УДК 531/534

ГНОСЕОЛОГІЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ КЛАСИЧНОЇ МЕХАНІКИ
(до 300-ліття творчості І. Ньютона)

Е. Б. Чекалюк

Проаналізовано можливість побудови класичної механіки на основі загального принципу збереження енергії. У книзі розглядаються дедуктивні наслідки, що випливають з ньютонівських основ, збагачених принципом збереження енергії із залученням елементарних математичних засобів.

Деякі наслідки відрізняються як від висновків традиційної механіки Ньютона, так і від висновків релятивістської механіки Ейнштейна, оскільки і в першій, і в другій механіках загальний принцип збереження енергії не залучається як фундаментальна засада. В такій постановці класична механіка отримує новий пізнавальний потенціал і може претендувати на самостійний розвиток.

Книгу адресовано широкому загалу читачів, що цікавиться розвитком науки.

Ключові слова: *загальний принцип збереження енергії, класична механіка Ньютона, релятивістська механіка Ейнштейна, простір, час, енергія, рух, швидкість, гравітаційне поле, Всесвіт.*

Вступ

У 1687 році вийшов друком головний твір І. Ньютона «Математичні основи натуральної філософії», які завершили період становлення фізики як самостійної науки. Опираючись на численні ретельні і точні спостереження праця Ньютона вирізнялася небаченою до того часу чіткістю та однозначністю. Завоювавши загальне визнання, «Основи» впродовж майже трьох століть вагомо та плідно впливали на розвиток точних наук – математики, механіки, оптики та астрономії. Жодна з інших фізичних концепцій, висунутих як до, так і після Ньютона, не мали такої довготривалої невичерпності, сили наукової дедукції і здатності до постійного удосконалення та розвитку. Енгельс писав: "До вісімнадцятого століття ніякої науки не було – пізнання природи отримало наукову форму лише у вісімнадцятому столітті або декількома роками раніше. Ньютон своїм законом тяжіння створив наукову астрономію, розкладом світла – наукову оптику, теорією про біном і теорією нескінченних – наукову математику і пізнанням природи сил – наукову механіку"[*].

Механіка Ньютона, не тільки сприяла розвитку фізичних наук, але й розвивалася сама. Удосконалюючи та уточнюючи власну наукову основу – свої індуктивні принципи і математичні методи дедукції – вона

[*] К. Маркс и Ф. Энгельс, Соченения, т.I, Политиздат, М., 1955, с. 599.

сформувалась як класична механіка, здатна дивовижно точно описувати найновіші явища, що відкривалися фізикою та астрономією упродовж століть. Довга переможна хода і постійні успіхи класичної механіки привели поступово і малопомітно до деякої абсолютизації та догматизації її вихідних принципів. Незадовго до 20-го століття класична механіка, яка базувалася на уже встановлених традиційних принципах, втратила свою первісну гнучкість і стала відчувати чимраз серйозніші труднощі у пізнанні нових явищ.

Першим сигналом негараздів у класичній механіці було відкриття Левер'є, який у 1845 році з цілковитою певністю довів, що перигелій навколосонячної орбіти Меркурія повільно обертається. Хоча спостережувана величина кутового зміщення орбіти Меркурія виявилася дуже скромною (близько 43″ за століття), проте таке зміщення не можна було одержати точними методами математичної дедукції з класичного закону всесвітнього тяжіння. Виявлене невелике відхилення орбіти Меркурія від її розрахованої траєкторії було першим експериментальним запереченням загальноприйнятого переконання в абсолютній точності закону тяжіння Ньютона. Але в зеніті розквіту та беззаперечного панування класичної механіки цьому факту не надали належної ваги.

У 80-х роках минулого століття Максвелл, розвиваючи ідеї Фарадея, довів неминучість появи енергії у просторі, що оточує взаємодіючі об'єкти. Появу енергії у просторі було підтверджено пізніше дослідженнями Герца. Достовірно встановлений факт локалізації енергії у просторі за межами взаємодіючих тіл протирічив принципу далекодії, що панував у класичній післяньютонівській механіці.

У 1901 році, вимірюючи відношення заряду до маси електрона, Кауфман з'ясував, що маса електрона не є константою, а залежить певним чином від його поступальної швидкості. Це суперечило класичному принципу збереження кількості речовини. Зрештою було виявлено парадоксальний наслідок, що випливав з класичного закону всесвітнього тяжіння, – так званий парадокс Зеєлінгера, згідно з яким гравітаційний потенціал безмежного Всесвіту повинен бути нескінченним, що не знаходить підтвердження у навколишній природі.

Наведені вище дослідні факти свідчили про обмеженість застосування принципів класичної механіки, про те, що закон всесвітнього тяжіння вимагає уточнення у випадку дослідження таких "ювелірних" процесів, як процес кутового зміщення осей планетарних орбіт або у випадку поширення цього закону на Всесвіт, принцип далекодії, який не заважав отримувати точні розв'язки статичних або квазістатичних задач, у випадку дослідження швидкоплинних динамічних процесів вимагає заміни принципом близькодії тощо. Розбіжності між наслідками теорії і результатами спостережень повинні були б стати відправними поштовхами для уточнення та подальшої еволюції такої до пори плідної концепції Ньютона з метою її узгодження з новими незаперечними фактами. Саме у період зростаючих протиріч в класичній механіці завершилося тривале становлення найбільш загального і фундаментального закону збереження енергії. Синтез принципів механіки Ньютона з законом збереження енергії міг би призвести до еволюційного виходу класичної механіки з кризового стану. Проте такому, здавалося б природному, шляху розвитку класичної науки заважав консерватизм самих шанувальників Ньютона, що повірили у вічні істини. Тому з розвитком і поширенням теорії відносності механіку Ньютона було знято з п'єдесталу пошани і оголошено граничним частинним випадком релятивістської механіки. Ця скромна роль призупинила подальший розвиток класичної механіки як концепції, що нездатна забезпечити запити сучасної фізики. Однак, у практичній діяльності на Землі і у Космосі не вдалося поки що замінити механіку Ньютона якоюсь іншою, більш задовільною концепцією. Успіхи сучасної астрономії і космонавтики базуються саме на класичному законі всесвітнього тяжіння.

Неважко переконатись, що відставка механіки Ньютона в теоретичній фізиці була передчасною. У поєднанні із загальним законом збереження енергії механіка Ньютона отримує нові риси сучасної фізичної концепції, яка задовольняє багатьом запитам сучасної фізики і астрономії та заслуговує на повну реабілітацію. Виходячи з принципів такої механіки, можна вивести і пояснити усі відомі нам до цього часу явища без будь-яких протиріч і без єдиного парадоксального наслідку. Більшість таких висновків збігається з наслідками теорії відносності. Розбіжності виникають у інтерпретації цих вислідів і, як правило, у тих випадках, в яких теорія відносності призводить до парадоксів. З цієї причини механіка Ньютона у сучасному стані не може розглядатися як частинний випадок релятивістської механіки. Вона, як і будь-яка інша концепція, наслідки якої не протирічать досвіду, має як мінімум такі ж права, як і релятивістська механіка для незалежного існування та розвитку в сучасній науці. Незалежність концепції Ньютона, збагаченої принципом збереження енергії, від релятивістської механіки, що базується на постулаті постійної швидкості світла, випливає безпосередньо з нетотожності вихідних принципів, покладених в основу кожної з цих концепцій. Саме тому і слід очікувати несумісності деяких дедуктивних наслідків, що випливають з тієї чи іншої теорії. Тільки шляхом експериментальної перевірки таких неузгоджених наслідків можна буде з'ясувати, яка з цих концепцій краще і точніше описує дійсність.

Перед тим, як перейти до розкриття ще невикористаних потенціальних можливостей та не зауважених до цього часу дедуктивних наслідків класичної механіки у сучасному викладі, спробуємо відновити у пам'яті читача інформацію про наукову спадщину її засновника. Потім нагадаємо важку і довгу історію становлення великого закону природи – закону збереження енергії, якому судилось стати фундаментом усього наукового природознавства. Після цього з'ясуємо, які суттєві зміни вносить загальний принцип збереження енергії у механіку Ньютона та які наслідки з них випливають. Насамкінець запропонуємо експериментальні перевірки тих наслідків механіки Ньютона, які відрізняються від наслідків релятивістської механіки.

Таким у загальних рисах є зміст цієї книги.

§1. Творча спадщина І. Ньютона

Ісаак Ньютон народився у невеликому селі Вулстроп графства Лінкольн 4 січня 1743 року в родині небагатого фермера. Навчався в початковій школі сусіднього містечка Грентена. У 18 років був зарахований студентом Кембріджського університету. Через свою бідність Ньютон у перші роки навчання в університеті працював слугою у коледжі. Закінчивши університет зі ступенем бакалавра, став молодшим членом коледжу, пізніше старшим членом і магістром. У 1669 році став професором і у віці 36 років отримав кафедру фізики і математики у Кембріджському університеті.

У ці молоді роки складались і визрівали основні наукові ідеї Ньютона, які він пізніше розробляв упродовж усього свого життя. Сам Ньютон писав про цей період так: "На початку 1665 року я знайшов метод наближених рядів і правило перетворення будь-якого степеня двочлена в такий ряд. У травні цього ж року я знайшов метод дотичних Грегорі і Слузія, у листопаді отримав прямий метод флюксій. У цьому ж році я почав думати про дію тяжіння … Я вивів із закону Кеплера, згідно якого періоди обертання знаходяться у півторакратній пропорції з віддалю від центрів їх орбіт, що сила, яка утримує планети на їхніх орбітах, є обернено пропорційною квадратам їх відстаней від центрів обертання; при цьому я співставив величину сили, необхідну для утримання Місяця на його орбіті, з силою ваги на поверхні Землі і з'ясував, що вони приблизно рівні між собою. Все це відбувалося у період чуми 1665-1666 років; у цей час я переживав кращу пору своєї юності і цікавився математикою та філософією більше, ніж опісля цього"*.

Отримавши кафедру, Ньютон прожив у Кембріджі до 1701 року і протягом 32 років вів життя вченого, зануреного у наукову та педагогічну роботу. Проте уявлення про нього як про жерця чистої науки, як про людину, далеку від світських справ і від політичного життя, не відповідає дійсності. Важке життя у школі та в родині, а потім в університеті привчили його до тверезої ощадності в житті, до необхідності враховувати у своїх діях політичну ситуацію. Життя Ньютона збіглося з епохою буржуазної революції в Англії. Визначальним у світогляді Ньютона був стихійний матеріалізм. Він твердо визнавав об'єктивність природи і не залишав місця для богів у небесній механіці. У період середньовікового фанатизму це могло стати фатальним для вченого. Тому Ньютон не поспішав з публікацією відкритого ним фундаментального закону всесвітнього тяжіння, очікуючи майже двадцять років зручних обставин, і тому не випадково у творі «Математичні основи натуральної філософії», що вийшов з друку у 1667 році, Ньютон відмовився від обговорення природи сил тяжіння відомою сентенцією: "Гіпотез я не вигадую" та далі: "Все, що не виводиться з явищ, повинно називатися гіпотезою. Гіпотезам же метафізичним, фізичним, механічним і прихованим властивостям не місце в експериментальній філософії". Завдяки

* Б.И.Спасский, История физики, Изд-во Московського университета, т.1, стр. 120.

такій позиції Ньютону вдалося уникнути безплідних філософських дискусій. безпосередньо пов'язаних у той час з релігійними проблемами, дискусій, що були небезпечними у тих політичних обставинах, які переживала Англія.

Водночас Ньютон був релігійною людиною. Торкаючись проблем, які на ту пору не можна було вивести з явищ природи, наприклад у вирішенні споконвічної проблеми первісного поштовху Всесвіту, Ньютон віддавав його «Могутньому Богу». Але він завжди чітко відокремлював те, що йому здавалося безсумнівним, тобто виведеним з досвіду за допомогою індукції, від надуманого, не підкріпленого об'єктивними фактами, тобто від гіпотези, яку можна було б заперечувати.

За можливості Ньютон брав активну участь у громадському і політичному житті. В Лондоні у 1687 році у складі делегації Кембріджського університету він активно відстоював інтереси університету, що відмовився присудити наукову ступінь одному католицькому монаху, чого вимагав англійський король. У 1669 році Ньютона обрали до парламенту (після приходу до влади великих землевласників і представників великого капіталу), де вчений засідав аж до його розпуску в наступному році. Тверезий і практичний погляд Ньютона на життєві проблеми ілюструє його лист, написаний у Кембріджі Астону у зв'язку з очікуваною поїздкою останнього за кордон. У цьому листі Ньютон просить Астона зібрати деякі дані, які цікавлять його особисто, зокрема відомості про обробку металів, про млинки для полірування скла, про годинникові механізми тощо. Ньютона цікавить також якийсь Борі, якого папа тримав у в'язниці декілька років, бажаючи випитати у нього секрети «великої ваги». Зрештою Ньютон дає поради молодому Астону, як поводитись за кордоном, щоб отримати найбільшу користь. Серед порад подорожньому зустрічаємо і такі: "…треба стежити за політикою, добробутом та державними справами націй…", "…дізнатись про податки для різних груп населення на торгівлю і варті уваги товари…", "…вивчити укріплення, що трапляться Вам у дорозі…", "…спостерігайте за природними продуктами, особливо в гірничих виробках, способами їх розробки". Цей лист свідчить про досить практичні погляди Ньютона на життя.

У 1695 році Ньютона було призначено охоронцем монетного двору, а у 1699 році його директором. У зв'язку з цим він переїхав на постійне місце проживання до Лондона. На цьому посту він провів велику роботу зі здійснення грошової реформи, яка стимулювала розвиток капіталізму в Англії. У цей час вчений зустрічався з Петром І, який цікавився виробництвом монет.

У Лондоні Ньютон досяг вершини своєї слави і почестей. У 1703 році його було обрано президентом Королівського товариства. У 1705 році королева Анна надала вченому рицарське звання. Овіяний славою Ньютон помер у 1727 році і був похований в усипальні англійських королів у Вестмінстерському абатстві. На пам'ятникові Ньютону викарбувано слова: "Тут покоїться сер Ісаак Ньютон, дворянин, який майже божим розумом першим довів зі смолоскипом математики рух планет, шляхи комет і приливи океанів”.

Життя та творчість І. Ньютона описані детально та всебічно як у вітчизняній, так і в іноземній літературі. Остання ґрунтовна наукова біографія Ньютона, яка побачила світ у 1961 році, належить перу С.І. Вавілова. Відсилаючи зацікавленого деталями читача до цього прекрасного дослідження, познайомимося лише з однією статтею С.І. Вавілова «Ньютон та сучасність», надрукованого у цій же книзі, але написаного ним ще у 1943 році до 300-ліття від дня народження І. Ньютона*. У цій статті автор дає нам повне і об’єктивне уявлення про науковий спадок Ньютона у надзвичайно стислій формі. Саме тому цитуємо цю статтю з незначними та несуттєвими скороченнями.

“В історії дуже мало імен та книг, що пронизують століття і навіть тисячоліття, які неперервно впливають на розвиток культури, техніки і науки. У точному природознавстві такими залишилися на сьогоднішній день геометрія Евкліда і гідростатика Архімеда. Вони необхідні сучасній людині так само, як були необхідними давньому греку, римлянину і арабу середніх віків.

Поряд з такими вічними досягненнями, що пов’язують минуле з сьогоденням, багато чого такого в науці, яке здавалося величним та значущим для свого часу, зберегло для нас лише історичний інтерес. До архіву науки потрапили системи Птолемея, вихорі Декарта, флогістон, теплець, пружна теорія світла, так звана “стара теорія атома” Бора та багато іншого. Саме тому міцність наукового результату, його цілісність та дієвість протягом тривалого часу, за нових умов і для нових задач – це найбільш сувора і жорстка мірка цінності наукового висліду.

Справа Ньютона витримала випробування століттями напрочуд цілісно. Все основне, створене Ньютоном, зберегло для нас свою значущість та актуальність майже повністю. Наука Ньютона – не історична реліквія, а основа сьогоднішнього природознавства.

Ньютон залишив світу «Оптику», «Математичні основи натуральної філософії» і математичний метод нескінченно малих, “метод флоксій”. У цих книгах і методі зосереджений головний науковий спадок Ньютона.

Оптичні дослідження Ньютона тривали 15 років (1666-1680) і означали для свого часу повний переворот в науці про світло. Центральне відкриття Ньютона полягало у тому, що в безмежно примхливому розмаїтті кольорів існують постійні, незмінні елементи – прості або монохроматичні промені, що не змінюються за кольором при заломленні або при відбиванні. На основі цього хаос колірних явищ відразу впорядкувався і увійшов у міцні математичні рамки.

Друге оптичне відкриття Ньютона полягало у виявленні періодичних властивостей простих, монохроматичних кольорів. Періодичність випливала з так званих “кілець Ньютона”. Замість суб’єктивних кольо-

* С.И. Вавилов. Исаак Ньютон, Изд-во АН СРСР, М., 1961, стр. 228-234.

рів прості світлові промені можна було характеризувати чисельно за допомогою "довжини хвилі" (якщо застосовувати сучасний термін), або світлових "припадків", як говорив Ньютон. Вчення про монохроматичні світлові промені сьогодні і, без сумніву, назавжди залишиться фізичною основою оптики.

Але роль «Оптики» Ньютона не лише в конкретних відкриттях, які в ній містяться. Оптичні праці Ньютона – прекрасна школа фізичного експерименту. Само собою зрозуміло, що дослід і спостереження з незапам'ятних часів служили основою природознавства. Експериментували давні Герон, Птоломей, майстрами досліду були Леонардо да Вінчі та Галілей, але до Ньютона експериментальний метод був пасивним засобом. Лише в руках автора «Оптики» він став живим, гнучким, що відповідав на задані питання і дозволяв виявляти нові, неочікувані проблеми в природі. Треба прочитати «Оптику» Ньютона, щоб зрозуміти наскільки могутнім, усестороннім та різноманітним може бути фізичний експеримент. І сьогодні, не дивлячись на століття, що минули з часу створення «Оптики», ця книга залишається найкращою школою досліду. З цієї школи вийшли Фарадей, Ампер, Резерфорд і, звичайно, вийдуть ще багато великих експериментаторів.

Створюючи ланцюг оригінальних, якісних дослідів з призмами, лінзами, дзеркалами, Ньютон навчив разом з тим і наступні покоління точному кількісному досліду. Фізику-експериментатору важко читати без хвилювання опис кількісних дослідів Ньютона. Найбільш простими засобами автор "анатомії світла" досягав результатів, що зберегли своє значення впродовж століть.

У підручниках фізики склалась погана традиція повідомляти без перевірки, що Ньютон буцімто був беззаперечним прибічником корпускулярної теорії світла. Це неправда. Порівнюючи різні властивості світла. Ньютон дійшов висновку, що світло має більш складну будову, що у ньому дійсно є риси, які простіше всього зрозуміти як результат руху потоків частинок, але разом з тим інші властивості (періодичність) простіше пояснити на основі уявлення про хвилі. Справжнє уявлення Ньютона про світло було поєднанням корпускул та хвиль.

Передбачаючи складний розвиток вчення про світло у наступні часи, Ньютон розглядав природу світла в певному синтезі корпускул та хвиль. Фізика наших днів, на диво, підтвердила цю дивовижну схему, хоча і зовсім не у тій конкретній формі, яка висловлювалася Ньютоном. Викладені риси «Оптики» Ньютона роблять її не менш сучасною, ніж оптичні погляди Френеля і, до певної міри, Максвелла.

Ще ближчою до сучасності, ніж «Оптика» є інша книга Ньютона, його «Математичні основи». На стінах фізичних аудиторій вищих навчальних закладів висять знамениті «Аксіоми» або закони руху Ньютона поряд з періодичною системою елементів. Ці закони не є історичною пам'яткою або прикрасою аудиторій. Це фундамент того, що повинен засвоїти студент у галузі фізики, схеми розв'язання усіх фізичних та механічних задач.

Добре відомо, що нова фізика в теорії відносності і квантовій механіці пішла дорогою, що не передбачалася класикою Ньютона. Змінилися фізичні уявлення про простір, час, масу, дію. Цього вимагали явища, що розвивалися за величезних швидкостей, близьких до швидкості світла, і у безмежно малих об'ємах всередині атомів і атомних ядер. Але фізична революція, що прогриміла за останні десятиліття, зовсім не зруйнувала механіку Ньютона, але лише надбудувала, узагальнила її, перевівши закони Ньютона із загальних у граничні, справедливі для порівняно невеликих швидкостей та великих об'ємів. І для нас, жителів земної кулі, ці невеликі швидкості і великі об'єми є найбільш звичними та нормальними, вони визначають нашу практику і техніку. Творцю машин, будинків, кораблів, танків, гармат, ракет теорія відносності і квантова механіка не надто потрібні: вони разом внесли б вкрай малу поправку в розрахунки, що базуються на механіці Ньютона. Кожна нова машина і нова будівля є завжди до певної міри результатом застосування ньютонівської механіки; закони класичної механіки при цьому потрібні так само, як таблиця множення.

Величавий наслідок законів механіки – всесвітнє тяжіння, виявлене автором «Основ» під час вивчення руху небесних тіл, повністю зберегло свою універсальну роль. Доведений колись для Землі і сонячної системи Закон підтвердився і для віддалених об'єктів Всесвіту. У 1941 році, наприклад, опубліковані результати Кумпа і Коффлейта підтвердили абсолютну справедливість закону Ньютона для руху деяких зоряних систем, що знаходяться на відстані 30 світлових років. Загальна теорія відносності узагальнила закони Ньютона, проте поправки настільки мізерні, що астрономія у своїх розрахунках беззастережно продовжує користуватися формулою Ньютона.

Непорушність і актуальність справи Ньютона особливо очевидні в галузі математики. Великі відкриття Ньютона і Лейбніца – аналіз нескінченно малих – живе, розвивається і стає щораз необхіднішим. Це основна форма сучасного природознавства та техніки, і не перелічити результатів, що вніс математичний аналіз в теорію і техніку. У символах диференціальних та інтегральних рівнянь і так званого варіаційного числення знайшли своє відображення найбільш загальні принципи фізики. Абстрактна ідея неперервності природних явищ, що лежить в основі аналізу нескінченно малих, виявилась якщо не завжди точною, то надзвичайно плідною. Нова фізика деколи відмовляється від ідеї неперервності; у сучасну науку глибоко проникла ідея атомів, стрибків, розривів у широкому розумінні. Атомізується маса, електричний заряд, енергія, дія. Класичні диференціальні рівняння отримують статистичний зміст і справджуються лише для середніх величин великого числа окремих елементарних процесів. Але це жодним чином не применшує могутності, користі та необхідності математичного методу Ньютона – Лейбніца.

З подивом схиляючись перед генієм Ньютона, можна задатись питанням: у чому розгадка надзвичайної міцності його наукового спадку і неперехідного значення для сучасності? Часто відповідь шукали в тому, що істина одна і знайти її можна тільки один раз, а тим щасливцем, хто її знайшов, був Ньютон. До певної міри це справедливо, однак це, зрозуміло, не відповідь на питання. Залишається нез'ясованим, чому тим щасливцем не виявився Декарт, Гук або Гюйгенс, які теж шукали істину? Ключ до відповіді міститься у науковому методі Ньютона.

Відомо, що Ньютон зневажливо ставився до гіпотез, тобто надуманих припущень в науці, які безпосередньо не випливали з досліду або з розрахунків. Такими гіпотезами були для нього вихорі Декарта, ефір, різні варіанти теорії світла тощо. Ньютон протиставляв гіпотезам те, що він називав "принципами" або "основами". Принцип – це закон явищ, знайдений з досліду, або спостережень і належним чином узагальнений. Приклади принципів – три закони механіки Ньютона, закон всесвітнього тяжіння, незмінність монохроматичного світла тощо. З принципів, як і з аксіом геометрії, шляхом математичних міркувань отримуються в застосуванні до конкретних випадків численні наслідки, що охоплюють усю сукупність явищ, які разом складають досконалу теорію. Математичні основи Ньютона – взірець "методу принципів". Теорії такого роду є надзвичайно міцними та непорушними, оскільки побудовані з найбільш добротного матеріалу: правильного досліду та точних математичних міркувань. У цьому один із секретів безсмертя наукової спадщини Ньютона. Подальший поступ фізики дав цілий ряд блискучих застосувань методу Ньютона. Так побудовані термодинаміка, електродинаміка, теорія відносності, теорія квантів.

Було б великою помилкою, поділяти разом з творцем «Основ» його зневагу до гіпотез. Разом із принципами гіпотези мали і мають величезне значення для розвитку науки. Варто згадати гіпотезу про атомарну будову речовини, що перебувала у вигляді довільного припущення протягом тисячоліть, але принесла цілий ряд наукових результатів і у наш час знайшла експериментальне підтвердження. На наших очах атомізм перетворився у принцип. Але навіть гіпотези, що відмирають, тимчасові будови, відкинуті наукою, такі як ефір, флогістон, теплець, здатні у відповідних умовах приносити величезну користь. На "риштуваннях" таких гіпотез виросла сучасної фізика.

Сам Ньютон запропонував чимало гіпотез, розвиваючи їх у запитальній формі в "Оптиці", в окремих мемуарах та листах. Але багато з тих гіпотез Ньютона не витримали іспиту часом і на сьогодні є цікавими лише з історичної точки зору. Незмінно міцними залишаються принципи Ньютона. Вони визначили безсмертя Ньютона і його значення для сучасної науки".

Така всебічна оцінка наукового спадку Ньютона, запропонована С.І. Вавіловим, затьмарюється до певної міри глибоким переконанням її автора у тому, що класична механіка, виконавши свою історичну місію у розвитку науки минулих століть, вичерпала свій пізнавальний потенціал і нині її роль зводиться до прикладних задач у техніці та астрономії, і що вона є лише частинним випадком релятивістської механіки тощо. Чи це так? Нагадаємо, що механіка Ньютона досягла визначних успіхів ще у ті часи, коли загальний закон збереження енергії був невідомий. Частинний випадок цього закону – збереження механічної енергії – містився в класичних законах Ньютона в неявному вигляді, був виявлений і сформульований вперше Лейбніцем як закон збереженням "живих сил". Це розширило горизонти і методи класичної фізики і водночас відкрило шляхи до встановлення загального закону збереження енергії, але не призвело і не могло призвести до якісного перетворення класичної механіки, позаяк Лейбніц відкрив лише те, що містилося у принципах. Для якісного перетворення потрібний був загальний закон збереження енергії, який отримав право громадянства у фізиці лише через два століття після виходу у світ «Основ» Ньютона. Лише тоді визрів час для якісного стрибка у розвитку класичної механіки.

Усі сучасні природознавчі науки базуються вже на фундаментальній основі – загальному принципі збереження енергії у всіх її формах. Усі, крім класичної механіки, яка, як не дивно, все ще задовольняється частинним принципом збереження механічної енергії. Навіть серед основ релятивістської механіки не знайшлося місця для загального принципу збереження енергії. В такому застиглому стані класична механіка дійсно вичерпала себе у тому сенсі, що вона не може дати задовільний кількісний опис багатьох спостережуваних явищ. Проте та ж таки механіка збагачена загальним принципом збереження енергії, набуває нової якості і отримує новий науковий потенціал. У цьому випадку, як буде показано далі, класична механіка описує усі відомі нам до цього часу макромеханічні явища і веде до принципово нових дедуктивних наслідків. Така класична механіка вже не може розглядатися як частинний або граничний випадок релятивістської механіки, а повинна розглядатись як така, що розвинулась на міцному фундаменті фізики ньютонівських принципів, в самостійну систему знань.

Однак попередньо розглянемо у загальних рисах довготривалий процес становлення загального принципу збереження енергії, що наочно свідчить скільки зусиль багатьох поколінь вчених було потрібно для пізнання цього, здавалось би дуже простого, фундаментального закону природи.

