ. Записуючи рівняння геодезичних при врахуванні стаціонарності, отримуємо $\tilde{\Gamma}^{a}_{00} = 0$ або $g^{\omega}_{00,a} = 0$, звідки $g^{\omega}_{00} = const$ на Σ. Отже, темп часу для нерухомих спостерігачів на Σ однаковий у всіх точках, що дає можливість увести глобальний час на Σ.

УКФ для моделі несферичної Землі. Нижче обмежимося обчисленням релятивістських поправок до класичних геодезичних координат в околі тіла відліку (Землі). Розглянутий приклад демонструє можливості УКФ у випадку, коли враховується несферичність Землі. Тут для простоти нехтуємо відхиленнями від аксіальної симетрії і не розглядаємо впливи зовнішніх тіл, що відповідають припливним членам; відповідні внески в зазначені поправки незначні, а, з іншого боку, їх врахування не викликає принципових ускладнень. За основу беремо найпростішу версію ППН-метрики, лінійну за ньютонівским потенціалом [537],

$$dS^2 = (1+2V)dt^2 - (1-2\gamma V)d\mathbf{x}^2, \tag{7.10}$$

де гравітаційний потенціал центрального тіла (відліку) V не залежить від t, швидкість світла дорівнює одиниці, γ – ППН-параметр, що у ЗТВ дорівнює одиниці. Гравімагнітні члени в метриці, пов'язані з обертанням тіла, тут не враховуються.

Траєкторії спостерігачів, закріплених на поверхні тіла відліку, що обертається, запишемо у вигляді $W^\mu(t,\lambda,\phi) = \{t, \mathbf{W}(t,\lambda,\phi)\}$, де $\mathbf{W}(t,\lambda,\phi)$ при фіксованому t визначає поверхню σ_0 тіла відліку в тривимірному просторі.

Передбачається, що обертання відбувається навколо осі аксіальної симетрії тіла таким чином, що 3-вектори $\dfrac{\partial \mathbf{W}}{\partial t}$ і $\dfrac{\partial \mathbf{W}}{\partial \lambda}$ колінеарні.

Звідси випливає, що 4-нормаль до Σ можна представити у вигляді $n^\mu = \{0, \mathbf{n}\}$, де $\mathbf{n} = (1+\gamma V)\mathbf{n}_{cl}$, $\mathbf{n}_{cl} = \mathbf{n}_{cl}(t,\lambda,\phi)$ – евклідів одиничний 3-вектор нормалі до σ_0 у точці $\mathbf{W}(t,\lambda,\phi)$.

Рівняння геодезичних $q^\mu = \left(q^0, \mathbf{q}\right)$, як функції канонічного параметра σ, легко одержати з формального лагранжіану

$$L = \tfrac{1}{2}\left\{(1+2V)\left(\frac{dt}{d\sigma}\right)^2 - (1-2\gamma V)\left(\frac{d\mathbf{x}}{d\sigma}\right)^2\right\}, \tag{7.11}$$

що відповідає метриці (7.10). Відповідні рівняння Лагранжа приводять, після нескладних перетворень, до співвідношень

$$\begin{aligned} &q^0(s) = q_0 + \dot{q}_0\sigma, \\ &\mathbf{q}(\sigma) = \mathbf{q}_0 + \left[1 - 2\gamma V(\mathbf{q}_0)\right]\dot{\mathbf{q}}_0\sigma + 2\gamma\dot{\mathbf{q}}_0\int_0^\sigma d\sigma' V(\mathbf{q}(\sigma')) - \\ &-\int_0^\sigma d\sigma' \int_0^{\sigma'} d\sigma'' \left[\left(\dot{q}_0\right)^2 + \gamma\left(\dot{\mathbf{q}}_0\right)^2\right]\frac{\partial}{\partial \mathbf{X}} V(\mathbf{q}(\sigma'')), \end{aligned} \tag{7.12}$$

де величини q_0, $\dot{q}_0$, $\mathbf{q}_0$ і $\dot{\mathbf{q}}_0$ – початкові дані для геодезичних при $\sigma = 0$. Для розв’язання системи інтегральних рівнянь (7.12) з точністю, що відповідає формулі (7.8), досить взяти одну її ітерацію, вважаючи в першому наближенні шукані геодезичні прямими, тобто залишаючи лише лінійні за σ члени в (7.12).

З урахуванням початкових умов (7.7), (7.8) дістанемо

$$\begin{aligned} &q^0\left(t,\lambda,\phi,\sigma\right)=q_0\equiv t,\\ &\mathbf{q}\left(t,\lambda,\phi,\sigma\right)=\mathbf{q}_{cl}(t,\lambda,\phi,\sigma)+\delta\mathbf{q}(t,\lambda,\phi,\sigma), \end{aligned} \tag{7.13}$$

де $\mathbf{q}_{cl}=\mathbf{W}(t,\lambda,\phi)+\sigma\mathbf{n}_{cl}(t,\lambda,\phi)$ визначає зв'язок із класичними геодезичними координатами, а поправка $\delta\mathbf{q}(\sigma)$, формула для яких буде наведена нижче, описує релятивістські внески потенціалу. Щоб урахування релятивістських поправок мало сенс, класичні величини $\mathbf{q}_{cl}$ повинні бути обчислені з належною точністю. Такі обчислення, не обговорювані тут, можуть бути виконані методами класичної геодезії. Для обчислення ж самих релятивістських поправок досить обмежитися грубим описом обертання Землі і форми її поверхні:

$$\mathbf{W}(t,\lambda,\phi)=R(\phi)\mathbf{e}_r\ , \tag{7.14}$$

де $\mathbf{e}_r=\{\cos(\phi)\cos(\lambda+\omega t),\cos(\phi)\sin(\lambda+\omega t),\sin(\phi)\}$, ω – кутова швидкість обертання тіла, $R\left(\phi\right)\approx a\left(1-f\sin^2(\phi)\right)$, ϕ – широта, λ – довгота, a – екваторіальний радіус, f – сплюснутість [499].

Вираз для гравітаційного потенціалу V з урахуванням квадрупольної поправки має вигляд

$$V=-\frac{m}{X}+\frac{ma^2}{2X^3}I_2\left[2(X^3)^2-(X^1)^2-(X^2)^2\right]\ , \tag{7.15}$$

де $X=\left|\mathbf{X}\right|$, m=GM, M – маса тіла, G – гравітаційна постійна. У випадку Землі I_2 = 1.08·10^{-3}, f = 3.35·10^{-3}. При розрахунку релятивістських поправок обмежимося членами, лінійними за f~I_2. Класична 3-нормаль до поверхні σ_0 приблизно дорівнює $\mathbf{n}_{cl}=\mathbf{e}_r+f\sin(2\phi)\mathbf{e}_\phi$, де $\mathbf{e}_\phi=\dfrac{\partial\mathbf{e}_r}{\partial\phi}$.
Ці дані вичерпують набір даних, необхідних для обчислення поправки $\delta\mathbf{q}(\sigma)$, яку представимо у вигляді суми внесків монопольної і квадрупольної частини потенціалу (7.13): $\delta\mathbf{q}=\delta\mathbf{q}_M+\delta\mathbf{q}_Q$

Підстановка (7.15) у першу ітерацію системи (7.12) з урахуванням умов (7.7), (7.8) дає, після обчислення нескладних інтегралів, дає

$$\delta\mathbf{q}_M = -\gamma m\mathbf{e}_r\left[\ln\left(\frac{\sigma+a}{a}\right)+\frac{\sigma f}{\sigma+a}\sin^2\phi\right]-$$
$$-\gamma mf\sin(2\phi)\mathbf{e}_\phi\left[\ln\left(\frac{\sigma+a}{a}\right)-\frac{\sigma^2}{2a(\sigma+a)}\right].$$

$$\delta\mathbf{q}_Q = \tfrac{1}{4}\gamma mI_2\sigma\left[\frac{\sigma+2a}{(\sigma+a)^2}\left(3\sin^2(\phi)-1\right)\mathbf{e}_r-\frac{\sigma(2\sigma+3a)}{a(\sigma+a)^2}\sin(2\phi)\mathbf{e}_\phi\right]$$

Ці співвідношення реалізують зв'язок координат ($t,\mathbf{x}$) з координатами ($t,\ \lambda,\phi,\sigma$) відповідно до формул $\mathbf{x}=\mathbf{q}(t,\lambda,\phi,\sigma)$ з урахуванням (7.13). Метричний тензор у новій системі координат обчислюється звичайним чином за цими формулами, виходячи з (7.10).

7.3. Небесні системи відліку

7.3.1. Коротка історія створення небесних систем відліку

Однією з найважливіших проблем астрономії, зокрема, одного з найдавніших її розділів – астрометрії, є побудова такої системи відліку, за допомогою якої було б можливо та зручно вивчати рух небесних об'єктів – планет, зір, галактик. При цьому особлива роль надається вибору «опорних об'єктів» для визначення напрямів осей та початку відліку координат [554]. У класичній механіці привілейованими системами відліку є інерціальні системи, які рухаються прямолінійно та рівномірно одна відносно іншої. «Опорним» об'єктом такої системи за часів Ньютона був «абсолютний простір», який ототожнювався зі сферою «нерухомих зір». Після відкриття власних рухів зір проблема побудови інерціальної системи координат (ІСК) значно ускладнилася, і вся історія розвитку астрометрії в XIX ст. була пов'язана з уточненням власних рухів зір, їхніх паралаксів та параметрів обертання Землі (прецесії, нутації, руху полюсів Землі) з метою їх урахування при побудові реалізацій ІСК.

На початку XX ст. підтримку знов отримала давня ідея Лапласа про вибір позагалактичних об'єктів для задання систем відліку та визначення так званих абсолютних власних рухів зір. Але повномасштабна реалізація цієї ідеї затрималася аж до другої половини XX ст., коли було відкрито позагалактичне походження квазарів та запропоновано

метод радіоінтерферометрії з наддовгими базами для їхніх спостережень.

Це призвело до значних змін в астрометрії наприкінці XX ст., які були обумовлені неабияким збільшенням точності астрометричних спостережень та удосконаленням теоретичних моделей астрометрії. Метод РНДБ досягнув субмілісекундної точності визначень кутових положень радіоджерел, які були використані для реалізації системи відліку. Космічна астрометрія, а саме проект HIPPARCOS, забезпечила мілісекундну точність оптичних визначень положень зір, яскравіших від 10-ої зоряної величини. Лазерна локація штучних супутників Землі та радіотехнічні спостереження Глобальної системи визначення місцеположення (GPS) використовуються для визначення на субмілісекундному рівні параметрів обертання Землі. На цьому рівні точності редукція спостережень, їх аналіз та реалізація систем відліку повинні вже базуватися на сучасній теоретичній базі, яка й визначається ЗТВ.

В астрономії та суміжних науках використовуються дві основні системи координат – Небесна система координат (НСК) та Земна система координат (ЗСК). У відповідності до міжнародних угод сьогодні такими системами координат є Міжнародна небесна система координат (ICRS) та Міжнародна земна система координат (ITRS)[1].

Для того щоб однозначно і строго визначити ці системи координат, Міжнародний астрономічний союз (МАС) запровадив на основі ЗТВ дві системи координат – Барицентричну систему координат (BCRS) та Геоцентричну небесну систему координат (GCRS). Вони були визначені з використанням пост-ньютонівського наближення метрики та перетворення координат, що враховує прискорення руху геоцентра та вплив гравітаційного потенціалу (див. 7.3.3).

Системи BCRS та GCRS не обертаються одна відносно другої, але вони мають різні шкали часу. Для практичної доцільності допускається,

---

[1] Щоб запобігти термінологічній плутанині, відзначимо, що в англомовній літературі з астрометрії (див. напр., [355]) є три різні поняття: «*coordinate system*» (система координат), «*reference system*» (теоретична конструкція, що конкретизує систему координат відповідно до певної вимірювальної процедури) та «*reference frame*» (матеріалізація системи відліку, напр., за допомогою каталогів позагалактичних джерел). Але у ЗТВ під терміном «*reference frame*» часто розуміють саме математичну модель певної системи відліку (див., напр., [354], [29], [134], [111]).

що орієнтація їхніх осей задається положенням вибраних радіоджерел у такий спосіб, щоб точка відліку прямих сходжень була близькою до точки весняного рівнодення на епоху J2000.0, як це прийнято в ICRS.

За даними РНДБ-спостережень було створено декілька реалізацій ICRS, останньою з яких є ICRF-2. До цього рішення МАС наближався поступово, приймаючи з 1988 р. такі резолюції:

1988 р. запропоновано використовувати позагалактичні об'єкти для реалізації НСК;

1991 р ЗТВ прийнято за теоретичну основу для створення НСК;

1994 р. прийнято список близько 600 позагалактичних джерел для реалізації НСК;

1997 р. XXIII-ою Генеральною асамблеєю МАС прийнята резолюція, якою вирішено запровадити з 1 січня 1998 р. нову систему координат – ICRS та її реалізацію ICRF, побудовану на основі РНДБ спостережень 212 визначальних джерел;

1999 р. створені два доповнення до списку радіоджерел ICRF;

2000 р. уточнені визначення системи відліку в рамках ЗТВ: Резолюції XXIV Генеральної асамблеї МАС (Манчестер, 2000 р., див. у розд. 7.3.3);

2006 р. прийнято, що орієнтація осей BCRS і GCRS задається орієнтацією осей ICRF;

2009 р. XXVII-ою Генеральною асамблеєю МАС прийнята друга реалізація ICRS, а саме, ICRF2, яка містить 295 визначальних радіоджерел.

7.3.2. Шкали часу та ЗТВ

Так само, як і у випадку визначення небесної системи відліку та її реалізації, з підвищенням точності вимірювань МАС поступово переходив до визначення шкал часу з урахуванням ЗТВ. Подаємо тут короткий опис шкал часу з книги [492].

Спочатку згідно з рекомендаціями МАС (1976, 1979) замість ефемеридного часу ET, встановленого 1960 р., було введено дві нові шкали:

- TDB (Barycentric Dynamical Time) – Барицентричний динамічний час, – рівномірний час, що виступає в ролі аргументу рівнянь теорії руху тіл Сонячної системи;

• TDT (Terrestrial Dynamical Time) – Земний динамічний час, – час, що є аргументом геоцентричних ефемерид небесних тіл.

Шкали TDB і TDT різняться тільки періодичними членами.

У термінології ЗТВ ці шкали можна було розглядати як координатний час BCRS і власний час умовного спостерігача в центрі Землі, відповідно. Реформа шкал була проведена для врахування ЗТВ при створенні ефемерид тіл Сонячної системи. У той час, як шкала ЕТ базувалося на ньютонівській теорії, нові шкали базувалися на релятивістській теорії і були використані при підготовці ефемерид DE200/LE200 в Лабораторії реактивного руху (JPL, Пасадена, США).

В резолюціях МАС щодо нових шкал часу зазначено:

1.Вважати значенням нуль-пункту нової шкали часу (TDT епоху) для видимих геоцентричних ефемерид:

1977 січень $1{,}0^h0^m32.184^s$ TDT = 1977 січень $1{,}00^h\ 00^m\ 00^s$ TAI.

2. Одиницею шкали TDT вважати добу в 86400 секунд системи СІ на середньому рівні моря.

Таким чином, було запропоновано шкалу барицентричного динамічного часу TDB вважати шкалою координатного часу барицентричної координатної системи, шкалу TDT – шкалою координатного часу геоцентричної координатної системи, а шкалою власного часу – шкалу Міжнародного атомного часу – TAI. Різниця між TDT і TAI визначається у такий спосіб: TDT = TAI + $32^{\cdot s}.184$.

Згодом з'ясувалося, що динамічним шкалам часу TDT і TDB притаманні певні недоліки. Передусім це стосувалося термінологічної неузгодженості визначень TDB і TDT. По-друге, існувала неоднозначність щодо врахування вікового дрейфу цих шкал, а також процедури визначення періодичної компоненти їх різниці. Крім того, перехід від однієї системи координат до другої вимагав зміни числових значень деяких астрономічних сталих.

Щоб усунути недоліки, притаманні шкалам динамічного часу TDB і TDT, у 1991 р. на XXI Генеральній Асамблеї МАС були введені нові шкали часу TCB і TCG, а також шкала земного часу TT. Крім того, замість неоднозначного віднесення секунди СІ, як одиниці виміру часу, до рівня моря було рекомендовано відносити її до геоїда, який відповідає значенню нормального геопотенціалу W_0. Було також рекомендовано, щоб астрономічні сталі мали однакові значення в усіх системах координат. При цьому, основними фізичними одиницями є СІ-секунда для власного часу і СІ-метр для власної довжини, який пов’язаний з СІ-секундою через значення швидкості світла c = 299792458 $м \cdot с^{-1}$.

Шкали координатного часу мають такі визначення:

- TCB (Barycentric Coordinate Time) – Барицентричний координатний час Барицентричної системи координат (BCRS).
- TCG (Geocentric Coordinate Time) – Геоцентричний координатний час Геоцентричної системи координат (GCRS),
- TT (Terrestrial Time) – Земний час, який використовують для фіксації астрономічних спостережень на поверхні Землі. Ця шкала часу практично реалізується наземними еталонами часу і частоти.

Якщо шкали часу TCB і TCG відносяться до центрів мас відповідних систем, то час TT є власним часом спостерігача на поверхні (геоїді) Землі. Початковий відлік координатних шкал часу ведеться від епохи:

1977 січень $1{,}0^h\,0^m\,32.184^s$ TT = 1977 січень $1{,}0^h\,0^m\,0.000^s$ TAI
(JD=2443144.5 TAI) в геоцентрі.