§2. Становлення загального закону збереження енергії

Фундаментальний закон збереження енергії як основний принцип сучасної фізики лежить в основі усіх природознавчих наук. В епоху Ньютона поняття і термін "енергія" не були відомими. Хоча закон збереження енергії тіл, що рухаються у полі тяжіння, випливає безпосередньо з класичних принципів Ньютона, потрібно було ще багато років неперервних пошуків і палких дискусій, аж поки все це було усвідомлено.

Ідея збереження енергії бере початок від попередника епохи Ньютона – Галілея, у роботах якого можна було знайти більшість основних понять класичної механіки ще на стадії кристалізації. Галілей вказував на однозначну залежність швидкості падаючого тіла від віддалі по вертикалі, тобто від висоти падіння, і на неможливість перевищення цієї висоти у випадку зміни напрямку швидкості тіла на протилежний. Так вперше було висловлено припущення про неможливість побудови механічного вічного двигуна. Те ж саме випливало з законів Ньютона. Але Ньютон не думав про систему механіки, виведеної з принципу збереження деякої незмінної міри руху, а прямо писав, про знищення руху у випадку тертя, непружного удару тощо. Однак саме у законах Ньютона міститься уже у неявному вигляді принцип збереження механічної енергії, який поступово розкривався його послідовниками.

Перший закон Ньютона ясно постулює збереження картезіанської міри руху mV при вільному падінні тіла. Другий закон визначає кількісну зміну цієї міри при силовій взаємодії тіл. У сучасній фізиці ці обидва закони об’єднані законом збереження імпульсу. Розвиваючи ідеї Ньютона, Ейлер (1746) і одночасно Д. Бернулі, а дещо пізніше француз Дарсен (1747) поширили закон збереження імпульсу на обертовий рух під назвою “закон збереження моменту кількості руху” або у сучасній термінології “закон збереження моменту імпульсу”.

Поряд з мірою руху mV уже в середині XVII ст. з’явилася інша міра руху – mV^2. Наприкінці XVII ст. Лейбніц назвав цей добуток “живою силою”. Ця “жива сила”, як скалярна величина, відрізнялася докорінно від ньютонівської векторної сили, що вимірювалася добутком маси на прискорення. Тому введений Лейбніцем і закріплений пізніше у фізиці термін “жива сила” не можна визнати вдалим. Протягом розвитку ідеї “живої сили” та її збереження від Лейбніца (1695 р.) до Гельмгольца (1847 р.) продовжувались дискусії про те, яка величина – міра Ньютона mV чи міра Лейбніца mV^2 – повинні вважатися мірою руху.

Із законів Ньютона випливало, що обидві ці величини при вільному русі тіл зберігаються незмінними, а при русі гравітуючих тіл оцінка цих величин залежить від координат. Більш простою залежністю від координат вирізняється скалярна величина mV^2, тобто “жива сила”. Виявилося, що значення “живої сили” у будь-якому консервативному полі сил залежить лише від координат і не залежить від напрямку. При певному взаємному розташуванні тіл “жива сила” може стати і нульовою. Але це не означає, що “жива сила” безповоротно щезла. У випадку самовільної зміни розташування тіл “жива сила” приймає однозначну величину, що відповідає цьому розташуванню, абсолютно незалежно від шляхів переходу одного розташування до іншого. У такий спосіб формулювали закон збереження енергії у ті часи, коли ще не існувало поняття та терміну “потенціальна сила” або “потенціальна енергія”. Так закріплювалася впевненість в тому, що “жива сила” не знищується і поступово складалися ідея і уявлення про перехід “живої сили” у іншу, не спостережувану форму, у якій вона зберігається в системі тіл у стані спокою. У такому викладі Лейбніц вперше сформулював закон збереження “живих сил” і застосовував його для розв’язування фізичних задач. Його послідовник І. Бернуллі (1667-1748), користуючись законом збереження “живих сил”, успішно розв’язав цілий ряд задач класичної механіки, у тому числі задачу про співударяння пружних куль, задачу про коливання фізичного маятника, задачу про коливання струни тощо. Ще далі просунувся Д. Бернуллі (1780-1782), застосувавши закон збереження "живих сил" до руху рідин (відомі рівняння Бернуллі), і поширив його на систему матеріальних точок.

Закони та ідеї Ньютона стали плідною основою для розвитку аналітичних методів класичної механіки. Розв'язки задач у Ньютона мали мистецький вигляд. Кожна нова задача вирішувалася ним своїм оригінальним способом з використанням геометричних побудов, малопридатних для вирішення інших задач. Загальний аналітичний апарат механіки матеріальної точки, заснований на другому законі Ньютона, був розроблений Ейлером. У 1736 році він опублікував «Механіку» у двох книгах, а потім у 1765 р. «Теорію руху твердих тіл».

Подальший розвиток аналітичного методу отримала механіка у працях Лагранжа «Аналітична механіка» (1788 р.), в якій на основі другого закону Ньютона розглядається система матеріальних точок спочатку в декартовій системі, а пізніше в системі узагальнених координат під дією консервативних сил. Хоча в отриманих ним аналітичних виразах фігурує член, що відповідає сучасному поняттю потенціальної енергії, Лагранж не користується цим терміном і, на відміну від своїх попередників, не надає принципового значення закону збереження "живих сил".

Розвиток та удосконалення аналітичних методів класичної механіки від Ейлера (1707-1783) до Гамільтона (1805-1865) стали неминучими дедуктивними наслідками, що витікали з законів Ньютона. Дослідники все ширше розкривали зміст цих законів, розвивали математичний апарат класичної механіки, але не могли дійти до принципово нових результатів, які б не містилися у вихідних законах Ньютона. Тому назви деяких з цих математичних способів принципами є не виправданими. Наприклад, принцип Даламбера є просто третім законом Ньютона. Не дивлячись на надзвичайно високий рівень аналітичних розробок класичної механіки XVIII і XIX сторіч, своєрідне та незручне формулювання закону збереження "живих сил" не покращувалося. У такому формулюванні закон збереження "живих сил" не міг поширюватися на немеханічні явища фізики. Проте розвиток механіки торував до нього шлях.

Розвиток уявлень про збереження "живої сили" було завершено у відомій доповіді Гельмгольца «Про збереження сили», прочитаної 23 липня 1847 року на засіданні фізичного товариства у Берліні. Під назвою "сили напруження" Гельмгольц вводить поняття "потенціальної енергії" і змінює формулювання закону збереження "живих сил" таким чином: "Коли тіла природи діють одне на інше притягуючими або відштовхуючими силами, що не залежать від часу та швидкості, то сума "живих сил" та "сил напружень" залишається постійною". Цю постійну суму Гельмгольц називає ще "силою" в уявленні Лейбніца у дещо узагальненому змісті. У цьому формулюванні закон збереження "живих сил" набув вигляду узагальненого закону збереження, який може уже застосовуватися до немеханічних явищ. У Гельмгольца він залишався ще механічним законом. Але чітка форма принципу збереження, яка була надана йому Гельмгольцем, стимулювала вихід цього принципу за межі механіки.

Паралельно з поняттям "живої сили" у теоретичній механіці стало розвиватися у XVIII ст. поняття "роботи" у рамках прикладної механіки. Виникнення цього поняття було викликане необхідністю оцінки роботоздатності машин. Роботоздатність водопідіймальних машин оцінювали за кількістю води, що підіймалася на певну висоту. Загальне і точне визначення роботи дав вперше французький інженер і математик Л. Карно у своєму творі «Основні принципи рівноваги і руху» (1803), де він пише: "Я буду називати виконаним моментом діяльності мертвої сили добутком цієї сили на шлях, який описала точка її прикладання у напрямку дії сили …". Карно показав, що введена ним величина еквівалентна зміні "живої сили". У випадку сили ваги добуток ваги на висоту підіймання виражає за Карно приховану "живу силу".

Термін "робота" було введено у прикладну механіку французьким інженером Коріолісом у «Трактаті з механіки», що вийшов у 1829 р. Одночасно, всупереч усталеній традиції, Коріоліс почав називати "живою силою" неповний добуток маси на квадрат швидкості, а половину цього добутку, тобто ту величину, яка називається нині кінетичною енергією. Відзначимо, що це трапилося майже 150 років після виходу у світ «Основ» Ньютона.

Розвиток поняття "робота" і уточнення поняття «жива сила», встановлення еквівалентів між "живою силою" і "роботою" та "прихованою живою силою" у полі тяжіння відіграли безпосередню роль у процесі встановлення загального закону збереження енергії. Одиниці вимірювання роботи судилось у майбутньому стати універсальним еталоном для вимірювання усіх форм енергії.

Вирішальну роль на шляху становлення закону збереження енргії мали успіхи теплофізики. Ще наприкінці XVIII ст. Румфорд визначив, що при свердлінні металу виділяється велика кількість тепла. Свердлячи металеву заготовку в посудині з водою, він переконався що у такий спосіб можна нагріти воду до кипіння, а пізніше перетворити воду на пару. Звідси висновок, що теплота є рухом, і що теорія теплецю не вірна. Подібні результати отримав Деві. Він шляхом тертя плавив лід, віск тощо і так само, як і Румфорд, дійшов висновку, що отримані ним результати не сумісні з матеріальною теорією тепла. До таких же поглядів прийшов у кінці свого життя і Карно, який не лише відмовився від теорії теплецю, але й першим знайшов механічний еквівалент тепла, що дорівнював близько 370 кгм/ккал, що не так уже і відрізняється від належних ~ 427 кгм/ккал.

Протягом першої половини XIX ст. накопичувалося все більше і більше фактів перетворення одних "сил природи" в інші. "Жива сила" перетворювалася у "роботу", "робота" в "теплоту" і в "механічний рух" і навпаки. З відкриттям електромагнетизму коло перетворень значно розширилося. Серед деяких фізиків почала розвиватися загальна ідея єдності “сил природи”, що все більше і більше підкріплювалося експериментальними результатами. Одна з перших спроб узагальнення цих результатів належить англійському фізику Грову, який у 1842 році прочитав курс лекцій про незнищеність “фізичних сил”. Фізичними силами за Гровом є рух, теплота, світло, електрика, хімічна спорідненість тощо. Основним у лекціях Грова було твердження, що “фізична сила” є щезнищенною, вона лише змінює свій характер, свою форму. Розглянувши та проаналізувавши численні випадки перетворення різних форм “фізичних сил” з однієї в іншу, Гров, одначе, не навів кількісних співвідношень між ними.

Такі співвідношення були встановлені німецькими вченими Майєром і Гельмгольцем, а також англійським вченим Джоулем. Займаючись медициною і фізіологією, Роберт Майєр (1814-1878) переконався у незнищенності “сил природи” і їх здатності перетворюватися з однієї форми в іншу. Свої погляди він виклав вперше у статті «Про кількісне і якісне визначення сил» (1841). За Майєром у природі існує декілька якісно різних сил. По-перше, це рух, що вимірюється “живою силою”. Далі Майєр виділяє “силу падіння”, розуміючи під цією силою потенціальну енергію піднятого вантажу. “Сила падіння” вимірюється за Майєром добутком ваги на висоту. Під час руху тіла в полі ваги “сила падіння” перетворюється на силу руху, а загальна їх сума залишається постійною. Третьою “силою” є тепло. Перетворення “тепла” в “силу руху” і навпаки відбувається завжди у строго еквівалентних кількостях. Майєр наводить більш точне, ніж Карно, значення механічного еквівалента теплоти – 425 кгм/ккал, знайдене ним з різниці теплоємності газу за постійного тиску, коли газ, що нагрівається, розширюючись виконує механічну роботу і при постійному об’ємі, коли зовнішня робота при нагріванні газу не виконується. Четвертою формою механічної сили є електрика. Вона виникає при механічному терті, при індукції, при виконанні роботи, породженої розсуванням пластинок електрода і т.д. Крім цих сил Майєр виділяє “хімічну силу”, якою володіють роз’єднані, але здатні з’єднуватись хімічні елементи.

У статті «Про хімічний еквівалент тепла» (1851) Майєр знову повертається до поняття сили і енергії. На думку Майєра, простий тиск і добуток тиску на поверхню дії є надто різними величинами, щоб їх можна було об’єднати в одному родовому понятті “сила”. Він залишив назву “сила” для сили Лейбніца, вважаючи її більш фундаментальним поняттям фізики, ніж ньютонівська сила, яку назвав “властивістю”. У подальшому розвитку фізики термінологія Майєра не збереглася, назва “сили” залишилася за ньютонівською силою, а “жива сила” Лейбніца була названа енергією. Але збереглося передбачення Майєра про фундаментальніший характер енергії у порівнянні з силою і були зняті труднощі, пов’язані з тією обставиною, що ця скалярна величина майже двісті років називалась силою.

Англійський фізик Дж. Джоуль (1818-1889) був, перш за все, експериментатором. Не керуючись у своїх дослідженнях будь-якою апріорною ідеєю про збереження “сил”, він застосував різні експериментальні методи для вимірювання механічного еквіваленту теплоти та прагнув отримати найбільш точні результати. У 1849 р він виконав свій класичний дослід з вимірювання механічного еквіваленту теплоти за допомогою падаючих вантажів, що обертали колесо з лопатками усередині калориметра, наповненого водою. Вимірюючи роботу, що виконувалася вантажами, і виділену у калориметрі теплоту Джоуль отримав величину механічного еквівалента тепла, що складала 424 кгм/ккал.

Роботи Майєра, Джоуля, а також Гельмгольца були зустрінуті офіційною фізикою більш ніж прохолодно. Проте, не дивлячись на початкове сприйняття, їхні загальні ідеї поступово набували все більшого поширення та застосування у практиці фізичних досліджень. Впевненість в тому, що встановлено новий, дуже важливий фізичний закон, а, можливо, навіть зальний природничо-науковий закон, поступово заволоділа думками вчених.

У розвитку основних ідей Майєра і Джоуля важливу роль відіграли роботи англійського фізика В. Томсона, який застосував закон збереження та перетворення енергії до електромагнітних, світлових та хімічних явищ. Клаузіус застосував закон збереження енергії до термоелектричних явищ.

Період світового визнання та поширення закону збереження енергії на всі галузі фізики завершується узагальненням англійського вченого Ранкіна. Він перший почав користуватися терміном енергія і дав цьому поняття загальне визначення (1855 р.). За Ранкіним енергія – це здатність виконувати роботу. Кількість енергії вимірюється кількістю роботи. Ранкін розділив енергію на “актуальну” і “потенціальну”. До актуальної енергії Ранкін відносить “живу силу”, теплоту, променеву енергію, хімічну дію, електричний струм, до потенціальної – “механічну силу гравітації”, хімічну спорідненість, статичну електрику та магнетизм. Загальний закон збереження та перетворення енергії в природі за Ранкіним полягає у тому, що сума всіх форм енергії у Всесвіті є незмінною. Пізніше Томсон замінив термін “актуальна енергія” на “кінетичну енергію” і ця термінологія пізніше утвердилась в фізиці, а разом з нею “закон збереження і перетворення енергії” було визнано загальним законом природи, що охоплює усі фізичні явища, дії якого підпорядковується і жива природа.

У другій половині XIX ст. бурхливо розвивалася класична термодинаміка. Клаузіус, Томсон, Максвелл, Больцман, Гіббс разом з багатьма іншими фізиками об’єднують феноменологічні закони переходу теплоти в роботу і роботи в теплоту з кінетичними моделями теорії газів, об’єднають термодинаміку з фізичною статистикою. При цьому принцип збереження енергії переходить у картину енергетичних трансформацій, що охоплюють увесь Всесвіт, виражаючи космічну еволюцію, в якій виникають, розвиваються та відмирають як великі скупчення енергії, так і дискретні частинки.

Піднесений до рангу першого принципу термодинаміки, загальний закон збереження енергії зумовив швидкий її розвиток. Могутній поштовх від термодинаміки отримала електродинаміка. Застосувавши принцип збереження енергії до проблеми електромагнітного поля, електродинаміка робить свій суттєвий внесок в узагальнення закону збереження енергії у вигляді принципу локалізації енергії у просторі, позбавленому речовини. Принцип збереження енергії об'єднав усю фізику, усі форми енергії не лише констатацією їхньої кількісної еквівалентності, але й ідеєю якісного розмаїття форм та якісних трансформацій енергії.

Прийшов час для філософського узагальнення нової фізичної картини світу. Це було зроблено Енгельсом в «Анти-Дюрінгу» і «Діалектиці природи». У передмові до другого видання «Анти-Дюрінга» (1885) Енгельс писав про діалектичну революцію у природознавстві, про нове розуміння принципу збереження енергії як про позитивне вчення про якісні перетворення енергії при збереженні її узагальненої кількісної міри.

Фізика також вимагала розкриття повного фізичного змісту та систематизації принципу збереження енергії. Філософський факультет Геттінгенського університету оголосив конкурс на таку роботу. Книга молодого німецького вченого Макса Планка, що була написана для конкурсу, побачила світ в 1887 р. – рівно через 200 років після публікації «Основ» Ньютона. Вона відображає відзначене Енгельсом нове поняття "принципу збереження енергії" і викликає великий, не лише історичний інтерес, але й стає прекрасним методичним дослідженням.

Планк вказує, що у класичній механіці енергію визначають як функцію координат та швидкостей, наперед припускаючи її збереження. Подібне визначення можна дати і для більш загального випадку, використовуючи енергію як функцію стану, швидкості, температури, тиску та інших параметрів, що визначають стан системи. Водночас таке визначення припускає і її збереження. На думку Планка, у визначення енергії не можна наперед вводити принцип її збереження. Цій вимозі відповідає визначення енергії, висунуте у цілком зрозумілій формі В. Томсоном у доповіді, прочитаній ним в Единбурзі у 1851 році. Томсон розуміє під енергією суму зовнішніх дій, що вимірюються в одиницях механічної роботи, внаслідок яких система переходить з одного стану в інший. Збереження енергії при такому її визначенні означає незмінність сумарного еквівалента дій, виконаних поза системою при її переході з одного енергетичного стану в інший незалежно від шляху такого переходу. Ця незалежність не вимагається визначенням енергії, але доводиться експериментально. З цих позицій принцип збереження енергії – це не апріорна вимога, висловлена в її визначенні, а емпірично одержане співвідношення.

Поряд з "зовнішнім" визначенням принципу збереження енергії за В. Томсоном, М. Планк формулює "внутрішнє" визначення: якщо сума зовнішніх дій дорівнює нулю, то сумарна енергія, локалізована в системі, не може змінитися, хоча стан системи може змінюватися шляхом переносу внутрішньої енергії від одного елемента системи до іншого, переходу однієї форми внутрішньої енергії в іншу форму тощо. Поняття внутрішньої енергії видається умовним у тому сенсі, що, поступово розширюючи межі системи, ми включаємо до неї все нові і нові об'єкти. Цей процес ніколи не закінчується, позаяк завжди залишаються зовнішні об'єкти, що чинять зовнішню дію на обмежену систему, і зазнають дії з її боку. Тобто, збереження внутрішньої енергії за повної відсутності зовнішніх дій є можливим лише у безмежному Всесвіті.

Планк поділяв переконання більшості фізиків того часу у тому, що принцип збереження енергії є фундаментальним і головним принципом фізики. Робота Планка лише формально завершила етап становлення цього фундаментального закону фізики. У наш час принцип збереження енергії вже пробив собі широку дорогу у різних галузях фізики. У термодинаміці – як перший принцип, в електродинаміці – як енергетична основа електромагнітного поля, у фізичній хімії як енергетична основа хімічних реакцій і ще раніше у гідравліці як основа рівняння Бернуллі тощо. Лише класична механіка, що проклала шлях для встановлення загального принципу збереження енергії досі обмежується частковим принципом збереження механічної енергії, який, до речі, містився вже у традиційних законах Ньютона. Очевидно, що загальний закон збереження енергії як принцип класичної механіки може неминуче призвести до нових наслідків. Наприклад, одразу ж виникає питання про локалізацію гравітаційної енергії, так само як свого часу постало питання про локалізацію електростатичної енергії тощо.

Наприкінці XIX ст. визрів момент переосмислити принципи класичної механіки і взяти за першу її основну засаду загальний принцип збереження енергії. Цього не було зроблено ні тоді, ні нині. Спочатку цьому кроку заважало поширене догматичне переконання у бездоганності традиційних законів Ньютона, а пізніше – загальне захоплення теорією відносності. Характерно, що і в наборі вихідних початків релятивістської механіки не знайшлося місця для загального принципу збереження енергії.

§3. Фундаментальні основи класичної механіки

Уже наприкінці XIX ст. було достатньо даних для побудови усіх природничих наук на базі загального закону збереження енергії. Теоретична механіка, як класична так і релятивістська, не скористалися своєчасно цим сприятливим моментом. Далі спробуємо заповнити цю прогалину (з запізненням майже на одне сторіччя), і за прикладом класичної термодинаміки та інших класичних наук піднесемо загальний закон збереження енергії у ранг першого принципу класичної механіки.

Принцип збереження енергії вимагає, щоб інтеграл зі щільністю енергії ρ_E по всьому об'єму V замкненої системи зберігав незмінною величину E_0, тобто

$$\int_0^V \rho_E \cdot dV = E_0 \,. \tag{3.1}$$

Формулювання (3.1) допускає довільний розподіл у будь-яких формах в об'ємі замкненої системи, а також дозволяє процеси перерозподілу енергії та різні переходи однієї форми енергії в іншу всередині системи за збереження умови незнищенності енергії (3.1).

У випадку розбиття об'єму замкненої системи на N скінчених об'ємних ділянок закон збереження енергії може бути виражений так:

$$\sum_{i=1}^{N} E_i = E_0 \tag{3.2}$$

або у диференціальній формі

$$\sum_{i=1}^{N} dE_i = 0 \,, \tag{3.3}$$

де E_i – повна енергія в елементарному об'ємі.

Перетворення однієї форми енергії в іншу можуть здійснюватися лише у строго визначених еквівалентних співвідношеннях. Це дозволяє встановити одну універсальну одиницю вимірювання для усіх форм енергії. За таку прийнято вважати одиницю механічної енергії, що відповідає одиниці сили на шляху, рівному одиниці довжини у напрямку вектора сили. Зміна енергії dE_i об'єкта i, що піддається зовнішній силовій дії, визначається так

$$dE_i = F_i \cdot dx_i \,, \tag{3.4}$$

де F_i – зовнішня сила, що діє на об'єкт i; dx_i – зміщення об'єкта i у напрямку сили F_i.

Загальний принцип збереження енергії, що виражається співвідношенням (3.1)-(3.2), вимагає чіткого розподілу і локалізації усіх форм енергії у просторі. Він доповнює і розширює до певної міри третій закон Ньютона, надаючи йому локального значення і допускаючи можливість нерівності дії і протидії між об'єктами на великих відстанях.

Другим принципом класичної механіки вважається принцип збереження імпульсу у замкненій системі

$$\sum_{i=1}^{N} m_i V_i = m_0 V_0 \tag{3.5}$$

або в диференціальному вигляді

$$\sum_{i=1}^{N} d\left(m_i V_i\right) = 0 \,, \tag{3.6}$$

де вирази (3.5) і (3.6) є векторними сумами імпульсів: m_i і V_i – маса і швидкість об'єкта i у системі; m_0 і V_0 – маса і швидкість усієї замкненої системи.

Зміна імпульсу $m_i V_i$ об'єкта i під дією зовнішньої сили дорівнює

$$d\left(m_i V_i\right) = F_i dt \,, \tag{3.7}$$

де dt – інтервал часу дії сили F_i. Вектор імпульсу $m_i V_i$ вимірюється, очевидно, у напрямку сили F_i.

Принцип збереження імпульсу об'єднує і узагальнює перший та другий закони Ньютона.

Третім принципом закону класичної механіки приймається закон всесвітнього тяжіння Ньютона у такому диференціальному вигляді:

$$\frac{\partial^2 F_{1,2}}{\partial m_1 \partial m_2} = -\frac{K}{r_{1,2}^2}, \tag{3.8}$$

де $F_{1,2}$ – сила статичного гравітаційного тяжіння між двома масами, що знаходяться у спокої в елементарних об'ємах на відстані $r_{1,2}$; K – постійний коефіцієнт, що залежить від вибору системи фізичних одиниць.

Постулюється, що закон тяжіння Ньютона, записаний у диференціальному вигляді, є точним. Сили гравітаційної взаємодії між тілами визначаються подвійним інтегралом виразу (3.8) по всьому об'єму гравітуючої системи тіл.

Встановивши три основні принципи класичної механіки, а саме:

1. ***загальний принцип збереження енергії;***
2. ***принцип збереження імпульсу;***
3. ***закон всесвітнього тяжіння Ньютона,***

спробуємо далі отримати деякі наслідки, що витікають з цих принципів. Слід сподіватись, що наслідки можуть відрізнятися як від наслідків традиційної механіки Ньютона, так і від наслідків релятивістської механіки Ейнштейна у тих випадках, коли традиційні принципи тієї чи іншої механіки виявляються несумісними з фундаментальним принципом збереження енергії.

§4. Енергетичний еквівалент маси

Взаємозв'язок між масою та енергією електромагнітного поля було встановлено вперше у 1904 р. маловідомим німецьким фізиком Ф.Газенерлем[1]. У 1905 р. А.Ейнштейн опублікував коротку статтю, у якій він шляхом простих, але недостатньо строгих міркувань показав: якщо тіло втрачає енергію E внаслідок електромагнітного випромінювання, то маса цього тіла зменшується на величину $\frac{E}{c^2}$, де c – швидкість світла у вакуумі. Але Ейнштейн пішов далі Газенерля. Він сміливо узагальнив цю залежність, поширивши її на всі матеріальні системи у вигляді загального закону: "Маса тіла є мірою вмісту енергії у цьому тілі"[2]. Тому залежність

$$m = \frac{E}{c^2} \tag{4.1}$$

[1] Б.И.Спасский, История физики, Изд-во Московского университета, 1964, т.II, стр. 137.

[2] А.Эйнштейн, Собр. научных трудов, т. 1, М., 1965, стр 36-38.

називають справедливо формулою Ейнштейна. Ця залежність отримала пізніше експериментальне підтвердження у періодичній таблиці хімічних елементів Менделєєва, а також у атомних і термоядерних перетвореннях. Проте чіткого виведення залежності (4.1) з принципів будь-якої фізичної теорії, попри численні спроби, ще не знайдено. Найкраще доведення цієї залежності зустрічаємо, наприклад, в роботі Л. Ландау і Є. Ліфшіца[1]. Автори виходять з релятивістської функції Лагранжа для матеріальної точки з довільним множником. Величину цього множника підбирають так, щоб у випадку нескінченної швидкості світла функція Лагранжа перейшла у класичний вираз. Це вдається після нехтування нескінченно великою складовою релятивістської функції Лагранжа. Реальніше було б розглядати випадок малих швидкостей матеріальної точки. Але тоді при будь-якій малій швидкості $V \neq 0$ релятивістська функція Лагранжа не стає тотожною класичній функції. Таким чином і це сучасне виведення формули (4.1) не є бездоганним. Загальна залежність (4.1) залишається поки що емпіричним фактом, який відіграє роль додаткового індуктивного принципу у релятивістській механіці. Тому формула (4.1) наводиться у підручниках без виведення.

Проте в рамках класичної механіки, збагаченої загальним принципом збереження енергії, взаємозв'язок між масою і енергією виводиться з принципів цієї теорії як неминучий та однозначний їх наслідок, що буде показано далі.

Розглянемо випадок прямолінійного руху тіла вздовж осі під дією прискорюючої сили F_x. Зауважимо, що прийнята умова прямолінійності руху не обмежує узагальнення подальших висновків. Запишемо зміну імпульсу цього тіла так, як записував Ньютон зміну кількості руху:

$$F_x dt = d\left(mV\right) = dP. \tag{4.2}$$

Домноживши обидві сторони рівняння (4.2) на імпульс $P = mV$, можна у рівнянні (4.2) розділити змінні

$$mdE = PdP, \tag{4.3}$$

де $dE = F_x dx$ – приріст енергії тіла на шляху dx.

Інтегруючи цю рівність у відповідних межах, отримуємо

$$\int_{E_1}^{E_2} mdE = \frac{1}{2}\left(P_2^2 - P_1^2\right). \tag{4.4}$$

Для заданих величин імпульсів P_1 і P_2 інтеграл маси по енергії (4.4) має цілком визначену величину $\frac{1}{2}\left(P_2^2 - P_1^2\right)$. Однозначний інтеграл (4.4) по енергії може існувати лише у випадку, коли маса m є параметричною функцією енергії, тобто у випадку

$$m = f\left(E\right). \tag{4.5}$$

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц; Теория поля, Изд-во «Наука», М., 1967, стр. 42.

Принцип збереження імпульсу обумовлює залежність (4.5), але не дає конкретного аналітичного виразу для цієї залежності. Такий вираз можна одержати із закону збереження внутрішньої енергії в ізольованій матеріальній системі, у якій можуть здійснюватися перетворення енергії і переходи однієї форми енергії в іншу.

Поділимо об’єм V_0 ізольованої системи на N об’ємних ділянок ΔV_i довільної величини, але так, щоб $\sum_{i=1}^{N}\Delta V_i = V_0$. Окремо взята ділянка ΔV_i уже не видається ізольованою системою і може обмінюватися з навколишніми ділянками речовиною і енергією. Таким чином, розподіл маси Δm_i і енергії ΔE_i за об’ємними ділянками системи є функцією часу. З урахуванням залежності (4.5) величина маси в елементарному об’ємі залежить від енергії у цьому ж об’ємі

$$\Delta m_i = f\left(\Delta E_i\right). \tag{4.6}$$

Підсумовуючи значення енергії по усіх ділянках, отримуємо у відповідності з законом збереження енергії

$$\sum_{i=1}^{N}\Delta E_i = E_0, \tag{4.7}$$

де E_0 – загальна енергія ізольованої системи. З параметричної залежності (4.5) випливає, що в ізольованій системі зберігається також і загальна маса m_0, яка залежить однозначно від загальної енергії E_0. Підсумовуючи масу по всіх елементарних об’ємах, отримуємо

$$\sum_{i=1}^{N}\Delta m_i = m_0. \tag{4.8}$$

Останню рівність з урахуванням (4.5) і (4.6) перепишемо так

$$m_0 = \sum_{i=1}^{N} f\left(\Delta E_i\right). \tag{4.9}$$

Внаслідок збереження загальної енергії системи E_0 тотожність (4.9) повинна зберігатися за довільних варіацій числа ділянок N, їх об’ємів ΔV_i і не залежати від переносу речовини і зміни форм енергії всередині системи. Це накладає дуже жорсткі обмеження на характер функції (4.5): обмеження, цілком достатні для її однозначного визначення. Виявляється, що рівність (4.9) не може виконуватися для довільного виду функції (4.5). У цьому не важко переконатися, припускаючи, що масу Δm_i в елементарному об’ємі можна подати у вигляді

$$\Delta m_i = K_i \Delta E_i, \tag{4.10}$$

де K_i – функція аргументу ΔE_i. Тоді формула (4.8) набуде вигляду

$$m_0 = \sum_{i=1}^{N} K_i \Delta E_i. \tag{4.11}$$

Але сума енергії по ділянках згідно з (4.7) є константою E_0 при довільних варіаціях числа і об'єму ділянок, так само, як і сума мас згідно з (4.8) є константою m_0. З урахуванням (4.5) і (4.10) перепишемо (4.11) так:

$$K_0 E_0 = \sum_{i=1}^{N} K_i \Delta E_i \, . \tag{4.12}$$

З умов (4.7) і (4.12) випливає, що обидві ці рівності можуть існувати разом за будь-яких довільних варіацій N і ΔV_i лише в єдиному випадку, а саме, коли

$$K_i \equiv K_0 \, , \tag{4.13}$$

тобто за точної лінійної залежності маси від енергії

$$m = K_0 E \, , \tag{4.14}$$

де K_0 – постійний коефіцієнт. З рівності (4.14) випливає, що у системі фізичних одиниць СГС розмірність коефіцієнта K^{-1} відповідає розмірності швидкості у квадраті. Враховуючи цю розмірність, зручно записати рівність (4.14) в такому вигляді:

$$E = mc_0^2 \, . \tag{4.15}$$

Відзначимо, що при виведенні фундаментальної залежності (4.15) з принципів класичної механіки не вимагалося посилання на будь-яку фізичну швидкість. Тому значення коефіцієнта c_0^2 видається у даному випадку універсальною фізичною константою, незалежною від швидкості світла. Як відомо, швидкість світла залежить від енергетичного потенціалу середовища. В оптичних скельцях швидкість світла від 1,5 до 2,5 рази є меншою, ніж у повітрі. Швидкість світла у так званій "пустоті" залежить від гравітаційного потенціалу. Строго кажучи, абсолютна пустота у реальному світлі не існує, і тому швидкість світла не є фізичною константою. Поняття швидкості світла в "пустоті" не має реального фізичного змісту. Таким чином, взаємозв'язок між масою і енергією (4.15), отриманий тут незалежно від швидкості світла, видається більш загальним, ніж у релятивістській механіці. Він є наслідком законів збереження енергії та імпульсу. За своїм фізичним змістом коефіцієнт c_0^2 є енергетичним еквівалентом маси. Його кількісна величина буде з'ясована далі.

§5. Залежність енергії і маси від поступальної швидкості

Коли взаємозв'язок (4.15) між масою та енергією уже встановлено, то з другого закону Ньютона (3.7) не важко вивести залежність енергії і маси від поступальної швидкості. Таким шляхом отримав цю залежність радянський фізик К.А. Путілов*, запозичивши співвідношення (4.15) у Ейнштейна. Тому виведення Путілова не можна вважати незалежним від теорії відносності. Лише після отримання взаємозв'язку між енергі-

* К.А.Путилов, Теория поля, Из-во Московского университета, 1971, с. 8.

єю і масою з принципів класичної механіки можна стверджувати, що залежність енергії і маси від швидкості є дедуктивним наслідком, що однозначно випливає з принципів класичної механіки.

Обмежимось розглядом прямолінійного руху вздовж осі x. Це обмеження спрощує аналітичні викладки і не обмежує при цьому загальності отриманих результатів. Запишемо для цього випадку другий закон Ньютона у диференціальній формі таким чином:

$$d\left(mV\right)=F_x dt\,, \tag{5.1}$$

де F_x – сила, що діє на масу m у напрямі осі x; t – час. Запишемо величину маси у формулі (5.1) через енергію із співвідношення (4.15). Домножуючи обидві частини рівняння (5.1) на швидкість V і пам'ятаючи, що $F_x dt = dE$, отримаємо рівняння

$$\frac{V}{c_0^2}d\left(E\cdot V\right)=dE\,. \tag{5.2}$$

Після відокремлення змінних це рівняння набуде вигляду

$$\frac{dE}{E}=\frac{d\dfrac{V^2}{c_0^2}}{2\sqrt{1-\dfrac{V^2}{c_0^2}}}\,. \tag{5.3}$$

Визначений інтеграл вираз (5.3) в межах від $V=0$ до $V=V_0$ дає залежність енергії від швидкості

$$E=\frac{E_0}{\sqrt{1-\dfrac{V_0^2}{c_0^2}}}\,, \tag{5.4}$$

де E_0 – відповідає енергії об'єкта при $V_0=0$. Відповідно, враховуючи залежність (4.15) між масою та енергією, знаходимо

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\dfrac{V_0^2}{c_0^2}}}\,, \tag{5.5}$$

де m_0 – маса об'єкта у стані спокою.

Формулу (5.4) можна записати як залежність між енергією і масою рухомого тіла

$$E=\frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1-\dfrac{V_0^2}{c_0^2}}}\,. \tag{5.6}$$

Отримавши з принципів класичної механіки залежність маси від швидкості (5.5), можна записати вираз для імпульсу

$$P = \frac{m_0 V_0}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_0^2}}}. \qquad (5.7)$$

Із залежностей (5.6) і (5.7) випливає наступне співвідношення між імпульсом, енергією та швидкістю частинки:

$$P = \frac{E V_0}{c_0^2}. \qquad (5.8)$$

Повна енергія рухомої частинки може бути записаною також через імпульс P і масу m_0 частинки у спокої. Для цього необхідно виключити швидкість V_0 із залежностей (5.6), (5.7). Тоді вираз для енергії набуде вигляду

$$E = c_0 \sqrt{P^2 + m_0 c_0^2}. \qquad (5.9)$$

Зміна повної енергії частинки дорівнює повному диференціалу залежності (5.9)

$$\frac{1}{2c_0^2} E dE = P dP + m_0 c_0^2 dm_0. \qquad (5.10)$$

Таким чином, величина dE залежить від зміни імпульсу в результаті зовнішніх взаємодій і від втрат маси спокою частинки, наприклад, внаслідок випромінювання її енергії у навколишній простір.

З характеру аналітичних залежностей (5.4)-(5.8) з'ясовується фізичний зміст енергетичного еквіваленту маси c_0^2. За швидкості тіла $V_0 \to c_0$ енергія та маса тіла зростають до нескінченності. Позаяк це нереально, то реальні швидкості V_0 переносу маси і енергії не можуть досягти величини c_0, тобто $V_0 < c_0$. Тому універсальна константа c_0 є границею, що обмежує швидкості усіх реальних частинок, у тому числі і швидкість світла.

Формули (5.4)-(5.8), які тепер можна назвати уже класичними, спрощуються у двох граничних випадках: коли $V_0 \to 0$ і коли $V_0 \to c_0$. Розкладаючи ці формули в ряд для малих швидкостей, отримуємо традиційні залежності Ньютона

$$E \cong E_0 + \frac{1}{2} m_0 V_0^2, \qquad (5.11)$$

$$P \cong m_0 V_0. \qquad (5.12)$$

Тут перший доданок E_0 у формулі (5.11) – енергія тіла у спокої, що залежить від його маси m_0, а другий – кінетична енергія рухомого тіла.

У другому випадку, коли $V_0 \to c_0$, енергія, а значить і імпульс, як уже було сказано, перетворюються у нескінченність. Але, нехтуючи масою спокою швидких частинок, отримуємо з (5.8) наступну граничну рівність

$$P \cong \frac{E}{c_0}. \tag{5.13}$$

Нехтування масою спокою не вносить серйозних похибок у механіку швидких частинок, так само, як нехтування граничною швидкістю c_0 при малих швидкостях V_0 не веде до помітних поправок у традиційній механіці Ньютона. Проте формули (5.10) і (5.13), строго кажучи, не відповідають точно законам збереження енергії і імпульсу. У формулі (5.12) не враховано залежність маси від швидкості, а в формулі (5.13) не враховано значення маси спокою частинки. Точна формула (5.7) для імпульсу у випадку $m_0 \to 0$ і $V_0 \to c_0$ перетворюється на невизначеність. Розкрити цю невизначеність коректними математичними засобами неможливо, позаяк величина m_0, яка за фізичним змістом є константою, повинна зменшуватися зі зростанням $V_0 \to c_0$. Співвідношення маси спокою частинки до її повної маси зменшується з ростом швидкості надзвичайно повільно. Це стає помітним, коли точну формулу (5.5) для величин V_0, близьких до c_0, записати у такому наближенні

$$\frac{m_0}{m} \cong \sqrt{2\frac{\Delta c}{c_0}}, \tag{5.14}$$

де $\Delta c = c_0 - V_0$. Нехай швидкість частинки відрізняється від константи c_0 на $1 см/сек$ або $\Delta c = 1 см/сек$. При $c = 3 \cdot 10^{10}$ $см/сек$ отримаємо з (5.4) $\frac{m_0}{m} = 9{,}82 \cdot 10^{-5}$. Якщо ж величина Δc зміниться у 100 разів або коли швидкість буде відрізнятися від c_0 лише на одну соту $см/сек$, тоді відношення $\frac{m_0}{m}$ зменшується лише у 10 разів. Таким чином, уже при співвідношеннях порядку $\frac{m_0}{m} = 10^{-5}$ частинка досягне практично швидкості $\approx c_0$. Незначна різниця швидкостей V_0 та c_0, що вимірюється у одиницях $см/сек$ або $мм/сек$, не може бути виявленою експериментальним шляхом. Тому прирівнювання швидкості світла до граничної величини c_0 є постулатом, а не експериментальним фактом. Цей постулат дає можливість обґрунтувати прийнятну спрощену механіку для швидких ультрарелятивістських частинок, так само на іншому полюсі, для повільних частинок, постулат про незалежність маси від швидкості дає спрощену механіку Ньютона. Отже, маса ультрарелятивістських частинок не може бути тотожною нулю, бо у цьому випадку гранична швидкість частинки не могла б змінюватися. Але швидкість світла змінюється. Вона залежить від властивостей середовища та від гравітаційного потенціалу. У оптичних скельцях швидкість світла є від 1,5 до 2,5 разів є меншою, ніж у порожнечі.

Отримані з принципів класичної механіки співвідношення формально не різняться від відповідних співвідношень релятивістської механіки, проте інтерпретація цих залежностей різниться істотно. У класичній механіці формули (5.4) і (5.5) визначають реальні зміни енергії і маси рухомих об'єктів, незалежно від суб'єктивних відчуттів спостерігачів. Тому величини E та m повинні знаходитись однозначно у залежності від строго визначеного значення швидкості V_0. У релятивістській же механіці швидкість V, від якої залежить маса рухомого об'єкта, є відносною величиною, залежною від випадкового розташування або стану руху спостерігача. У цьому випадку визначення маси рухомого об'єкта є неоднозначним, а залежить від відчуттів різних спостерігачів, що рухаються відносно спостережуваного об'єкта з різними швидкостями. Справа в тому, що чисельна величина маси рухомого об'єкта визначається шляхом порівняння з еталоном одиниці маси. Якщо об'єкт і еталон маси знаходяться у стані спокою один відносно іншого в єдиній інерціальній системі відліку, то зовсім незалежно від значення поступальної швидкості V_0 цієї системи в інших системах відліку результат вимірювання у чисельному виразі виявиться незалежним від швидкості, позаяк і маса об'єкта і маса еталона залежать від швидкості в однаковій пропорції. Для отримання результатів, що відповідають формулам (5.4) і (5.5), необхідно виміряти масу об'єкта, що рухається зі швидкістю V_0, еталоном одиниці маси спокою. Із принципу нерозрізнимості інерціальних систем відліку випливає, що число таких інерціальних систем, у яких знаходиться у спокої еталон мас, є нескінченною множиною. Результати вимірювань маси рухомих об'єктів цими еталонами будуть різними. Таким чином, принцип відносності не веде до однозначного визначення енергії і маси рухомих об'єктів. З позиції же класичної механіки формули (5.4) і (5.5) відображають об'єктивний процес, у якому реальна маса тіла, що рухається, має цілком визначену величину, що залежить лише від власного стану руху самого об'єкта, і зовсім не залежить від руху спостерігачів. Однозначне визначення енергії тіла, що рухається, вимагає однозначного визначення швидкості V_0, від якої залежить реальна енергія і реальна маса рухомого тіла. На відміну від відносних величин швидкості, які не дають однозначного визначення маси, швидкість V_0 у формулах (5.4) і (5.5), яка однозначно визначає енергію і масу, є абсолютно поступальною швидкістю.

Загальне визначення принципу відносності в механіці може бути виправданим як необхідність до тих пір, поки ми не знаємо способів визначення абсолютної швидкості. Але, як це ми далі покажемо, класична механіка, побудована на принципах збереження енергії і імпульсу, передбачає такі явища, які можуть слугувати основою для вимірювання абсолютної поступальної швидкості. Як одне з таких явищ розглянемо явище пружного співудару, за виміряними параметрами якого можна обчислити абсолютну швидкість власної системи відліку.

Задача формулюється так. В абсолютній системі відліку $K_0(x,y)$ вільно пересуваються дві однакові пружні кульки 1 і 2 (рис.1) з масою спокою m_0 кожна. В момент часу $t=0$ центри кульок перетинають вісь у точках $(0,y_1)$ і $(0,y_2)$. Нехай кулька 1 рухається паралельно осі x з поступальною швидкістю V_{0x}, а кулька 2 – зі швидкістю V_2, компоненти якої мають величини: V_{0x} – поздовжня швидкість і V_{0y} – поперечна швидкість. У випадку, коли $V_{0x}>0$ і $V_{0y}>0$, слід очікувати поперечного зіткнення кульок у точці перетину їхніх траєкторій (розмірами кульок нехтуємо як неістотною деталлю у цьому випадку). Треба знайти траєкторії цих кульок в абсолютній системі відліку $K_0(x,y)$ після зіткнення.

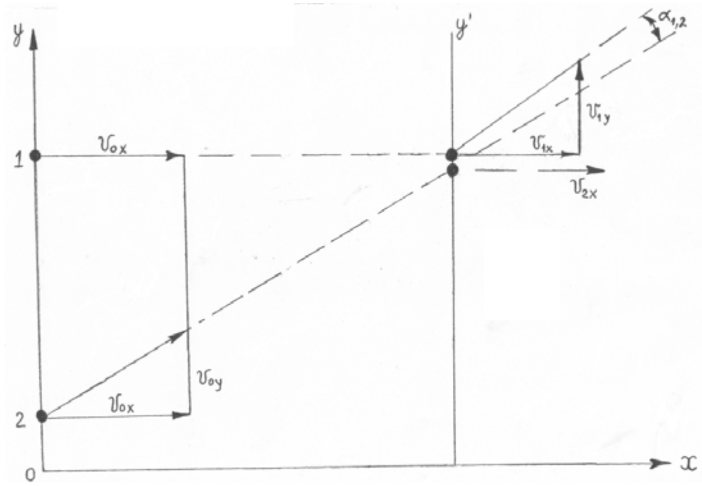

Рис.1. Діаграма швидкостей кульок 1 і 2 до і після пружного зіткнення на осі y'

У відповідності зі вказаними умовами руху система двох кульок до зіткнення володіє такими параметрами руху:

а) загальна енергія системи двох кульок

$$E=\frac{m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_{0x}^2}{c_0^2}}}+\frac{m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}}}, \tag{5.15}$$

б) значення y-компоненти імпульсу системи кульок

$$P_{0y}=\frac{m_0V_{0y}}{\sqrt{1-\frac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}}}, \tag{5.16}$$

в) значення x-компоненти імпульсу кульки 1

$$P_{01x}=\frac{m_0V_{0x}}{\sqrt{1-\frac{V_{0x}^2}{c_0^2}}}, \tag{5.17}$$

г) значення x-компоненти імпульсу кульки 2

$$P_{02x}=\frac{m_0V_{0x}}{\sqrt{1-\frac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}}}. \quad (5.18)$$

Після зіткнення в системі зберігається, очевидно, загальна енергія і величина загального імпульсу системи кульок. Крім того, завдяки вихідним умовам руху зіткнення кульок може відбутися лише у точці, що лежить на вертикальній лінії, яка проходить через центр кульок. У цьому випадку відсутні горизонтальні складові сил зіткнення, тому у системі зберігається не лише x-компонента імпульсу обох разом узятих кульок, але й x-компоненти імпульсів кожної кульки окремо, тобто величини P_{01x} і P_{02x} зберігаються як незалежні. За чотирма умовами збереження (5.13)-(5.18) можна скласти систему чотирьох незалежних рівнянь, дійсні корені якої визначають однозначно шукані значення швидкостей кульок 1 і 2 після зіткнення, тобто значення V_{1x}, V_{1y} і V_{2x}, V_{2y} у системі відліку $K_0\left(x,y\right)$, а саме:

$$E=\frac{m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_{1x}^2+V_{1y}^2}{c_0^2}}}+\frac{m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_{2x}^2+V_{2y}^2}{c_0^2}}}, \quad (5.19)$$

$$E=\frac{m_0V_{1y}}{\sqrt{1-\frac{V_{1x}^2+V_{1y}^2}{c_0^2}}}+\frac{m_0V_{2y}}{\sqrt{1-\frac{V_{2x}^2+V_{2y}^2}{c_0^2}}}, \quad (5.20)$$

$$P_{01x}=\frac{m_0V_{1x}}{\sqrt{1-\frac{V_{1x}^2+V_{1y}^2}{c_0^2}}}, \quad (5.21)$$

$$P_{02x}=\frac{m_0V_{2x}}{\sqrt{1-\frac{V_{2x}^2+V_{2y}^2}{c_0^2}}}. \quad (5.22)$$

Виокремимо з рівнянь (5.19) і (5.20) величину швидкостей другої кульки

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V_{2x}^2+V_{2y}^2}{c_0^2}}}=\frac{E_0}{m_0c_0^2}-\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V_{1x}^2+V_{1y}^2}{c_0^2}}}, \quad (5.23)$$

$$\frac{V_{2y}}{\sqrt{1-\frac{V_{2x}^2+V_{2y}^2}{c_0^2}}}=\frac{P_{0y}}{m_0}-\frac{V_{1y}}{\sqrt{1-\frac{V_{1x}^2+V_{1y}^2}{c_0^2}}}. \quad (5.24)$$

Число невідомих в рівняннях (5.23) і (5.24) можна зменшити у два рази, використовуючи рівняння (5.21) і (5.22). З урахуванням величин (5.17) і (5.18) отримуємо залежність

$$V_{1x} = V_{0x}\sqrt{1-\frac{V_{1y}^2}{c_0^2}}\,. \tag{5.25}$$

Співставляючи (5.18) і (5.22), знаходимо:

$$V_{2x} = V_{0x}\sqrt{\frac{1-\dfrac{V_{2y}^2}{c_0^2}}{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}}\,. \tag{5.26}$$

Після підстановки (5.25) і (5.26) в рівняння (5.23) і (5.25) отримуємо систему рівнянь з двома невідомими

$$\frac{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}{\left[1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}\right]\left(1-\dfrac{V_{2y}^2}{c_0^2}\right)} = \left[\frac{E_0}{m_0c_0^2}-\frac{1}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\dfrac{V_{1y}^2}{c_0^2}}}\right], \tag{5.27}$$

$$\frac{\left(1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}\right)V_{2y}^2}{\left[1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}\right]\left(1-\dfrac{V_{2y}^2}{c_0^2}\right)} = \left[\frac{P_{0y}}{m_0}-\frac{1}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\dfrac{V_{1y}^2}{c_0^2}}}\right]. \tag{5.28}$$

Виключаючи з рівнянь (5.27) і (5.28) одне невідоме V_{2y} знаходимо рівняння з невідомим значенням V_{1y}, а саме:

$$\frac{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}{1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}} = \left[\frac{E_0}{m_0c_0^2}-\frac{1}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\dfrac{V_{1y}^2}{c_0^2}}}\right]-\left[\frac{P_{0y}}{m_0c_0}-\frac{\dfrac{V_{1y}}{c_0}}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\dfrac{V_{1y}^2}{c_0^2}}}\right]. \tag{5.29}$$

Аналогічним шляхом отримуємо рівняння для другої невідомої V_{2y}, а саме:

$$\frac{1}{1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}} = \left[\frac{E_0}{m_0c_0^2}-\frac{\sqrt{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}}\right]-\left[\frac{P_{0y}}{m_0c_0}-\frac{\sqrt{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}\cdot\dfrac{V_{2y}}{c_0}}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\dfrac{V_{2y}^2}{c_0^2}}}\right]. \tag{5.30}$$

Корені цих рівнянь записуються так:

$$V_{1y} = \frac{2\dfrac{E_0}{m_0c_0^2}\cdot\dfrac{P_{0y}}{m_0}}{\left(\dfrac{E_0}{m_0c_0^2}\right)^2 + \left(\dfrac{P_{0y}}{m_0c_0}\right)^2}, \qquad (5.31)$$

$$V_{2y} = \frac{2\dfrac{E_0}{m_0c_0^2}\cdot\dfrac{P_{0y}}{m_0} - V_{0y}\left[\left(\dfrac{E_0}{m_0c_0^2}\right)^2 + \left(\dfrac{P_{0y}}{m_0c_0}\right)^2\right]}{\left(\dfrac{E_0}{m_0c_0^2}\right)^2 + \left(\dfrac{P_{0y}}{m_0c_0}\right)^2 - \dfrac{V_{0y}}{m_0}\cdot 2\dfrac{E_0}{m_0c_0^2}\cdot\dfrac{P_{0y}}{m_0c_0}}. \qquad (5.32)$$

Після підстановки в (5.31) і (5.32) значень (5.15) і (5.16) знаходимо точний розв’язок

$$V_{1y} = \frac{V_{0y}}{1 - \dfrac{V_{0x}^2\cdot V_{0y}^2}{2c_0^4}\left[\left(1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}\right) + \sqrt{\left(1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}\right)\left(1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}\right)}\right]^{-1}}. \qquad (5.33)$$

$$V_{2y} = \frac{V_{0y}}{1+\left(1-\dfrac{V_{0x}^2}{2c_0^2}\right)\left(1-\dfrac{V_{0y}^2}{2c_0^2}\right)+2\left(1-\dfrac{V_{0y}^2}{2c_0^2}\right)\sqrt{\left(1-\dfrac{V_{0x}^2}{c_0^2}\right)\left(1-\dfrac{V_{0x}^2+V_{0y}^2}{c_0^2}\right)}}. \qquad (5.34)$$

Задовольняючись точністю до члена $\left(\dfrac{V}{c_0}\right)^4$ включно, перепишемо результати (5.33) і (5.34) таким чином:

$$V_{1y} \cong V_{0y}\left(1+\frac{V_{0x}^2\cdot V_{0y}^2}{4c_0^4}\right) \approx V_{0y}, \qquad (5.35)$$

$$V_{2y} \cong V_{0y}\left(\frac{V_{0x}^2\cdot V_{0y}^2}{4c_0^4}\right) \approx 0. \qquad (5.36)$$

З (5.25) і (5.26) з урахуванням (5.35) і (5.36) знаходимо з указаною вище точністю вирази для поздовжніх швидкостей кульок в системі відліку $K_0\left(x,y\right)$ після їх пружного зіткнення

$$V_{1x} \cong V_{0x}\sqrt{1-\frac{V_{0y}^2}{c_0^2}}, \qquad (5.37)$$

$$V_{2x} \cong \frac{V_{0x}}{\sqrt{1-\dfrac{V_{0y}^2}{c_0^2}}}. \qquad (5.38)$$

Характерною особливістю розглядуваного випадку, є зміна x-компонент швидкості кульок за відсутності x-компонент сили. Це пояснюється просто. До зіткнення кулька 2 володіла більшою результуючою швидкістю, а, отже, і більшою енергією та масою, ніж кулька 1. Після зіткнення швидкість кульки 1 стає більшою, ніж кульки 2 і відповідно зростає її маса. Збільшення маси кульки 1 веде до зменшення його x-компоненти швидкості згідно (5.36), позаяк x-компонента його імпульсу повинна зберігатися. Маса кульки 2 після зіткнення зменшується, і її x-компонента швидкості (5.37) зростає через збереження x-компоненти імпульсу.

Через зміну x-компоненти швидкості V_{1x} відбитої кульки 1 її траєкторія відхилиться від траєкторії набігаючої кульки 2 на кут

$$\alpha_{1,2} \cong \frac{V_{0x}V_{0y}}{2c_0^2}. \tag{5.39}$$

Нагадаємо, що швидкості кульок V_{0x} і V_{0y} ми вимірювали лише у одній системі відліку $K_0\left(x,y\right)$ і на основі цих вимірювань знайшли за формулою (5.38) значення кута відхилення траєкторії $\alpha_{1,2}$. Величину цього кута найзручніше вимірювати у тій системі відліку, у якій кулька 1 до зіткнення знаходиться у спокої. У цій системі відліку величини відносних швидкостей будуть наступними: $V_{0x'}=0$ і $V_{0y'}=V_{0y}$. Проте величина кута $\alpha_{1,2}\neq 0$. Це означає, що кут відхилення траєкторій кульок до і після зіткнення не залежить від значень відносних швидкостей. Результат вимірювання кута $\alpha_{1,2}$ буде співпадати з результатом обчислень за формулою (5.39) тільки в єдиному випадку, а саме, коли система відліку $K_0\left(x,y\right)$ є абсолютною системою, а вимірювані у цій системі швидкості V_{0x} і V_{0y} є абсолютними швидкостями. На цій основі, вимірявши у власній системі відліку, в якій кулька 1 до зіткнення знаходилась у стані спокою, значення кута $\alpha_{1,2}$ і швидкості кульки 2 до зіткнення $V_{0y'}=V_{0y}$ можемо за формулою (5.39) знайти абсолютну швидкість V_{0x} власної системи відліку.