Співвідношення шкал такі:

$$\mathrm{TT} = \mathrm{TDT} = \mathrm{ET} = \mathrm{TAS} + 32.184\ \mathrm{c}$$
$$\mathrm{TDB} = \mathrm{TDT} + \left(1/c^2\right)\left(\mathbf{V}_Z \cdot \left(\mathbf{r} - \mathbf{R}_Z\right)\right) + P;$$
$$\mathrm{TCG} = \mathrm{TT} + L_G\left(t - t_0\right);$$
$$\mathrm{TCB} = \mathrm{TDB} + L_B\left(t - t_0\right);$$
$$\mathrm{TCB} = \mathrm{TCG} + L_C\left(t - t_0\right) + \left(1/c^2\right)\left(\mathbf{V_z} \cdot \left(\mathbf{r} - \mathbf{R_z}\right)\right) + P,$$

де $t - t_0$ = [MJD(TAI)-43144.0]$\cdot$86400 с; $L_G = 6.969290134 \cdot 10^{-10}$; $L_B = 1.55951976772 \cdot 10^{-8}$; $L_C = 1.48082686741 \cdot 10^{-8}$; $\mathbf{r}$, $\mathbf{R}_z$ – барицентричні радіус –вектори годинника і центра Землі; $\mathbf{V_Z}$ – вектор швидкості центра Землі; P – параметр, що є сукупністю періодичних членів з головним членом, амплітуда якого дорівнює 1.6 мс.

7.3.3. Додаток: Резолюції XXIV Генеральної асамблеї Міжнародного астрономічного союзу (Манчестер, 2000 р.)[1]

Резолюція B.1.3.
Визначення барицентричної небесної системи відліку і геоцентричної небесної системи відліку

XXIV Генеральна асамблея МАС,
беручи до уваги
1) що резолюція A4 XXI Генеральної асамблеї (1991) визначила системи просторово-часових координат для (a) Сонячної системи (яка тепер носить назву Барицентрична небесна система відліку, Barycentric Celestial Reference System, BCRS) і (b) Землі (яка тепер носить назву Геоцентрична небесна система відліку, Geocentric Celestial Reference System, GCRS) на основі загальної теорії відносності;
2) бажання записувати метричний тензор у BCRS та GCRS у компактній та самоузгодженій формі;
3) той факт, що в значній кількості робіт із ЗТВ використовується гармонічне калібрування, яке виявилося корисним та простим для багатьох практичних застосувань;

рекомендує:
1) вибір гармонічних координат для BCRS і GCRS;
2) записувати часово-часову та просторово-просторову компоненти метрики $g_{\mu\nu}$ у барицентричних координатах $(t,\mathbf{x})$ (t – барицентричний координатний час, TCB) через єдиний скалярний потенціал $w(t,\mathbf{x})$, що узагальнює ньютонівський потенціал, і просторово-часову компоненту через векторний потенціал $w^{i}(t,\mathbf{x})$; за граничні умови вважати, що ці два потенціали зникають на значному віддаленні від Сонячної системи;
в явному вигляді:

---

[1] Тут подано витяги з резолюцій МАСв частині, що стосується релятивістських систем відліку. Ми зберігаємо позначення (в т.ч. сигнатуру метрики) згідно з оригіналом.

$$g_{00} = -1 + \frac{2w}{c^2} - \frac{2w^2}{c^4}, \quad g_{oi} = -\frac{4}{c^3} w^i, \quad g_{ij} = \delta_{ij}\left(1 + \frac{2w}{c^2}\right),$$

де

$$w(t,\mathbf{x}) = G\int d^3\mathbf{x}' \frac{\sigma(t,\mathbf{x}')}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} + \frac{1}{2c^2} G \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int d^3\mathbf{x}'(t,\mathbf{x}')|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|,$$

$$w^i(t,\mathbf{x}) = G\int d^3\mathbf{x}' \frac{\sigma^i(t,\mathbf{x}')}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}.$$

Тут σ і σ^{i} – густина маси та її потоку[1] відповідно;

3) записувати метричний тензор G_{ab} у геоцентричних координатах (T,**X**) (T – геоцентричний координатний час, TCG) в такій самій формі, як і в барицентричних, але з потенціалами $W(T,\mathbf{X})$ і $W^{\mathrm{a}}(T,\mathbf{X})$; ці геоцентричні потенціали мають бути розділені на дві частини – потенціали W_E та W_E^a, обумовлені гравітаційною дією Землі, і зовнішні потенціали W_{ext} та W_{ext}^a, обумовлені припливними та інерційними ефектами; при цьому зовнішні частини потенціалів мають обертатися на нуль у геоцентрі та допускати розклад за додатними степенями **X**, тобто,

$$G_{00} = -1 + \frac{2W}{c^2} - \frac{2W^2}{c^4}, \; G_{oa} = -\frac{4}{c^3} W^i, \; G_{ab} = \delta_{ab}\left(1 + \frac{2W}{c^2}\right),$$

потенціали W і W^{a} розділяються згідно з рівняннями

$$W(T,\mathbf{X}) = W_{\mathrm{E}}(T,\mathbf{X}) + W_{\mathrm{ext}}(T,\mathbf{X}),$$
$$W^{\mathrm{a}}(T,\mathbf{X}) = W^{\mathrm{a}}{}_{\mathrm{E}}(T,\mathbf{X}) + W^{\mathrm{a}}{}_{\mathrm{ext}}(T,\mathbf{X}),$$

потенціали Землі W_{E} і $W^{\mathrm{a}}{}_{\mathrm{E}}$ визначаються таким же чином, як w і w^{i}, але з використанням величин, обчислених у GCRS, за інтегралами, взятими по всій Землі;

4) застосовувати, якщо потребує точність, повне пост-ньютонівське координатне перетворення між BCRS і GCRS як таке, що породжене відповідними метричними тензорами;

---

[1] Тобто – густина імпульсу.

у явному вигляді для GCRS, котра кінематично не обертається (T = TCG, t = TCB, $r^i_E = x^i - x^i_E(t)$, по індексах, що повторюються, мається на увазі підсумовування від 1 до 3),

$$T = t - \frac{A(t) + v^i_E r^i_E}{c^2} + \frac{B(t) + B^i(t) r^i_E + B^{ij}(t) r^i_E r^j_E + C(t, \mathbf{x})}{c^4} + O(c^{-5})$$

$$X^a = \delta_{ai} \left[r^i_E + \frac{1}{c^2} \left(\tfrac{1}{2} v^i_E v^j_E r^j_E + w_{ext}(\mathbf{x}_E) r^i_E + r^i_E a^j_E r^j_E - \tfrac{1}{2} a^i_E r^2_E \right) \right] + O(c^{-4}),$$

де

$$\frac{dA(t)}{dt} = \tfrac{1}{2} v^2_E + w_{ext}(\mathbf{x}_E),$$

$$\frac{dB(t)}{dt} = -\tfrac{1}{8} v^4_E - \tfrac{3}{2} v^2_E w_{ext}(\mathbf{x}_E) + 4 v^i_E w^i_{ext}(\mathbf{x}_E) + \tfrac{1}{2} w^2_{ext}(\mathbf{x}_E),$$

$$B^i(t) = -\tfrac{1}{2} v^2_E v^i_E + 4 w^i_{ext}(\mathbf{x}_E) - 3 v^i_E w_{ext}(\mathbf{x}_E),$$

$$B^{ij}(t) = -v^i_E \delta_{aj} Q^a + 2 \frac{\partial}{\partial x^j} w^i_{ext}(\mathbf{x}_E) - v^i_E \frac{\partial}{\partial x^j} w_{ext}(\mathbf{x}_E) + \tfrac{1}{2} \delta^{ij} w_{ext}(\mathbf{x}_E),$$

$$C(t, \mathbf{x}) = -\frac{r^2_E (\dot{a}^i_E r^i_E)}{10},$$

тут x^i_E, v^i_E і a^i_E – компоненти барицентричного радіуса-вектора, векторів швидкості та прискорення Землі, а верхня крапка позначає повну похідну по t чи T;

$$Q^a = \delta_{ai} \left[\frac{\partial w_{ext}(\mathbf{x}_E)}{\partial x^i} - a^i_E \right].$$

Зовнішні потенціали w_{ext} і w^i_{ext} задаються співвідношеннями

$$w_{ext} = \sum_{A \neq E} w_A, \quad w^i_{ext} = \sum_{A \neq E} w^i_A,$$

де літера E позначає Землю, а w_A та w^i_A визначаються виразами для w і w^i, причому інтеграли беруться тільки по об'єму тіла A.

Примітки

Треба мати на увазі, що ці вирази для w *і* w^i *задають* g_{00} *з точністю до* $O(c^{-5})$, g_{0i} *– до* $O(c^{-5})$, *і* g_{ij} *– до* $O(c^{-4})$. *Густини* σ *і* σ^i *визначаються компонентами тензора енергії-імпульсу матерії, з якої складаються тіла Сонячної системи (див. Посилання). Точність* G_{ab} *у термінах* c^{-n} *відповідає точності* $g_{\mu\nu}$.

Зовнішні потенціали W_{ext} *і* W^a_{ext} *можуть бути записані в формі*

$$W_{ext} = W_{tidal} + W_{iner},$$
$$W^a_{ext} = W^a_{tidal} + W^a_{iner}.$$

W_{tidal} *узагальнює ньютонівський вираз для припливного потенціалу. Пост-ньютонівські вирази для* W_{tidal} *і* W^a_{tidal} *можна знайти у Посиланнях. Потенціали* W_{iner}, W^a_{iner} *– інерційні внески, лінійні по* X^a. *У головному вони визначаються сукупним впливом несферичності Землі і зовнішніх потенціалів. У кінематично необертовій GCRS, величина* W^a_{iner} *описує силу Коріоліса, спричинену, здебільшого, геодезичною прецесією.*

Локальні гравітаційні потенціали W_E *і* W^a_E *Землі пов'язані із барицентричними гравітаційними потенціалами* w_E, w^i_E *співвідношеннями*

$$W_E(T,\mathbf{X}) = w_E(t,\mathbf{x})\left(1+\frac{2}{c^2}v_E^2\right) - \frac{4v^i_E w^i_E(t,\mathbf{x})}{c^2} + O(c^{-4}),$$

$$W^a_E(T,\mathbf{X}) = \delta_{ai}\left(w^i_E(t,\mathbf{x}) - v^i_E w_E(t,\mathbf{x})\right) + O(c^{-2}).$$

Посилання

Brumberg, V. A., Kopejkin, S.M., 1989, Nuovo Cimento B, ***103****, 63.*

Brumberg, V.A., 1991, Essential Relativistic Celestial Mechanics, Hilger, Bristol.

Damour, T., Soffel, M., Xu, C., Phys. Rev. D., ***43****, 3273 (1991);* ***45****, 1017 (1992);* ***47****, 3124(1993);* ***49****, 618(1994).*

Klioner, S.A.,Voinov,A.V., 1993, Phys. Rev. D., ***48****, 1451.*

Kopejkin S.M., 1988, Celest. Mech., ***44****, 87.*

Резолюція B l.4.
Пост-ньютонівські потенціальні коефіцієнти

XXIV Генеральна асамблея МАС,

беручи до уваги,

1) що для багатьох застосувань у небесній механіці та астрометрії є надзвичайно корисною параметризація метричних потенціалів (або мультипольних моментів) за межами масивних тіл Сонячної системи у формі розкладів у термінах потенціальних коефіцієнтів.

2) що фізично-значимі пост-ньютонівські потенціальні коефіцієнти можуть бути знайдені в літературі,

рекомендує

1) розкладати пост-ньютонівський потенціал Землі у Геоцентричній небесній системі відліку (GCRS) за межами Землі у вигляді

$$W^E(T,\mathbf{X}) = \frac{GM^E}{R}\left[1+\sum_{l=2}^{\infty}\sum_{m=0}^{+l}\left(\frac{R^E}{R}\right)^l P_{lm}(\cos\theta)\left(C_{lm}^E(T)\cos m\phi + S_{lm}^E(T)\sin m\phi\right)\right]$$

де $C^{\mathrm{E}}_{\mathrm{m}}$ і $S^{\mathrm{E}}_{\mathrm{m}}$ з достатньою точністю еквівалентні пост-ньютонівським мультипольним моментам, введеним Дамуром та ін. (Damour et al., *Phys. Rev. D.*, **43**, 3273, 1991); σ і ϕ – полярні кути, що відповідають просторовим координатам X^{a} GCRS, і $R = |\mathbf{X}|$;

2) виражати векторний потенціал за межами Землі, який обумовлює добре відомий ефект Лензе-Тірінга, в термінах повного кутового моменту Землі $\mathbf{S}_E$ у вигляді

$$W_E^a(T,\mathbf{X}) = -\frac{G}{2}\frac{[\mathbf{X}\times\mathbf{S}_E]^a}{R^3}\ .$$

Резолюція B 1.5.
Розширений релятивістський базис для часових перетворень і реалізація координатного часу в Сонячній системі

XXIV генеральна асамблея МАС,

беручи до уваги,

1) що резолюція A4 XXI Генеральної асамблеї (1991) визначила систему просторово-часових координат для Сонячної системи (Барицентрична система відліку) і для Землі (Геоцентрична система відліку) на базі ЗТВ;

2) що резолюція B 1.3, яка має назву «Визначення барицентричної небесної системи відліку і геоцентричної небесної системи відліку» привласнила цим системам саме такі назви (Barycentric Celestial Reference System (BCRS) and the Geocentric Celestial Reference System (GCRS), відповідно) і надала загальний базис для визначення в них метричного тензора і координатних перетворень у першому постньютонівському наближенні;

3) що виміри часу й частоти, які базуються на очікуваному прогресі у створенні атомних годинників, у майбутньому вимагатимуть практичного застосування цього базису у BCRS;

4) що необхідна для цього теоретична робота вже виконана,

рекомендує:

1) для застосувань щодо перетворень часу і реалізації координатного часу в Сонячній системі резолюція B 1.3 має застосовуватися наступним чином:

метричний тензор виражається такими формулами

$$g_{00} = -\left(1 - \frac{2}{c^2}\left(w_0(t,\mathbf{x}) + w_L(t,\mathbf{x})\right) + \frac{2}{c^4}\left(w_0^2(t,\mathbf{x}) + \Delta(t,\mathbf{x})\right)\right),$$

$$g_{0i} = -\frac{4}{c^3} w^i(t,\mathbf{x}),$$

$$g_{ij} = \left(1 + \frac{2w_0(t,\mathbf{x})}{c^2}\right)\delta_{ij},$$

де (t – барицентричний координатний час (TCB), $\mathbf{x}$) – барицентричні координати, $w_0 = G\sum_A \frac{M_A}{r_A}$, причому підсумовування здійснюється по

всіх тілах Сонячної системи A; $\mathbf{r}_A = \mathbf{x} - \mathbf{x}_A$, $\mathbf{x}_A$ – координати центру мас тіла A, $r_A = |\mathbf{r}_A|$, w_L містить розклад в термінах мультипольних моментів [див. їх визначення в резолюції B1.4, яка має назву «Постньютонівські потенціальні коефіцієнти»]. Векторний потенціал $w^i(t,\mathbf{x}) = \sum_A w_A^i(t,\mathbf{x})$, і функція $\Delta(t,\mathbf{x}) = \sum_A \Delta_A(t,\mathbf{x})$ наведені в Прим. 2.

2) співвідношення між TCB і геоцентричним координатним часом (TCG) із достатньою точністю описується рівнянням

$$TCB - TCG = c^{-2}\left[\int_{t_0}^{t}\left(\frac{v_E{}^2}{2} + w_{0ext}(\mathbf{x}_E)\right)dt + v_E^i r_E^i\right] -$$

$$-c^{-4}\left[\int_{t_0}^{t}\left(-\frac{1}{8}v_E^4 - \frac{3}{2}v_E^2 w_{0ext}(\mathbf{x}_E) + \right.\right.$$

$$\left.\left. +4v_E^i w_{ext}^i(\mathbf{x}_E) + \frac{1}{2}w_{0ext}^2(\mathbf{x}_E)\right)dt - \left(3w_{0ext}(\mathbf{x}_E) + \frac{v_E^2}{2}\right)v_E^i r_E^i\right]$$

де $\boldsymbol{v}_E$ – барицентрична швидкість Землі, індекс *ext* означає суму внесків усіх тіл Сонячної системи, крім Землі.

Примітки

1. На відстанях від Сонця, які перевищують кілька сонячних радіусів, це співвідношення має похибки не більше $5 \cdot 10^{-18}$ для темпу зміни з часом головного доданка[1], для квазіперіодичних членів – не більше $5 \cdot 10^{-18}$ по амплітуді і 0.2 пікосекунд по фазі. Це ж саме справедливо для перетворень між TCB і TCG на відстанях до 50 000 км від Землі. Невизначеності астрономічних констант можуть викликати більші похибки в формулах.

2. У межах вищевказаних похибок достатньо виразити векторний потенціал $w_A^i(t,\mathbf{x})$ тіла A у вигляді

$$w_A^i(t,\mathbf{x}) = G\left[\frac{M_A v_A^i}{r_A} - \frac{[\mathbf{r_A} \times \mathbf{S_A}]^i}{2r_A^3}\right]$$

---

[1] Див. спрощену формулу у розд. 7.3.2

де $\mathbf{S}_A$ *– повний кутовий момент тіла A і* v^i_A *– компоненти барицентричної координатної швидкості тіла A.*

Функцію $\Delta_A(t,\mathbf{x})$ *достатньо подати у вигляді*

$$\Delta_A(t,\mathbf{x}) = \frac{GM_A}{r_A}\left[\sum_{B\neq A}\frac{GM_B}{r_{BA}} - 2v_a^{\ 2} + \frac{1}{2}\left(\frac{(r_A^k v_A^k)^2}{r_A^2} + r_A^k a_A^k\right)\right] +$$
$$+\frac{2Gv_A^k\left[\mathbf{r}_A\times\mathbf{S}_A\right]^k}{r_A^3}$$

де $r_{BA} = \left|\mathbf{x}_B - \mathbf{x}_A\right|$ *і* a_A^k *– барицентричне координатне прискорення тіла A. У цих формулах члени, що містять* $\mathbf{S}_A$*, необхідні тільки для Юпітера (*$S \approx 6.9\cdot 10^{38}$ *м*^{2}*с*$^{-1}$*кг) і Сатурна (*$S \approx 1.4\cdot 10^{38}$ *м*^{2}*с*$^{-1}$*кг) у безпосередній близькості від цих планет.*

3. Оскільки ці рекомендації впроваджують розширення рекомендацій МАС 1991 року до повного першого пост-ньютонівського рівня, константи L_C *і* L_B*, введені в рекомендаціях МАС 1991 року, мають бути визначені як:* $\langle TCG/TCB\rangle = 1 - L_C$ *і* $\langle TT/TCB\rangle = 1 - L_B$*, де TT – земний час, а* $\langle\ \rangle$ *позначає досить довгоперіодичне усереднення в геоцентрі. Новітня оцінка* L_C *(Irwin A., Fukushima, T., 1999, Astron. Astroph., v.**348**, p. 642-652) становить* $L_C = 1.4808268674l\cdot 10^{-8} \pm 2\cdot 10^{-17}$.

З Резолюції B 1.9 «Перевизначення земного часу TT» маємо $L_B = 1.55051976772\cdot 10^{-8} \pm 2\cdot 10^{-17}$ *з огляду на співвідношення* $1 - L_B = (l - L_C)(1 - L_G)$*. Величину* L_G *визначено в Резолюції B 1.9. Оскільки не існує чіткого фізичного визначення для* L_B *і* L_C*, ці константи не слід використовувати в часових перетвореннях у випадках, коли необхідно знати значення величин з похибками порядку* 1×10^{-16} *або менше.*

4. Якщо TCB-TCG обчислюється з використанням планетарних ефемерид, що виражені в термінах часового аргументу (позначеного як T_{eph}*), який є близьким до барицентричного динамічного часу (TDB), а не до TCB, перший інтеграл в Рекомендації 2, наведеній вище, може бути обчислений як:*

$$\int_{t_0}^{t}\left(\frac{v_E^{\ 2}}{2} + w_{0ext}(\mathbf{x}_E)\right)dt = \frac{\int_{T_{eph0}}^{T_{eph}}\left(\frac{v_E^{\ 2}}{2} + w_{0ext}(\mathbf{x}_E)\right)dt}{1 - L_B}$$

ЛІТЕРАТУРА

Не прагни знати все, щоби не стати
в усьому невігласом.

Демокріт

[1] Aalseth C. E., Barbeau P. S., Bowden N. S. et al. Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-type Point Contact Germanium Detector // Phys. Rev. Lett. – 2011 – Vol. 106. – 131301.

[2] Abadie J., Abbott B. P., Abbott R. et al. A search for gravitational waves associated with the August 2006 timing glitch of the Vela pulsar // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 83. – 042001.

[3] Abadie J., Abbott B. P., Abbott R. et al. Prediction for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based Gravitational-wave detectors // Class. Quantum Grav. – 2010. – Vol. 27. – 173001.

[4] Abadie J., Abbott B. P., Abbott R. et al. Search for gravitational-wave inspiral signal associated with short gamma-ray burst during LIGO's fifth and VIRGO first science run // Astroph. J. – 2010. – Vol. 715. – P. 1453 –1461 (arXiv:1001.0165).

[5] Abadie J., Abbott, B. P., Abbott R. et al. Sensitivity Achieved by the LIGO and VIRGO Gravitational Wave Detectors during LIGO's Sixth and VIRGO's Second and Third Science Runs / arXiv:1203.2674v2 [gr-qc].

[6] Abbott B. P., Abbott R., Adhikari R. et al. (The LIGO Scientific Collaboration) Analysis LIGO data for Gravitational waves from binary neutron stars // Phys. Rev. D – 2004. – Vol. 69. – 122001.

[7] Abbott B., Abbott R., Adhikari R. et al. (The LIGO Scientific Collaboration) Detector Description and Performance for the first coincidence observations between LIGO and GEO // Nucl. Instrum. Meth. – 2004. – Vol. A517. – P. 154–179.

[8] Abbott B., Abbott R., Adhikari R. et al. (The LIGO collaboration) Limits on gravitational waves emission from selected pulsars using LIGO data // Phys. Rev. D. – 2004. – Vol. 69. – 122004.

[9] Abbott B., Abbott R., Adhikari R. et al. (The LIGO Scientific collaboration). First upper limits from LIGO on gravitational waves limits (LIGO-P030011–tech.doc) // Phys. Rev. D. – 2004. – Vol. 69. – 102001.

[10] Abbott B., Abbott R., Adhikari R. et al. (The LIGO Scientific collaboration) Limit on gravitational wave emission from selected pulsars using LIGO data // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94 – 181103.

[11] Abbott B. P., Abbott R., Adhikari R. et al. Search for gravitational waves from low mass binary coalescences in the first year of LIGO's S5 data // Phys. Rev. D. – 2009. – Vol. 79. – 122001 (arXiv: 0901.0302).

[12] Abbott B., Abbott R., Adhikari R. et al. (The LIGO Scientific collaboration) Setting upper limits on the strength of periodic gravitational waves using the first science data from the GEO 600 and LIGO detection // Phys. Rev. D – 2004. – Vol. 69. – 082004.

[13] Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M. et al. A limit on the variation of the speed of light arising from quantum gravity effects // Nature.– 2009. – Vol. 462, Is. 7271. – P. 331-334.

[14] Abel T., Bryan G., Norman M. The formation and fragmentation of primordial molecular Clouds // Astroph. J. – 2000. – Vol. 540. – P. 39–44.

[15] Ade P. A. R., Aghanim N., Armitage-Caplan C. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // Astron. Astroph. – 2013. (arXiv: 1303.5076).

[16] Afshordi N., Paczynski B. Geometrically Thin Disk Accreting Into a Black Hole // Astroph. J. – 2003. – Vol.592. – P.354–367.

[17] Akutsu T., Akutsu T.(2), Ando M. et al. (The TAMA Collaboration) Results of the search for inspiralling compact star binaries from TAMA300 observations // Phys. Rev. D. – 2006. – Vol. 74, N12. – 122002 (arXiv: 0610064).

[18] Alcalde D., Mediavilla E., Moreau O. et al. QSO 2237+0305 VR light curves from Gravitational Lenses International Time Project optical monitoring // Astroph. J. – 2002. – Vol. 572, Is. 2. – P. 729–734.

[19] Alcock C., Allsman R., Alves D. et al. The MACHO project: microlensing optical depth towards the Galactic bulge from difference image analysis // Astroph. J. – 2000. – Vol. 541. – P. 734–776.

[20] Alcock C., Allsman R., Alves D. et al. The MACHO project: microlensing results from 5.7 Years of LMC Observations // Astrophys. J. – 2000. – Vol. 542. – P. 281–307.

[21] Allen Z.A., Astone P., Baggio L. et al. First search for gravitational bursts with a network of detectors // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – P. 5046–5050.

[22] Alley C.O., Cutler L.S., Reisse R. et al. Experimental Gravitation // Proc. of the conf. at Pavia (1976), ed. B. Bertotti, Academic Press, 1977.

[23] Amaro-Seoane P., Aoudia S., Babak S. et al. Doing science with eLISA: Astrophysics and cosmology in the millihertz regime / arXiv: 1201.3621 [astro-ph.CO]

[24] Anderson J.D., Williams J.G. Long-range tests of the equivalence principle // Class. Quant. Grav. – 2001. – Vol. 18. – P. 2447–2456.

[25] Antonucci F., Armano M., Audley H. et al. LISA Pathfinder: mission and status // Class. Quantum Grav. – 2011. – Vol. 28. – 09400.

[26] Antonucci R., Miller J. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068 // Astroph.J. – 1985. – Vol.297. – P. 621–623.

[27] Aprile E., Arisaka K., Arneodo F. et al. Dark matter results from 100 live days of XENON100 data / arXiv:1104.2549v1.

[28] Ashby N. Relativistic effects in the Global Positioning System // Dadhich N. and Narlikar J. V. eds., Gravitation and Relativity: At the Turn of the Millennium. 15th International Conference on General Relativity and Gravitation. – Inter-University Center for Astron. Astroph., Pune, India. – 1998. – P. 231–258.

[29] Ashby N., Bertotti B. Relativistic effects in local inertial frames // Phys. Rev. D. – 1986. – Vol. 34, № 8. – P. 2246–2259.

[30] Aston P., Babusci D., Bassan M. et al. Detection of high energy cosmic ray with the resonant grawitational wave detectors EXPLORER and NAUTILUS / Astroparticle phys. – 2008. – Vol. 30, Is.4. – P. 200–208.

[31] Astone P., Babusci D., Bassan M. et al. Study of coincidences between resonant gravitational wave detectors EXPLORER and NAUTILUS in the Year 2001 // Class. Quant. Grav. – 2002. – Vol. 19. – P. 5449–5463.

[32] Astone P., Babusci D., Bassan M. et al. All-sky upper limit for gravitational radiation from spinning neutron stars // Class. Quant. Grav. – 2003. – Vol. 20. – P. S665–S676.

[33] Astone P., Bassan M., Bonifazi P. et al. Study of coincidence between resonant gravitational wave detectors // Class. Quant. Grav. – 2001. – Vol. 18 – P. 243–252.

[34] Aston P., Bassan M., Coccia E. et al. Analysis of 3 years of data from the gravitational wave detectors Explorer and Nautilus / arxiv: 1212.5202.

[35] Aubourg E., Palanque-Delabrouille N., Salati P., Spiro M., Taillet R. Microlensing optical depth of the Large Magellanic Cloud // Astron. Astroph. – 1999. – Vol. 347. – P. 850–859.

[36] Babyk Iu., Vavilova I., Del Popolo A. The Dark Matter Haloes of Chandra X-ray Galaxy Clusters and Baryons Effect / arXiv1208.2424v2 [astro-ph.CO].

[37] Baessler S., Heckel B. R., Adelberger E. G. et al. Improved test of the equivalence principle for gravitational self-energy // Phys. Rev. Lett.– 1999. – Vol. 83. – P. 3585–3588.

[38] Baganoff F. K., Maeda M., Morris M. et al. Chandra X-ray spectroscopic imaging of Sgr A* and the central parsec of the Galaxy // Astroph. J. – 2003. – Vol. 591, Is. 2. – P. 891–915.

[39] Bailin D., Love A. Kaluza-Klein theories // Rep. Prog. Phys. –1987.– Vol. 50. – P. 1087–1170.

[40] Bailes M. Pulsar velocities / Compact stars in binaries. Proc. of the 165th Symp. of Inst. Astron. Union. – Eds. J. Van Paradijs., E. P. J. Van den Heuvel, and E. Kuulkers. – Netherlands, 1996. – P. 213-223.

[41] Barkana R. Analysis of time delays in the gravitational lens PG1115+080 // Astroph. J. – 1997. – Vol. 489. – P. 21–28.

[42] Barstow M. A., Bond H. E., Holberg J. B. et al. Hubble Space Telescope Spectroscopy of the Balmer lines in Sirius B // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2005. – Vol. 362.– P. 1134–1142.

[43] Bartelmann M. Measuring the bias factor with the weak lensing effect // AIP Conference Proceedings 336. – Eds. S.S. Holt and C.L. Bennett. – New York: American Institute of Physics (USA). – P. 335.

[44] Bartelmann M., Schneider P. Weak gravitational lensing // Phys. Rep. – 2001.– Vol. 340. – P. 291–472.

[45] Belinsky V. A., Khalatnikov I. M., Lifshitz E. M. Oscillatory approach to a singular point in relativistic cosmology// Adv. Phys. – 1970. – Vol. 19, № 80. – P. 525-573.

[46] Belle K., Lewis G. Microlensing of BAL quasars: polarization variability // Publ. Astron. Soc. Pacific. – 2000. – Vol. 112, Is. 769. – P. 320–327.

[47] Bennett D., Rhie S., Becker A. et al. Gravitational microlensing evidence for a planet orbiting a binary star system // Nature. – 1999. – Vol. 402. – P. 57–67.

[48] Berezinsky V. Ultra High Energy Cosmic Ray Protons: Signatures and Observations // Nuclear Physics B. Proceedings Supplements. – 2009. – Vol. 188. – P. 227–232.

[49] Bernabeia R., Bellia P., Cappellab F. et al. Particle Dark Matter in DAMA/LIBRA / arXiv:1007.0595v1

[50] Bertotti B., Iess L., Tortora P. A test of general relativity using radio links with the Cassini spacecraft // Nature. –2003.– Vol.425.–P.374–376.

[51] Biller S.D. et al. Limits to quantum gravity effects from the observations of TeV flares in active galaxies // Phys. Rev. Lett. –1999. – Vol. 83. – P. 2108–2111.

[52] Bize S., Wolf P., Abgrall M. et al. Cold atom clocks, precision oscillators and fundamental tests // Lect. Not. Phys. – 2004. – Vol. 648. – P. 189–207.

[53] Blandford R. D., Payne D. G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1982. – Vol. 199. – P. 883–903.

[54] Blandford R., Znajek R. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1977. – Vol. 179. – P. 433–456.

[55] Bonnelli I. A., Pringle J. E. Gravitational radiation from supernovae // Mon. Not. Roy. Astr. Soc. – 1995. – Vol. 273. – P. L12–L14.

[56] Boyer R. H., Lindquist R. W. Maximal analytic extension of the Kerr metric // Journ. Math. Phys. – 1967. – Vol. 8, Is. 2. – P. 265–281.

[57] Bozza V. Trajectories of the images in binary microlensing // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 274. – P. 13–27.

[58] Bradač M., Allen S. W., Treu T. et al Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222 // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 687. – P. 959–967.

[59] Bradaschia C., Ferrini F., Paoli L. A place in the sun for EXPLORER / h-The gravitational voice. – 2012. – N21 (March). – P. 9–10.

[60] Brault J. W. The gravitational redshift in the Solar spectrum: Doctoral dissertation. – Princeton Univ, 1962. / Abstract: Bull. Amer. Phys. Soc. – 1963. – Vol. 8. – P. 28.

[61] Braxmaier C., Dittus H., Foulon B. et al. Astrodynamical Space Test of Relativity using Optical Devices I (ASTROD I) – A class-M fundamental physics mission proposal for Cosmic Vision 2015-2025: 2010 Update / arXiv: 1104.0060 [gr-qc]

[62] Breton R. P., Kaspi V. M., Kramer M. et al. Relativistic spin precession in the double pulsar // Science. – 2008. – Vol. 321, Is. 5885. – P. 104-107.

[63] Brillet A., Hall J. L. Improved laser test of the isotropy of space // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 42. – P. 549.

[64] Bromm V., Loeb A. Formation of the first supermassive black holes // Astroph. J. – 2003. – Vol. 596. – P. 34–46.

[65] Brumberg V. A. Contemporary problems of relativistic celestial mechanics and aastrometry // Proceedings of the 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU. – Prague, Czechoslovakia. – Ed. M. Sidlichovskyy. – 1987. – Vol. 3. – P. 3–9.

[66] Bugaev K. A., Gorenstein M. I., Kampfer B., Zhdanov V. I. Generalized shock adiabatics and relativistic nuclear collisions // Phys. Rev. D. – 1989. – Vol. 40. – P. 2903–2913.

[67] Bugaev K. A., Gorenstein M. I., Zhdanov V. I. Relativistic shocks in the systems containing domains with anomalous equations of state and quark baryonic matter hadronisation // Zeit. Phys. C. – 1988. – Vol. 39. – P. 365–370.

[68] Burgay M., D'Amico N., Possenti A., Manchester R. N. et al. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system // Nature. – 2003. – Vol. 426. – P. 531–533.

[69] Burrows A. Towards a synthesis of core-collapse supernova theory // Nucl. Phys. – 1996. – Vol. A606. – P. 151–166.

[70] Burud I. Evidence for a short-term variability in RXJ0911+05; SBS 1520+530: PhD Thesis – Liege (Belgium), 2002.

[71] Bykov A., Gehrels N., Krawczynski H. et al. Particle Acceleration in Relativistic Outflows // Space Science Reviews. – 2012. – Vol. 173, Is. 1–4. – P. 309–339.

[72] Castagnino M. The Riemannian structure of space-time as a consequence of physical hypotheses // R. C. Acad. Naz. Lincei, Italy. – 1968. – Vol. 44, Is. 4. – P. 533–543.

[73] Castro-Tirado A. J. Cosmic gamma-ray bursts: the most energetic phenomenon in the Universe // Astrophys. Space Sci. – 1999. –Vol.263.– P. 15–26.

[74] CDMS II Collaboration: Ahmed Z., Akerib D. S., Arrenberg S. et al. Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment // Science – 2010. – Vol. 327. – P. 1619–1621.

[75] CDMS Collaboration: Agnese R., Ahmed Z., Anderson A. J. et al Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II / Arxiv: 1304.4279.

[76] Chae K., Turnshek D., Schulte-Ladbeck R. et al. HST observations of gravitationally lensed Cloverleaf BAL QSO H1413+1143: imaging polarimetry and evidence for microlensing of a scatter region // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 561, Is. 2. – P. 653–659.