Таким чином, з позицій збереження загальної енергії і імпульсу абсолютна швидкість видається в принципі вимірюваною величиною.

§6. Уповільнення періодичних процесів у рухомих системах відліку

Покажемо, що залежність маси від швидкості призводить до уповільнення періодичних явищ у рухомих об'єктах. Розглянемо кільце, що вільно обертається навколо осі x, радіуса r_0 та маси m_0 на периметрі. Нехай центр ваги кільця знаходиться на осі x, а швидкість обертання на периметрі дорівнює V_0 (товщина кільця приймається вкрай малою). Тоді момент імпульсу M_0 кільця, що обертається, дорівнюватиме

$$M_0 = \frac{m_0 r_0 V_0}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_0^2}}}. \tag{6.1}$$

Подіємо на вісь обертання кільця імпульсом P_x, тобто надамо кільцю поступального руху вздовж осі x та доведемо його швидкість до V_x, після чого дія зникає. Позаяк момент дії P_x відносно осі обертання кільця тотожний нулю, то значення моменту імпульсу кільця M_0 у поступальному русі зберігається. Але сумарна швидкість маси m_0 на периметрі кільця зростає, а це означає, що зростає і реальна маса кільця. Тоді, припускаючи, що поперечні розміри кільця не змінилися, отримуємо

$$M_0 = \frac{m_0 r_0 \overline{V}_0}{\sqrt{1 - \frac{\overline{V}_0^2 + V_x^2}{c_0^2}}}, \tag{6.2}$$

де $\overline{V}_0$ – швидкість обертання кільця на периметрі при його поступальній швидкості V_x. Прирівнюючи значення (6.1) і (6.2), знаходимо:

$$\overline{V}_0 = V_0 \sqrt{1 - \frac{V_x^2}{c_0^2}}. \tag{6.3}$$

Таким чином, $\overline{V}_0 < V_0$, тобто у поступальному русі кільце обертається повільніше і період його обертання T, обернено пропорційний швидкості $\overline{V}_0$, буде відповідно більшим

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \frac{V_x^2}{c_0^2}}}, \tag{6.4}$$

де T_0 – період обертання кільця при нерухомому центрі його маси (центр перебуває у спокої). Результат (6.4), отриманий в рамках класичної механіки, не різниться за формою від релятивістського, але з позицій класичної механіки інтерпретується як реальне уповільнення періоду обертання, цілком незалежно від місця знаходження спостерігача. До речі, якщо побудувати обертальний елемент, у вигляді довгого циліндра, що вільно обертається навколо осі x, що такий циліндр буде відраховувати час у всіх точках абсциси x одночасно. Інший такий же циліндр, що рухається відносно першого з поступальною швидкістю V_x вздовж осі x, вимірює час у всіх точках абсциси x також синхронно. Зміщення фаз або різниця ходу між цими двома циліндрами, того, що знаходиться у спокої і того, що рухається, у всіх точках абсциси x абсолютно однакове. На цій основі у класичній механіці повністю усувається так званий “парадокс часу”. З цих позицій віддалені одна від іншого події одночасні в одній інерціальній системі відліку залишаються одночасними у всіх інерціальних системах. Суперечки між різними рухомими спостерігачами про те, чиї годинники йдуть швидше, стають безпідставними.

Як випливає з формули (6.4), мінімальним періодом обертання або максимальною швидкістю обертання володіє циліндр, що знаходиться в абсолютній системі відліку, коли його поступальна швидкість $V_x = 0$. Таким чином, використання у ролі годинникових механізмів довгих циліндрів, що вільно обертаються, дозволяє, в принципі, визначити абсолютну швидкість, тобто відповісти на фундаментальне питання класичної механіки, а саме: від якої ж швидкості V_0 залежить енергія і маса рухомого тіла, а також і швидкість ходу рухомого годинника. Для однозначної відповіді пропонується наступний уявний експеримент. Нехай у одній інерціальній системі обертаються два однакові співвісні циліндри з однаковою кутовою швидкістю. Потім один з цих циліндрів приводиться у поступальний рух вздовж їхньої осі x. Швидкості обертання циліндрів стануть різними і будуть змінюватися в залежності від змін їх відносної швидкості поступального руху. Якщо до першого циліндра не прикладати ніяких зовнішніх сил, то його стан руху збережеться впродовж усього експерименту. Його незмінний період використовується як еталон часу для вимірювання періоду обертання другого циліндра, що рухається. Вимірявши поступальну швидкість другого циліндра, треба знайти такий його стан, у якому він обертається з максимальною швидкістю. Це і буде той шуканий стан $V_0 = 0$ в абсолютному просторі Ньютона. Показана тут можливість пошуку абсолютного тіла відліку має поки що методичне значення. Наочність запропонованого способу переконує нас в тому, що широко та міцно укорінена думка про безнадійність пошуків абсолютної системи відліку є невірною. Звичайно, на основі обертальних циліндрів великої довжини важко побудувати прилад для вимірювання абсолютної швидкості. Для цієї мети зручніше використовувати інші явища, зокрема коливальні системи.

Розглянемо механічний коливальний контур з одним ступенем вільності у загальному випадку нелінійного характеру, що складається із пружної пружини з закріпленими на її кінцях масами m_0. Частота коливань такого контуру в поступальному русі зі швидкістю V_0 знаходиться елементарними засобами, як наслідок закону збереження енергії. Рівняння енергії для поперечних коливань відносно вектора швидкості V_0 запишемо так

$$\frac{2m_0c_0^2 + E_0\left(\Delta L_0\right)}{\sqrt{1-\dfrac{V_0^2}{c_0^2}}} = \frac{2m_0c_0^2}{\sqrt{1-\dfrac{V_0^2+V_y^2}{c_0^2}}} + \frac{E\left(\Delta L\right)}{\sqrt{1-\dfrac{V_0^2}{c_0^2}}}, \qquad (6.5)$$

де m_0 – маси, що закріплені на кінцях пружин у стані спокою; $E_0\left(\Delta L_0\right)$ – потенціальна енергія зарядженої пружини у спокої при деформації її довжини ΔL; $E(\Delta L)$ – потенціальна енергія частково розрядженої пружини у стані спокої при деформації її довжини $\Delta L < \Delta L_0$; V_0 – поступальна швидкість коливної системи; V_y – поперечна коливна швидкість. Неважко помітити, що амплітуда коливань, що відповідає стану $V_y = 0$, зберігає однакові значення у нерухомих і рухомих системах.

Із рівняння (6.5) випливає, що

$$V_y = c_0 \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_0^2}} \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{\Delta E_n}{2 m_0 c_0^2}\right)^4 - \left(1 + \frac{\Delta E_n}{2 m_0 c_0^2}\right)^2}}{\left(1 + \frac{\Delta E_n}{2 m_0 c_0^2}\right)^2}, \tag{6.6}$$

де $\Delta E_n = E_0(\Delta L_0) - E(\Delta L)$. У випадку $V_0 = 0$ отримуємо з (6.6) значення коливальної швидкості V_{0y} для однієї маси у нерухомому контурі

$$V_{0y} = c_0 \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{\Delta E_n}{2 m_0 c_0^2}\right)^4 - \left(1 + \frac{\Delta E_n}{2 m_0 c_0^2}\right)^2}}{\left(1 + \frac{\Delta E_n}{2 m_0 c_0^2}\right)^2}. \tag{6.7}$$

Позаяк (6.7) визначає амплітуду поперечних коливань контуру у стані спокою, то відношення коливальних швидкостей (6.6) та (6.7) відповідає відношенню частоти $\nu_\perp$ поперечних коливань контуру, що рухається, до частоти ν_0 контуру у стані спокою

$$\frac{V_0}{V_{0y}} = \frac{\nu_\perp}{\nu_0}. \tag{6.8}$$

З виразів (6.6), (6.7) і (6.8) випливає

$$\nu_\perp = c_0 \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_0^2}} \nu_0. \tag{6.9}$$

Відзначимо, що результат (6.9) отриманий незалежно від лінійного або нелінійного характеру механічного коливного контуру. Частота поперечних коливань будь-якого механічного контуру уповільнюється в русі однаково і залежить від поступальної швидкості V_0. У класичній механіці це уповільнення частоти є реальним фактом, незалежним від суб'єктивних відчуттів або вимірювань рухомого спостерігача.

Дещо складнішим є виведення формули для частоти поздовжніх коливань. Через асиметрію поздовжніх коливань відносно вектора поступальної швидкості V_0 результуючі швидкості коливних мас будуть різними, тобто $V_1 \neq V_2$. Для визначення величин цих двох невідомих швидкостей необхідна система двох незалежних рівнянь. Для складання такої системи рівнянь скористаємося законами збереження загальної енергії і загального імпульсу коливної системи. Рівняння енергії для поздовжніх коливань запишемо у вигляді

$$\frac{2m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}+\frac{E_0\left(\Delta L_0\right)}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}=\frac{m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}+\frac{m_0c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}+\frac{E\left(\Delta L\right)}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}. \tag{6.10}$$

Із закону збереження загального імпульсу коливної системи у русі отримуємо

$$\frac{2m_0V_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}+\frac{E_0\left(\Delta L_0\right)V_0}{c_0^2\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}=\frac{m_0V_1}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}+\frac{m_0V_2}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}+\frac{E\left(\Delta L\right)V_0}{c_0^2\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}. \tag{6.11}$$

Систему рівняння (6.10) і (6.11) перепишемо так

$$\frac{1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}-\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}=\frac{1}{2}\frac{m_0V_1}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}, \tag{6.12}$$

$$\frac{\left(1+\frac{E_n}{2m_0c_0^2}\right)\frac{V_0}{c_0}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}-\frac{1}{2}\frac{\frac{V_1}{c_0}}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}=\frac{1}{2}\frac{\frac{V_2}{c_{0\,1}}}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}, \tag{6.13}$$

де $\Delta E_n = E_0\left(\Delta L_0\right)-E\left(\Delta L\right)$. Для виключення однієї невідомої V_2 віднімаємо квадрат рівняння (6.13) від квадрата рівняння (6.12). Тоді отримаємо

$$1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}=\frac{1-\frac{V_0\cdot V_1}{c_0^2}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}. \tag{6.14}$$

Вираз (6.14) є квадратичним рівнянням відносно швидкості V_1, розв'язок якого має вигляд

$$V_{1,2}=\frac{V_0\pm c_0\left(1-\frac{V_0^2}{c_0^2}\right)\sqrt{\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^4-\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^2}}{\left(1+\frac{V_0^2}{c_0^2}\right)\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^2+\frac{V_0^2}{c_0^2}}. \tag{6.15}$$

Тут V_1 і V_2 – загальні швидкості мас на кінцях пружини. Зміни довжини пружини залежать від різниці цих швидкостей V_1-V_2 або

$$V_1 - V_2 = \frac{2c_0\sqrt{\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^4 - \left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^2}}{\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^2 + \frac{V_0^2}{c_0^2\left(1-\frac{V_0^2}{c_0^2}\right)}}. \tag{6.16}$$

У випадку нерухомого коливного контуру, $V_0 = 0$ з (6.16) отримуємо

$$\Delta V_{0x} = \frac{2c_0\sqrt{\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^4 - \left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^2}}{\left(1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}\right)^2}. \tag{6.17}$$

Очевидно, що останній вираз відповідає виразу (6.7). Відношення поздовжніх коливних швидкостей (6.16) і (6.17) складе

$$\frac{\Delta V_x}{\Delta V_{0x}} = \frac{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}+\frac{V_0^2}{c_0^2}\left(\frac{1}{1+\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}}\right)^2}. \tag{6.18}$$

Як бачимо, поздовжня швидкість коливань залежить не лише від поступальної швидкості V_0, але і від енергії пружини, тобто від амплітуди коливань. У випадку малих значень коливальної енергії $\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2} << 1$, вираз (6.18) можна переписати таким чином

$$\frac{\Delta V_x}{\Delta V_{0x}} = \frac{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}{1-\frac{1}{2}\frac{V_0^2}{c_0^2}\frac{\Delta E_n}{2m_0c_0^2}}. \tag{6.19}$$

У наближенні Ньютона $\frac{\Delta E_n}{m_0} \cong \frac{V_{0x}^2}{2}$. З урахуванням цього (6.19) набуде такого вигляду

$$\frac{\Delta V_x}{\Delta V_{0x}} = \frac{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}{1-\frac{1}{8}\frac{V_0^2 \cdot V_{0x}^2}{c_0^4}}. \tag{6.20}$$

Задовольняючись точністю до члена $\left(\frac{V}{c_0}\right)^4$, виразимо частоту поздовжніх коливань так

$$\nu_{=} \cong \left(1-\frac{V_0^2}{c_0^2}\right)\nu_0 . \qquad (6.21)$$

Таким чином, співвідношення частот поздовжніх (6.21) і поперечних (6.9) коливань визначається формулою

$$\frac{\nu_{=}}{\nu_{\perp}} \cong \sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}} . \qquad (6.22)$$

Відношення частот поздовжніх і поперечних коливань (6.22) можна виміряти у будь-якій (наприклад, власній) системі відліку і обчислити ту єдину поступальну швидкість V_0, яка впливає на зміну частот у нашій системі відліку. Це і є та абсолютна поступальна швидкість V_0, з якою переміщаються обидві коливні системи, за якими ми спостерігаємо у абсолютному просторі Ньютона. Таким чином, передбачення Ньютона про те, що пошуки абсолютної системи відліку не є безнадійною справою, може виявитися справедливим.

Таким чином, з принципу збереження енергії та імпульсу неминуче випливає, що періодичні процеси у рухомих системах уповільнюються реально. Це усуває всі так звані парадокси часу у механіці. Крім того з'ясувалося, що частота коливань механічних коливних систем з одним ступенем вільності залежить не лише від абсолютної поступальної швидкості V_0, але і від кута відхилення осі коливань від напрямку вектора швидкості. Остання залежність відкриває можливості для побудови вимірювальної апаратури для експериментального визначення абсолютної поступальної швидкості власної системи відліку.

§ 7. Розміри рухомих тіл

Залежність лінійних розмірів тіла від поступальної швидкості V_0 можна вивести у класичній механіці з умов збереження моментів сил та енергії в рухомих системах. Припускаючи, що поздовжні та поперечні розміри залежать певним чином від швидкості, запишемо

$$L_x = a_x\left(V_0\right)L_0 ;\ L_y = a_y\left(V_0\right)L_0 , \qquad (7.1)$$

де $a_x\left(V_0\right)$ і $a_y\left(V_0\right)$ – функції швидкості , які потрібно визначити; L_0 – лінійний розмір тіла, що перебуває в стані спокою. Значення функцій швидкості потрібно підібрати таким чином, щоб в рухомому об'єкті виконувались закони збереження.

Розглянемо систему двох однакових, перпендикулярних, скріплених між собою важелів (рис.2) довжиною r_0. На кожен з важелів діє сила стисненої пружини F_0 (в стані спокою), створюючи протилежноспрямовані взаємно урівноважені моменти сил $\pm F_0 r_0$. Нехай сила кожної з пружин прямопропорційно залежить від добутку жорсткості пружини K на значення прогину ΔL_0

$$F_0 = K_0 \Delta L_0 . \tag{7.2}$$

Згідно законів механіки (як класичної, так і релятивістської) рівновага сил і моментів сил, що має місце в одній інерційній системі відліку, зберігається у всіх інерційних системах відліку.

В рухомих системах змінюється енергія пружини і може змінитись її жорсткість залежно від швидкості, а також, можливо, і від напряму осі пружини відносно вектора швидкості, наприклад на $K_x\left(V_0\right)$ для нормальної і $K_y\left(V_0\right)$ для поперечної пружини. Із рівності моментів сил $K_x\left(V_0\right)\Delta L_x r_y = K_y\left(V_0\right)\Delta L_y r_x$ з урахуванням залежностей (7.1) і (7.2) випливає, що

$$K_x\left(V_0\right) = K_y\left(V_0\right) = K_0\left(V_0\right). \tag{7.3}$$

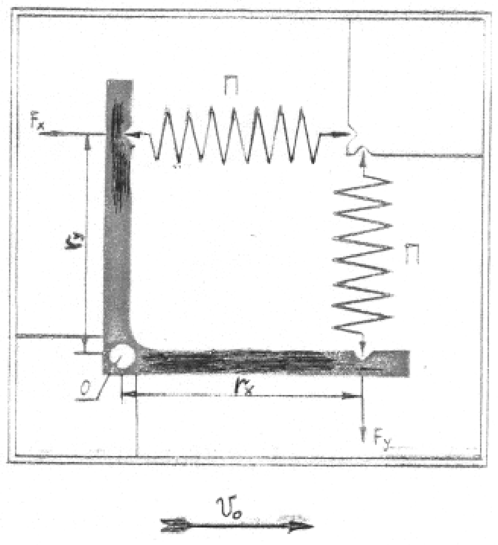

Рис.2. Схема зрівноважених моментів сил у стані спокою $r_0 F_0 = r_0 F_0$ та під час руху $r_x F_y = r_y F_x$ зі швидкістю V_0. Позначення в тексті

Тобто жорсткість пружини $K_0\left(V_0\right)$ може залежати тільки від швидкості, але не від напрямку.

Енергія зарядженої пружини у стані спокою складає $E_0 = \frac{1}{2} K_0 \Delta L_0^2$. Під час руху ця енергія зростає згідно із залежністю (5.4) і визначається також параметрами рухомої пружини

$E=\frac{1}{2}K_0\left(V_0\right)\Delta L_0^2\left(V_0\right)$ незалежно від напряму осі пружини. Таким чином, умову збереження потенціальної енергії тотожних пружин можна записати таким чином:

$$\frac{K_0\Delta L_0^2}{2\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}=\frac{K_0\left(V_0\right)\Delta L_x^2}{2}=\frac{K_0\left(V_0\right)\Delta L_y^2}{2}. \tag{7.4}$$

Із цієї рівності випливає, що $\Delta L_x=\Delta L_y$ або $L_x=L_y$. А це з урахуванням (7.4) приводить до висновку

$$a_x\left(V_0\right)=a_y\left(V_0\right)=a_0\left(V_0\right). \tag{7.5}$$

Отже, закони збереження допускають лише ізотропну деформацію рухомих тіл, яка залежить від абсолютної швидкості. Це одразу ж усуває суперечки між рухомими спостерігачами, чия еталонна лінійка довша. Але закони збереження, обмежуючи довільне постулювання, не дають достатньої інформації для визначення числових значень розмірів властивостей рухомого тіла. Якщо згідно загальноприйнятого переконання постулювати, що поперечні розміри рухомих тіл зберігаються, то закон збереження енергії вимагає збереження решти параметрів. Постулювання у цьому випадку незалежного поздовжнього скорочення стає уже незаконним з позицій класичної механіки. При збереженні поперечних розмірів тіл значення $a_0\left(v_0\right)\equiv 1$. Тоді з (7.4) одержуємо формулу для жорсткості рухомої пружини

$$K\left(V_0\right)=\frac{K_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}} \tag{7.6}$$

і значення сили рухомої пружини

$$F\left(V_0\right)=\frac{F_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}. \tag{7.7}$$

Відсутність поздовжнього скорочення рухомих тіл неважко підтвердити спостереженнями. Наприклад, світловий або лазерний імпульс має власну масу, певну довжину і тому може розглядатись як матеріальна лінійка, що рухається зі швидкістю світла. Із постулату про поздовжнє скорочення рухомих лінійок випливало б, що довжина такої лінійки буде прямувати до нуля при наближенні її швидкості до граничного значення $V_0\to c_0$. Але ж довжина лазерного імпульсу не підпорядковується цьому постулату. Скінченну довжину лазерного імпульсу можна виміряти шляхом реєстрації початку і кінця імпульсу.

Підтвердженням відсутності поздовжніх скорочень рухомих тіл є також одержана у попередньому розділі залежність частоти коливань механічного осцилятора (пружини з двома масами на кінцях) від орієнтації осі коливального контуру, оскільки рухомі маси набувають різних прискорень від дії однакових сил у поперечному і у поздовжньому напрямках відносно поступальної жорсткості V_0.

Якщо об'єм реального тіла визначається умовами рівноваги між силовими міжмолекулярними взаємодіями і тиском теплового руху, то енергія деформації об'єму рухомого тіла, що допускається законом збереження, може зреалізуватись. Значення цієї деформації залежить від термодинамічних властивостей тіла згідно наступних міркувань. Під час поступального руху твердого тіла його атоми і молекули важчають, тому їхній тепловий рух уповільнюється, а, значить, внутрішній тиск теплового руху понижується. З іншого боку, зростає відповідно енергія міжмолекулярного силового поля, а, значить, зростає і сила взаємодії молекул згідно (7.7). У підсумку об'єм рухомого тіла зменшується. При граничному переході, коли швидкість тіла $V_0 \to c_0$, атоми тіла осідають на мінімальному потенціальному рівні міжмолекулярної взаємодії і граничний об'єм тіла наближається до так званого нульового об'єму, що відповідає скінченному об'єму тіла у стані спокою за температури абсолютного нуля. Як бачимо, реальна зміна об'ємів рухомих тіл ніяк не залежить від властивостей простору і часу або від властивостей загадкового ефіру, а лише від індивідуальних термодинамічних властивостей рухомої молекулярної системи.

§8. Проблема вимірювання абсолютної швидкості

У попередніх розділах було показано, що зміни енергії і маси, а також тривалості періодичних процесів у рухомих матеріальних системах є об'єктивними явищами, що не залежать від суб'єкта і стану його руху. З позицій збереження енергії, зміни фізичних властивостей рухомих тіл залежать тільки від стану руху самих тіл і визначаються однозначно цілком визначеною їх поступальною швидкістю в абсолютній системі відліку. В цьому випадку принцип відносності, що допускає залежність фізичних властивостей рухомих тіл від довільно установленої швидкості, є несумісним із загальним принципом збереження енергії. Необхідність загального примирення з принципом відносності була зумовлена до цих пір незнанням абсолютної системи відліку, а точніше нічим не обґрунтованим переконанням в тому, що такої системи відліку не існує. Однак загальний закон збереження енергії потребує абсолютної системи відліку і вказує шляхи її виявлення. Раніше уже розглядались три різні явища, де вплив абсолютної швидкості V_0 стає помітним, як кутовий ефект пружного зіткнення (5.36), вільне обертання тіл (6.4), частота власних коливань механічного резонатора з одним ступенем вільності (6.9) і (6.21). В принципі, кожне з цих явищ може бути використано для вимірювання абсолютної поступальної швидкості. З технічних міркувань найбільш надійною для цієї мети видається механічна коливальна система, наприклад механічний резонатор з одним ступенем вільності, побудований на п'єзокварцовій основі.

У лабораторних умовах за наявності прецизійного еталона частоти визначення власної абсолютної швидкості можна виконати за допомогою одного достатньо досконалого п'єзокварцового генератора, що працює невимушено на власній резонансній частоті. З цією метою можна використати п'єзокварцовий частотомір високого класу точності. Частотомір, а точніше його стабілізуючий п'єзокварцовий елемент K, слід закріпити на рухомій стрілці C (рис.3) так, щоб напрям стрілки C співпадав з віссю коливань резонатора K. Вісь стрілки C прикріплюється до горизонтального стола – ротора R. Ротор може повертатись в горизонтальній площині в межах кута $0 \le \alpha \le 2\pi$, а стрілка – у вертикальній площині в межах кута $0 \le \beta \le \pi$. Сказане зображено схематично на рис.3.

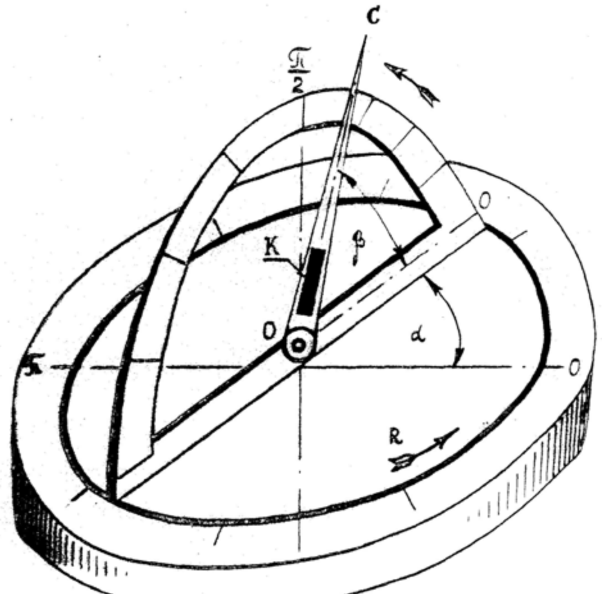

Рис.3. Схема вимірювання кутів орієнтації резонатора у просторі.
Інші позначення пояснено в тексті

Вимірювання проводяться наступним чином. Поставивши стрілку C під кутом $\beta = 0$, повертаємо повільно ротор R від $\alpha = 0$ до $\alpha = 2\pi$ і знімаємо залежність частоти від кута α, тобто $\nu = \varphi(\alpha, 0)$, шляхом звіряння частоти ν приладу з еталоном частоти. У вказаних межах кута α кут φ між вектором абсолютної швидкості V_0 і віссю коливального контуру двічі проходить через мінімальне значення $\varphi_{\min}$ і двічі через максимум $\varphi_{\max}$. Положення $\varphi_{\min}$ відповідає кутам α_m і $\alpha_m+\pi$, при яких частота коливального контуру приймає мінімальне значення. Знайшовши значення α_m, закріплюємо ротор R в цьому положенні, повільно повертаємо стрілку C від $\beta=0$ до $\beta=\pi$ і знімаємо залежність $\nu=\varphi(\alpha_m,\beta)$. Положення максимуму частоти $\nu_m=\varphi(\alpha_m,\beta_m)$ визначає напрям вектора абсолютної швидкості V_0 в нашій системі відліку. Значення кутів α_m і β_m вимірюються у власній системі відліку $K_0(x,y,z)$, в якій перебувають у спокої прилади.

Виміряна мінімальна частота $\nu_{\min}$ відповідає, очевидно, частоті поздовжніх відносно вектора V_0 коливань $\nu_=$. Для вимірювання частоти поперечних коливань $\nu_\perp$ встановлюємо стрілку C в площині нормальній до відомого вже напряму вектора швидкості V_0. Визначивши частоти $\nu_=$ і $\nu_\perp$, знаходимо значення абсолютної швидкості V_0 із залежностей (6.9) і (6.21), а саме

$$V_0=\pm c_0\sqrt{1-\frac{\nu_=}{\nu_\perp}} \tag{8.1}$$

Напрям вектора абсолютної швидкості у власній системі відліку $K_0(x,y,z)$ визначається виміряними значеннями кутів α_m і β_m. Невизначеним залишається ще знак вектора швидкості, обчислюваної за формулою (8.1). Для цього визначення потрібно виконати вимірювання при двох різних станах руху власної системи відліку. Бажаючи знайти значення абсолютної швидкості Землі, зручно виконати вимірювання частот $\nu_=$ і $\nu_\perp$ у два такі моменти часу, коли відомі орбітальні швидкості Землі $V_{ОРБ}$ мають протилежні знаки, наприклад 21 грудня і 21 червня. Тоді одержимо два значення для абсолютної швидкості Землі V_{01} і V_{02}, що залежать від напрямку орбітальної швидкості $V_{ОРБ}$ і від невідомої поступальної складової V

$$V_{01}=V^2+2\cdot V\cdot V_{ОРБ}\cos\gamma+V_{ОРБ}^2, \tag{8.2}$$

$$V_{02}=V^2-2\cdot V\cdot V_{ОРБ}\cos\gamma+V_{ОРБ}^2, \tag{8.3}$$

де γ відомий за результатами вимірювань кут між векторами V_0 і $V_{ОРБ}$. Віднімаючи (8.3) від (8.2), одержимо

$$V = \frac{V_{01}^2 - V_{02}^2}{4V_{ОРБ}\cos\gamma}. \qquad (8.4)$$

За знаком поступальної складової V визначаємо знак абсолютної швидкості Землі V_0 в формулі (8.1).