[77] Challinor A. Anisotropies in the cosmic microwave background // Proceedings of the 2nd Aegean Summer School on the Early Universe, Springer LNP. – 2003. (astro-ph 0403344)

[78] Chandrasekhar S. The maximum mass of ideal white dwarfs // Astrophys. J. – 1931. – Vol. 74. – P. 81.

[79] Chartas G., Kochanek C. S., Dai X. et al. Revealing the structure of an accretion disk through energy-dependent X-ray microlensing // Astrophys. J.– 2012.– Vol.757. – 137.–12 p.

[80] Chechin V. A., Vavilov Yu. N. The possible interpretation of experimental results on cosmic ray. Particles with energies exceeding 10^{19} eV at ADASA array // Proceedings of the ICRC 1999 Conference, Salt-Lake City, Aug.t 1999. – HE.2.3.07 (http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/proceedings.html).

[81] Chen B., Dai X., Kochanek C. S. et al. Discovery of Energy-dependent X-Ray Microlensing in Q2237+0305 // Astrophys. J. Lett. – 2011. – Vol. 740. – L34. – 5 p.

[82] Chen B., Dai X., Kochanek C. S. et al. X-Ray Monitoring of Gravitational Lenses with Chandra //Astrophys. J. – 2012. – Vol. 755. – 24. – 27 p.

[83] Chernin A. D., Teerikorpi P., Valtonen M. J. et al. Dark energy and the mass of the Local Group / arXiv:0902.3871 [astro-ph.CO].

[84] Chopovsky A., Eingorn M., Zhuk A. Weak-field limit of Kaluza-Klein models with spherical compactification: experimental constraints // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 85. –064028.

[85] Choquet-Bruhat Y. Positive energy theorems // Relativity, groups and topology. – Eds. B. S. DeWitt, R. Stora. – Elsevier, 1984. – P. 740–785.

[86] Ciufolini I., Pavlis E. C. A confirmation of the general relativistic prediction of the Lense-Thirring effect // Nature. – 2004. – Vol. 431. – P. 958–960.

[87] Ciufolini I., Pavlis E., Chieppa F. et al. Test of general relativity and measurement of the Lense-Thirring effect with two Earth satellites // Science. 1998. – Vol. 279. – P. 2100.

[88] Clifton T., Ferreira P. G., Padill A., Skordis C. Modified Gravity and Cosmology / arXiv:1106.2476v1 [astro-ph.CO].– 300 p.

[89] Clowe D., Bradač M., Gonzalez A. H. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 648, Is. 1. – P. L109–L113.

[90] Colladay D., Kostelecký V. A. Lorentz-violating extension of the standard model // Phys. Rev. D. – 1998. – Vol. 58. – 116002.

[91] Colley W. N., Schild R. E. Hourly variability in Q0957+561 // Astroph. J. – 2000. – Vol. 540, Is. 1. – P. 104–112.

[92] Colley W. N., Schild R. E. Rapid microlensing event in the Q0957+561 GLS // Astroph. J. – 2003. – Vol. 594, Is. 1. – P. 97–100.

[93] Colley W., Schild R., Abajas C. et al. Around the clock observations of the Q0957+561 A, B gravitationally lensed quasar // Astron. J. – 2002. – Vol. 565, Is. 1. – P. 105–107.

[94] Cottam J., Paerels F., Mendez M. Gravitationally redshifted absorption lines in the X-ray burst spectra of a neutron star // Nature. – 2002. – Vol. 420. – P. 51–54.

[95] Courbin F., Saha P., Schechter P. L. Quasar lensing // Lect. Notes Phys. – 2002. – Vol. 608. – P. 1–54.

[96] Cuttler C., Holz D. E. Ultrahigh precision cosmology from gravitational waves // Phys. Rev. D. – 2009. – Vol. 80: 104009 (arXiv: 0906.3752).

[97] Dai X., Chartas G., Agol E. et al. Chandra Observations of QSO 2237 +0305 // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 589, Is. 1. – P. 100-110.

[98] Damour T. Varying constants / arXiv gr-qc/0306023.

[99] Damour T., Deruelle N. General relativistic celestial mechanics of binary systems I. The post-Newtonian motion // Ann. Inst. Henri Poincaré. – 1985.– 43.– P. 107–132.

[100] Damour T., Dyson F. The Oklo bound on the time-variation of the fine-structure constant revisited // Nucl. Phys. – 1996. – Vol. B480. – P. 37–54.

[101] Damour T., Polyakov A. M. String theory and gravity // Gen. Rel. Grav. – 1996. – Vol. 12. – P. 1171.

[102] Damour T., Taylor J. H. On the orbital period change of the binary pulsar RSR 1913+16 // Astroph. J. – 1991. – Vol. 366. – P. 501–511.

[103] De Nisco K. R., Bruenn S. W., Mezzacappa A. The effects of general relativity on core-collapse supernovae // Proc. 2 Oak Ridge Symp. Atomic and Nucl. Astrophys. – Ed. A. Mezzacappa. – 1998. – P. 571.

[104] De Sitter W. On Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1916. – Vol. 77. – P. 155 – 481.

[105] Detweiler S. Pulsar timing measurements and the search for gravitational waves // Astroph. J. – 1979. – Vol. 234.– P. 1100-1104.

[106] Dickinson C., Battye R. A., Carreira P. et al. High sensitivity measurements of the CMB power spectrum with the extended Very Small Array // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 353. – P. 732–746.

[107] Dittus H. Why doing fundamental physics on the ISS? – The experimental conditions // Gen. Relat. and Grav. – 2004.– Vol. 36, Is. 3. – P. 601–614.

[108] Doeleman S. S. Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre // Nature. – 2008. – Vol. 455. – P. 78–80.

[109] Dominik M., Sahu K. Astrometric microlensing of stars // Astron. J.– 2000. – Vol. 534. – P. 213–226.

[110] Drever R. W. P. A search for the anisotropy for inertial mass using a free precession technique // Phil. Mag.– 1961.– Vol. 6. – P. 683.

[111] Damour T., Soffel M., Xu C. Relativistic celestial mechanics and reference frames // Proc. IAU colloq., Washington. – 1991. – P. 50–62.

[112] Ebisuzaki T., Makino J., Go Tsuru T. et al. Missing link found? The «runaway» path to supermassive black hole // Astroph. J. – 2001. – Vol. 562. – P. L19–L22.

[113] Eingorn M., de Medeiros O., Crispino L., Zhuk A. Latent solitons, black strings, black branes, and equations of state in Kaluza-Klein models // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 84. – 024031.

[114] Eingorn M., Zhuk A. Classical tests of multidimensional gravity: negative result // Class. Quantum Grav. – 2010. – Vol. 27. – 205014.

[115] Eingorn M., Zhuk A. Kaluza-Klein models: can we construct a viable example? // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 83. –044005.

[116] Eingorn M., Zhuk A. Multidimensional gravity in non-relativistic limit // Phys. Rev. D. – 2009. – Vol. 80. –124037.

[117] Eingorn M., Zhuk A. Non-relativistic limit of multidimensional gravity: exact solutions and applications // Class. Quantum Grav. – 2010. – Vol. 27. – 055002.

[118] Eingorn M., Zhuk A. Remarks on gravitational interaction in Kaluza-Klein models // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 713. – P. 154–159.

[119] Einstein A. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie // Ann. Phys. – 1916. – Vol. 49. – P. 769–822.

[120] Einstein A. Über den Einfluss der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes // Ann. Phys. – 1911. – Vol. 35. – P. 898–908.

[121] Einstein A. Zur Elektrodynamik der bewegter Körper // Ann. Phys. – 1905. – Vol. 17. – P. 891–921.

[122] Everitt C. W. F.; Debra D. B.; Parkinson B. W. et al. Gravity Probe B: Final Results of a Space Experiment to Test General Relativity // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106. –221101.

[123] Fabian A. C., Wilkins D. R., Miller J. M. et al. On the determination of the spin of the black hole in Cyg X-1 from X-ray reflection spectra // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2012. – Vol. 424, Is. 1. – P. 217–223.

[124] Fairhurst S. Improved source localization with LIGO India / arXiv: 1205.6611 [gr-qc].

[125] Fedorova E. V., Zhdanov V. I., Vignali C., Palum-bo G. G. C. Q2237+0305 in Xrays: spectra and variability with XMM-Newton // Astron. Astrophys. – 2008. – Vol. 490. – P. 989–994.

[126] Ferrarese L., Pogge R. W., Peterson B. M. et al. Supermassive black holes in active galaxic nuclei. I. The consistency of black holes masses in quiescent and active galaxies // Astroph. J. – 2001. – Vol. 555. – L79–L82.

[127] Finn L. S. No statistical excess in EXPLORER/ NAUTILUS observations in the year 2001 // Class. Quantum Grav. – 2003. – Vol. 20. – P. L37–L44.

[128] Fluke C., Webster R. Investigating the geometry of quasars with microlensing // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 302, Is. 1. – P. 68–74.

[129] Flynn C., Holmberg J., Portinari L. et al. On the mass to-light ratio of the local Galactic disk and the optical luminosity of the Galaxy // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2006. – Vol. 372. – P. 1149–1160.

[130] Fomin P. I. Zero cosmological constant and Plank scales phenomenology // Proc. 4 Seminar on Quantum Gravity. – Ed. M.A. Markov. – World Scientific, Singapore, 1988. – P. 813–819.

[131] Font J. A., Stergioulas N., Kokkotas K. D. Non-linear hydrodynamical evolution of rotating relativistic stars: numerical methods and code tests // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. –2000. – Vol. 313. – P. 678–688.

[132] Fowler R. H. On dense matter // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1926.– Vol. 87. – P. 114.

[133] Fu E., Semboloni H., Hoekstra M. et al. Very weak lensing in the CFHTLS Wide: Cosmology from cosmic shear in the linear regime // Astron. Astrophys. – 2000. – Vol. 479, Is. 1. – P. 9–25.

[134] Fukushima T. The Fermi coordinate system in the post-Newtonian framework // Celest. Mech. – 1988. – Vol. 44, Is. 1–2. – P. 61–75.

[135] Ghez A. M., Salim S., Hornstein S. D. et al. Stellar orbits around the Galactic center black hole // Astroph. J. – 2005. – Vol. 620, Is. 2. – P. 744–757.

[136] Ghez A. M., Salim S., Weinberg N. N. et al. Measurement distance and properties of the Milky way's entral supermassive black hole with stellar orbits // Astroph. J. – 2008. – Vol. 689. – P. 1044–1062.

[137] Godone A., Novero C., Tavella P. Null gravitational redshift experiment with nonidentical atomic clocks // Phys. Rev. D. – 1995. – Vol. 51.– P. 319–323.

[138] Gonzales-Mestres L. Deformed Lorentz symmetry and high-energy astrophysics / E-print arXiv: (I) physics/0003080; (II) hep-th/0208064; (III) hep-th/0210141.

[139] Gou L., McClintock J. E., Reid, M. J. et al. The Extreme Spin of the Black Hole in Cygnus X-1 // Astrophys. J. – 2011. – Vol. 742, Is. 2. – 85. – 17 p.

[140] Graff D. S. What are MACHO? Interpreting LMC microlensing // Microlensing 2000: A New Era of Microlensing Astrophysics, ASP Conf. Proc. – Vol. 239. – Eds. J.W. Menzies and Penny D. Sackett. – San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. – 2001. – P. 73.

[141] Greenberg O.W. CPT violation implies violation of Lorentz invariance // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 89. –231602.

[142] Greizen K. End to the cosmic ray spectrum? // Phys. Rev. Lett.– 1966.– Vol. 16. – P. 748–750.

[143] Grieser R., Klein R., Huber G. et al. A test of special relativity with stored lithium ions // Appl. Phys. – 1994. – Vol. B59. – P. 127–133.

[144] Gronwald F. Metric-affine gauge theory of gravity. I. Fundamental structure and field equations // Int. J. Mod. Phys. – 1997. – Vol. D6. – P. 263–304.

[145] Gronwald F., Hehl F. W. On the gauge aspects of gravity / arXiv: gr-qc/9602013.

[146] Gualandris A., Merritt D. Perturbation of intermediate-mass black hole on stellar orbit in the Galactic center // Astroph. J. – 2009. – Vol. 705. – P. 361-371.

[147] Guinot B. Time scales in the context of general relativity // Phil. Trans. R. Soc. A. – 2011. – Vol. 369.– №1953. – P. 4131–4142.

[148] Günther U., Starobinsky A., Zhuk A. Multidimensional cosmological models: Cosmological and astrophysical implications and constraints // Phys. Rev. D. – 2004. – Vol. 69. – 044003.

[149] Günther U., Zhuk A. Gravitational excitons from extra-dimensions // Phys. Rev. D. – 1997. – Vol. 56. – P. 6391–6402.

[150] Günther U., Zhuk A. Multidimensional perfect fluid cosmology with stable compactified internal dimensions // Class. Quantum Grav. – 1998. – Vol. 15. – P. 2025–2035.

[151] Günther U., Zhuk A. Stabilization of internal spaces in multidimensional cosmology // Phys. Rev. D. – 2000. – Vol. 61. – 124001.

[152] Gurevich A., Zybin K., Sirota V. Small-scale DM structure and microlensing; they indicated possible role of non-compact objects for interpretation of microlensing observations on Galactic MACHOs // Usp. Fiz. Nauk. – 1997. – Vol. 167. – P. 914.

[153] Gustafson E., Shoemaker D., Strain K., Weiss R. LSC white paper on detector research and development // LIGO techn. doc. LIGO T990080-00-D. – 1999. (http://www.ligo.org)

[154] Haehneld M. G., Kauffmann G. Multiple suppermassive black holes in galactic bulges // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2002. – Vol. 336. – P. L61–L64.

[155] Haehnelt M. G., Natarajan P., Rees M. J. High-redshift galaxies, their active nuclei and central black holes // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1998. – Vol. 300. – P. 817–827.

[156] Hafele J. C., Keating R. E. Around the world atomic clocks: predicted relativistic time gains // Science. – 14.07.1972. – Vol. 177, Is. 4044. – P. 166–168. – DOI:10.1126/science.177.4044.166.

[157] Hamada T., Salpeter E. E. Models for zero-temperature stars // Astrophys. J. – 1961. – Vol. 134. – P. 683.

[158] Han C., Park, S., Lee Y. Distribution of caustic-crossing intervals for galactic binary-lens microlensing events // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 314, Is. 1. – P. 59–64.

[159] Hansen B. M. S., Milosavljevic M. The need for a second black hole at Galactic center // Asproph. J. – 2003. – Vol. 593. – P. L77–L80.

[160] Hanson D., Challinor A., Lewis A. Weak lensing of the CMB / arXiv:0911.0612.

[161] Harko T., Kovacs Z., Lobo F. Thin accretion disks in stationary axisymmetric wormhole spacetimes // Phys. Rev. D. – 2009. – Vol. 79, Is. 6. – 064001.

[162] Hartle J. B., Sabbadini A. G. The equation of state and bounds on the mass of nonrotating neutron stars // Astrophys. J. – 1977. – Part 1, Vol. 213. – P. 831–835.

[163] Haugan M. P., Lämmerzahl C. Principles of equivalence: their role in gravitational physics and experiments that test them // Lect. Not. Phys. – 2001. – Vol. 562. – P. 195–212.

[164] Hils D., Hall J. L. Improved Kennedy-Thorndike experiment to test special relativity // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 64, Is. 15. – P. 1697–1700.

[165] Hinshaw G., Larson D., Komatsu E. et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results / arXiv:1212.5226.

[166] HiRes Collaboration. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – 101101. (arXiv:astro-ph/0703099v2)

[167] Hobbs G. B., Bailes M., Bhat N. D. R. et al. Gravitational wave detection using pulsars: Status of the Parkes Pulsar Timing Array project // Publ. Astr. Soc. Australia. – 2008. – Vol. 26. – P. 103–109.

[168] Hoekstra H., Jain B. Weak gravitational lensing and its cosmological applications // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2008. – Vol. 58. – P. 99–123.

[169] Hohensee M. A., Leefer N., Budker D. et al. Limits on violations of Lorentz symmetry and the Einstein equivalence principle using radio-frequency spectroscopy of atomic dysprosium / arXiv:1303.2747.

[170] Holmberg J., Flynn C. The local density of matter mapped by Hipparchos // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 313. – P. 209–216.

[171] Huber F. M., Lewis R. A., Messerschmidt E. W., Smith G. A. Precision tests of Einstein's weak equivalence principle for antimatter // Adv. Space Res. – 2000.– Vol. 25, Is. 6.– P. 1245–1249.

[172] Hughes V. W., Robinson H. G., Beltran-Lopez V. Upper limit for the anisotropy of inertial mass from nuclear resonance experiments // Phys. Rev. Lett. – 1960. – Vol. 4. – P. 342–344.

[173] Hulse R. A. The discovery of the binary pulsar // Rev. Mod. Phys. – 1994. – Vol. 66, Is. 3. – P. 699–710.

[174] Hulse R. A., Taylor J. H. Discovery of a pulsar in a binary system // Astrophys. J. Lett. – 1975. – Vol. 195. – P. L51–L53.

[175] Huterer D. Weak lensing, dark matter and dark energy / arXiv:1001.1758.

[176] Iorio L. Is it possible to measure the Lense-Thirring effect on the orbits of the planets in the gravitational field of the Sun? // Astron. Astroph. – 2005. – Vol. 431. – P. 385–389.

[177] Iorio L. On the unreliability of the so far performed tests for measuring the Lense-Thirring effect with the LAGEOS satellites / arXiv gr-qc/0411024.

[178] Janka H.-T. Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae // Annual Review of Nuclear and Particle Science. – 2012. – Vol. 62, Is. 1.– P. 407–451.

[179] Janssen G. H., Stappers B. W., Kramer M. et al. European Pulsar Timing Array // AIP Conf. Proc. – 2008. – Vol. 983. – P. 633–635.

[180] Jenet F., Finn L. S., Lazio J. et al. The North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves / arXiv:0909.1058v1.

[181] Jenet F. A., Hobbs G. B., van Straten W. et al. Upper bounds on the low-frequency stochastic gravitational wave background from pulsar timing observations: current limits and future prospects // Astroph. J. – 2006. – Vol. 653. – P. 1571–1576.

[182] Jimenez R., Band D., Piran T. Energetics of gamma ray bursts // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 561 – P. 171–177.

[183] Kaiser R., Refsdal S., Stabell R. Astrophysical applications of gravitational microlensing // Astron. Astroph. – 1986. – Vol. 166. – P. 36–52.

[184] Kaiser N., Squires G. Mapping the dark matter with weak gravitational lensing // Astroph. J. – 1993. – Vol. 404. – P. 441–450.

[185] Kalogera V., Kim C., Lorimer D. R. et al. The cosmic coalescence rates for double neutron star binaries // Astroph. J. – 2004. – Vol. 601. – P. L179–L182.

[186] Kaluza Th. Zum Unitätsproblem der Physik // Sitzungsber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. – 1921. – P. 966.

[187] Kanda N. and LCGT collaboration. LCGT and the global network of gravitational wave detectors / arXiv:1112.3092.

[188] Karachentseva V.E., Melnyk O.V., Vavilova I.B., Makarov D.I. Galaxy triplets in the Local Supercluster. 2. Virial masses and sum of individual masses // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2005. – Т. 21. – С. 217 –230.

[189] Kardashev N., Novikov I., Shatskiy A. Astrophysics of wormholes // Intern. J. Modern. Phys. – 2007. – N16. – P. 909–926.

[190] Kawamura S., Ando M., Nakamura T. et al. The Japanese space gravitational-wave antenna – DECIGO // J. Phys. Conf. Ser. – 2008. – Vol. 122. – 012006.

[191] Kennedy R. J., Thorndike E. M. Experimental establishment of the relativity of time // Phys. Rev. B. – 1932. – Vol. 42. – P. 400–418.

[192] Kerr R. P. Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics // Phys. Rev. Lett. – 1963. – Vol. 11. – P. 237–238.

[193] Khalaidovski A., Vahlbruch H., Lastzka N. et al. Status of the GEO600 squeezed-light laser / arXiv:1112.0198v1 [quant-ph].

[194] Khalatnikov I. M., Parnovsky S. L. On the motion of particles in the field of the naked Kasner-type singularity // Physics Lett. – 1978. – Vol. 66A, Is. 6.– P. 466–468.

[195] Kim C., Kalogera V., Lorimer D. R. The probability distribution of binary pulsar coalescence rates. I. Double neutron star systems in the galactic field // Astroph. J. – 2003. – Vol. 584. – P. 985–995.

[196] Kirzhnits D. A., Chechin V. A. Cosmic rays and the elementary length (Model with large Lorentz factor and relativistic relations violations to explain theoretical estimate disparity with experimental data for high energy primary cosmic rays) // JETP Lett. – 1971. – Vol. 14. – P. 172–174.

[197] Klein O. Quantentheorie and funfdimensionale Relativitatstheorie // Zeitschrift für Physik. – 1926. – Vol. 37. – P. 895.

[198] Kneib J., Alloin D., Mellier Y. et al. Modelling the Cloverleaf: contribution of galaxy cluster at z~1.7 // Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 329. – P. 827–839.

[199] Kneib J., Alloin D., Pello R. Unveiling the nature of Cloverleaf lens-system: HST/NICMOS-2 observations// Astron. Astrophys. – 1998. – Vol. 339. – P. L65–L68.

[200] Kogut A. et al. Dipole anisotropy in the COBE differential microwave radiometers. First-year sky maps // Astroph. J. – 1993. – Vol. 419. – P. 1–6.

[201] Komatsu E., Dunkley J., Nolta M. R. Et al Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation // Astrophys. J. Suppl. – 2009. – Vol. 180. – P. 330–376.

[202] Komatsu E., Smith K. M., Dunkley J. et al. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation // Astrophys. J. Suppl. – 2011. – Vol. 192, Is. 2. – 18. – 47 p.

[203] Koopmans L. V. E., Wambsganss J. On the probability of microlensing in GRB afterglows // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2001. – Vol. 325. – P. 1317–1322.

[204] Kopeikin S. M. Celestial coordinate reference systems in curved space–time // Cel. Mech. – 1988. – Vol. 44. – P. 87–115.

[205] Kowalska I., Regimbau T., Bulik T. et al. Effect of metallicity on the gravitational-wave signal from the cosmological population of compact binary coalescences / arXiv: 1205.4621 [astro-ph].

[206] Kramer M. Determination of the geometry of the PSR B1913+16 system by geodetic precession // Astroph. J. – 1998. – Vol.509, Is. 2. – P. 856–860.

[207] Kramer M. Probing gravitation with pulsars. Proceedings of the International Astronomical Union. – 2013. – Vol. 291. – P. 19-26.

[208] Kramer M. Strong-field Gravity with the Double Pulsar and in the Future // Frontiers of Astrophysics: A Celebration of NRAO's 50th Anniversary. – Eds. A. H. Bridle, J. J. Condon, and G. C. Hunt. – ASP Conference Series. – 2008. – Vol. 395. – P. 249.

[209] Kramer M., Stairs I. H., Manchester R. N. et al. Tests of General Relativity from Timing the Double Pulsar // Science. – 2006. – Vol. 314, Is. 5796. – P.97–102.

[210] Kundic T., Colley W., Gott J. et al. An event in the light curve of 0957+561A and prediction of the 1996 image B light curve // Astroph. J. Lett. – 1995. – Vol. 455. – P. L5.

[211] Kuo C. L., Ade P. A. R., Bock J. J. et al. High-resolution observations of the cosmic microwave background power spectrum with ACBAR // Astrophys. J. – 2004. – Vol. 600. – P. 32–51.

[212] Lämmerzahl C. General relativity in space and sensitive tests of the equivalence principle / arXiv: gr-qc/0402122.

[213] Lämmerzahl C., Ahlers G., Ashby N. et al. Review: experiments in fundamental physics scheduled and in development for the ISS // Gen. Relat. and Grav.– 2004.– Vol. 36, Is. 3.– P. 615–649.

[214] Lämmerzahl C., Dittus H. Fundamental physics in space: a guide to present projects // Ann. Phys. – 2002. – Vol. 11. – P. 95–150.

[215] Lämmerzahl C., Dittus H., Peters A., Schiller S. OPTIS – a satellite based test of special and general relativity // Class. Quant. Grav. – 2001.– Vol. 18. – P. 2499.

[216] Laor A. Line profiles from a disk around a rotating black hole // Astroph. J. – 1991. –Vol. 376. – P. 90–94.

[217] Larson D., Dunkley J., Hinshaw G., Komatsu E. et al. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-derived Parameters // Astrophys. J. Suppl. – 2011. – Vol. 192. – P. 16.

[218] Laurent P., Götz D., Binétruy P. et al. Constraints on Lorentz Invariance Violation using integral/IBIS observations of GRB041219A // Physical Review D. – 2011. – Vol. 83, Is. 12. – 121301.

[219] Lebah D E, Corey B. E, Shapiro I. I. et al. Measurement of the solar gravitational deflection of radio waves using very-long-base interferometry // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 75. – P. 1439–1442.

[220] Lense J., Thirring H. Über den Einfluss der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie. – Phys. Z. – 1918. – Vol. 19. – P. 156–163.

[221] Liberati S. Tests of Lorentz invariance: a 2013 update // Classical and Quantum Gravity. – 2013. (arXiv:1304.5795v1 [gr-qc]).

[222] Lichnerowicz A. Relativistic hydrodynamics and magnetohydrodynamics. New York: Benjamin, 1967. – 198 p.

[223] Linder E. V. Light thoughts on dark energy // New Astron. Rev. – 2005. – Vol. 49, Is. 2–6. – P. 93–96.

[224] Lockerbie N., Mester J. C., Torii R. et al. STEP: a status report // Lect. Not. Phys. – 2001. – Vol. 562. – P. 213–247.

[225] Loeb A. Cosmological formation of quasar black holes // Astroph. J. – 1993. – Vol. 403. – P. 542–551.

[226] Loeb A. Cosmological studies with gamma-ray bursts // Supernovae and GRB. – Ed. K. Weiler. – Lect. Not. Phys. – 2003. – Vol. 598. – P. 445–456.

[227] Lokas E. L., Mamon G. Dark matter distribution in the Coma cluster from galaxy kinematics: breaking the mass-anisotropy degeneracy // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 343. – P. 401–412.

[228] Losurdo S. Advanced VIRGO taking off // h-The gravitational voice. – March 2012, N 21.– P. 3.

[229] Luck H., Affeld C., Degallaix J. et al. The upgrade of GEO600 // J. Phys. Conf. Ser. – 2010. – Vol. 228. – 012012 (arXiv:1004.0339).

[230] Lynden-Bell D. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars // Nature. – 1969. – Vol. 223 – P. 690.

[231] Lyne A. G., Burgay M., Kramer M. et al. A Double-Pulsar System: A Rare Laboratory for Relativistic Gravity and Plasma Physics // Science. – 2004. – Vol. 303, Is. 5661. – P. 1153–1157.

[232] Maartens R. Brane-World Gravity // Living Rev. Relat. – 2003. – Vol. 7, N. 7.

[233] Magueijo J., Smolin L. Generalized Lorentz invariance with an invariant energy scale // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol. 67, Is. 4. – 044017.

[234] Maillard J. P., Paumard T., Stolovy S. R., Rigaut F. The nature of the Galactic Center source IRS 13 revealed by high spatial resolution in the infrared // Astron. Asrophys. – 2004. – Vol. 423. – P. 155–167.

[235] Maleki L., Prestage J. Spacetime mission: clock test of relativity at four Solar radii // Lect. Not. Phys. – 2001. – Vol. 562. – P. 369–380.

[236] Manchester R. N. Detection of gravitational waves using pulsar timing / arXiv: 1004.3602.

[237] Mansouri R., Sexl R. U. A test theory of special relativity // Gen. Rel. Grav. – 1977.– Vol. 8. – P. 497; P. 515; P. 809.

[238] Mao S., Smith C., Wozniak P. et al. Optical gravitational lens experiment. OGLE-1999-BUL-32: the longest ever microlensing event – Evidence for stellar mass black hole// Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2002. – Vol.329, Is. 2. – P. L349–L354.

[239] Marzlin K. P. Fermi coordinates for weak gravitational fields // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 50, Is. 2. – P. 888–891.

[240] Massey R., Rhodes J., Leauthaud A. et al. COSMOS: Three-dimensional weak lensing and the growth of structure // Astrophys. J. Suppl. – 2007. – Vol. 172, Is. 1. – P. 239–253.

[241] Mauceli E., Mattingly D. Modern tests of Lorentz invariance / see in: http://www.livingreviews.org/lrr-2005-5 (arXiv: gr-qc/0502097).

[242] Mauceli E., McHugh M. P., Hamilton W. O. et al. Search for periodic gravitational radiation with the ALLEGRO gravitational wave detector / arXiv gr-qc/0007023.

[243] Melnyk O. V., Vavilova I. B. Dark matter in very poor galaxy groups // Adv. Space Res. – 2008. – Vol. 42.– P. 591–595.

[244] Michelson A., Morley E. The relative motion of the Earth and the luminiferous ether // Philos. Mag.– 1887.– Vol. 24.– P. 449–463.

[245] Miller L., Lopes A., Smith R. et al. Possible arcminute-separation gravitational lensed QSOs in the 2dF QSO Survey // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 348, Is. 2. – P. L395–L405.

[246] Mineshige S., Yonehara A. gravitational microlens mapping of quasar accretion disk // Publ. Astron. Soc. Japan. – 1999. – Vol. 51. – P. 497–504.

[247] Molaro P., Centurion M., D'Odorico S., Levshakov S. VLT/UVES shows nocosmological variability of α / arXiv Astro-Ph/0505090.

[248] Moore B., Governato F., Quinn T., Stadel J., Lake G. Resolving the Structure of Cold Dark Matter Haloes // Astrophys. J. – 1998. – Vol. 499. – P. L5–L8.

[249] Morris M. S., Thorne K. S. Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity // Am. J. Phys. – 1988. – Vol. 56. – P. 395–412.

[250] Muller E. Gravitational radiation from core-collapse supernovae // Class. Quant. Grav. – 1997. – Vol. 14, Is. 6. – P. 1455–1460.

[251] Muller E., Janka H.-T. Gravitational radiation from convective instabilities in type II supernovae explosions // Astron. Astroph. – 1997. – Vol. 317. – P. 140–163.

[252] Müller H., Herrmann S., Braxmaier C. et al. New optical tests of special relativity // Phys. Rev. Lett.– 2003.– Vol. 91, Is. 2.– 020401.

[253] Müller J., Nordtvedt K. Lunar laser ranging and the Equivalence Principle signal // Phys. Rev. D. – 1998. – Vol. 58, Is. 6. – 062001.

[254] Munshi D., Valageas P., Van Waerbeke L., Heavens A. Cosmology with Weak Lensing Surveys // Phys. Rept. – 2008. – Vol. 462. – P. 67–121.

[255] Murphy M. T.; Webb J. K., Flambaum V. V. et al. Possible evidence for a variable fine-structure constant from QSO absorption lines: motivations, analysis and results // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2001. – Vol. 327, Is. 4. – P. 1208–1222.

[256] Murphy M. T., Webb J. K., Flambaum V. V. Further evidence for a variable fine-structure constant from Keck/HIRES QSO absorption spectra // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. –2003. – Vol. 345, Is. 2. – P. 609–638.

[257] Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering // Astrophys. J. Lett. – 1997. – Vol. 490. – P. 493–508.

[258] Nelemans G., Yungelson L. R., Portegies Zwart S. F. Short-period AM CVn systems as optical, X-ray and gravitational wave sources // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2004. – Vol. 349 – P. 181–192.

[259] Nemiroff R. AGN broad emission line amplification from gravitational microlensing // Astroph. J. – 1988. – Vol. 335, № 2. – P. 593–605.

[260] Nesterov A. I. Riemann normal coordinates, Fermi reference system and the geodesic deviation equation // Class. Quantum Grav. – 1999. – Vol. 16. – P. 465–477.

[261] Ni W.-T. Dark energy, co-evolution of massive black holes with galaxies, and ASTROD-GW / arXiv: 1104.5049.

[262] Ni W.-T. Testing relativistic gravity and measuring solar system parameters via optical space missions // Lect. Not. Phys. – 2001. – Vol. 562. – P. 330–343.

[263] Ni W.-T., Shiomi S., Liao A.-C. ASTROD, ASTROD I and their gravitational-wave sensitivities // Class. Quant. Grav. – 2004. – Vol. 21, Is. 5. – P. S641–S646.

[264] Nojiri S., Odintsov S.D. Introduction to modified gravity and gravitational alternative for dark energy // Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys. – 2007. – Vol. 4. – P. 115–146.

[265] Nonlinear Gravitodynamics, the Lense-Thirring effect. – Eds. Ruffini R., Sigismondi C. – Singapore: World Scientific, 2003.

[266] Nordtvedt K. An overview of solar system gravitational physics: the theory-experiment Interface // Lect. Not. Phys. – 2001. – Vol. 562.– P. 3–14.

[267] Nordtvedt K. Jr. Equivalence principle for massive bodies. I. Phenomenology // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 169. – P. 1017–1025.

[268] Nordtvedt K. Jr. Testing relativity with laser ranging to the moon // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 170. – P. 1186–1187.

[269] Nordtvedt K. Optimizing the observation schedule for tests of gravity in lunar laser ranging and similar experiments // Class. Quant. Grav. – 1998. – Vol.15. – P. 3363–3381.

[270] Nordtvedt K., Jr. Lunar laser ranging – a comprehensive probe of post-Newtonian gravity // Lect. Not. Phys. – 2001. – Vol. 562. – P. 317.

[271] Novikov I., Kardashev N., Shatskiy A. The multicomponent universe and astrophysics of wormholes // Phys. Usp. – 2007. – Vol. 50.– P. 965–976.

[272] Novosyadlyj B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark Energy: observational evidence and theoretical models. – Vol. 1. of the " Dark Energy and Dark Matter in the Universe" in three volumes, ed. V. Shulga. – K.: PH "Akademperiodyka", 2013. – 380 p.

[273] Nowak M. A., Wilms J., Pottschmidt K., Markoff S. The Microquasar Cyg X-1: A Short Review / In: Proc. «Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources», Frascati Workshop, 2011, May 23-28, Vulcano, Italy. – 5. – P. 2011. (arXiv:1107.2391)

[274] Nozawa T., Stergioulas N., Gourgoulhon E., Eriguchi Y. Construction of highly accurate models of rotating neutron stars – comparison of three different numerical schemes // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1998. – Vol. 132. – P. 431–454.

[275] Oguri M. How many arcminute-separation lenses are expected in the 2dF QSO Survey // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 339, Is. 2. – P. L23–L27.

[276] Oort J. H. The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems // Bull. Astron. Inst. Neth. – 1932. – Vol. 6. – P. 249–287.

[277] Overdin J. M., Wesson P. S. Kaluza-Klein gravity // Phys. Rept. – 1997. – Vol. 283. – P. 303–380.