Звичайно, вимірювання абсолютної швидкості Землі вимагає високої досконалості вимірювальних приладів. Для оцінки цих вимог, підкладемо в формулу (8.1) $\nu_\perp = \nu_\perp + \Delta\nu$. Тоді одержимо

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \cong \frac{V_0^2}{2c_0^2}. \qquad (8.5)$$

Орієнтуючись на порядок швидкості V_0, близької до значення орбітальної швидкості Землі ≈ 30 км/сек., знаходимо, що $\dfrac{\Delta\nu}{\nu} \cong 0,5\cdot 10^{-8}$. Для вимірювання цієї величини з похибкою $\pm 0,2\%$ необхідно мати у розпорядженні стабільний частотомір, що фіксує відносні відхилення частоти $\pm 10^{-11}$. Сучасна вимірювальна техніка вже перейшла цю межу. "Огляд рівня технічного розвитку і поточної практичної роботи свідчить, що цезієві еталони мають найменшу похибку $5\cdot 10^{-13}$ і у промисловому виконанні залишаються найкращими годинниками із доступних на сьогодні"[1]. Але і п'єзокварцові стабілізатори у кращому виконанні досягають достатньо високої точності, обмежуваної відносною похибкою порядку $\pm 5\cdot 10^{-11}$.

Пропонований спосіб вимірювання абсолютної швидкості V_0 має методичне значення. Він придатний для лабораторних досліджень даної проблеми на початковій стадії її вивчення. Для технічних цілей потрібно розробити автоматичний стаціонарний прилад з необхідним числом однакових резонаторів, закріплених постійно в різних напрямах, оснащений електронним обчислювальним пристроєм, що видає на запис у задані інтервали часу виміряні параметри α_m, β_m і V_0. Крім пізнавального значення такі вимірювальні прилади могли би дати практичний вихід в галузі автоматичного керування курсом міжпланетних і міжзоряних кораблів.

§ 9. Простір і час в класичній механіці

Визначення простору і часу з позицій діалектичного матеріалізму вперше сформулював Ф.Енгельс так: "Основними формами всякого буття є простір і час… Не існує простору і часу, відокремлених від матерії… Єдність простору і часу здійснюється в русі матерії"[1]. Розвиваю-

[1] Карташев П., Барнс И. в кн.: Время и частота. Изд-во "Мир", М., 1973, стр.29.
[1] Ф.Енгельс, Анти-Дюринг, Политиздат, 1951, стр. 49.

чи це вчення, В.І.Ленін вказує, що визнання суб'єктивної реальності простору і часу, які існують незалежно від нашої свідомості, є неминучим наслідком із визнання об'єктивної реальності рухомої матерії. "У світі немає нічого крім рухомої матерії, і рухома матерія не може рухатись інакше, як у просторі і в часі"[2].

Метричні властивості простору і часу залежать від фізичних властивостей вимірювальних приладів-лінійок і годинників. Вихідні принципи і постулати тієї чи іншої механічної концепції визначають, по суті, основні властивості речовини і поля, а, значить, і властивості простору і часу. Одні просторово-часові співвідношення випливають із традиційних законів Ньютона, другі – із законів збереження енергії, треті – із постулату однакової швидкості світла у всіх інерційних системах і т.д. Які з них краще відображають реальні співвідношення, може вирішити тільки досвід. В міру накопичення спостережень наші пізнання все правильніше і глибше відображають об'єктивні властивості реального простору і часу.

З цих позицій розглянемо вчення Ньютона про простір і час, викладене ним в "Математичних основах натуральної філософії". Ньютон був переконаний в об'єктивному існуванні простору і часу. Простір за Ньютоном – це вмістилище матерії, час – тривалість існування. Їх властивості, на думку Ньютона, не залежать від матерії. Ньютон виділяє абсолютний і відносний простір і час.

Абсолютний час залишається, за Ньютоном, завжди однорідним і нерухомим, абсолютний час тече завжди і всюди однаково і рівномірно. Абсолютний простір і час існують незалежно від будь-чого і безвідносно до будь-чого.

Відносний простір видається Ньютону як обмежена і рухома частина абсолютного простору. Він визначається рухом і розміщенням спостережуваних об'єктів. Відносний час відраховується від будь-якого моменту часу, прийнятого за нульовий початок відліку, і вимірюється періодичністю спостережуваних явищ.

Розмежовуючи простір і час на абсолютний і відносний, Ньютон поділяє також рух на абсолютний і відносний. Принцип відносності Ньютон виклав, виходячи з поняття інерції. Тіло, залишене само на себе, рухається в абсолютному просторі прямолінійно і рівномірно. Система відліку, пов'язана з таким тілом, називається в сучасній фізиці інерційною. Принцип відносності в класичній механіці стверджує, що закони механіки залишаються справедливими в усіх інерційних системах відліку.

[2] В.И.Ленин, т.14, стр. 162.

Ньютон вважав, що абсолютний рух, в принципі, визначуваний. Він писав: “Розпізнавання істинних рухів окремих тіл і точне їх розмежування від уявного є досить складним, оскільки частини того нерухомого простору, про який говорилось і в якому відбуваються істинні рухи тіл, не відчуваються нашими відчуттями. Одначе ця справа не є зовсім безнадійною. Підстави для міркувань можна запозичити частково із уявних рухів, які є різницею істинних, частково із сил, що спричиняють і проявляють істинні рухи”[1].

На підтвердження цього Ньютон наводить способи визначення абсолютного обертального руху за натягом нитки зв’язаних куль, які обертаються, або за зміною поверхні води в посудині, що обертається. За цими спостережуваними ознаками можна стверджувати, що обертається саме пара куль або посудина з водою, а не весь Всесвіт навколо посудини. Але подібного способу для визначення поступального руху Ньютон не знайшов, оскільки за законами механіки Ньютона значення прискорень цілком однакові у всіх інерційних системах відліку, в тому числі і у передбачуваній абсолютній системі відліку. В цьому розумінні властивості тіл в інерційних системах відліку нічим не відрізняються від їхніх же властивостей у ньютоновій системі відліку, що знаходиться в стані абсолютного спокою.

Визначаючи простір як незалежне вмістилище матерії, Ньютон не мислив простору поза матерією. Поняття порожнього простору ввійшло у фізику разом з принципом дальнодії, який Ньютон, безумовно, не поділяв. Він виник у результаті вільної інтерпретації принципів механіки Ньютона його послідовниками. Сам Ньютон, що утримався в «Математичних основах» від “вигадок”, неодноразово в листах відкидав дальнодію через пустоту. Як доказ наведемо витяг з листа Ньютона до Бентлі, цитованого в монографії Б.Г. Кузнецова: “Припустити, що тяжіння притаманне матерії так, що одне тіло повинне діяти на відстані через пустоту на інше без допомоги чогось стороннього, завдяки чому дія і сила від одного тіла передається до іншого, є для мене такою нісенітницею, що гадаю, з нею не погодиться жодна людина, здатна до міркувань в філософських питаннях. Тяжіння повинно породжуватись деяким фактором, що діє згідно визначених законів”[2]. В сучасній фізиці цей фактор називається гравітаційним полем, що заповнює весь світовий простір.

Уявлення Ньютона про простір і час були, безсумнівно, значним кроком вперед у розвитку науки того часу в рамках матеріалістичного світогляду. Закони механіки Ньютона могли виконуватись строго тільки саме в таких просторі і часі, про які говорив Ньютон, тобто тільки в ев-

---

[1] И.Ньютон. Математические начала натуральной философии, пер. А.Н.Крылова. Изд. Николаевской морской академии, вып. IV, 1915, стр. 35.
[2] Б.Г.Кузнецов, От Галилея до Эйнштейна, Изд-во “Наука”, М., 1965, стр.154.

клідовому тривимірному просторі та в незалежному від простору часі, оскільки розміри рухомих тіл передбачались незалежними від швидкості. В декартових координатах рух описувався функціями чотирьох незалежних один від одного аргументів – трьох ординат простору і однієї ординати часу.

Прогресивні на той час погляди Ньютона на простір і час протримались у фізиці майже два з половиною століття без змін. І в сучасну епоху вони мають не тільки історичне значення. Являючи собою етап матеріалістичного пізнання простору і часу в класичній фізиці, вчення Ньютона дало вихідні позиції для подальшого розвитку уявлень і більш глибокого пізнання властивостей простору і часу як реального об'єкта вивчення. В часи Ньютона ще не існувало ні термодинаміки, ні електромеханіки, і загальний закон збереження енергії не був відомий. Погляди Ньютона на простір і час не тільки відображали, але й значно випереджали рівень знань 17-го століття. Тому всілякі способи дорікати Ньютону в метафізичному вченні про простір і час з позицій сучасної науки є щонайменше несправедливими. Смішно було б вимагати від Ньютона такого узагальнення про простір-час у 17 столітті, яке було зроблено Ф. Енгельсом на основі наук, що розвивались, – механіки Ньютона, термодинаміки, електродинаміки та ін.

Оскільки ординати простору і часу зв'язані між собою через рух, то метричні властивості простору і часу зумовлені наслідками, що випливають з принципів, покладених в основу механіки. Наслідки, що випливають з основ механіки Ньютона, виконуються в ньютоновому просторі і в ньютоновому часі; наслідки, що випливають з принципів релятивістської механіки, можуть виконуватись тільки в просторах Мінковського і Ейнштейна. Недолік вказаних вище концепцій полягає в тому, що загальний закон збереження енергії не входить до числа вихідних принципів ні в традиційній механіці Ньютона, ні в релятивістській механіці.

Таким чином, загальний закон збереження енергії може в принципі порушуватись як у просторі Ньютона (в механіці Ньютона зберігається механічна енергія за відсутності тертя та інших перетворень механічної енергії), так і у просторі Ейнштейна.

Взявши за основу класичної механіки загальний принцип збереження енергії, можна очікувати нових наслідків, які внесуть певні корективи в уявлення про простір і час у класичній механіці і в підсумку, властивості простору і часу в механіці, збагаченій принципом збереження енергії, можуть відрізнятись як від уявлень Ньютона, так і від уявлень Ейнштейна. Для з'ясування цих коректив ми вивчили залежність ходу годинника і лінійних деформацій рухомих тіл від поступальної швидкості з позицій вихідних принципів класичної механіки – загального закону збереження енергії і закону збереження імпульсу. Виявилось, що дедуктивні наслідки, що випливають з цих принципів, підтверджують неминучість уповільнення ходу рухомого годинника. На відміну від наслідків спеціальної теорії відносності (СТВ), в даному випадку хід годинника залежить від фізичних властивостей коливальної системи, закладеної в основу годинникового механізму, а зміна власного періоду коливань годинникового механізму залежить від його власного стану руху і визначається однозначно як реальне запізнювання годинника, який переміщується у просторі. Це запізнювання годинника обумовлене реальним явищем зростання маси коливального контуру в залежності від його поступальної швидкості. Однозначне визначення запізнювання рухомого годинника вимагає однозначного визначення величини тієї єдиної поступальної швидкості, від якої залежить реальний хід годинника. Цю швидкість ми назвали абсолютною поступальною швидкістю і вказали способи її вимірювання.

Отже, принцип збереження енергії веде до необхідності визнання абсолютної системи відліку для поступальних рухів. Це принцип зустрічає, звичайно, опір прибічників принципу відносності, незважаючи на те, що принцип відносності несумісний з принципом збереження енергії. Місце закону збереження енергії в релятивістській механіці займає закон збереження енергії-імпульсу, який не забезпечує збереження енергії і імпульсу взятих окремо.

Давно пора замінити в теоретичній механіці відношення до абсолютних фізичних величин. Це вже відбулось в інших розділах фізики на певному етапі їх розвитку. Так, наприклад, абсолютну міру тиску було обґрунтовано дослідом Торрічеллі, абсолютну температуру – рівнянням стану ідеальних газів, абсолютну ентропію – теоремою Нернста, абсолютне обертання – законом інерції і т.д. Незважаючи на реальну недосяжність нульових значень (нульовий тиск, температура, рух та ін.), нульові позначки чудово виконують ролі абсолютних рівнів відліку. В абсолютних системах відліку фізичні явища описуються більш простими і універсальними рівняннями і більш повно, ніж у відносних системах відліку. Тому будь-який обґрунтований перехід від відносних до абсолютних систем відліку може виявитись в принципі прогресивним кроком у розвитку науки. З цих позицій можна чекати певного прогресу також і в теоретичній механіці після встановлення абсолютного рівня відліку для поступальної механічної швидкості. Корисна ідея абсолютної системи відліку механіці належить Ньютону, який сам пробував знайти експериментальні способи для визначення абсолютних швидкостей. Механіка, побудована на принципах збереження, вказує способи виділення абсолютної системи відліку з множини інерційних систем, наприклад шляхом спостережень за циліндрами, що обертаються, за частотою коливальних систем та ін.

Принцип збереження енергії забороняє поздовжнє скорочення розмірів рухомих тіл, але допускає можливість об'ємних деформацій рухомого тіла в залежності від його абсолютної швидкості і від індивідуальних термодинамічних властивостей речовини. Значення цих деформацій визначається однозначно засобами термодинаміки і не мають нічого спільного з деформаціями простору і часу або "світового ефіру". Однозначність визначення часу і розмірів рухомих тіл в класичній механіці позбавляє нас від схоластичних сперечок між рухомими спостерігачами з приводу того, чий годинник йде швидше або чия лінійка найдовша.

Невипадково на початку цього розділу наводяться деякі витяги із праць класиків діалектичного матеріалізму. Справа в тому, що в сучасній літературі часто-густо подають релятивістські просторово-часові зв'язки як саме те, про що мріяв Енгельс. В дійсності Енгельс говорив про взаємозв'язки між простором і часом через рух матерії. Ці зв'язки повинні випливати із об'єктивних властивостей рухомої матерії, а не із постулату відносності. В релятивістській механіці під принципом відносності часто мають на увазі комплекс суб'єктивних відчуттів спостерігачів, які споглядають механічний рух то з однієї, то з іншої системи відліку. Ці спостерігачі не можуть виявити абсолютний рух. На цій основі релятивістська фізика оголошує абсолютний простір Ньютона і абсолютний рух принципово недоступними для нашого пізнання. Але, виходячи з властивостей рухомої матерії, виявилось загалом можливим визначити і вказати способи вимірювання абсолютної поступальної швидкості V_0, тобто тієї швидкості, від якої однозначно залежить енергія і маса рухомого тіла, від якої залежить швидкість ходу рухомого годинника, сили взаємодії та інші параметри рухомих об'єктів. У зв'язку з цим слід уточнити, що абсолютний поступальний рух не може бути вочевидь безвідносним. Він впливає на параметри рухомих тіл напевно тому, що ці тіла переміщуються відносно сукупності всіх інших тіл у Всесвіті. Не знаючи поки що значень абсолютної поступальної швидкості, ми не можемо поки що вказати певного тіла відліку. Але проблема вимірювання абсолютних швидкостей поступального руху за сучасної точності вимірювальної апаратури знаходиться уже в межах здійсненних можливостей.

Отже, принципи класичної механіки – загальний закон збереження енергії і закон збереження імпульсу – вказують на те, що ми живемо в евклідовому просторі. Простір і час зв'язані між собою тільки через рух. Без руху неможливо виміряти інтервали у просторі і часі. Незаконно було б присвоювати простору властивості, притаманні матерії. Наприклад, геодезичні лінії, що є властивістю силових полів (тобто матерії) недопустимо інтерпретувати як кривину простору. Кривина траєкторій руху виникає в евклідовому просторі в результаті силової взаємодії матеріальних об'єктів, а не внаслідок кривини простору.

Релятивістський зв'язок між параметрами простору і часу випливають з єдиного припущення про релятивістське поздовжнє скорочення рухомих тіл. Якщо припущення про поздовжнє скорочення не узгоджується з принципом збереження енергії, то поздовжнє скорочення не реалізується в природі. З цих позицій простір-час Мінковського видається лиш математичним виразом, що не має матеріального еквівалента в природі. До речі, всі непорозуміння і парадокси в теорії відносності є наслідком передбачуваного поздовжнього скорочення рухомих тіл. В той же час, уявлення про простір і час, що випливають з принципів класичної механіки, не призводять до парадоксальних наслідків і чудово узгоджуються із спостереженнями та, очевидно, з положеннями діалектичного матеріалізму.

Простір і час володіють, ймовірно, нерозкритими ще властивостями. Наприклад, далі покажемо, що розмірності простору і часу можна покласти в основу фізичної системи одиниць з двома основними еталонами міри – еталонами одиниці часу і довжини.

§ 10. Простір і час як основна система фізичних одиниць

На основі другого закону Ньютона К.Ф. Гаусс розробив "абсолютну систему фізичних одиниць" СГС, яку після доповнень В.Е. Вебера було прийнято як міжнародну в 1881р. Вона базується на трьох довільно встановлених і незалежних один від одного еталонах міри для трьох основних фізичних величин – відстані $[L]$, маси $[M]$ і часу $[T]$. Одиниці вимірювання для інших фізичних величин визначаються однозначно із законів фізики, як похідні від указаних вище трьох основних одиниць. Форма залежності похідної одиниці фізичної величини $[A]$ від основних одиниць $[L]$, $[M]$ і $[T]$, що називається розмірністю похідної одиниці $[A]$, записується так

$$[A]=\left[L^{l}M^{n}T^{m}\right] \tag{10.1}$$

де показники степенів l,n,m – раціональні числа.

Згідно правил розмірностей у фізичних формулах можна співставляти і підсумовувати тільки члени з тотожними розмінностями. Якщо два незалежних один від одного закони визначають одну і ту ж величину, то розмірність цієї величини не може залежати від вибору закону. В системі одиниць СГС цієї вимоги не завжди дотримуються і для формального узгодження розмірностей доводиться вводити у формули розмірні коефіцієнти. Цей недолік системи СГС зумовлений тим, що одиниці відстані L, маси M і часу T не є незалежними, тож одну з них можна виразити через дві інші. Ця можливість, що міститься у двох незалежних один від одного законах Ньютона для визначення сили F, яка діє на масу m, залишалась до цих пір невикористаною.

Маємо на увазі другий закон Ньютона

$$F = m \cdot a, \tag{10.2}$$

де a – прискорення, та закон всесвітнього тяжіння для випадку взаємодії двох тіл однакової маси

$$F = \frac{m^2}{r^2}. \tag{10.3}$$

Після встановлення розмірностей сили за законами (10.2) і (10.3) на основі уже встановлених трьох одиниць вимірювання виявилось, що ці розмірності різні. Для зведення розмірностей сили в тотожність потрібно було домножити (10.3) на розмірний коефіцієнт $\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-8} см^3 г^{-1} сек^{-2}$, названий гравітаційною сталою. Неважко помітити, що розмірність гравітаційної сталої не має ніякого фізичного змісту. Вона залежить тільки від випадкового набору основних фізичних величин. Позбутись цієї залежності можна постулюючи однакові розмірності сили, що визначаються (10.2) і (10.3) при безрозмірній величині гравітаційної сталої. При цьому зручно прийняти (хоча і не обов'язково), що значення безрозмірної гравітаційної сталої дорівнює одиниці. У цьому випадку, виключаючи з (10.2) і (10.3) силу F, одержуємо рівність

$$m = a \cdot r^2. \tag{10.4}$$

Із рівності (10.4) випливає, що величину маси m можна виміряти, використовуючи два еталони міри – одиницю відстані і часу. Вимірюючи відстань в см, а час в сек, знаходимо розмірність маси в см^3/сек^2. На основі залежності (10.4) можна так означити одиницю маси в системі $[L,T]$ з двома основними одиницями: *два гравітуючі еталони маси, що перебувають у спокої на відстані рівній одиниці* $[L]$, *надають один одному прискорення рівне одиниці* $[LT^{-2}]$. З цього означення випливає, що одиниця маси в системі СС тотожна $1{,}449 \cdot 10^7$ г маси в системі СГС. На поверхні Землі одиниця маси в системі СС набуває майже 15 тонн ваги. Із (10.2), (10.3) і (10.4) випливає, що одиниця сили в системі СС виражається розмірністю см^4/сек^4 і тотожна силі вимірюваній в СГС, що дорівнює $1{,}449 \cdot 10^7$ дин (близько 15-ти кГ).

Встановивши одиницю сили в системі СС, можна використати її значення для визначення електромагнітних одиниць. Для цього скористаємось законом Кулона в такому вигляді

$$F\left[\frac{см^4}{c^4}\right]=\frac{q^2}{r^2}, \qquad (10.5)$$

де q – електростатичний заряд. Пропущена діелектрична стала у формулі (10.5) приймається рівною безрозмірній одиниці.

Із (10.5) випливає:

$$q = r\sqrt{F}\ . \qquad (10.6)$$

Аналогічна рівність випливає із закону тяжіння Ньютона (10.3)

$$m = r\sqrt{F}\ . \qquad (10.7)$$

Отже, розмірність електростатичного заряду в системі СС співпадає з розмірністю заряду маси. Цей збіг зумовлений тотожною силовою взаємодією між електростатичними зарядами і статичними зарядами маси. Одиниця електростатичного заряду в системі СС відповідає $3{,}872\cdot 10^3$ одиниці заряду в системі СГС або $1{,}292\cdot 10^{-7}$ одиниці заряду в системі СГСМ.

На основі одержаних співвідношень можна побудувати єдину систему фізичних величин СС з двома основними еталонами міри для механічних і електромагнітних величин, виражаючи всі фізичні величини через розмірності простору і часу.

Недолік системи одиниць СС полягає у довільному виборі вихідних еталонів одиниць відстані і часу, перевага – у скороченні до мінімуму числа довільно встановлених вихідних еталонів міри простору і часу. Подальше скорочення числа основних фізичних величин є уже неможливим. Однак в літературі трапляються спроби скоротити число основних фізичних величин до однієї. Наприклад, відомий голландський фізик Дж.Л. Сінг[1] вважає, що усі фізичні величини можна виражати через одиниці часу і вимірювати їх одним тільки секундоміром. Така концепція випливає із незаконного постулату про безрозмірність одиниці швидкості. Прийнявши в ролі одиниці швидкість світла, Дж. Сінг позбавляє цей еталон розмірності. В результаті він одержує некоректну рівність 1 см = $3{,}336\cdot 10^{-11}$ сек, що явно не відповідає правилам розмірностей.

Основні одиниці фізичних величин відрізняються між собою якісно, так само як і відрізняються самі фізичні величини. Ці відмінності виражаються різними розмінностями, що покладено в основу теорії розмірностей фізичних величин. Концепцію Дж. Сінга можна узгодити з теорією розмірностей у тому випадку, коли не відбирати в одиниці швидкості законного права на розмірність. Тоді будь-яку фізичну швидкість, наприклад швидкість звуку, орбітальну швидкість Землі або шви-

[1] Дж.Л.Синг, Общая теория относительности, Перевод с английского Б.Т.Вавилова, Изд-во И.Л., стр. 254-257, Москва, 1963.

дкість світла можна прийняти як еталон одиниці швидкості і будувати систему фізичних одиниць на двох еталонах міри $[V,T]$. У цій системі одиниця довжини буде похідною одиницею і дорівнюватиме добутку одиниці швидкості на одиницю часу, що повністю узгоджується з теорією розмірностей. Але система одиниць $[L,T]$ видається більш зручною, оскільки тут відстані можуть вимірюватись тільки одним еталоном. У системі ж $[V,T]$ для вимірювання відстані або швидкості крім еталону одиниці швидкості потрібен ще й еталон одиниці часу. Сказане підтверджує, що мінімальне число еталонів, необхідних для побудови системи фізичних одиниць, рівне двом.

Нижче в таблиці наводяться розмірності деяких фізичних одиниць в системі СС і еквівалентні їм числа фізичних одиниць в системі СГС.

Величина	**Розмірність одиниці в системі СС**	**Розмірність одиниць СГС в одиниці СС**
Довжина	см	1
Час	сек	1
Швидкість	см/сек	1
Прискорення	см/сек^2	1
Маса	см^3/сек^2	1,499 10^7
Ел. заряд	см^3/сек^2	3,872 10^3
Сила	см^4/сек^4	1,499 10^7
Енергія	см^5/сек^4	1,499 10^7
Потужність	см^5/сек^5	1,499 10^7

Загалом, у будь-якій системі фізичних одиниць довільність у виборі основних одиниць можна усунути шляхом використання певного набору універсальних фізичних констант різних розмірностей як вихідних еталонів одиниць. Зроблені на даний час спроби в цьому напрямі на основі системи СГС з набором трьох фізичних констант не призвели до раціональних результатів[1], оскільки одна з цих констант була по суті зайвою. Цей недолік усувається в системі одиниць СС. Цілком можливо, що при вдалому наборі двох фізичних констант знайдеться задовільна система природних фізичних одиниць, незалежна від довільного вибору вихідних еталонів відстані і часу. Дослідження в цьому напрямі вимагають перебору багатьох варіантів, що складаються з різних комбінацій фізичних констант. Тому для одержання повних результатів і їхнього аналізу розумніше поки що утриматись від практичної оцінки системи натуральних фізичних одиниць. Однак ідея вираження усіх фізи-

[1] В.Н.Мельников, Метрологические аспекты гипотез и теорий, связывающих фундаментальные физические величины, в сб. “Проблемы теории гравитации и элементарных частиц”, вып. 7, стр. 190-200, Атомиздат, Москва, 1976.

чних величин через метричні параметри простору і часу видається, без сумніву, новою і дуже привабливою.

У системі СС усувається також і проблема так званих "важкої" та "інертної" мас. Ньютон не знав таких понять. Відкриваючи фізичні властивості речовини – властивість інерції і властивість тяжіння, Ньютон вважав, що маса є кількісною мірою речовини і що інерція та важкість речовини зростають прямопропорційно її кількості, тобто масі. Оскільки будь-який матеріальний об'єкт має обидві ці властивості неподільно, то з позицій класичної механіки найменування маси важкою або інертною не має певного змісту. Зайві терміни – важка та інертна маси – вигадав А.Ейнштейн, а потім почав доводити, що це одне і те ж[1].

Система фізичних одиниць СС є зручною при вивченні силових полів різної природи – гравітаційних, електродинамічних, міжмолекулярних та ін. У цій системі одиниць енергетичні характеристики полів виражаються тотожними рівняннями, що буде показано далі.

§ 11. Енергія гравітаційного поля

До встановлення загального закону збереження енергії не було ніякої фізичної основи для розгляду причин гравітаційної взаємодії. Не бажаючи "вигадувати гіпотези", Ньютон прийняв єдино правильне на той час рішення – відмовитись від обговорення причин тяжіння.