[278] Page L., Nolta M. R., Barnes C. et al. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: interpretation of the TT and TE angular power spectrum peaks. // Astrophys. J. Suppl. – 2003. – Vol. 148. – P. 233–241.

[279] Parnovsky S. L Gravitation fields near the naked singularities of the general type // Physica – 1980. – Vol. 104A. – P. 1423–1437.

[280] Parnovsky S. L. A general solution of gravitational equations near their singularities// Clas. Quant. Gravit. – 1990. – Vol. 7. – P. 571–575.

[281] Parnovsky S. L. Can Reisner-Nordstrom singularities exist? // Gen. Rel. Grav. – 1981. – Vol. 13, Is. 9. – P. 853–863.

[282] Parnovsky S. L. Quantum particle production in the formation of naked Kasner–type singularities // Phys. Let. – 1979. – Vol. 73A, Is. 3. – P. 153–156.

[283] Parnovsky S. L., Gaydamaka O. Z. A generalization of the Zipoy-Voorhees metric in the presence of a conformally invariant scalar field // Укр. фізич. жур. – 2004.– Т. 49, № 3.– С. 205–209.

[284] Parnovsky S. L., Parnowski A. S. Large-scale collective motion of RFGC galaxies in curved space-time // Astrophys. Space Sci. – 2011. – Vol. 331. – P. 429–440. – DOI 10.1007/s10509-010-0476-x.

[285] Pavlenko Ya. V. Vavilova I. B., Kostiuk T. Astronomy in Ukraine // Organizations & Strategies in Astronomy. – Springer-Verlag, 2006. – Vol. 7. – P. 121-146.

[286] Pearson T. J., Mason B. S., Readhead A. C. et al. The anisotropy of the microwave background to l = 3500: mosaic observations with the Cosmic Background Imager // Astrophys. J. – 2003. – Vol. 591. – P. 556–574.

[287] Pelykh V. Sen-Witten orthonormal three-frame and gravitational energy quasilocalization // Class. Quant. Grav. – 2003. – Vol. 20 – P. 1115–1123.

[288] Penrose R. Gravitational collapse: the role of general relativity// Riv. Nuovo Cim. – 1969. – Vol. 1, special issue. – P. 253–276. (Proc. of the Florence inaugural Conf. of the Eur. Phys. Soc. «The growth of Physics», Florence, Italy, 8–12 Aug. 1969)

[289] Penzias A. A., Wilson R. W. A. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. // Astrophys. J.– 1965.– Vol. 142.– P. 419–421.

[290] Perera B. B. P., McLaughlin M. A., Kramer M. et al. The Evolution of PSR J0737−3039B and a Model for Relativistic Spin Precession // Astrophys. J. – 2010. – Vol. 721. – P. 1193–1205.

[291] Perlmuter S., Aldering G., Della Valle M. et al. Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe // Nature – 1998. – Vol. 391. – P. 51–54.

[292] Perlmutter, S., Aldering G., Goldhaber G. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 517. – P. 565–586.

[293] Peterson B. M. An introduction to active galactic nuclei. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. – 238 p.

[294] Phillips P. M. Wide separation gravitational lens surveys // New Cosmological Data and the Values of the Fundamental Parameters / 201st IAU Symp. – Manchester, England. – 2000.

[295] Pizella G. Coincidence search between the gravitational wave detectors EXPLORER and NAUTILUS in the years 1998, 2001, 2003, and 2004 // Frontier objects in Astrophysics and Particle physics. – Bologna: Conference Proceedings. – Eds. R. Giovanelli and G. Mannocchi. – 2007. – Vol. 93.

[296] Plyatsko R., Bilaniuk O. Gravitational ultrarelativistic interaction of classical particles in the context of unification of interaction // Class. Quant. Grav. – 2001.– Vol. 18.– P. 5187–5198.

[297] Popowski P., Nelson A., Bennett D. et al. Recent microlensing results from the MACHO project / Gravitational Lensing: Unique Tool For Cosmology. – Eds. Valls-Gabaud & Kneib. – Aussois, 2003. – P. 25.

[298] Portegias Zwart S., McMillan S. The runaway growth of intermediate-mass black holes in dense star clusters // Astroph. J. – 2002. – Vol. 576, Is. 2. – P. 899–907.

[299] Pound R. V., Rebka G. A. Apparent weight of photons // Phys. Rev. Lett. – 1960. – Vol. 4, Is. 7. – P. 337–341.

[300] Pound R. V., Snider J. L. Effect of Gravity on Nuclear Resonance // Physical Review Letters. –1964. – Vol. 13, Is. 18. – P. 539–540.

[301] Press W. H., Teukolsky S. A. Perturbations of a rotating black hole. II. Dynamical stability of the Kerr metric // Astrophys. J. – 1973. – Vol. 185. – P. 649–674.

[302] Preuss O. Astronomical tests of the Einstein equivalence principle: PhD thesis. – Max-Planck-Institute for Aeronomy, Germany, 2003. (arXiv: gr-qc/0305083)

[303] Prodi G.A., Heng I.S., Allen Z.A. et al. Initial operation of the international Gravitational event collaboration // Int. J. Mod. Sci. – 2000. – Vol. D9. – P. 237–245.

[304] Quast R., Reimers D., Levshakov S. A. Probing the variability of the fine-structure constant with the VLT/UVES // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 415 – P. L7–L11.

[305] Rafikov R. R., Lai D. .Effects of Pulsar Rotation on Timing Measurements of the Double Pulsar System J0737-3039 // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 641. – P. 438–446.

[306] Rainer M., Zhuk A. Einstein and Brans-Dicke frames in multidimensional cosmology // Gen. Rel. Grav. – 2000. – Vol. 32. – P. 79–104.

[307] Ransom S. M., Stairs I. H., Archibald A. M. et al. A millisecond pulsar in a stellar triple system // Nature. – 2014. – Vol. 505. – P. 520–524.

[308] Rau W. Dark Matter Search Experiments // arXiv: 1103.5267v1

[309] Reasenberg R. D. Shapiro I. I., MacNeil P. E. et al. Viking relativity experiment: Verification of signal retardation by solar gravity // Astrophys. J. Lett. – 1979. – Vol. 234. – P. L219–L221.

[310] Rees M. Black hole models for active galactic nuclei // Ann. Rev. Astron. Astroph. – 1984. – Vol. 22. – P. 471–506.

[311] Refregier A. Weak gravitational lensing by large-scale structure // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 41. – P. 645-668.

[312] Refsdal S., Surdej J. Gravitational Lenses. – ESO, Scientific Preprint No 952, 1993. – 89 p.

[313] Regis M. Particle dark matter: the state of the art // arXiv: 1008.0506v1.

[314] Resolutions of XXIV GA IAU // Information Bulletin of the IAU.– 2001.– №88.– P. 28–40.

[315] Riehle F. Clocks for length and time measurement // Lect. Not. Phys.– 2001. – Vol. 562. – P. 347–368.

[316] Riess P. M., Philipenko A. V., Challis P. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological constant // Astron. J. – 1998. – Vol. 116. – P. 1009–1038.

[317] Riis E. et al. Test of the isotropy of the speed of light using fast-beam laser spectroscopy // Phys. Rev. Lett.– 1988.– Vol. 60.– P. 81–84.

[318] Robertson D. S., Carter W. E., Dillinger W. H. New measurement of solar gravitational deflection of radio signals using VLBI // Nature. – 1991. – Vol. 349. – P. 768–770.

[319] Robertson H. Postulate versus observation in the special theory of relativity // Rev. Mod. Phys. – 1949. – Vol. 21.– P. 378.

[320] Roll P. G., Krotkov R., Dicke R. H. The equivalence of inertial and passive gravitational mass // Ann. Phys. – 1964. – Vol. 26. – P. 442–517.

[321] Sachs R. K. Gravitational waves in General Relativity. VIII. Waves in asymptotically flat spaces // Proc. Roy. Soc. London. – 1962. – Vol. 270. – P. 103–126.

[322] Sahni V. The cosmological constant problem and quintessence // Class. Quant. Grav. – 2002. – Vol. 19. – P. 3435–3448.

[323] Sahni V., Shtanov Yu. V. Braneworld models of dark energy // J. Cosmol. Astropart. Phys. – 2003. –Vol. 11. – P. 14.

[324] Salpeter E. E. Accretion of interstellar matter by massive object // Astroph. J. – 1964. – Vol. 140. – P. 796–800.

[325] Sanwal D., Pavlov G. G., Zavlin V. E., Teter M. A. Discovery of absorption features in spectrum of an isolated neutron star // Astroph. J. – 2002. – Vol. 574. – P. L61–L64.

[326] Savage C., Gelmini G., Gondolo P., Freese K. XENON10/100 dark matter constraints in comparison with CoGeNT and DAMA: examining the L_{eff} dependence // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 83. – 055002.

[327] Sazhin M.V. Opportunities for detecting ultralong gravitational waves // Sov. Astron. – 1978. – Vol. 22. – P. 36-38.

[328] Sazhin M.V., Zharov V.E., Volynkin A.V., Kalinina T.A. Microarcsecond instability of the celestial reference frame // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1998. – Vol. 300. – P. 287–291.

[329] Schechter P., Bailyn C., Barr R. et al. The quadruple gravitational lens PG1115+080: Time delays and models // Astroph. J. Lett. – 1997. – Vol. 475. – P. L85.

[330] Schiff L. I. On experimental tests of the general theory of relativity // Amer. J. Phys. – 1960. – Vol. 28. – P. 340–343.

[331] Schild R. Microlensing variability of the gravitationally lensed quasar Q0957+561 A, B // Astroph. J. – 1996. – Vol. 464. – P. 125.

[332] Schild R., Masnyak I., Hnatyk B., Zhdanov V. Anomalous fluctuations in observations of Q0957+561 A,B: Smoking gun of a cosmic string? // Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 422. – P. 477–482.

[333] Schild R., Smith R. C. Microlensing in the Q0957 + 561 gravitational mirage // Astron. J. – 1991. – Vol. 101. – P. 813–817.

[334] Schmidt R. W., Allen S. W. The dark matter halos of massive, relaxed clusters observed with Chandra // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 379. – P. 209–221.

[335] Schneider P. Gravitational lensing as a probe of structure / arXiv: astro-ph 0306465.

[336] Schneider P. Weak gravitational lensing with SKA // Perspectives on Radio Astronomy, Scientific Imperatives at cm and m wavelengths, Proc. of a workshop in Amsterdam. – Edited by M. P. van Haarlem. – Published by ASTRON, 2000. – ISBN: 90–805434–1–1. – P. 203.

[337] Schneider P., Ehlers J., Falko E. E. Gravitational Lenses. – New York: Springer, 1992. – 435 p.

[338] Schneider P., Weiss A. A gravitational lens origin of AGN variability? Consequences of microlensing // Astron. Astroph. – 1987. – Vol. 171, Is. 1–2. – P. 49–65.

[339] Schodel R., Eckart A., Iserlohe C. et al. A black hole in the galactic center complex IRS 13E? // Astroph. J. – 2005. – Vol. 625, Is. 2. – P. L111–L114.

[340] Schoen P., Yau S. T. On the proof of the positive mass conjecture in general relativity // Comun. Math. Phys. – 1979. – Vol. 65. – P. 45–76.

[341] Schrabback T., Hartlap J., Joachimi B. et al. Evidence for the accelerated expansion of the Universe from weak lensing tomography with COSMOS / arXiv:0911.005.

[342] Schutz B. F. Sources of radiation from neutron stars / arXiv: gr-qc/9802020.

[343] Sereno M., Lubini M., Jetzer Ph. A multi-wavelength strong lensing analysis of baryons and dark matter in the dynamically active cluster AC 114 // Astron. Astrophys. – 2010. – Vol. 518. – A55.– 16 p.

[344] Shalyapin V., Goicoechea L., Alcalde D. et al. The nature and size of the optical continuum in QSO 2237+0305 // Astroph. J. – 2002. – Vol. 579, Is. 1. – P. 127–135.

[345] Shapiro I. I., Counselman C. C., King R. W. Verification of the principle equivalence for massive bodies // Phys. Rev. Lett. – 1976. – Vol. 36, Is. 11. – P. 555–558.

[346] Shapiro I. I., Reasenberg R. D., MacNeil P. E. et al. The Viking relativity experiment // J. of Geophys. Research. – 1977. – Vol. 82. – P. 4329–4334.

[347] Shapiro I. I., Reasenberg R. D., Chandler J. F., Babcock R. W. Measurement of the deSitter precession of the Moon: A relativistic three-body effect // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol. 61. – P. 2643–2646.

[348] Shatskiy A., Novikov I., Kardashev N. New analytical models of «traversable» wormholes// Phys.Usp. – 2008. – Vol. 51. – P. 457–464.

[349] Shild A. Gravitational theories of the Whitehead type and the Principle of Equivalence. // Evidence for Gravitational theories, Ed. Muller C.– New York: Academic Press, 1962.

[350] Sigurdsson S., Richer H. B., Hansen B. M. et al. A young white dwarf companion to pulsar B1620–26: evidence for early planet formation // Science. – 2003. – Vol. 301. – P. 193–196.

[351] Silk J., Rees M. J. Quasars and galaxy formation // Astron. Astroph. – 1998. – Vol. 331. – P. L1–L4.

[352] Sluse D., Claeskens J-F., Hutsemékers D. et al. Discovery of a quadruply imaged quasar surrounded by a ring // Gravitational lensing: a unique tool for cosmology (Aussois, Savoie, France, January, 5–11, 2003). – Eds. D. Valls-Gabaud and J.-P. Kneib. – ASP Confer. Series, 2004. – Vol. CS–326.

[353] Sluse D., Surdej J., Claeskens J.-F. et al. A quadruply imaged quasar with an optical Einstein ring candidate: 1RXS J113155.4-123155 // Astron. and Astrophys. – 2003. – Vol. 406, Is. 2. – P. L43–L46.

[354] Soffel M., Herold H., Ruder H., Schneider M. Reference frames in relativistic space-time // Veröf. Bayer Kommis. Int. Erdmess.– 1986.– H. 48. – S. 237–270.

[355] Soffel M., Klioner S. A., Petit G. et al. The IAU 2000 resolutions for astrometry, celestial mechanics, and metrology in the relativistic framework: explanatory supplement // Astron. J.– 2003.– Vol. 126. – P. 2687–2706. (arXiv: astro-ph/0303376)

[356] Sokolsky P.; the HiRes Collaboration. Observation of the GZK cutoff by the HiRes Experiment // Nuclear Physics B. Proceedings Supplements. – 2009. –Vol. 196. – P. 67–73.

[357] Spergel D. N., Verde L., Peiris H. V. et al. 2003. First year Wilkinson Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters // Astrophys. J. Suppl. – 2003. – Vol. 148 – P. 175.

[358] Stairs I. H. Testing General Relativity with Pulsar Timing // Living Rev. Relativ. – 2003. – 6 (www.livingreviews.org/lrr-2003-5)

[359] Starobinsky A. A. Disappearing cosmological constant in f(R) gravity // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 86. – С. 183–189.

[360] Stergioulas N. Rotating stars in relativity // Living Rev. Rel. – 1998.– Vol.1, art. 8.

[361] Strolger L.-G., Tonry J., Casertano S. et al. Type Ia supernova discoveries at z > 1 from the Hubble Space Telescope: Evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution // Astroph. J. – 2004. – Vol. 607. – P. 665–687.

[362] Su Y., Heckel B. R., Adelberger E. G. et al. New tests of the universality of free fall // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 50. – P. 3614–3636.

[363] Synge J. L. On the neighbourhood of a geodesic in Riemannian space // Duke Math. Journ. – 1935.– Vol. 1.– P. 527.

[364] Takahashi R., Yonehara A., Mineshige S. X-Ray microlensing of bright quasars // Publ. Astron. Soc. Japan. – 2001. – Vol. 53. – P. 387–398.

[365] Taniguchi Y., Wada K. The nuclear starburst driven by a supermassive black hole binary // Astroph. J. – 1996. – Vol. 469. – P. 581–588.

[366] Taylor J. H. Binary pulsar and relativistic gravity // Rev. Mod. Phys.– 1994. – Vol. 66, Issue 3. – P. 711–719.

[367] Teukolsky S. A. Perturbations of a rotating black hole. I. Fundamental equations for gravitational, electromagnetic, and neutrino-field perturbations // Astroph. J. – 1973. – Vol. 185. – P. 635–648.

[368] Teukolsky S. A. Rotating black holes: Separable wave equations for gravitational and electromagnetic perturbations // Phys. Rev. Lett. – 1972. – Vol. 29. – P. 1114–1118.

[369] Teukolsky S. A., Press W. H. Perturbations of a rotating black hole. III – Interaction of the hole with gravitational and electromagnetic radiation // Astrophys. J. – 1974. – Vol. 193. – P. 443–461.

[370] The Pierre Auger Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei // Astropart. Phys. – 2008. – Vol. 29. – P. 188-204

[371] The Pierre Auger Collaboration. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects// Science. – 2007. – Vol. 318. – P. 938 – 943.

[372] The Shear TEsting Programme STEP / http://www.physics.ubc.ca/~heymans/step.html

[373] Thorsett S. E., Arzoumanian Z., Camilo F., Lyne A. G. The triple pulsar system PSR B1620–26 in M4 // Astrophys. J. – 1999. – Vol. 523.– P. 763–770.

[374] Touboul P. Space accelerometers: Present status // Lect. Not. Phys.– 2001. – Vol. 562. – P. 273–291.

[375] Turyshev S. G., Shao M., Nordvedt K. The laser astrometric test of relativity mission // Class. Quant. Grav. – 2004. – Vol. 21, Is. 12. – P. 2773–2799.

[376] Turyshev S. G., Shao M., Nordtvedt K. Optical design for the laser astrometric test of relativity / arXiv: gr-qc/0502113.

[377] Turyshev S. G., Williams J. G., Nordtvedt K., Jr., Shao M., Murphy T.W., Jr. 35 Years of testing relativistic gravity: Where do we go from here? // Lect. Not. Phys. – 2004. – Vol. 648. – P. 311–330.

[378] Vakulik V. G., Dudinov V. N., Zheleznyak A. P. et al. VRI photometry of the Einstein Cross Q2237+0305 at Maidanak observatory // Astronomische Nachrichten. – 1997. – Vol. 318, Is. 2. – P. 73.

[379] Vakulik V. Schild R., Dudinov V. et al. Colour effects associated with the 1999 microlensing brightness peaks in gravitationally lensed quasar Q2237+0305 // Astron. Astrophys.– 2004. – Vol. 420. – P. 447–457.

[380] Vessot R. F. C., Levine M. V. A test of the equivalence principle using a space-born clock // Gen. Rel. Grav. – 1979. – Vol. 10. – P. 181.

[381] Vessot R. F. C., Levine M. V., Mattison E. M. et al. Test of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser // Phys. Rev. Lett. – 1980. – Vol. 45. – P. 2081–2084.

[382] Villata V., Raiteri C. M. Helical jets in blazars I. The case of Mkn 501 // Astron. Astrophys. – 1999. – Vol. 347. – P. 30–36.

[383] Voss R., Tauris T. V. Galactic distribution of merging start and black holes – properties for short j-way burst progenitors and LIGO // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2003. – Vol. 342. – P. 1169.

[384] Vucetich H. Testing Lorentz invariance violation in quantum gravity theories / arXiv:gr-qc/0502093.

[385] Wambsganss J. Cosmological microlensing // Microlensing-2000: A New Era of Microlensing Astrophysics. – Eds. Menzies & Sackett. – ASP conf. series. – Vol. 239. – San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2000. – P. 351.

[386] Wambsganss J. Gravitational lensing in astronomy // Living Rev. Relat. – 1998. – Vol.1, art. 12.

[387] Wambsganss J. Gravitational lensing. A universal astronomical tool // Astrophys. Space Sci. – 2001. – Vol. 278, Is. 12. – P. 123–128.

[388] Wambsganss J. The search for matter with gravitational lensing / Astro-ph 0207616.

[389] Weber J. Evidence for discovery of gravitational radiation // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22. – P. 1320–1324.

[390] Weinberg N. N., Milosavljevic M., Ghez A. M. Stellar dynamics at the Galactic Center with an Extremely Large Telescope // Astroph. J. – 2005. – Vol. 622, Is. 2. – P. 878–891.

[391] Weinberg S. Cosmology. – Oxford: Oxford Univ. Press, 2008. – 593 p.

[392] Weisberg J. M., Nice D. J., Taylor J. H. Timing measurements of the relativistic binary pulsar psr b1913+16 // Astroph. J. – 2010. – Vol. 722.– P. 1030–1034.

[393] Will C. M. Finally, results from Gravity Probe B // Physics. – 2011. – Vol. 4. – P. 43. (arXiv: 1106.1198)

[394] Will C. M. The confrontation between General Relativity and experiment // Astroph. Space Sci. – 2003. – Vol. 283, Is. 4. – P. 543–552.

[395] Will C. M. The confrontation between General Relativity and Experiment // General Relativity and John Archibald Wheeler. – Eds. Ciufolini I., Matzner R. – Springer, 2010. – 547 p. – P.73–93.

[396] Will C. M. Theory and experiment in gravitational physics. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993.

[397] Williams J. G., Newhall X. X., Dickey J. O. Relativity parameters determined from lunar laser ranging // Phys. Rev. D. – 1996. – Vol. 53. – P. 6730–6739.

[398] Williams J. G., Turyshev S. G., Murphy T. W. Improving LLR tests of gravitational theory // Int. Journ. of Modern Phys. D. – 2004. – Vol. 13, Is. 3. – P. 567–582.

[399] Witten E. New proof of the positive energy theorem // Comun. Math. Phys. – 1981. –Vol. 80. – P. 381–402.

[400] Wojtak R., Hansen S. H., Hjorth J. Gravitational redshift of galaxies in clusters as predicted by general relativity // Nature. – 2011. – Vol. 477. – P. 567–569. – doi: 10.1038/nature10445.

[401] Wolf P., Bize S., Clairon A. et al. Tests of Lorentz invariance using a microwave resonator // Phys. Rev. Lett. – 2003.– Vol. 90, Is. 6. – 060402.

[402] Wolf P., Petit G. Satellite test of special relativity using the global positioning system // Phys. Rev. – 1997.–Vol. A56, Is. 6.– P. 4405–4409.

[403] Wozniak P., Alard C., Udalski A. et al. The optical gravitational lensing experiment monitoring of QSO 2237+0305 A hunt for caustic crossings in QSO 2237+0305 // Astroph. J. – 2000. – Vol. 529, Is. 1. – P. 88–92.

[404] Wright E. L. CMBR results and dark matter and energy // New Astron. Rev. – 2005. – Vol. 49, Is. 2–6. – P. 65–68.

[405] Wyithe J. S., Agol E., Fluke C. J. The size of a quasar's mid-IR emission region inferred from microlensed images of Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2002. – Vol. 331, Is. 4. – P. 1041–1052.

[406] Wyithe J., Webster R. Application of the contouring method to extended microlensed sources // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 306, Is. 1. – P. 223–231.

[407] Wyithe J., Webster R., Turner E. Interpretation of the OGLE Q2237+0305 microlensing light-curve (1997–1999) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 318, Is. 4. – P. 1120–1130.

[408] Wyithe J., Webster R., Turner E. The rate of caustic crossing microlensing events for Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 315, Is. 2. – P. 337–344.

[409] Wyithe J., Webster R., Turner E., A small source in Q2237+0305? // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 318, Is. 3. – P. 762–768.

[410] Wyithe J., Webster R., Turner E., Agol E. Predicting caustic crossing high magnification event in Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 318, Is. 4. – P. 1105–1119.

[411] Wyithe J., Webster R., Turner E., Mortlock D. A gravitational microlensing determination of continuum source size in Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2000. – Vol. 315, Is. 1. – P. 62–68.

[412] Wyithe J., Webster R., Turner E. A measurement of the transverse velocity of Q2237+0305 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 1999. – Vol. 309, Is. 1 – P. 261–272.

[413] Wyrzykowski L., Kozlowski S., Skowron J. et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds. I. A trickle of events in the OGLE-II LMC data // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2009. – Vol. 397. – P. 1228–1242.

[414] Wyrzykowski L., Kozlowski S., Skowron J. et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds. II. OGLE-II Small Magellanic Cloud data // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2010. – Vol. 407. – P. 189–200.

[415] Wyrzykowski L., Kozlowski S., Skowron J. et al. The OGLE View of microlensing toward the Magellanic Clouds. III. Ruling out OGLE-III

LMC data // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2011. – Vol. 413. – P. 493–508.

[416] Xiang-Gruess M., Lou Y. Duschl W. J. Dark matter dominated dwarf disc galaxy Segue 1 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc.: Letters – 2009. – Vol. 400. – P. L52–L56.

[417] Yelda S., Ghez A. M., Lu J. R. et al. Increasing the Scientific Return of Stellar Orbits at the Galactic Center // The Galactic Center: a Window to the Nuclear Environment of Disk Galaxies. – Eds. Mark R. Morris, Q. Daniel Wang, and Feng Yuan. – Proceedings of a workshop held at Shanghai, China on October 19–23, 2009. – San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. – 2011. P. 167 (arXiv:1002.1729).

[418] Yonehara A. Evidence for a source size of less than 2000 AU in Quasar 2237+0305 // Astrophys. J. – 2001. – Vol. 548, Is. 2. – P. L127–L130.

[419] Yonehara A. Source size limitation from variabilities of a lensed quasar // Astroph. J. – 1999. – Vol. 519, Is. 1. – P. L31–L34.

[420] Yonehara A., Mineshige S., Fukue J. et al. Microlens diagnostics of accretion disks in active galactic nuclei // Astron. Astrophys. – 1999. – Vol. 343. – P. 41–50.

[421] Yonehara A., Mineshige S., Manmoto T. et al. An X-Ray Microlensing test of AU-scale Accretion Disk structure in Q2237+0305 // Astroph. J. Lett. – 1998. – Vol. 501. – P. L41.

[422] Yunes N. Gravitational wave tests of general relativity with ground-based detectors and pulsar timing arrays /arXiv:1304.3473v1[gr-qc]. – 119 p.

[423] Yungelson L. R. Population synthesis for low and intermediate mass binaries / arXiv astro-ph/0412635.

[424] Yungelson L. R., Nelemans G., Portegies Zwart S. F. AM CVn systems as optical, X-ray and gravitational wave sources / arXiv Astro-ph/0401027.

[425] Zatsepin G. T., Kuzmin V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays // JETP Lett. – 1966. – Vol. 4.– P. 78–80.

[426] Zdziarski A. A. The structure of the jet in Cyg X-1 inferred from orbital modulation of the radio emission // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2012. – Vol. 422, Is. 2. – P. 1750–1760.

[427] Zhdanov V. I. Generalization of the Fermi coordinates for fiducial surface of a reference body world tube // Вісник Київського ун-ту. Астрономія. – 1994. – № 33. – P. 17–23.

[428] Zhdanov V. I. The general relativistic potential of astrometric studies at microarcsecond level // Astronomical and Astrophysical Objectives of Sub-Milliarcsecond Optical Astrometry. – Eds. E. Hog, P.K. Seidelmann. – Dordrecht: Kluwer, 1995. – P. 295–300.

[429] Zhdanov V. I., Alexandrov A. N., Fedorova E. V., Sliusar V. M. Analytical Methods in Gravitational Microlensing // ISRN Astronomy and Astrophysics. – 2012. – Vol. 2012. – Id. 906951.

[430] Zhdanov V. I., Borshch M. S. Small viscosity method and criteria for shock wave existence in relativistic magnetic hydrodynamics // Укр. Фіз. Журн. – 2005. – Vol.50, №11. – P. 1288-1294.

[431] Zhdanov V. I., Ivashchenko G. Yu. Cosmological scalar fields that mimic the ΛCDM cosmological model // Кинемат. физ. небес. тел. – 2009. – Т. 25, № 2. – С. 107–114.

[432] Zhdanov V. I., Surdej J. Quasar pairs with arcminute angular separations // Astron. Astrophys. – 2001. – Vol. 372. – P. 1–7.

[433] Zhdanov V. I., Tytarenko P. V. Existence and stability of shock waves in relativistic hydrodynamics with general equation of state // Physics Letters A. –1998. – Vol. 240. – P. 295–300.

[434] Zhdanov V. I., Zhdanova V. V. Analitical relations for time-dependent statistical microlensing // Astron. Astrophys. – 1995. – Vol. 299. – P. 321–325.

[435] Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // Helvetica Physica Acta – 1933. – Vol. 6. – P. 110–127.

[436] Александров А. Н. Геодезическая структура. Экспоненциальное отображение и фундаментальные объекты // Acta Phys. Polon. – 1981. – B 12. – P. 523–540.

[437] Александров О. М., Жданов В. І. До теорії релятивістських систем відліку, побудованих на основі оптичних координат // Вісник Київського ун-ту. Фіз.-мат. – 1992. – № 3. – С. 6–11.

[438] Александров А. Н., Жданов В. И., Парновский С. Л. Релятивистская система отсчета вблизи Земли и радиоинтерферометрические наблюдения // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1990. – Т. 6. – С. 3–7.

[439] Александров А. Н., Пирагас К. А. Геодезическая структура. 1. Взаимная динамика геодезических // Теор. и мат. физика. – 1979.– Т. 38, № 1.– С. 71–83.

[440] Александров А. Н., Пирагас К. А., Пирагас Л. Е. Уравнения относительного движения пробных тел под действием внешних сил в ОТО // Изв. вузов. Физика. – 1983. – № 8. – С. 38–45.

[441] Александров А. Н., Федорова Е. В. Астрономические системы отсчета в линеаризованной теории относительности // Кинемат. физ. небесн. тел. Приложение. – 1999. – № 1. – С. 52–55.

[442] Асанов Г. С. О финслеровом обобщении теории относительности // В кн.: Рунд Х. Дифференциальная геометрия финслеровых пространств. – М., Наука, 1981. – 504 с.

[443] Асанов Г. С. Основные принципы финслеровой теории относительности // Известия ВУЗов. Физика. – 1979. – № 7. – С. 58–104.

[444] Афанасьев В. Л., Власюк В. В., Додонов С. Н. и др. Исследование спектров гравитационных линз H1413+117 и Q2237+030 // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1996. – Т. 12, № 5. – С. 11–16.

[445] Афанасьев В. Л., Власюк В. В., Додонов С. Н. и др. Исследование эффектов микролинзирования: наблюдательная программа и некоторые результаты // Кинемат. физ. небесн. тел.– 1996. – Т. 12, № 5. – С. 3–10.

[446] Барвинский А. О. Космологические браны и макроскопические дополнительные измерения // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175. – С. 569–601.

[447] Белинский В. А., Лифшиц Е. М., Халатников И. М. Колебательный режим приближения к особой точке в релятивистской космологии // Успехи физ. наук. – 1979. – Т. 102, № 3, – С. 463–500.

[448] Бисноватый-Коган Г. С. Релятивистская астрофизика и физическая космология. – М.: КРАСАНД, 2011. – 376 с.

[449] Бичак И., Руденко В. Н. Гравитационные волны и проблема их обнаружения. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – 264 с.

[450] Блиох П. В., Дудинов В. Н., Вакулик В. Г. и др. Линза Q2237+0305 по наблюдениям 1997 года на горе Майданак // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1999. – Т. 15, № 2. – С. 338–349.

[451] Блиох П. В., Минаков А. А.. Гравитационные линзы. – К.: Наукова думка, 1989. – 236 с.

[452] Брагинский В. Б., Денисов В. И. (ред.). Экспериментальные тесты теории гравитации.– М.: МГУ, 1989. – 254 с.

[453] Брагинский В. Б., Панов В. И. Проверка эквивалентности инертной и гравитационной масс // ЖЭТФ – 1971. – Т. 61. – С. 873–876.

[454] Бугаев К. А., Горенштейн М. И., Жданов В. И. Релятивистские ударные волны при наличии областей с аномальным уравнением состояния // Теор. мат. физика. – 1989. – Т. 80. – С. 138–149.

[455] Вавилова І. Б. Великомасштабна структура Всесвіту: спостереження і методи дослідження. Навчальний посібник.– Київ: Київський університет, 1998. – 107 с.

[456] Вейнберг С. Гравитация и космология. – М.: Мир, 1975. – 696 с.
[457] Владимиров Ю. С. Системы отсчета в теории гравитации. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 256 с.
[458] Владимиров Ю. С., Турыгин А. Ю. Теория прямого межчастичного взаимодействия. – Москва: Энергоатомиздат, 1986. – 136 с.
[459] Гайда Р. П. Квазирелятивистские системы взаимодействующих частиц // Физ. элем. частиц и атомн. ядра. – 1982. – Т. 13, № 2.– С. 427–493.
[460] Гайда Р. П., Ключковский Ю. Б., Третяк В. И. Лагранжева классическая релятивистская механика системы прямо взаимодействующих частиц (I+II) // Теор. мат. физика. – 1980. – Т. 44–45. – С. 194–207, С. 180–198.
[461] Гальцов Д. В. Частицы и поля в окрестности черных дыр. – М.: Изд. МГУ, 1986. – 288 с.
[462] Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию горячей Вселенной. Т.1. Теория горячего большого взрыва. – М.: ИЯИ РАН, 2007. – 458 с.
[463] Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию горячей Вселенной. Т.2. Космологические возмущения. Инфляционная теория. – М.: ИЯИ РАН, 2009. – 459 с.
[464] Грищук Л. П., Липунов В.М., Постнов К.А. и др. Гравитационно-волновая астрономия в ожидании первого зарегистрированного источника // Успехи физ. наук. – 2001. – Т. 171, № 1. – С. 3–59.
[465] Губанов В. С., Финкельштейн А. М., Фридман П. А. Введение в радиоастрометрию. – М.: Наука, 1983. – 280 с.
[466] Дайсон Ф., Эддингтон А., Дэвидсон К. Определение отклонения луча света в гравитационном поле Солнца по данням наблюдений, проведенных во время полного солнечного затмения 29 мая 1919 г. / В кн.: «Альберт Эйнштейн и теория гравитации». – М.: Мир, 1979. – С. 564–570.
[467] Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В. Космология ранней Вселенной. – М.: МГУ, 1988. – 199 с.
[468] Дудинов В. Н., Вакулик В. Г., Железняк А. П. и др. Вариации блеска и цвета в гравитационно-линзовой системе Q2237+0305 по наблюдениям в 1997 и 1998 гг // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2000. – Т. 16, № 4. – С. 346–354.
[469] Жаров В. Е. Сферическая астрономия. – Фрязино, 2006. – 480 с.
[470] Жданов В. І. Вступ до теорії відносності: навчальний посібник. – К.: ВПЦ «Київський університет», 2008. – 287 с.

[471] Жданов В. И. Релятивистские модели систем отсчета в окрестности Земли // Изучение Земли как планеты методами астрономии, геофизики и геодезии. – 1994. – Ред. Я. С. Яцків. – К.: ГАО НАН Украины. – С. 41–53.