Принцип збереження енергії висунув проблему розміщення енергії в межах матеріальної системи. Користуючись цим принципом, Д.К. Максвелл довів необхідність локалізації електростатичної енергії в об'ємі електростатичного поля, що оточує електричні заряди. Помітивши аналогію між законами Кулона і Ньютона, Максвелл спробував також розв'язати задачу про локалізацію енергії у гравітаційному полі. Але отримавши неочікуваний і, на думку Максвелла, безглуздий результат – від'ємний знак енергії гравітаційного поля, він відмовився від подальшої розробки теорії гравітаційного поля. З цього приводу Максвелл писав: "…оскільки будь-яка енергія за своєю суттю додатна, то неможливо щоб будь-яка частина простору мала від'ємну енергію". І трохи далі "Оскільки я не можу зрозуміти, яким чином середовище може мати таку властивість, то не можу йти далі цим напрямом у пошуках причини тяжіння"[2]. Однак формальна тотожність класичних законів Кулона і Ньютона привертає з тих пір постійну увагу. Багато дослідників вбачали в цьому дещо більше, ніж формальну аналогію, вважаючи, що глибока вивченість фізичних властивостей електростатичного поля могла б виявитись корисною для вивчення фізичних властивостей гравітаційного

[1] А.Эйнштейн, Физика и реальность, Изд-во "Наука", М., 1965, стр. 199.
[2] Д.К.Максвелл, Избранные сочинения по теории электромагнитного поля, ГТПН, Москва, 1954, стр. 309.

поля. До цієї проблеми повернувся О. Хевісайд, який довів, що гравітаційне поле можна описати системою рівнянь, дуже подібною на рівняння електродинаміки Максвелла. Але на цю роботу не звернули увагу. Тільки через 80 років Л. Бріллюен писав: "Видається дивним, що така важлива робота залишалась непоміченою так довго. Але читачеві слід пам'ятати, що Хевісайд був невизнаним геніальним фізиком, покинутим усіма, окрім небагатьох вірних йому друзів"[1].

Напевно, все це стало причиною, що спрямувала розвиток теорії гравітації в русло формальної геометризації простору і часу і до поступового ототожнення фізичних властивостей гравітаційного поля з геометричними властивостями простору і часу. Інші силові поля, фізичну природу яких вивчено значно краще, ніж природу гравітацій, наприклад електричне, магнітне або поле напружень у пружному матеріалі, не потребують подібної інтерпретації. Вони характеризуються просто розподілом густини енергії у просторі поля.

З позицій загального принципу збереження енергії будь-яка силова взаємодія зумовлена наявністю силового поля у просторі між об'єктами, що взаємодіють. Загальна потенціальна енергія такого поля залежить від взаємного розміщення об'єктів і розподіляється по всьому об'єму цього силового поля. Не виняток не повинно бути і гравітаційне силове поле.

Енергетичний характер гравітаційного поля можна показати наочно на основі такого уявного експерименту. Гнучку сферичну оболонку з заданою масою спокою m_0 заряджаємо у вакуумі електричним зарядом q_0. Під дією електричного заряду діаметр оболонки повинен би зростати, але власне гравітаційне поле маси m_0 діє у протилежному напрямі, стягуючи сферичну оболонку в центральну точку. У випадку рівності зарядів маси і електрики $m_0 \equiv q_0$ (в системі СС) силові дії гравітаційного і електростатичного полів анулюються, і гнучка сферична оболонка виявиться в стані астатичної механічної рівноваги. Тоді для зміни радіуса оболонки r_0 не потрібно зовнішньої роботи. Отже, загальна енергія зарядженої важкої оболонки в даному випадку не буде залежати від її радіуса. Це не означає, що силові поля довкола оболонки зникли. Електрично заряджена важка оболонка може взаємодіяти з незарядженими важкими частинками за законом Ньютона, а з електричними зарядами – за законом Кулона. Таким чином, довкола електрично зарядженої важкої оболонки існують поряд і гравітаційне, і електростатичне поля, пронизуючи одне одного. Зі зміною радіуса оболонки r_0 змінюються

[1] Л.Бриллюэн, Новый взгляд на теорию относительности, Изд-во "Мир", Москва, 1972, стр. 137.

об'єми зовнішніх полів: як електростатичного, так і гравітаційного, на однакову величину $dV = -4\pi \cdot r_0^2 dr$. У цьому елементарному об'ємі dV з'являється додатна енергія електростатичного поля, яка точно визначається за формулою Максвелла. Але, оскільки загальна енергія розглядуваної системи загалом не може змінитись, то в цьому ж елементарному об'ємі повинна з'явитись і енергія гравітаційного поля саме такої величини, але з від'ємним знаком.

З цих позицій гравітаційне поле є нібито точним енергетичним негативом електростатичного поля. Завдяки цьому з'являються можливості виявити і уточнити загальні фізичні, силові і енергетичні характеристики гравітаційного поля, використовуючи аналогічні, відомі вже формули Кулона і Максвелла для електростатичного і електромагнітного полів.

Напруженість гравітаційного поля G_m важкої сферичної оболонки, що визначається за аналогією з напруженістю електростатичного поля E електрично зарядженої сфери, складе

$$G_m = \frac{m_0}{r_0^2}, \tag{11.1}$$

де m_0 – статичний заряд маси (аналог електричного заряду q_0) в одиницях СС на сферичній оболонці радіуса r_0. Нагадаємо, що значення напруженості G_m відповідає прискоренню. Загалом напруженість гравістатичного (так само як і електростатичного) поля залежить від розподілу зарядів мас або електрики у просторі. Статичний потенціал гравітаційного поля в точці A рівний інтегралу

$$\varphi_m = \int_{\infty}^{A} G_m dl. \tag{11.2}$$

Тут прийнято, що у нескінченності $\varphi_m = 0$. Значення інтеграла (11.2) не залежить від шляху інтегрування і є функцією координат. У цьому випадку напруженість гравістатичного поля знаходиться як градієнт гравітаційного потенціалу.

$$G_m = gradI_m. \tag{11.3}$$

Напруженість гравістатичного потенціалу чисельно дорівнює прискоренню важкої частинки в цьому полі. На цій основі гравістатичне поле підмінюють полем прискорень, бажаючи підкреслити цю характерну рису гравітації, але термін "напруженість гравістатичного поля" підкреслює подібність цього поля із силовими полями іншої фізичної природи.

Через напруженість виражається енергія будь-якого силового поля. Отже, щільність енергії у гравітаційному полі W_m визначається за формулою Максвелла для щільності енергії електростатичного поля, але з від'ємним знаком

$$W_m = -\frac{G_m^2}{8\pi}. \tag{11.4}$$

Таким чином, щільність маси гравітаційного поля в системі одиниць СС рівна

$$\rho_m = -\frac{G_m^2}{8\pi \cdot c_0^2}. \tag{11.5}$$

Отже, із загального закону збереження енергії неминуче випливає, що гравітаційне поле, на відміну від інших силових полів, дійсно має від'ємну масу. Абсолютне значення його напруженості зростає, коли гравітаційна система виконує зовнішню роботу.

У даному випадку це необхідно для зниження загальної енергії системи, що витрачає власну енергію на зовнішню роботу. Такого явища не спостерігається в жодному з інших відомих нам силових полів. Деформація зарядженої пружини завжди зменшується в процесі виконання зовнішньої роботи. Відповідно зменшується і її напруженість та запас внутрішньої енергії. Оскільки запас потенціальної енергії пружини є обмеженим, то вона може виконувати лишень обмежену роботу. Запас потенціальної енергії електростатичного поля, так само як і пружини, є обмеженим. На утворення таких полів потрібно витратити певний запас зовнішньої енергії, наприклад, попередньо деформувати пружину, розсунути протилежні за знаком електричні заряди, наблизити однойменні заряди, долаючи при цьому сили опору поля і т.д. Утворене за допомогою зовнішніх сил потенціальне поле має тенденцію до розрядки, тобто в кінцевому підсумку до самознищення.

Протилежна картина спостерігається у гравітаційних полях. Гравітаційне поле не знищується, а навпаки підсилюється, так би мовити, зростає в процесі виконання зовнішньої роботи внутрішніми силами гравітаційної системи. При цьому здатність виконувати зовнішню роботу у гравітаційній системі нічим не обмежена. Після з'єднання двох взаємно тяжіючих мас в одне тіло, їх сумісне гравітаційне поле стає сильнішим і вже сильніше взаємодіє з довколишніми масами. Приєднання наступних таких же мас до даного тіла пов'язане з виконанням все більшої зовнішньої роботи і все зростаючими внутрішніми силами системи. Жодне інше з відомих нам силових полів не може утворюватись за рахунок зменшення власної енергії. Завдяки указаній вище унікальній властивості гравітаційного поля воно вирізняється тенденцією до самоутворення і до самовільного безмежного підсилення. Цим пояснюється виняткова і провідна роль гравітаційних полів у Всесвіті, що наглядно підтверджується виникненням численних гігантських космічних утворень, в той час як інші поля, на перший погляд, значно сильніші за гравітаційне (наприклад, електромагнітне поле) у космічних масштабах відіграють підлеглу роль.

Як енергетичний негатив електростатичного поля, гравітаційне поле має такі ж максвеллівські напруженості поля з протилежними знаками по відношенню до напружень електростатичного поля. Отже, тиск Максвелла, що діє в гравітаційному полі вздовж фарадеєвих ліній сил, визначається за формулою

$$P_{=} = -\frac{G_m^2}{8\pi}. \tag{11.6}$$

Розтяг Максвелла діє нормально до напряму ліній сил

$$P_{\perp} = +\frac{G_m^2}{8\pi}. \tag{11.7}$$

Як бачимо, напруження Максвелла у гравітаційному полі чисельно рівні густині енергії точно так само як і у електростатичному полі. Це дозволяє подати гравітаційне поле вельми наглядно у вигляді фарадеєвих ліній сил. Лінії сил електростатичного поля подаються у вигляді натягнутих ниток, які відштовхуються одна від одної. Таке поле володіє тенденцією до розсіювання або, образно кажучи, тенденцією необмежено розтягати електростатичний заряд у просторі. Лінії сил гравітаційного поля видаються стиснутими стрижнями, що взаємно притягуються. Ці силові лінії чинять реальний тиск на джерела гравітаційного поля, тобто на заряди маси. Зовнішній тиск гравітаційного поля на важку сферичну оболонку прагне зменшити її діаметр, зібрати всю масу на сфері в її центральній області. Таке поле має збиральну властивість відносно розсіяної речовини. З цих позицій гравітаційна взаємодія тіл є не стільки тяжінням, скільки "приштовхуванням" тіл одне до одного. Щільність ліній сил гравітаційного поля між двома взаємодіючими важкими сферами завжди є меншою густини власного сферичного гравітаційного поля кожної окремо взятої сфери. Таким чином, при взаємодії двох тіл тиск деформованого власного поля на кожну сферу зменшується там, де гравітаційне поле рідше. У підсумку сфери "приштовхуються" одна до одної власним несиметричним гравітаційним полем.

Формули (11.4-11.7) можна вивести безпосередньо із класичного закону всесвітнього тяжіння і принципу збереження енергії, не вдаючись до аналогій між електро- і гравістатичними полями. Але метод аналогій має ту перевагу, що він не тільки вказує на загальні риси споріднених полів, але й наглядно розкриває суттєві відмінності між ними. Справа в тому, що розглянутий вище випадок накладання одне на одного двох енергетично рівноцінних полів-негативів веде до повної компенсації загальної енергії у всьому об'ємі поля. Сумарна енергія накладених полів Ньютона і Кулона у будь-якому об'ємі простору дорівнює нулю. Однак, обидва поля існують поряд реально і взаємодіють з відповідними їм зарядами: гравітаційне поле з зарядом маси, електричне – з електростатичним зарядом. Завдяки нульовій сумарній енергії полів тільки в цьому унікальному випадку сумарна густина маси в просторі цих полів дорівнює нулю і тому тут класичні силові взаємодії не ускладнюються впливом маси поля. Після розряджання електростатичного поля важка сферична оболонка виявляється в оточенні власного гравітаційного поля з від'ємною масою. Від'ємна маса екранує певним чином гравітаційну дію додатної маси речовини, що веде до ускладнення гравітаційних взаємодій між довгими об'єктами, що повністю узгоджується із загальним принципом збереження енергії. Будь-яке інше трактування або концепція гравітаційного поля неминуче веде до неузгодженості із законом збереження енергії.

Загальна енергія E_r і маса m_r гравітаційного поля в обмеженому об'ємі поля V визначається інтегралами густини енергії або густини маси по об'єму

$$E_r = -\int_0^V \frac{G_m^2}{8\pi} dV\,; \quad m_r = -\int_0^V \frac{G_m^2}{4\pi \cdot c_0^2} dV\,. \tag{11.8}$$

Фундаментальною характеристикою будь-якого енергетичного поля є розподіл густини енергії і маси поля у просторі. У зв'язку з цим виникають сумніви у правомірності заміни гравітаційного поля полем прискорень згідно з принципом їх еквівалентності. Гравітаційне поле є матеріальним об'єктом з власною енергією і масою. Поле прискорень не має цих атрибутів. Воно не є матеріальним енергетичним полем і не може виконувати роль еквівалента реального фізичного потенціального поля.

Реальні прискорення тіл у полі тяжіння можуть відповідати значенням напруженості гравітаційного поля G_m тільки в локальному розумінні при взаємодії тіл малих, елементарних розмірів. Прискорення довгих тіл не тотожні розподілу напруженостей у гравітаційному полі. Прискорення усіх частинок твердого тіла, що рухається поступально, однакові, хоча вони знаходяться в різних місцях під впливом різних напруженостей гравітаційного поля. Поля прискорень тіл, що обертаються, не має нічого спільного з напруженістю діючою на ці тіла гравітаційного поля. Отже, поля реальних прискорень вільних тіл у гравітаційному полі взагалі не співпадають з розподілом напруженостей поля. Поле прискорень обмежене у просторі розмірами рухомого об'єкта. Наприклад, поле прискорень диска, що обертається, зникає за межами диска. Частинка, яка відірвалась від цього диска, зразу ж переміщується як вільне тіло. Уся кінетична енергія тіла, що обертається, залежить від поступальної швидкості його частинок. У полі прискорень ніякої енергії не міститься. Поле прискорень є математичним, а не енергетичним і не характеризується густиною енергії у просторі як реальні фізичні тіла. Тому поле прискорень не може бути еквівалентом енергії і маси реального фізичного потенціального поля. Такими є неминучі наслідки, що випливають з принципу збереження енергії.

Ця об'єктивна істина до цих пір залишалась непоміченою, оскільки висновки робились не дедуктивним шляхом на основі принципів фізики, а на основі відчуттів у "падаючому ліфті". У зв'язку з цим слід нагадати, що сила тяжіння, яка діє на тіло людини вельми розосереджена. Вона діє на елементарні частини, що входять до складу нашого організму. Органи відчуттів на молекулярному рівні ніколи не "відчують" сили тяжіння, що діє на елементарні частинки. Ми відчуваємо тільки силу реакції у місцях її прикладання до нашого тіла. Якщо сила реакції поширится на більшу поверхню тіла, наприклад у воді, то уже виникає відчуття невагомості. В "падаючому ліфті" сила реакції зникає і з'являється відчуття невагомості. Але це зовсім не означає, що у ліфті зникло гравітаційне поле і безслідно зникли його енергія і маса. Про повне збереження енергетичних параметрів гравітаційного поля свідчить факт прискорення ліфта, кривина траєкторії супутників Землі та інші об'єктивні явища. Таким чином, прискорення не є енергетичною характеристикою гравітаційного поля і не може розглядатись як його повноцінний еквівалент навіть в локальному розумінні.

Еквівалентом одного енергетичного поля може бути тільки інше енергетичне поле, яке характеризується еквівалентною напруженістю, потенціалом, розподілом густини енергії і маси. В цьому розумінні гравітаційне поле не має ніяких прямих еквівалентів. Негативним еквівалентом гравістатичного поля є електростатичне поле. При накладанні відповідних полів-негативів – граві- та електростатичного – можна отримати унікальний випадок комплексного поля з нульовою загальною енергією і масою в об'ємі поля.

§ 12. Сферичне гравітаційне поле

Внутрішнє і зовнішнє поля тяжіння тонкої сферичної оболонки постійного радіуса r_0 з зарядом маси m_0 суттєво відрізняється за своїми фізичними властивостями.

Знайдемо, користуючись ньютонівським наближенням, напруженість внутрішнього поля в точці A, $r_A < r_0$ (рис.4а) як суму дій елементарних зарядів маси, розосереджених рівномірно на сфері r_0. Густина маси на поверхні сфери буде наступною:

$$\rho_0 = \frac{m_0}{4\pi \cdot r_0^2}\,. \tag{12.1}$$

Елементарна маса в кільці радіусом $x_0 = r_0 \sin\alpha$, шириною $r_0 d\alpha$ з урахуванням (12.1) складе

$$dm = \frac{m_0}{2}\sin\alpha d\alpha\,. \tag{12.2}$$

Напруженість елементарного гравітаційного поля в точці A, вимірювана в системі фізичних одиниць СС, буде

$$dG_{mA} = -\frac{dm \cdot \cos\beta}{r^2}\,, \tag{12.3}$$

де

$$\cos\beta = \frac{r_0 \cos\alpha - r_A}{r}\,, \tag{12.4}$$

$$r = \sqrt{\left(r_0 \cos\alpha - r_A\right)^2 + r_0^2 \sin^2\alpha}\,. \tag{12.5}$$

Підкладаючи (12.2), (12.4) і (12.5) у (12.3) одержимо вираз для результуючої напруженості поля:

$$G_{mA} = \frac{m_0}{2}\int\limits_{\alpha=0}^{\pi} \frac{\left(r_0 \cos\alpha - r_A\right) d\cos\alpha}{\sqrt{\left(r_0^2 + r_A^2 - 2r_0 r_A \cos\alpha\right)^3}}\,. \tag{12.6}$$

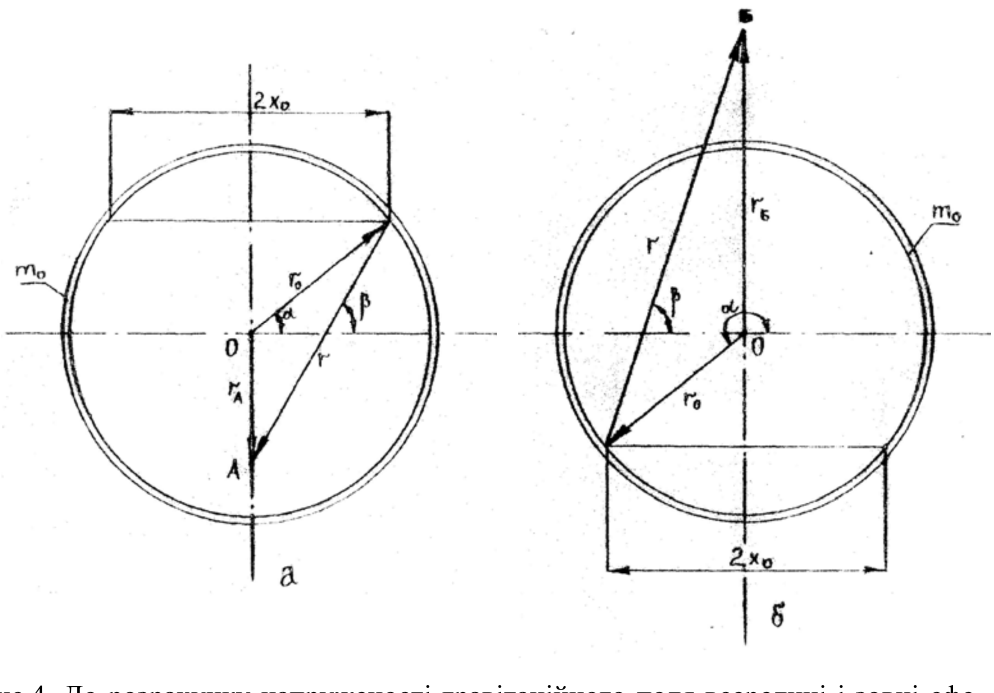

Рис.4. До розрахунку напруженості гравітаційного поля всередині і зовні сферичної оболонки маси m_0

Вираз (12.6) інтегрується частинами, а саме

$$G_{mA} = \frac{m_0}{2}\left[\frac{r_0\cos\alpha - r_A}{r_0 r_A\sqrt{r_0^2 + r_A^2 - 2r_0 r_A\cos\alpha}} + \frac{\sqrt{r_0^2 + r_A^2 - 2r_0 r_A\cos\alpha}}{r_0 r_A^2}\right]_{\alpha=0}^{\pi}. \quad (12.7)$$

Підставляючи значення меж інтегрування, одержимо

$$G_{mA} \equiv 0. \quad (12.8)$$

Отже, напруженість внутрішнього гравітаційного поля сферичної оболонки тотожна нулю. У всьому об'ємі кулі $r < r_0$ енергія і маса гравітаційного поля рівні нулю. Потенціал внутрішнього поля φ_m є постійним і рівним гравітаційному потенціалу на оболонці $\varphi(r_0)$. Ці важливі наслідки неважко узагальнити і поширити на складніші сферичні поля, утворювані множиною концентричних важких оболонок різного діаметра з довільними зарядами маси, тобто на об'ємні сферичні тіла з урахуванням від'ємної маси їх власних сферичних полів.

Для обчислення напруженості зовнішнього гравітаційного поля сферичної оболонки в точці Б (рис.4б), виходимо із співвідношення (12.3) у вигляді

$$dG_{mБ} = -\frac{dm\cdot\cos\gamma}{r^2}, \quad (12.9)$$

де

$$r = \sqrt{\left(r_Б - r_0\cos\alpha\right)^2 + \left(r_0\sin\alpha\right)^2}, \quad (12.10)$$

$$\cos\gamma = r_Б - r_0\cos\alpha. \quad (12.11)$$

У підсумку маємо результат, що аналогічний (12.7)

$$G_{mБ} = \frac{m_0}{2}\left[\frac{r_Б - r_0\cos\alpha}{r_0 r_Б\sqrt{r_Б^2 + r_0^2 - 2r_0 r_Б^2\cos\alpha}} - \frac{\sqrt{r_Б^2 + r_0^2 - 2r_0 r_Б\cos\alpha}}{r_0 r_Б^2}\right]\Bigg|_0^{\pi}. \quad (12.12)$$

Підставляючи граничні значення $\cos\alpha$, одержуємо для додатних знаків коренів

$$G_{mБ} = \frac{m_0}{r_Б^2}. \quad (12.13)$$

Отже, напруженість зовнішнього гравітаційного поля у точці Б залежить тільки від маси сферичної оболонки і від відстані від її центра $r_Б > r_0$, і зовсім не залежить від радіуса важкої оболонки r_0. Тому формула (12.13) справджується не тільки для однієї, але і для множини сферичних оболонок із загальним центром тяжіння, тобто для сферичних тіл з концентричним розміщенням маси всередині сфери радіусом $r_Б$.

Одержані результати дають підстави для точного обчислення характеристик гравітаційного поля з урахуванням маси сферичного поля у повній відповідності з законом збереження енергії. Реальна сферична оболонка з зарядом маси m_0 знаходиться в оточенні власного сферичного поля з від'ємною масою. Розділимо зовнішнє гравітаційне поле на множину сферичних оболонок. Напруженість гравітаційного поля в точці Б залежить від маси сферичних оболонок з радіусом $r < r_Б$. Напруженість поля в точці Б визначається сумою мас на оболонці m_0 і в об'ємі поля m_n, поміщених у сфері радіусом $r = r_Б$, яку в одиницях СС можна подати наступним чином:

$$G_{mБ} = -\frac{m_0 + m_n}{r^2}. \tag{12.14}$$

Звідси густина гравітаційного поля на відстані r від центра оболонки визначається формулою

$$\rho_n = \frac{G_{mБ}^2}{8\pi \cdot c_0^2} = -\frac{(m_0 + m_n)^2}{8\pi \cdot c_0^2 \cdot r^4}. \tag{12.15}$$

З іншого боку, густина маси поля в межах елементарного об'єму сферичної оболонки визначається через похідну маси поля по об'єму

$$\rho_n = \frac{dm_n}{4\pi \cdot r^2 \cdot dr}. \tag{12.16}$$

Прирівнюючи (12.15) і (12.16), одержуємо диференціальне рівняння для сферичного розподілу ефективної маси $m_e = m_0 + m_n$, а саме

$$\frac{dm_e}{m_e^2} = -\frac{dr}{2c_0^2 \cdot r^2}. \tag{12.17}$$

Інтегруючи (12.17) в межах від радіуса зарядженої сфери $r = r_0$, де $m_e = m_0$, до $r > r_0$, знаходимо значення ефективної маси речовини і поля всередині сфери заданого радіуса

$$m_e(r) = \frac{m_0}{1 + \frac{m_0}{2c_0^2}\left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)}. \tag{12.18}$$

Повна ефективна маса сферичної оболонки з гравітаційним зарядом маси m_0 при $r \to \infty$ складає

$$m_e = \frac{m_0}{1 + \frac{m_0}{2c_0^2 \cdot r_0}}. \tag{12.19}$$

Власне гравітаційне поле оболонки маси m_0 чинить на неї зовнішній тиск. Значення цього тиску дорівнює похідній від енергії системи $m_e c_0^2$ по об'єму сфери або

$$P = \frac{dm_e \cdot c_0^2}{dV} = +\frac{m_e^2}{8\pi \cdot r_0^4}. \qquad (12.20)$$

При компенсації енергії гравітаційного поля електростатичним полем, коли сумарна енергія і маса накладених полів дорівнює нулю, вираз (12.20) переходить у співвідношення, аналогічне відомій формулі Максвелла для поздовжнього напруження в електростатичному полі

$$P = +\frac{m_0^2}{8\pi \cdot r_0^4}. \qquad (12.21)$$

Простота класичних формул Максвелла зумовлена нехтуванням впливу додатної маси електростатичного поля. До аналогічних простих формул приводить також механіка Ньютона, коли не враховується від'ємна маса гравітаційного поля. У звичайних астрономічних задачах врахування маси гравітаційного поля не має суттєвого значення, і тут, як правило, використовуються класичні формули взаємодії Ньютона. У сильних гравітаційних полях, коли маса поля набуває помітних значень, залежність (12.19) веде уже до суттєво нових наслідків, особливо для граничних випадків.

Зокрема, при необмеженому зменшенні радіуса $r_0 \to 0$, коли важка оболонка перетворюється в точку, її ефективна маса, як випливає із (12.19), прямує до нуля

$$m_e \to 0 \quad \text{при} \quad r_0 \to 0. \qquad (12.22)$$

З позиції збереження енергії абстрактна матеріальна точка не може мати ефективної маси і не може взаємодіяти із гравітаційним полем.

З необмеженим зростанням гравітаційного заряду маса m_0 прямує до нескінченності, а ефективна маса тіла згідно (12.19) прямує до обмеженого значення:

$$m_e \to 2c_0^2 \cdot r_0 \quad \text{при} \quad m_0 \to \infty. \qquad (12.23)$$

Цей результат знімає парадокс Зеєлінгера у класичній механіці.

Співвідношення

$$r_g = \frac{m_e^2}{2c_0^2} \qquad (12.24)$$

будемо називати гравітаційним радіусом. Це означення суттєво відрізняється від відомого означення Ейнштейна $\frac{m_0}{c_0^2}$ тим, що значення (12.24) визначається однозначно за заданою загальною енергією космічного утворення. Ефективна маса m_e залежить також від швидкості. Це не враховано у виразі $\frac{m_0}{c_0^2}$. Використовуючи означення (12.24), можна із формули (12.19) знайти радіус тіла

$$r_0 = \frac{r_g}{1 - \frac{m_e}{m_0}}. \tag{12.25}$$

Оскільки нерівність $m_0 > m_e$ виконується завжди, то фактичний радіус тіла завжди буде більшим його гравітаційного радіуса, що визначається із відношення (12.24) або $r_0 > r_g$. За відомою енергією космічного утворення, тобто при заданому значенні ефективної маси m_e, його гравітаційний радіус, що визначається за формулою (12.24), є константою. В ізольованій системі сумарне значення енергії $m_e c_0^2$ зберігається. В окремому випадку, в колапсуючій системі, яка по ідеї не взаємодіє з навколишнім світом, зберігається умова $m_e = const$. Заряд маси m_0 такої системи може зростати в залежності від швидкості частинок і за рахунок потенціальної енергії стиснення речовини. Зростання заряду маси m_0 може вести, як випливає із (12.25), тільки до асимптотичного наближення реального радіуса системи r_0 до значення r_g. Закон збереження внутрішньої енергії забороняє перехід цієї межі. Тому явище гравітаційного колапсу, тобто згортання космічного утворення у так звану "чорну діру" або "річ в собі" видається з позицій збереження енергії лише захоплюючою фантазією.

§ 13. Гравітаційна взаємодія

Через громіздкість рівнянь гравітаційного поля до цих пір в СТВ ще не отримано розв'язку найважливішої астрономічної задачі про тяжіння сферичних тіл, навіть для найпростішого випадку – статичної взаємодії двох тіл. Водночас, на основі принципу збереження загальної енергії в системі взаємодіючих сферичних оболонок ця задача розв'язується за допомогою елементарних засобів. У цьому випадку потрібно знайти загальну масу системи тіл у їх спільному гравітаційному полі шляхом звичайного додавання зарядів маси взаємодіючих тіл і маси гравітаційного поля в об'ємі усієї системи. Одержавши таким чином значення загальної ефективної маси у вигляді функцій відстаней між центрами сферичних мас i та j, тобто у вигляді $m_e\left(r_{i,j}\right)$, знаходимо після цього значення сил $F_{i,j}$ у вигляді частинних похідних загальної енергії системи по відстані $r_{i,j}$ взаємодіючих i-го і j-го тіл

$$E_{i,j} = c_0^2 \frac{\partial m_e\left(r_{i,j}\right)}{\partial r_{i,j}}. \qquad (13.1)$$

Ефективна маса знаходиться точно для системи концентричних важких оболонок. Як було показано раніше, підсумовування мас речовини і поля починають від центрального тіла 1. Покажемо це на прикладі двох концентричних сферичних оболонок з радіусами r_1 і r_2 та масами відповідно m_{01} і m_{02}. Ефективна маса тіла 1 і його поля всередині сфери радіуса $r < r_2$ згідно формули (12.18) складе

$$m_{e1}\left(r_2\right) = \frac{m_{01}}{1 + \frac{m_{01}}{2c_0^2}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)}. \qquad (13.2)$$

Додаючи до цієї маси масу другої оболонки m_{02} і масу зовнішнього колективного поля у просторі $r \to \infty$, знайдену за тією ж формулою (12.18), одержуємо загальну ефективну масу системи двох концентричних оболонок

$$m_{e(1,2)} = \frac{m_{e1}\left(r_2\right) + m_{02}}{1 + \frac{m_{e1} + m_{02}}{2c_0^2 r_2}}. \qquad (13.3)$$

Для переходу від внутрішньої до зовнішньої задачі слід згорнути зовнішню оболонку з більшим радіусом r_2 в оболонку меншого розміру r_{02} (рис.5). При цьому система двох тіл виконає зовнішню роботу і її загальна внутрішня енергія знизиться. Зауважимо, що переміщення частинок маси m_{02} поверхнею сфери r_2 не пов'язане з подоланням сил взаємного тяжіння гравітаційних зарядів m_{01} і m_{02}, оскільки вектори цих сил залишаються завжди нормальними до переміщень частинок. Вся робота, пов'язана з цими переміщеннями, виконується власним гравітаційним полем маси m_{02} і при цьому змінюється тільки енергія гравітаційного поля маси m_{02}. Пам'ятаючи, що в консервативному енергетичному полі енергія системи не залежить від шляху переміщення, а тільки від координат, можна стверджувати, що виконувана робота при побудові з частинок заряду маси m_{02} малої зовнішньої сфери радіуса r_{02} точно відповідає роботі зі зменшення радіуса сферичної оболонки від початкового r_2 до кінцевого r_{02}. Це відповідає такому значенню ефективної маси тіла 2 в об'ємі сфери r_2

$$m_{e2}\left(r_2\right)=\frac{m_{02}}{1+\frac{m_{02}}{2c_0^2}\left(\frac{1}{r_{02}}-\frac{1}{r_2}\right)}. \qquad (13.4)$$

Згорнувши радіус зовнішньої оболонки 2 в кульку радіусом r_{02} з центром на відстані r_2 від центра оболонки 1, ми переходимо від внутрішньої до зовнішньої задачі гравітаційного поля (рис.5). Значення радіуса попередньої зовнішньої оболонки r_2 набуває тепер змісту відстані між тяжіючими тілами 1 і 2 і позначається далі подвійним індексом $r_{1,2}$.

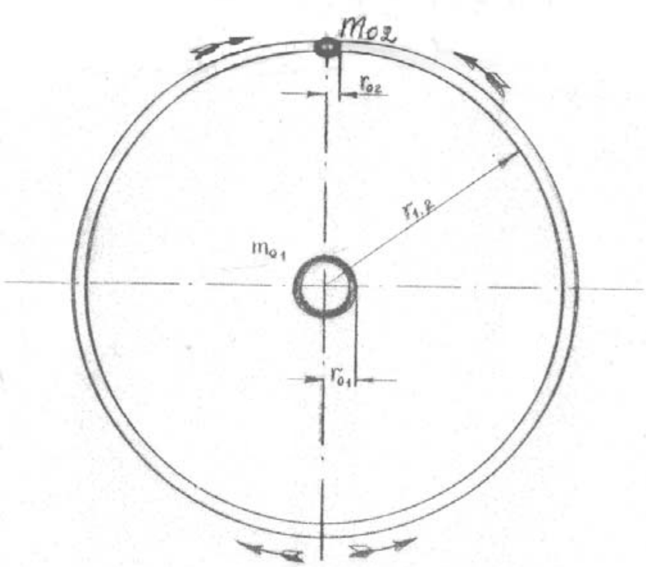

Рис.5 Схема переходу від внутрішньої до зовнішньої задачі.
Позначення в тексті

Враховуючи сказане і замінивши у формулі (13.3) значення маси оболонки m_{02} великого розміру ефективною масою оболонки (13.4), знаходимо вираз для загальної ефективної маси двох тяжіючих тіл

$$m_e\left(r_{1,2}\right)=\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{1+\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{2c_0^2 r_{1,2}}}, \qquad (13.5)$$

де значення $m_{e1}\left(r_{1,2}\right)$ і $m_{e2}\left(r_{1,2}\right)$ включають масу речовини і власного поля тяжіння тіл 1 і 2 в об'ємі сфери радіуса $r_{1,2}$ і знаходяться за формулами (13.2) і (13.4). До суми (13.5) входять доданки

$$m_{e1}=\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)}{1+\dfrac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{2c_0^2 r_{1,2}}}, \tag{13.6}$$

$$m_{e2}=\frac{m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{1+\dfrac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{2c_0^2 r_{1,2}}}. \tag{13.7}$$

Вираз (13.6) визначає загальну ефективну масу тіла 1 у гравітаційному полі тіла 2, а вираз (13.7) масу тіла 2 у полі тяжіння тіла 1. Користуючись визначенням ньютонівського потенціалу $\gamma_1=-\dfrac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)}{r_{1,2}}$; $\gamma_2=-\dfrac{m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{r_{1,2}}$, перепишемо значення (13.6) і (13.7) так:

$$m_{e1}=\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)}{1-\dfrac{\gamma_1+\gamma_2}{2c_0^2}}, \tag{13.8}$$

$$m_{e2}=\frac{m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{1-\dfrac{\gamma_1+\gamma_2}{2c_0^2}}. \tag{13.9}$$

Оскільки гравітаційні потенціали відзначаються від'ємним знаком, то ефективна маса тіл у зовнішньому гравітаційному полі згідно (13.8) і (13.9) зменшується. Залежності (13.8) і (13.9) одержані як дедуктивні наслідки із загального закону збереження енергії. Тому одержані в релятивістській механіці аналогічні залежності у вигляді

$$m=\frac{m_0}{1-\dfrac{\gamma}{c^2}} \tag{13.10}$$

не можуть відповідати вимогам збереження енергії.

Диференціюючи загальну ефективну масу двох тіл за схемою (13.1), одержимо силу тяжіння

$$F_{1,2}=\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)\cdot m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{\left[r_{1,2}+\dfrac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{2c_0^2}\right]^2}. \tag{13.11}$$

Значення цієї сили можна виразити через потенціали Ньютона так:

$$F_{1,2} = \frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right) \cdot m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{r_{1,2}^2 \left(1 - \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2c_0^2}\right)^2}. \tag{13.12}$$

Зміст формул тяжіння (13.11) і (13.12) має просту і зрозумілу фізичну інтерпретацію. Сила взаємного тяжіння залежить прямо пропорційно від добутку ефективних мас речовини і поля $m_{e1}\left(r_{1,2}\right)$ і $m_{e2}\left(r_{1,2}\right)$, що поміщаються в об'ємах сфер $r_{1,2}$ навколо центра кожного із взаємодіючих тіл. Якщо знехтувати масою поля, то цей добуток переходить у добуток зарядів мас m_{01} і m_{02}, як і у традиційній класичній формулі тяжіння Ньютона. Вплив колективного гравітаційного поля відображається також і в знаменнику певним додатком до відстані центрів тіл.

Розглядаючи задачу в системі двох тіл, зручніше подати залежності (13.11) і (13.12) як функції одного аргументу $r_{1,2}$ і постійних значень гравітаційних градусів

$$r_{g1} = \frac{r_{g01}}{1 + \frac{r_{g01}}{r_{01}}}; \qquad r_{g2} = \frac{r_{g02}}{1 + \frac{r_{g02}}{r_{02}}}, \tag{13.13}$$

де $$r_{g01} = \frac{m_{01}}{2c_0^2}; \qquad r_{g02} = \frac{m_{02}}{2c_0^2}.$$

Тоді співвідношення (13.11) і (13.12) набудуть вигляду

$$m_e\left(r_{1,2}\right) = \frac{2c_0^2\left[r_{g1}\left(1 - \frac{r_{g1}}{r_{1,2}}\right) + r_{g2}\left(1 - \frac{r_{g2}}{r_{1,2}}\right)\right]}{1 - \frac{r_{g1} \cdot r_{g2}}{r_{1,2}}}, \tag{13.14}$$

$$F_{1,2} = \frac{4c_0^4 r_{g1} r_{g2}\left(1 - \frac{r_{g1}}{r_{1,2}}\right)\left(1 - \frac{r_{g2}}{r_{1,2}}\right)}{\left[r_{1,2} + r_{g1}\left(1 - \frac{r_{g1}}{r_{1,2}}\right) + r_{g2}\left(1 - \frac{r_{g2}}{r_{1,2}}\right)\right]^2}. \tag{13.15}$$

Космологічне значення має також проблема гравітаційної взаємодії двох тіл за наявності оточуючих тіл. Зведемо цю задачу до взаємодії всередині важкої сфери з великою ефективною масою M_e. Ефективна маса двох тіл та їх колективного поля всередині такої сфери радіуса R_e, що визначається за схемою (13.14), дорівнює

$$m_e\left(r_{1,2},R_e\right)\cong\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{1+\dfrac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{2c_0^2}\left(\dfrac{1}{r_{1,2}}-\dfrac{1}{R_e}\right)}. \qquad (13.16)$$

Додаючи до (13.16) ефективну масу зовнішньої сфери M_e, можемо знайти загальну масу системи як

$$m_e=\frac{m_e\left(r_{1,2},R_e\right)+M_e}{1+\dfrac{m_e\left(r_{1,2},R_e\right)+M_e}{2c_0^2R_e}}. \qquad (13.17)$$

Похідна від (13.17) за схемою (13.1) визначає силу гравітаційної взаємодії двох тіл всередині важкої сфери

$$F_{1,2,R_e}\cong\frac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)\cdot m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{\left[r_{1,2}+\dfrac{m_{e1}\left(r_{1,2}\right)+m_{e2}\left(r_{1,2}\right)}{2c_0^2}\right]^2\left[1+\dfrac{M_e}{2c_0^2R_e}\right]}. \qquad (13.18)$$

Зіставлення результатів (13.11) і (13.18) засвідчує, що сила взаємодії двох тіл всередині важкої сфери слабшає. Пам'ятаючи, що в реальних умовах $m_e<<M_e$ (маса Всесвіту завжди більша маси взаємодіючих тіл), подамо співвідношення сил у вигляді наближення

$$\frac{F_{1,2}}{F_{1,2,R_e}}\cong\left(1+\frac{R_g}{R_e}\right)^2\approx 1, \qquad (13.19)$$

де $R_g=\dfrac{M_e}{2c_0^2}$ – гравітаційний радіус Всесвіту, значення якого $R_g<<R_e$. Таким чином, маса Всесвіту, що нас оточує, хоч і дещо знижує силу гравітаційних взаємодій, але це не має очевидно помітного впливу. Таким є висновок із принципу збереження енергії.

Підставляючи значення гравітаційної взаємодії (13.11) або (13.18) у відомі класичні рівняння орбітальних рухів, можна отримати усі ефекти, які до цих пір передбачались невизначуваними з позицій класичної механіки, наприклад зміщення перигеліїв планет, зміна частоти періоду явищ у полі тяжіння, червоне гравітаційне зміщення, викривлення променя світла та ін., про що більш детально буде сказано у наступних параграфах.

Перевага класичної теорії тяжіння полягає в тому, що вона виходить із інтегральних характеристик загальної енергії і загальної маси гравітаційного поля усієї системи взаємодіючих тіл. Локальні характеристики поля одержуються в даному випадку однозначно шляхом диференціювання інтегральних виразів. Загальна теорія відносності йде у протилежному напрямі – від локальної характеристики гравітаційного поля, яка виражається диференціальними рівняннями, до інтегральної.

Не знаючи граничних умов, неможливо одержати однозначні інтегральні характеристики поля. Різні автори приймають довільно різні граничні умови і приходять до неоднакових результатів. Ці ускладнення обминаються у класичній (енергетичній) концепції гравітаційного поля.

§ 14. Рух у полі тяжіння

До цих пір розглядали гравітаційні взаємодії тіл, що перебувають у стані спокою. Із загальної маси системи взаємодіючих тіл виокремлено індивідуальні маси кожного тіла (13.12) і (13.13) у їх спільному колективному гравітаційному полі. Враховуючи залежність маси від швидкості можна тепер записати статичну формулу (13.4) для випадку системи двох рухомих тіл так

$$\frac{m_{0e}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}=\frac{m_{e1}}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}+\frac{m_{e2}}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}, \qquad (14.1)$$

де V_0 – абсолютна швидкість центра маси; V_1 – абсолютна швидкість тіла i.

У найпростішому випадку для вільного радіального падіння тіл 1 і 2 на центр їх тяжіння (за умови $V_0 = 0$ з урахуванням збереження загальної енергії системи двох тіл) запишемо співвідношення (14.1) так:

$$m_{0e}=\frac{m_{e1}}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}+\frac{m_{e2}}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}. \qquad (14.2)$$

Константа $m_{0e} = m_{e1} + m_{e2}$ є сумарною масою тіл 1 і 2, що перебувають у стані спокою на відстані r_0 за нульових значень швидкостей $V_1 = V_2 = 0$; V_1 і V_2 – швидкості падаючих тіл відносно їх центру тяжіння. Доповнимо рівняння збереження загальної маси (14.2) рівнянням збереження загального імпульсу

$$\frac{m_{e1}V_1}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}+\frac{m_{e2}V_2}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}=0. \qquad (14.3)$$

Із рівнянь (14.2) і (14.3) випливає

$$V_1=c_0\sqrt{1-\frac{4m_{0e}^2\cdot m_{e1}^2}{\left[m_{0e}^2+m_{e1}^2-m_{e2}^2\right]^2}}, \qquad (14.4)$$

$$V_2=c_0\sqrt{1-\frac{4m_{0e}^2\cdot m_{e2}^2}{\left[m_{0e}^2+m_{e2}^2-m_{e1}^2\right]^2}}. \qquad (14.5)$$

Точні вирази для швидкості вільного падіння (14.4) і (14.5) переходять у граничному випадку, коли $V_1 \to 0$ і $V_2 \to 0$, у ньютонівські формули

$$V_1 \cong \sqrt{2\left(\frac{m_{02}}{R} - \frac{m_{02}}{R_0}\right)}; \qquad V_2 \cong \sqrt{2\left(\frac{m_{01}}{R} - \frac{m_{01}}{R_0}\right)}, \tag{14.6}$$

де R – відстань між центрами мас; R_0 – вихідна відстань між центрами мас у момент, коли $V_1 = V_2 = 0$; m_{01} і m_{02} – маси тіл, що перебувають у стані спокою.

Формули для вільного падіння (14.4) і (14.5) справджуються також і для орбітального руху планет. У цьому випадку значення константи m_{0e} слід визначати у перигелії орбіти з урахуванням кінетичної енергії орбітального руху.

Подамо значення квадрату швидкості орбітального руху через суму квадратів радіальної і кругової швидкостей тіла 1:

$$V_1^2 = \left(\frac{dr_1}{dt}\right)^2 + \left(r_1 \frac{d\varphi}{dt}\right)^2. \tag{14.7}$$

Тут r_1 – відстань центра маси тіла 1 від центра маси системи двох тіл, φ – орбітальний кут повороту радіуса r_1.

Із рівності радіальних компонент імпульсів випливає:

$$\frac{m_{e1}}{\sqrt{1 - \frac{V_1^2}{c_0^2}}}\left(\frac{dr_1}{dt}\right) = \frac{m_{e2}}{\sqrt{1 - \frac{V_2^2}{c_0^2}}}\left(\frac{dr_1}{dt}\right). \tag{14.8}$$

Враховуючи геометричне співвідношення

$$r_1 + r_2 = r; \qquad dr_2 = dr - dr_1, \tag{14.9}$$

де r – відстань між центрами мас сферичних тіл 1 і 2, одержуємо із (14.8) і (14.9) з урахуванням (14.2) вираз для радіальної швидкості тіла 1

$$\frac{dr_1}{dt} = \frac{m_{e2}}{m_{0e}\sqrt{1 - \frac{V_2^2}{c_0^2}}}\frac{dr}{dt}. \tag{14.10}$$

У системі тіл, що рухаються вільно, зберігається їх спільний момент імпульсу M_0, а саме

$$\frac{m_{e1}}{\sqrt{1 - \frac{V_1^2}{c_0^2}}} r_1^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right) + \frac{m_{e2}}{\sqrt{1 - \frac{V_2^2}{c_0^2}}} r_2^2 \frac{d\varphi}{dt} = M_0. \tag{14.11}$$

З умови рівності моментів сил

$$\frac{m_{e1}r_1}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}=\frac{m_{e2}r_2}{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}} \tag{14.12}$$

та співвідношення (14.9) з урахуванням рівності (14.12) одержуємо

$$r_1=\frac{m_{e2}r}{m_{0e}\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}; \qquad r_2=\frac{m_{e1}r}{m_{0e}\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}. \tag{14.13}$$

Після підстановки (14.13) в (14.11) і урахування співвідношення (14.2) знаходимо значення кутової орбітальної швидкості

$$\frac{d\varphi}{dt}=\frac{m_{0e}}{m_{e1}m_{e2}}\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}\frac{M_0}{r^2} \tag{14.14}$$

і значення кругових швидкостей

$$r_1\frac{d\varphi}{dt}=\frac{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}{m_{e1}}\frac{M_0}{r}; \qquad r_2\frac{d\varphi}{dt}=\frac{\sqrt{1-\frac{V_2^2}{c_0^2}}}{m_{e2}}\frac{M_0}{r}. \tag{14.15}$$

Врахуємо у формулах (14.10) і (14.15) вирази для швидкостей V_1 і V_2 відповідно (14.4) і (14.5). Тоді складові орбітальних швидкостей набудуть вигляду:

$$\frac{dr_1}{dt}=\frac{m_{0e}^2-m_{e1}^2+m_{e2}^2}{2m_{0e}^2}\frac{dr}{dt}, \tag{14.16}$$

$$r_1\frac{d\varphi}{dt}=\frac{2m_{0e}}{m_{0e}^2+m_{e1}^2-m_{e2}^2}\cdot\frac{M_0}{r}. \tag{14.17}$$

Підкладаючи вирази (14.16) і (14.17) у співвідношення (14.7) і пам'ятаючи рівність (14.4), знаходимо

$$\frac{dr}{dt}=\frac{2m_{0e}^2}{m_{0e}^2-m_{e1}^2+m_{e2}^2}\sqrt{\left[1-\frac{4m_{0e}^2m_{e1}^2}{\left[m_{0e}^2+m_{e1}^2-m_{e2}^2\right]^2}\right]c_0^2-\frac{4m_{0e}^2\frac{M_0^2}{r^2}}{\left[m_{0e}^2+m_{e1}^2-m_{e2}^2\right]^2}}. \tag{14.18}$$

Замінимо у формулі (14.18) змінну t на змінну φ, використовуючи співвідношення (14.14) та враховуючи (14.2) і (14.5),

$$\frac{d\varphi}{dt}=\frac{4m_{0e}^3\frac{M_0}{r^2}}{\left[m_{0e}^2+m_{e1}^2-m_{e2}^2\right]\left[m_{0e}^2-m_{e1}^2+m_{e2}^2\right]}. \tag{14.19}$$

Тоді рівняння (14.18) набуде вигляду

$$\frac{dr}{dt}=\frac{r^2}{M_0}\sqrt{\left[\left(\frac{m_{0e}^2+m_{e1}^2-m_{e2}^2}{2m_{0e}}\right)-m_{e1}^2\right]c_0^2-\frac{M_0^2}{r^2}}. \tag{14.20}$$

Система диференціальних рівнянь (14.18) і (14.19) розв'язує в принципі задачі про орбітальні рухи планет з позицій збереження загальної енергії у системі двох тіл. Вона відрізняється від відомих рівнянь кеплерівських орбіт більш складним виразом для потенціальної енергії, на що власне і слід було сподіватись. Рівняння (14.20) свідчить, що радіальну швидкість $\frac{dr}{dt}$ можна розглядати як одновимірний рух в обмеженій області потенціального поля, коли

$$\left[\left(\frac{m_{0e}^2 + m_{e1}^2 - m_{e2}^2}{2m_{0e}}\right) - m_{e1}^2\right] c_0^2 \geq \frac{M_0^2}{r^2}. \qquad (14.21)$$

Знак рівності у формулі (14.21) визначає межу області руху. При виконанні цієї рівності радіальна швидкість $\frac{dr}{dt}$ перетворюється на нуль. У цій точці радіус r переходить від збільшення до зменшення і навпаки. Якщо область допустимих значень r обмежена тільки знизу ($r \geq r_{\min}$), то траєкторії рухомих тіл приходять із нескінченості і йдуть у нескінченість. Якщо ж область руху обмежена і зверху і знизу ($r_{\min} < r < r_{\max}$), то рух є фінітним. Траєкторія фінітного руху може замикатись в одному витку тільки за строгого дотримання ньютонівського закону тяжіння без урахування маси гравітаційного поля. За будь-яких відхилень від цього закону траєкторія фінітного руху у загальному випадку не замикається. Вона зміщується від витка до витка у площині орбіти і за нескінчений час заповнює усю площу кільця між граничними колами з радіусами $r_{\min}$ та $r_{\max}$. Для оцінки кутового зміщення параметрів фінітної орбіти перепишемо рівняння (14.20) так:

$$\Delta\varphi = 2\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\frac{M_0}{r^2}\,dr}{\sqrt{\left[\left(\frac{m_{0e}^2 + m_{e1}^2 - m_{e2}^2}{2m_{0e}}\right)^2 - m_{e1}^2\right] c_0^2 - \frac{M_0^2}{r^2}}}. \qquad (14.22)$$

Вираз в дужках під коренем можна подати у вигляді

$$\left(\frac{m_{0e}^2 + m_{e1}^2 - m_{e2}^2}{2m_{0e}}\right) - m_{e1}^2 = \frac{m_{0e}^2}{4} - \frac{m_{e1}^2 + m_{e2}^2}{2} + \frac{\left(m_{e1}^2 - m_{e2}^2\right)^2}{4m_{0e}^2}. \qquad (14.23)$$

Функцію (14.23) розвинемо у степеневий ряд

$$\left[= \frac{m_{0e}^2}{4} - \frac{m_{e1}^2 + m_{e2}^2}{2} + \frac{\left(m_{e1}^2 - m_{e2}^2\right)^2}{4m_{0e}^2}\right] c_0^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{K_n}{r^n}. \qquad (14.24)$$

Перші два члени цього ряду визначають кеплерівську орбіту. Решта членів є збурюючими потенціалами, що зумовлюють зміщення орбіти. Перепишемо (14.24) так:

$$\sum_{n=0}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}=K_0+\frac{K_1}{r_1}+\sum_{n=2}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}\,. \qquad (14.25)$$

Подамо тепер вираз (14.22) у вигляді частинної похідної по M_0 з урахуванням (14.25). Тоді

$$\Delta\varphi=-2\frac{\partial}{\partial M_0}\int_{r_{\min}}^{r_{\max}}\sqrt{K_0+\frac{K_1}{r}+\sum_{n=2}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}-\frac{M_0^2}{r^2}}dr\,. \qquad (14.26)$$

Розкладемо підінтегральний вираз за степенями

$$\sqrt{K_0+\frac{K_1}{r}+\sum_{n=2}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}-\frac{M_0^2}{r^2}}=\sqrt{K_0+\frac{K_1}{r}-\frac{M_0^2}{r^2}}\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\sum\limits_{n=2}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}}{K_0+\frac{K_1}{r}-\frac{M_0^2}{r^2}}\right)+\ldots\right]. \qquad (14.27)$$

Інтеграл від нульового члена розкладу (14.27) дає кеплерівську орбіту, де $\Delta\varphi=0$. Наступні члени дають кутове зміщення кеплерівської орбіти $\Delta\varphi\neq 0$. Таким чином, одержуємо формулу для зміщення

$$\Delta\varphi=\frac{\partial}{\partial M_0}\int_0^{\pi}\frac{r^2\sum\limits_{n=2}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}d\varphi}{M_0}\,. \qquad (14.28)$$

Далі перейдемо до інтегрування вздовж траєкторії кеплерівської орбіти, де

$$dr=\sqrt{K_0+\frac{K_1}{r}-\frac{M_0^2}{r^2}}\,\frac{r^2}{M_0}d\varphi\,. \qquad (14.29)$$

Отже, формула для кутового зміщення (14.28) набуває вигляду

$$\Delta\varphi=\frac{\partial}{\partial M_0}\int_0^{\pi}\frac{r^2\sum\limits_{n=2}^{\infty}\frac{K_n}{r^n}dr}{M_0}\,. \qquad (14.30)$$

Для принципової перевірки можливостей класичної теорії тяжіння можна обмежитись тут другим членом $\frac{K_2}{r^2}$ розвинення функції (14.24). Тоді

$$\Delta\varphi\cong-\frac{\pi K_2}{M_0^2}\,. \qquad (14.31)$$

Значення моменту імпульсу M_0 виражається через параметри кеплерівської орбіти

$$M_0^2=\left(1-e^2\right)a\cdot\alpha\cdot m\,, \qquad (14.32)$$

де a – більша піввісь орбіти; e – її ексцентриситет; m – зведена маса двох тіл $m=\dfrac{m_1\cdot m_2}{m_1+m_2}$; $\dfrac{\alpha}{r}$ – потенціальна енергія. Зіставляючи перший член розкладу (14.25) ($n=1$) з аналогічним членом у ньютонівському рівнянні орбітального руху, робимо висновок, що

$$K_1 = 2m\alpha . \tag{14.33}$$

Таким чином, з урахуванням (14.32) і (14.33) основний член розкладу K_2 дає наступне зміщення кеплерівської орбіти

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\left(1-e^2\right)a}\cdot\frac{K_2}{K_1} . \tag{14.34}$$

Одержаний результат співпадає за формулою з відомим класичним розв'язком*. Але в даному випадку є можливість знайти точне значення коефіцієнтів розвинення функції (14.24) K_1, K_2, K_3 і т.д. Для цього запишемо вираз для загальної маси тіла в колективному гравітаційному полі (13.6) у такому вигляді

$$m_{e1} = \frac{2c_0^2 r_{g1}\left(1-\dfrac{r_{g2}}{r}\right)}{1-\dfrac{r_{g1}-r_{g2}}{r^2}}, \tag{14.35}$$