[472] Жданов В. И., Александров А. Н. Координаты Ферми и радиоинтерферометрические наблюдения // Вестник Киевского ун-та. Астрономия. – 1990. – № 32. – С. 24–28.

[473] Жданов В. И., Александров А. Н., Салата С. А. Движение изображений микролинзированных протяженных источников: аналитические соотношения и численные оценки при средних оптических плотностях // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2000. – Т. 16, № 4. – С. 336 – 345.

[474] Жданов В. И., Салата С. А. Движение изображения удаленного объекта, микролинзированного звездами промежуточной галактики // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1998. – Т. 14, № 3. – С. 203–209.

[475] Жданов В. И., Титаренко П. В. Существование и эволюционность ударных волн в релятивистской магнитной гидродинамике // ЖЭТФ. – 1998. – Т.114, вып.3(9). – С. 881–891.

[476] Жданов В. И., Федорова Е. В., Александров А. Н. Гравитационное движение изображений удаленных источников, обусловленное полем звезд Галактики // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2004. – Т. 20, № 5. – С. 422–429.

[477] Захаров А. Ф. Гравитационные линзы и микролинзы. – М.: Янус-К, 1997. – 328 с.

[478] Захаров В. Д. Гравитационные волны в теории тяготения Эйнштейна. – М.: Наука, 1972.

[479] Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. – М.: Наука, 1975.– 736 с.

[480] Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М.: Наука, 1971. – 484 с.

[481] Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Оценка массы сверхзвезды // ДАН СССР. – 1964. –Т. 158. – С. 811–814.

[482] Зельманов А. Л., Агаков В. Г. Элементы общей теории относительности. – М.: Наука, 1989. – 240 с.

[483] Иваненко Д. Д., Пронин П. И., Сарданашвили П. А. Калибровочная теория гравитации. – М.: Изд-во МГУ. – 1985. – 144 с.

[484] Иваницкая О. С. Лоренцев базис и гравитационные эффекты в эйнштейновой теории тяготения. – Минск: Наука и техника, 1979. – 336 с.

[485] Имшенник В. С. Возможный сценарий взрыва суперновой в результате гравитационного коллапса массивного звёздного ядра // Письма в Астрон. журнал. – 1992. – Т. 18, вып. 6. – С. 489–504.

[486] Имшенник В. С., Попов Д. В. Аналитическая модель эволюции (вырожденных) нейтронных звёзд в тесной двойной системе // Письма в Астрон. журнал.– 1998. – Т. 24, вып. 4. – С. 251–267.

[487] Караченцев И. Д. Скрытая масса в Местной вселенной // Успехи физ. наук. – 2001. – Т. 171. – С. 860–863.

[488] Кардашев Н. С. Космологическое собственное движение // Астрон. журн. – 1986. – Т. 63. – С. 845–849.

[489] Кислик М. Д. Создание единой релятивистской теории движения внутренних планет Солнечной системы // Вестник АН СССР. – 1982. – Т. 8. – С. 9–16.

[490] Копейкин С. М. Релятивистские системы отсчета в Солнечной системе // Астрон. журн. – 1989. – Т. 66, вып. 5. – С. 1069–1080.

[491] Коркина М. П., Григорьев С. Б. Эксперименты ОТО в Солнечной системе // Вісник астрономічної школи. –2000.– т.1, №2. – с.29–37.

[492] Корсунь А. О. Вимір часу від давніх-давен до сучасності. – К.: Техніка, 2009. – 176 с.

[493] Кудря Ю. М., Александров О. М. Релятивістске моделювання великомасштабного руху галактик // Журнал фіз. досл. – 2002. – Т. 6, № 4. – С. 472–475.

[494] Кудря Ю. М., Александров О. М. Релятивістска поліноміальна модель великомасштабного руху галактик // Вісник Київського ун-ту. – 2003. – Вип. 39-40. – С. 116-120.

[495] Ландау Л. Д. К теории звезд // Собрание трудов, т.1. – М.: Наука, 1969. – С. 86–89.

[496] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. – М.: Наука, 1973. – 504 с.

[497] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.

[498] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 620 с.

[499] Ленг К. Астрофизические формулы. Т. 2. – М.: Мир, 1976.– 383 с.

[500] Линде А. Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. – М., 1990.

[501] Лихнерович А. Теория относительности и математическая физика // Астрофизика, кванты и теория относительности. Под ред. Ф. И. Федорова. – М.: Мир, 1982. – С. 129–214.

[502] Маррей К. Векторная астрометрия.– К.: Наукова думка, 1986. – 327 с.

[503] Мельник О. В., Элыив А. А., Вавилова И. Б. Отношение масса/светимость пар и триплетов галактик в различном окружении // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2009. – Т. 25, №1.– С. 64–71.

[504] Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. – М.: Мир, 1977.

[505] Минаков А. А., Вакулик В. Г. Статистический анализ гравитационного микролинзирования. – Л.: Наукова думка, 2010. – 261 с.

[506] Минаков А., Шаляпин В. Определение параметров ГЛС 2237+0305 // Письма в Астрон. журнал. – 1991. – Т. 17, № 4. – С. 331–340.

[507] Минаков А. А., Шаляпин В. Н. Влияние поля тяготения Галактики на видимое положение, блеск и пространственную плотность далеких источников. I. Модель Галактики-линзы и угол гравитационного отклонения луча // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1990.– Т.6. – С.49–59.

[508] Минаков А. А., Шаляпин В. Н. Влияние поля тяготения Галактики на видимое положение, блеск и пространственную плотность далеких источников. II. Изменение блеска и пространственной плотности источников // Кинемат. физ. небесн. тел. – 1990. – Т. 6. – С.60–64.

[509] Мицкевич Н. В., Ефремов А. П., Нестеров А. И. Динамика полей в общей теории относительности. – М.: Энергоатомиздат, 1985.– 184 с.

[510] Мицкевич Н. В. Системы отсчета и конструктивный подход к наблюдаемым в общей теории относительности // Эйнштейновский сборник. 1971. – М.: Наука, 1972. – С. 67–87.

[511] Новиков И. Д., Фролов В. П. Физика черных дыр. – М.: Наука, 1986. – 328 с.

[512] Опанасюк Ю. А. До верифікації релятивістських теорій тяжіння при великих швидкостях // Вісник Київського ун-ту. Астрономія. – 2003. – Т. 39–40. – С. 92–96.

[513] Парновский С. Л. Влияние электрического и скалярного полей на свойства времениподобных особенностей // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94, № 12. – С. 15–22.

[514] Парновский С. Л. Гравитационное поле вращающихся тел // ЖЭТФ. – 1991. – Т. 100, № 11. – С. 1423–1437.

[515] Парновский С. Л. Квантовое излучение голых сингулярностей керровского типа // ЖЭТФ. – 1981. – Т. 80, № 4. – С. 1261–1270.

[516] Парновский С. Л. Тип и структура времениподобных сингулярностей в общей теории относительности: от гамма-метрики до общего решения // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 88, № 6. – С. 1921–1938.

[517] Парновський С. Л., Гайдамака О. З. Вплив скалярного поля з немінімальним зв'язком на казнерівські часоподібні сингулярності в загальній теорії відносності // Укр. фіз. журнал. – 2003. – Т. 48, № 10. – С. 1001–1007.

[518] Парновский С. Л., Гайдамака О. З. Определение парааметров релятивистских моделей колективного движения галактик по наблюдательным данням // Кинемат. физ. небесн. тел. – 2004. – Т. 29, № 6. – С. 477–488.

[519] Парновский С. Л., Кудря Ю. Н, Караченцева В. Е., Караченцев И. Д Коллективное движение плоских галактик на масштабах 100 Мпк в квадрупольном и октупольном приближениях // Письма в Астрон. журн. – 2001. – Т. 27, № 12. – С. 890–900.

[520] Пенроуз Р. Структура пространства-времени. – М.: Мир, 1972. – 183 с.

[521] Петров А. З. Классификация пространств, определяемых полями тяготения // Ученые записки Казан. ун-та. – 1954. – Т. 114, кн. 8.

[522] Петров А. З. Новые методы в общей теории относительности. – М.: Наука, 1966.

[523] Петров А. З. Пространства Эйнштейна. – М.: Гос.физ.-мат. издат., 1961.

[524] Пирагас К. А., Жданов В. И., Жданова В. В., Жук И. Т. Распространение света в слабом гравитационном поле стохастической системы точечных источников // Известия вузов. Физика. – 1986. – № 12. – С. 79–83.

[525] Пирагас К. А., Жданов В. И., Александров А. Н., Кудря Ю. Н., Пирагас Л. Е. Качественные и аналитические методы в релятивистской динамике. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 446 с.

[526] Питьева Е. В. Релятивистские еффекты и сжатие Солнца из радарных наблюдений планет и космических аппаратов. // Письма в Астрон. журн. – 2005. – Т. 31, № 5. – С. 340–349.

[527] Риман Б. О гипотезах, лежащих в основании геометрии / В кн. «Альберт Эйнштейн и теория гравитации». – М.: Мир, 1979. – С. 18–33.

[528] Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений. – М.: Наука, 1978. – 688 с.

[529] Рубаков В. А. Большие и бесконечные дополнительные измерения // Успехи физических наук. – 2001. – Т. 171. – С. 913–938.

[530] Рунд Х. Дифференциальная геометрия финслеровых пространств. – М.: Наука, 1981 (с добавлениями Г. С. Асанова) – 504 с.

[531] Рябушко А. П. Движение тел в общей теории относительности. – Минск: Вышейшая школа, 1979. – 237 с.

[532] Сажин М. В. Фундаментальный предел точности астрометрических измерений // Письма в Астрон. журнал. – 1996. – Т.22. – С. 643–647.

[533] Сибгатуллин Н. Р. Колебания и волны в сильных гравитационных полях. – М.: Наука, 1984. – 352 с.

[534] Синг Дж. Общая теория относительности. – М.: Издательство иностранной литературы, 1963. – 432 с.

[535] Точные решения уравнений Эйнштейна. Под. ред. Э. Шмутцера. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 416 с.

[536] Турышев В. Г. Экспериментальные проверки общей теории относительности: недавние успехи и будущие направления исследований // Усп. физ. наук. – 2009. – Т. 179, № 1. – С. 3–34.

[537] Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 296 с.

[538] Фаддеев Л. Д. Проблема энергии в теории тяготения Эйнштейна // Успехи физ. наук. – 1982. – Т. 136, вып. 3. – С. 435–457.

[539] Ферми Э. О явлениях, происходящих вблизи мировой линии // Научные труды. – М.: Наука, 1971. – Т. 1. – С. 64–71.

[540] Фишер И. З. Скалярное мезостатическое поле с учетом гравитационных эффектов // ЖЭТФ. – 1948. – Т. 18. – С. 636–640.

[541] Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. – М.: ГИТТЛ, 1955. – 504 с.

[542] Фомин П. И. Гравитационная неустойчивость вакуума и космологическая проблема // ДАН УССР. – 1975. – Сер. А, № 9. – С.831 – 835.

[543] Фомин П. И., Штанов Ю. В., Барабаш О. В. Квазизамкнутые миры и квантовое рождение Вселенной // ДАН України. – 2000. – № 10. – С. 80–86.

[544] Фролов В. П. Метод Ньюмана-Пенроуза в общей теории относительности // Труды ФИАН. – 1977. – Т. 96. – С. 72–180.

[545] Хокинг С., Эллис Дж. Крупномасштабная структура пространства-времени. – М.: Мир, 1977. – 434 с.

[546] Чандрасекар С. Математическая теория черных дыр. В 2 т. – М.: Мир, 1986.

[547] Шаляпин В. Н., Пересечение каустики в гравитационной линзе Q2237+03 // Письма в Астрон. журнал. – 2001. – Т. 27, № 3. – С. 180–186.

[548] Шапиро С., Тюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. В 2 т. – М.: Мир, 1985.

[549] Эйнштейн А. О специальной и общей теории относительности / Собрание научных трудов. – М.: Наука, 1965. – Т. 1. – С. 530–600.

[550] Эйнштейн А. О гравитационных волнах // Собрание научных трудов. – М.: Наука, 1965. – Т. 1. – С. 631–646.

[551] Эйнштейн А. Основы общей теории относительности // Собрание научных трудов. – М.: Наука, 1965. – Т. 1. – С. 452–504.

[552] Яцків Я. С., Александров О. М., Вавилова І. Б., Жданов В. І., Кудря Ю. М., Парновський С. Л, Федорова О В., Хміль С. В. Загальна теорія відносності: випробування часом. – К.: ГАО НАН України (ВД Академперіодика), 2005. – 288 с.

[553] Яцкив Я. С., Миронов Н. Т., Корсунь А. А., Тарадий В. К. Движение полюсов и неравномерность вращения Земли // Астрономия. Итоги науки и техники. – 1976. – Т. 13.

[554] Яцкив Я. С. Астрометрические исследования. Состояние и тенденции // Вестник АН СССР. – 1982. – № 8.– С. 122–128.

[555] Яцків Я. С., Корсунь А. О., Хода О. О. Базове координатно-часове забезпечення розвитку в Україні топографо-геодезичної діяльності, землевпорядкування та навігації рухомих об’єктів // Інноваційні технології. – 2003. – № 4–5. – С. 4–21.

Скорочення та умовні позначення

Бди!

Козьма Прутков

АД	акреційний диск
АЯГ	активне ядро галактики
ЕПЕ	ейнштейнівський принцип еквівалентності
ГЛС	гравітаційно-лінзова система
ГК	гармонічні координати
ГНСС	глобальна навігаційна супутникова система
ГРЗ	гравітаційний рух зображення
ГС	гола сингулярність
ГХ	гравітаційні хвилі
ГЧЗ	гравітаційне червоне зміщення
ЗСК	Земна система координат
ЗТВ	загальна теорія відносності
КА	космічний апарат
КМФ	космічний мікрохвильовий фон
ЛІ	лоренц-інваріантність
ЛЛІ	локальна лоренц-інваріантність
МАС	Міжнародний астрономічний союз
МКС	Міжнародна космічна станція
НМЧД	надмасивна чорна діра
НСК	Небесна система координат
ПВП	події мікролінзування з великим підсиленням
ПЕ	принцип еквівалентності
ПКЦ	принцип космічної цензури
ППН	параметризований пост-ньютонівський
ПЧ	простір-час
РНДБ	радіоінтерферометрія з наддовгою базою
СПЕ	слабкий принцип еквівалентності
СТВ	спеціальна теорія відносності
ТЕ	темна енергія
ТМ	темна матерія

УКФ	узагальнені координати Фермі
ЧД	чорна діра
ШЕЛ	широкі емісійні лінії
ASTROD	Astrodynamical Space Test of Relativity using Optical Devices
BCRS	Barycentric Celestial Reference System
GCRS	Geocentric Celestial Reference System
GP-B	Gravity Probe B
GPS	Global Positioning System
HST	Hubble Space Telescope
LAGEOS	LAser GEOdynamic Satellite
LARES	LAser RElativity Satellite
LATOR	Laser Astrometric Test of Relativity
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory
LISA	The Laser Interferometer Space Antenna
LTMPF	Low Temperature Microgravity Physics Facility
MACHO	MAssive Compact Halo Object
MICROSCOPE	Micro-satellite à trainée Compensée pour l'Observation du Principe d'Équivalence
OGLE	Optical Gravitational Lens Experiment
OPTIS	Optical Test of the Isotropy of Space
PARCS	Primary Atomic Reference Clock in Space
STEP	Satellite Test of the Equivalence Principle
STM	SpaceTime Mission
SUMO	Superconducting Microwave Oscillator
TAI	International Atomic Time
TCB	Barycentric Coordinate Time
TCG	Geocentric Coordinate Time
TDB	Barycentric Dynamical Time
TDT	Terrestrial Dynamical Time
TT	Terrestrial Time
WIMP	weakly interactive massive particles
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
ΛCDM	Lambda Cold Dark Matter (модель з космологічною сталою та холодною темною матерією)

Колективна монографія

ЗАГАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ:
ГОРИЗОНТИ ВИПРОБУВАНЬ

Авторський колектив:
д.ф.-м.н., академік НАН України ***Ярослав Степанович Яцків*** (ГАО НАНУ)
к.ф.-м.н., с.н.с. ***Олександр Миколайович Александров*** (АО КНУ)
к.ф.-м.н., с.н.с., доц. ***Ірина Борисівна Вавилова*** (ГАО НАНУ)
д.ф.-м.н., проф. ***Валерій Іванович Жданов*** (АО КНУ)
д.ф.-м.н., с.н.с. ***Олександр Іванович Жук*** (АО ОНУ)
к.ф.-м.н., с.н.с. ***Юрій Миколайович Кудря*** (АО КНУ)
д.ф.-м.н., проф. ***Сергій Людомирович Парновський*** (АО КНУ)
к.ф.-м.н. ***Олена Валентинівна Федорова*** (АО КНУ)
к.ф.-м.н., с.н.с. ***Сергій Васильович Хміль*** (АО КНУ)

Художнє оформлення
к.ф.-м.н., с.н.с. ***Ігор Теодорович Жук*** (ІКД НАНУ–ДКАУ)
Макет
Сергій Сергійович Вавілов (ГАО НАНУ)

Підписано до друку 17.12.2013. Формат 60х84/16.
Папір офс. Друк – офс. Ум. друк. арк. 15,4. Обл.-вид. арк. 14,6.
Наклад 200 прим. Зам. № 663.

Надруковано: ТОВ «Компанія “ВАІТЕ”»
01042 м. Київ, вул. П. Лумумби, 7. Тел.: (044) 531-1432.
Свідоцтво про внесення до державного реєстру
суб’єкта видавничої справи
серія ДК № 2570 від 27.07.2006 року