при цьому

$$r_{g1} = \frac{r_{0g1}}{1+\dfrac{r_{0g1}}{r_1}}; \qquad r_{g2} = \frac{r_{0g2}}{1+\dfrac{r_{0g2}}{r_2}}, \tag{14.36}$$

де r_1 і r_2 – радіуси тіл; r_{0g1} і r_{0g2} – їх гравітаційні радіуси, що визначають так:

$$r_{0g1} = \frac{m_{01}}{2c_0^2}; \qquad r_{0g2} = \frac{m_{02}}{2c_0^2}. \tag{14.37}$$

Перепишемо (14.35), використовуючи наближені вирази для кожного тіла

$$m_{e1} \cong 2c_0^2 r_{g1}\left[1-\frac{r_{g2}}{r}+\frac{r_{g1}\cdot r_{g2}}{r^2}\right]; \tag{14.38}$$

$$m_{e2} \cong 2c_0^2 r_{g2}\left[1-\frac{r_{g2}}{r}+\frac{r_{g1}\cdot r_{g2}}{r^2}\right]. \tag{14.39}$$

Після підстановки цих виразів у формули (14.23) і (14.24), одержуємо шукані значення коефіцієнтів розкладу, а саме:

* Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Механика, Изд-во "Наука", М., 1965, стр.55.

$$K_1 = -4c_0^6\left(r_{g1}+r_{g2}\right)r_{g1}\cdot r_{g2}\left[1-\frac{\left(r_{g1}-r_{g2}\right)^2}{\left(r_{g1}+r_{g2}\right)^2}\right]; \qquad (14.40)$$

$$K_2 = 4c_0^6 r_{g1}r_{g2}\left\{\left[1-\frac{\left(r_{g1}-r_{g2}\right)^2}{r_0^2}\right]r_{g1}r_{g2}+\left(r_{g1}^2+r_{g2}^2\right)\left[1-\frac{\left(r_{g1}^2-r_{g2}^2\right)^2}{r_0^2\left(r_{g1}^2+r_{g2}^2\right)}\right]\right\}, \qquad (14.41)$$

де

$$r_0 = \frac{m_{0e}}{2c_0^2}. \qquad (14.42)$$

Значення константи r_0 можна визначити у будь-якій точці орбіти планети, наприклад у перигелії за фактичними даними

$$2c_0^2 r_0 = \frac{m_{e1}(a)}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}+\frac{m_{e2}(a)}{\sqrt{1-\frac{V_1^2}{c_0^2}}}. \qquad (14.43)$$

Використовуючи підстановки (14.38) і (14.39), знаходимо із (14.43)

$$r_0 \cong r_{g1}\left[1+\frac{2r_{g2}}{r_{g1}}\left(1+\frac{r_{g2}}{r_{g1}}\frac{V_2^2}{4c_0^2}\right)\right]. \qquad (14.44)$$

Підкладемо значення (14.44) в (14.40) та (14.41) і, пропускаючи малі члени, одержимо

$$K_1 \cong -16c_0^6 r_{g1}\cdot r_{g2}^2; \qquad (14.45)$$

$$K_2 \cong 16c_0^6\left[r_{g1}\cdot r_{g2}^3+r_{g1}^2\cdot r_{g2}^2+r_{g1}\cdot r_{g2}^3\right]\frac{V_2^2}{4c_0^2}. \qquad (14.46)$$

Поділивши (14.45) на (14.46), знаходимо шукане співвідношення

$$\frac{K_1}{K_2} = -\left[r_{g1}+r_{g2}\left(1+\frac{V_2^2}{4c_0^2}\right)\right]. \qquad (14.47)$$

Як бачимо, орбітальна швидкість $V_2(a)$ надзвичайно слабо впливає на величину зміщення орбіти. Тільки для подвійних зір із порівнянними масами, що обертаються з орбітальними швидкостями $V = 1000$ км/с, член $\frac{V^2}{c_0^2}$ може дати відчутний внесок. Таким чином, для планетарних орбіт можна записати:

$$\frac{K_1}{K_2} \cong -\left(r_{g1}+r_{g2}\right). \qquad (14.48)$$

Підставляючи (14.48) в (14.34), одержимо

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{1-e^2}\cdot\frac{r_{g1}+r_{g2}}{a}. \qquad (14.49)$$

Отже, зміщення орбіти здійснюється в бік орбітального руху. Для малих планет у сонячній системі значення r_{g2} можна пропустити і враховувати тільки гравітаційних радіус $r_{\odot}$ Сонця. Тоді

$$\Delta\varphi \cong \frac{\pi}{1-e^2} \cdot \frac{m_{\odot}}{ac_0^2} \qquad (14.50)$$

Нагадаємо, що співвідношення (14.50) виражено в одиницях СС. Виявляється, що цей результат, одержаний на основі законів збереження енергії та імпульсу, рівно в шість раз менший від аналогічного результату, одержаного раніше із принципів загальної теорії відносності (ЗТВ). Зокрема, для зміщення орбіти Меркурія ЗТВ дала результат $\Delta\varphi = 43''$ за століття, що чудово узгоджується із спостережуваною величиною. Таким чином, ЗТВ нічого уже не залишила для інших факторів, що впливають на зміщення планетарних орбіт. А таких факторів багато. Це – гравітаційне поле усієї сонячної системи, гравітаційне поле Галактики, значна швидкість орбітального обертання Сонця навколо центра Галактики, сплюснутість Сонця, сонячний вітер, тиск світла на поверхню планети та ін. Деякі з цих факторів можуть претендувати на суттєвий внесок у величину зміщення. Але ці фактори не вивчаються, оскільки все зміщення Меркурія уже пояснено ЗТВ одним фактором – впливом енергії сонячного гравітаційного поля. Але таке пояснення одержано ціною грубого порушення закону збереження енергії. Доведемо це на нескладному прикладі статичної взаємодії в ньютонівському наближенні. Зменшення загальної маси системи двох тіл відповідає зовнішній роботі, виконаній цією системою під час взаємного переміщення тіл від нескінченності до відстані $r_{1,2}$

$$\Delta m_n c_0^2 \cong -\frac{m_{01} \cdot m_{02}}{r} = m_{01} \cdot \varphi_2 = m_{02} \cdot \varphi_1 , \qquad (14.51)$$

де φ_1 і φ_2 – гравітаційні потенціали тіла 1 і тіла 2. Колективна маса системи тіл Δm_n належить усій системі. У випадку руху тільки одного тіла, разом з ним переміщується його власне гравітаційне поле, а поле другого тіла, що перебуває у стані спокою, не приймає участі у цьому русі. Тому не вся маса колективного поля Δm_n бере участь у русі. Маса поля Δm_n розподіляється порівну між полями двох тіл. Тому ефективні маси тіл у полі тяжіння мають значення

$$m_{e1} = m_{01} + \frac{\Delta m_n}{2}; \qquad m_{e2} = m_{02} + \frac{\Delta m_n}{2} \qquad (14.52)$$

або

$$m_{e1} = m_{01}\left(1 + \frac{\varphi_2}{2c_0^2}\right); \qquad m_{e2} = m_{02}\left(1 + \frac{\varphi_1}{2c_0^2}\right). \qquad (14.53)$$

Тільки у цьому випадку сума мас (14.53) відповідає принципу збереження енергії. У ЗТВ приймається, що

$$m_{e1} = m_{01}\left(1 + \frac{\varphi_2}{c_0^2}\right); \qquad m_{e2} = m_{02}\left(1 + \frac{\varphi_1}{c_0^2}\right). \qquad (14.54)$$

Це не узгоджується із законом збереження енергії у системі двох тіл. Зміна енергії $\Delta m_n c_0^2$ усього гравітаційного поля відрізняється у даному випадку удвічі від дійсної, тобто рівної зовнішній роботі. Але це збільшення виявилось недостатнім для пояснення повного зміщення перигелію Меркурія. Згодом Ейнштейн вводить інше означення для маси тіла у гравітаційному полі, а саме:

$$m_{e1} = m_{01}\left(1 + \frac{2\varphi_2}{c_0^2}\right); \qquad m_{e2} = m_{02}\left(1 + \frac{2\varphi_1}{c_0^2}\right). \qquad (14.55)$$

Зміна енергії колективного гравітаційного поля, що визначається за формулою (14.55), уже стала в чотири рази більшою, ніж насправді. Але і цього було мало. Як вказує Н.П. Кропоткін*, Аткінсон вважав, що масу тіла у гравітаційному полі, можна визначити таким чином

$$m_{e1} = m_{01}\left(1 + \frac{3\varphi_2}{c_0^2}\right); \qquad m_{e2} = m_{02}\left(1 + \frac{3\varphi_1}{c_0^2}\right). \qquad (14.56)$$

Ціною шестикратного спотворення реальної гравітаційної енергії системи було нарешті одержано “блискучий” збіг теорії зі спостереженнями. Ось що пише Л. Бріллюен з цього приводу: “Зміщення перигелію Меркурія (43″ за століття) називали блискучим підтвердженням передбачення теорії – 42,6″. Важко повірити всерйоз у збіг з точністю до часток секунди у випадку Меркурія, коли в інших випадках теорія призводить до помилкового, або навіть до результату з протилежним знаком. Давайте будемо об’єктивними і визнаємо, що можуть існувати й інші невідомі складні причини цього явища. Обчислення Шазі відносяться до зміщення перигелію чотирьох планет і декількох супутників, що обертаються навколо планет (наприклад, до Місяця). Обчислення дуже складні, тому похибки принаймні у 5″ за століття, мабуть неминучі. Теорія Ейнштейна передбачає 1/6 від істинного перигелію для Марса і майже нуль для Венери. Додамо до цього, що сплюснутість Сонця, відкрита Дікке, викликає збурення, які напевне зведуть нанівець узгодженість теорії з експериментом для Меркурія. Це питання не можна вважати остаточно вирішеним”**

---

* В кн. Поле и материя, Изд-во Московського университета, 1971 г., стр.25.

** Л. Бриллюэн, Новый взгляд на теорию относительности, Изд-во “Мир”, М., 1972, стр. 141.

Точку зору Бріллюена, що ґрунтується на логічних викладках, можна заперечувати. Але якщо пояснення столітнього зміщення перигелію Меркурія з позицій ЗТВ пов'язане з необхідністю порушення фундаментального принципу збереження енергії, то цього уже достатньо для перегляду принципів ЗТВ.

§ 15. Світло у полі тяжіння

Зниження частоти монохроматичного світла, випромінюваного у полі тяжіння, зумовлене з позицій ЗТВ уповільненням часу, що залежить від гравітаційного потенціалу. Згідно цієї концепції час у полі тяжіння протікає повільніше, і годинник будь-якої конструкції йде повільніше у порівняні з таким же годинником поза полем тяжіння. Доведемо, що з позицій збереження енергії це неправильно. Для цього використаємо в ролі годинника описане раніше кільце, що вільно обертається, з моментом імпульсу поза полем тяжіння

$$M_0 = \frac{m_0 r_0 V_0}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_0^2}}}, \qquad (15.1)$$

де m_0 – маса кільця у стані спокою, розміщена на його периметрі радіуса r_0; V_0 – швидкість на периметрі. Момент імпульсу кільця очевидно зберігається у процесі його повільного занурення у гравітаційне поле планети. При цьому його ефективна маса на периметрі зменшується. У цьому випадку момент імпульсу виражається співвідношенням

$$M_0 = \frac{m_0 r_0 V}{\left(1 + \frac{m_\Theta}{2c_0^2 r}\right)\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}}, \qquad (15.2)$$

де m_Θ –маса планети; r – відстань до центру планети.

Прирівнюючи (15.1) і (15.2), одержимо

$$V = V_0\left[1 + \frac{m_\Theta}{2c_0^2 r}\left(1 - \frac{V^2}{c_0^2}\right)\right] \cong V_0\left(1 - \frac{\varphi_\Theta}{2c_0^2}\right), \qquad (15.3)$$

де φ_Θ – ньютонівський потенціал гравітаційного поля планети, що має від'ємне значення. Виявляється, що в полі тяжіння $V > V_0$. Кільце у гравітаційному полі обертається швидше. Період його обертання стає відповідно коротшим

$$T = \frac{T_0}{1 - \frac{\varphi_\Theta}{2c_0^2}} < T_0. \qquad (15.4)$$

З іншого боку, встановлено, що частота фотона випромінюваного у полі тяжіння, знижується, і у цьому випадку $T > T_0$. Таким чином, немає ніяких підстав ототожнювати біг часу у гравітаційному полі з періодом обертання кільця або з частотою фотона. Це веде до несумісних результатів. Цілком очевидно, що періоди одних явищ у полі тяжіння уповільнюються, а інших – скорочуються у порівнянні з періодами таких же явищ поза межами тяжіння. Періоди деяких явищ у полі тяжіння можуть і зберігатись. Наприклад, в процесі вільного падіння двох тіл в їх колективному полі тяжіння загальна енергія системи зберігається. Загальний дефект потенціальної енергії, що виникає при цьому, розподіляється порівну між полями кожного падаючого тіла і повністю компенсується зростанням сумарної кінетичної енергії системи. Але майже весь приріст кінетичної енергії належить малому падаючому тілу. Тому в процесі падіння малого тіла на планету загальна маса планети знижується, а загальна маса падаючого тіла зростає точно на таку ж величину. Через це період обертання вільно падаючого кільця буде зростати і замість співвідношення (15.4) одержимо для падаючого кільця

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{\varphi_{\Theta}}{2c_0^2}} > T_0 . \qquad (15.5)$$

Аналогічна картина спостерігається при вільному падінні фотона у полі тяжіння. Загальна енергія падаючого фотона зростає і відповідно зростає його частота

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{\varphi_{\Theta}}{2c_0^2} \right) > \nu_0 , \qquad (15.6)$$

де ν_0 – частота фотона поза полем тяжіння.

Частота фотона, що віддаляється від планети, знижується:

$$\nu = \nu_в \left(1 - \frac{\varphi_{\Theta}}{2c_0^2} \right) < \nu_в , \qquad (15.7)$$

де $\nu_в$ – частота випромінюваного фотона; φ_{Θ} – потенціал випромінюючого об’єкта. Будь-які інші співвідношення не відповідають принципу збереження енергії.

Зміна частоти падаючого фотона (15.6) і числа обертань вільно падаючого кільця (15.5), що обертається, мають протилежні знаки. Число обертань падаючого кільця знижується, частота падаючого фотона зростає. Число обертань із заданим моментом імпульсу, що обертається в полі тяжіння, зростає; частота фотона, що випромінюється атомом в полі тяжіння, знижується. Ці зміни частоти з протилежними знаками неможливо пояснити уповільненням часу у гравітаційному полі.

Однак, релятивістське означення червоного гравітаційного зміщення виявилось випадково рівним значенню, одержаному із закону збереження енергії. Справа в тому, відносне зміщення частоти спостережуваного гравітаційного зміщення спектру світла є сумарним. Наприклад, різниця частоти випромінюваного на Сонці і на Землі фотонам залежить від різниці гравітаційних потенціалів

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{в}} = \frac{\varphi_{\Theta} - \varphi_0}{2c_0^2}. \tag{15.8}$$

Точно такої ж відносної втрати частоти слід чекати на шляху фотона до Землі. Підсумовуючи ці втрати, одержуємо відому формулу для гравітаційного червоного зміщення

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \cong \frac{\Delta\varphi}{c_0^2}. \tag{15.9}$$

Розглядаючи фотон як важку частинку, що рухається зі швидкістю c близькою до граничного значення c_0, класична механіка допускає наближене співвідношення

$$m = \frac{h\nu}{c_0^2} \tag{15.10}$$

як граничне при $c \to c_0$, так само за малої поступальної швидкості частинок $V << c_0$ допускається наближення $m_0 = const$. Класична механіка дає кутове відхилення важкої частинки, що рухається зі швидкістю близькою до граничної c_0 у гравітаційному полі Сонця, порядку 0,87″. Це відхилення було обчислене вперше Ейнштейном. Пізніше Ейнштейн при розробці загальної теорії відносності одержав формулу, яка дає для відхилення величину удвоє більшу 1,75″, що несумісна з принципом збереження енергії. Експериментальні дані у цій області дуже обмежені і відзначаються великими похибками. Значення 12-ти вимірювань, одержаних з 1919 року до сьогодні, знаходяться в межах від 0,93″ до 2,73″. Виявляється, що астрономічні спостереження дозволяють визначити лишень сумарний ефект викривлення променя світла у гравітаційному полі і заломлення променя світла в сонячній короні. На заломлення світла суттєво впливають хмари плазми, що витікають із Сонця. Експериментальні значення кутового відхилення світла виявились мінімальними в роки слабкої активності та максимальними в роки максимальної активності Сонця. Неупереджений розгляд цих фактів свідчить, що астрономічні спостереження не можуть дати однозначного визначення частки гравітаційного кутового відхилення променя світла в околі сонячного диска. Цей ефект в околі Сонця є зовсім непридатним для перевірки теоретичних передбачень.

Отже, виявляється, що класична механіка може пояснювати явища, які до цих пір вважались монополією загальної теорії відносності, наприклад зміщення перигеліїв планет, викривлення траєкторії променя світла в полі тяжіння, гравітаційне червоне зміщення частоти світла, швидкість ходу годинників та ін., причому методично просто і, мабуть, точніше, як надзвичайно плідна основа фізичних знань класична механіка. На базі принципу збереження енергії може і повинна розвиватись незалежно від інших механічних концепцій. Тривалий застій в розвитку класичної механіки пояснюється загальним надмірним захопленням релятивістськими концепціями і, зокрема, великими надіями, що покладались на наближені можливості загальної теорії відносності. Після піввікових утомливих математичних пошуків ця теорія призвела до трьох результатів, до речі несумісних з принципом збереження енергії (це – зміщення перигелію, викривлення світлового променя при проходженні коло сонячного диску і гравітаційне червоне зміщення), які можна одержати через точніші вирази і значно простіше без залучення теорії відносності. Дійсно, мізерний результат для такого тривалого проміжку часу і неймовірного об’єму проведених громіздких обчислень.

§ 16. Залежність термодинамічних параметрів від швидкості та гравітаційного потенціалу

У завершальній частині монографії “Понятия и основы термодинамики” (Вид-во “Химия”, М., 1970р.) на стор. 416-420 її автор І.Р.Кричевський зробив спробу дати читачу уявлення про елементи релятивістської термодинаміки. Він пише: “Температура термодинамічної системи, вимірювана спостерігачем, відносно якого система рухається, завжди менша температури тієї ж термодинамічної системи вимірюваної місцевим спостерігачем”. Це типовий зразок релятивістського підходу до явищ природи, в якому термодинамічний стан молекулярної системи ставиться в залежність від стану руху випадкового спостерігача. Цілком очевидно, що будь-яка молекулярна система у стані рівноваги характеризується власними термодинамічними параметрами, які зовсім не залежать від вимірювань чи від відчуттів рухомих спостерігачів.

Не визнаючи “фізики відчуттів”, класична механіка дає однозначне означення температури молекулярної системи в залежності від її абсолютної поступальної швидкості. Покажемо це на прикладі ідеального газу. Для простоти виведення обмежимо ступені вільності для поступального руху частинок газу до двох, у площині y, z. Тоді квадрат швидкості частинок у площині, яка перебуває у стані спокою, буде визначатись сумою $V^2 = V_y^2 + V_z^2$. У випадку переміщення площини y, z вздовж осі x зі швидкістю V_x швидкості молекул відповідно зростають. Нагадаємо, що прискорення системи в напрямі осі x не впливає на компоненти імпульсу молекул P_y і P_z, значення яких при цьому прискоренні зберігаються. Для кожної молекули можна записати рівність

$$\frac{m_0 V_i}{\sqrt{1-\frac{V_i^2}{c_0^2}}} = \frac{m_0 \overline{V_i}}{\sqrt{1-\frac{V_x^2+V_i^2}{c_0^2}}}, \tag{16.1}$$

де V_i – швидкість молекули i у термодинамічній системі, яка перебуває у стані спокою, $\overline{V_i}$ – швидкість тієї ж молекули в системі, що рухається з поступальною швидкістю V_x. Із (16.1) випливає, що

$$\overline{V_i} = V_i\sqrt{1-\frac{V_x^2}{c_0^2}}. \tag{16.2}$$

З молекулярної теорії газів відомо, що температура ідеального газу пропорційна добутку середнього імпульсу (16.1) на середню швидкість молекули. З цього випливає, що

$$T = T_0\sqrt{1-\frac{V_x^2}{c_0^2}} = T_0\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}, \tag{16.3}$$

де T_0 – температура у молекулярній системі, яка перебуває у стані спокою.

Із співвідношення (16.3) видно, що температура у рухомій молекулярній системі реально знижується зі зростанням її поступальної швидкості і наближається до абсолютного температурного нуля у випадку, коли $V \to c_0$.

Як було вже показано, із принципів класичної механіки випливає, що об’єм посудини не залежить від швидкості. Тому в рухомій закритій системі ідеального газу за постійного об’єму знижується не тільки температура, але відповідно і тиск

$$P = P_0\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}. \tag{16.4}$$

Таким чином, аналогічна формула рівняння стану ідеального газу зберігається у стані руху системи

$$APV = RT, \tag{16.5}$$

де $A = 0{,}0236$ кал/кг·см – тепловий еквівалент механічної роботи, $R = 1{,}996$ кал/моль·град – універсальна газова стала. Завдяки збереженню рівняння стану в рухомій системі зберігаються закони термодинаміки. Відзначимо, що зміни температури і тиску в хімічно активних молекулярних системах впливають на їх рівноважний компонентний склад, який змінюється відповідно в залежності від швидкості V_0 і не може видаватись різним для різних спостерігачів.

Принциповою проблемою у даному випадку є зміна ентропії рухомої ізольованої молекулярної системи за постійного об’єму. У вказаних умовах система не обмінюється з довкіллям теплом, $dQ = 0$, і за постійного об'єму не виконує зовнішньої роботи $dL = 0$. Однак, температура рухомої системи знижується за рахунок збільшення маси молекул зі зростанням їх поступальної швидкості. Всередині рухомої молекулярної системи здійснюється перетворювання однієї форми енергії в іншу. Частина кінетичної енергії теплового руху переходить в кінетичну енергію поступального руху молекулярної системи загалом. Це, по суті, відповідає внутрішньому переходу еквівалентної кількості тепла dQ в нетеплову енергію системи, що повинно призвести не тільки до зниження температури, але і до зниження ентропії в рухомій молекулярній системі.

Зміна ентропії ідеального газу за постійного об'єму виражається формулою

$$dS = C_V \frac{dT}{T}, \tag{16.6}$$

де C_V – теплоємність газу за постійного об'єму. Визначаючи диференціал температури із (16.3) знаходимо, що

$$\Delta S_V = C_V \ln \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_0^2}} . \tag{16.7}$$

Тобто ентропія ідеального газу зі зростанням поступальної швидкості V_0 зменшується незалежно від вихідної температури газу. Цей неминучий наслідок із закону збереження енергії засвідчує можливість таких термодинамічних процесів, за яких ентропія рівноважної термодинамічної системи може змінюватись (спадати або зростати) без теплообміну з довкіллям. У класичній термодинаміці був відомим поки що тільки один випадок зміни ентропії незалежно від температури при змішуванні різних ідеальних газів під назвою парадоксу Гібса. Для малих швидкостей поправка (16.7) не має суттєвого значення для термодинамічних процесів, що відбуваються, наприклад, в земних умовах. Але у космічних масштабах за великих значень поступальних швидкостей зниження ентропії (16.7) рухомих об'єктів може мати суттєве значення. Це явище веде до підвищення можливостей для реалізації оборотних термодинамічних процесів у природі.

Аналогічне явище спостерігається також у молекулярних системах у полі тяжіння. Маса молекулярної системи, занурюваної повільно у поле тяжіння, зменшується. При цьому імпульс молекули зберігається або

$$\frac{m_0 V_i}{\sqrt{1 - \frac{V_i^2}{c_0^2}}} = \frac{m_0 \overline{V}_i}{\left(1 - \frac{\varphi_i}{c_0^2}\right)\sqrt{1 - \frac{\overline{V}_i^2}{c_0^2}}} . \tag{16.8}$$

Із (16.8) випливає

$$\overline{V_i} \cong V_i\left(1-\frac{\varphi_i}{2c_0^2}\right), \qquad (16.9)$$

і відповідно

$$T = T_0\left(1-\frac{\varphi_i}{2c_0^2}\right), \qquad (16.10)$$

$$P = P_0\left(1-\frac{\varphi_i}{2c_0^2}\right). \qquad (16.11)$$

Оскільки потенціал поля тяжіння має від'ємний знак, то температура і тиск за постійного об'єму молекулярної системи в полі тяжіння зростають з наближенням до джерела гравітаційного поля. Із (16.10) випливає, що $dT = -T_0\dfrac{d\varphi}{2c_0^2}$. Підкладаючи це значення в (16.6), знаходимо для ідеального газу

$$\Delta S_V = C_V \ln\left(1-\frac{\varphi}{2c_0^2}\right). \qquad (16.12)$$

Ентропія ізольованої молекулярної системи в полі тяжіння підвищується зворотно. Зміни термодинамічного стану молекулярних систем у поля тяжіння, залежні від рівня гравітаційного потенціалу, є реальними об'єктивними змінами і не мають ніякого відношення до відчуттів спостерігачів, що перебувають як у стані спокою, так і у стані руху, а також у "падаючому ліфті".

Принципово важливим наслідком, що випливає із загального закону збереження енергії, є підтвердження можливості самовільного протікання таких процесів у природі, у яких ентропія молекулярних систем змінюється незалежно від теплообміну з довкіллям.

§ 17. Гравітаційні ефекти

Загальна теорія відносності передбачає динамічні ефекти в рухомих гравітаційних полях, аналогічні до електромагнітних ефектів у рухомих електричних полях. Зокрема передбачаються гравітаційні хвилі – аналог електромагнітних хвиль. Але до цих пір, незважаючи на посилені пошуки, не вдається поки експериментальним засобами виявити подібні явища. Якісна сторона такого роду ефектів поки ще не зовсім зрозуміла. Деяку визначеність у якісні оцінки гравідинамічних ефектів (які в подальшому будемо називати "гравімагнітними ефектами", підкреслюючи цим зв'язок між динамікою електричного і гравітаційного полів) може внести класична механіка.

Як вже було показано в §4, статичне гравітаційне поле є цілковитим енергетичним негативом електростатичного поля. Густина енергії електростатичного поля додатна, густина енергії поля тяжіння –

від'ємна. Система тіл з однаковим розподілом густини маси і електрики (в одиницях СС) оточується подвійним силовим полем електро- і гравістатичним, сумарна густина якого повсюдно дорівнює нулю. Тому між тілами з еквівалентними зарядами маси і електрики відсутні результуючі силові дії. Природно очікувати, що енергетичні негативи у статичному стані залишаться негативами і у стані руху. Тоді додатна енергія електромагнітного поля рухомих електричних зарядів повинна би повністю гаситися від'ємною енергією аналогічного гравідинвамічного поля рухомих еквівалентних зарядів маси. У цьому випадку гравідинамічні явища будуть підпорядковуватись електродинамічним рівнянням Максвелла з урахуванням від'ємного знаку енергії гравітаційного поля. Це дає надійну фізико-математичну основу для гравіодинаміки. Розгляд гравідинамічних проблем в системі одиниць СС дає можливість не вносити ніяких доповнень в максвеллівські рівняння гравітаційного поля, крім зміни знаку енергії поля та її похідних. У цьому розумінні можна говорити про статичні масозаряди, стаціонарні і змінні масоструми, гравімагнітні ефекти, гравітаційні хвилі та ін. як про еквіваленти відповідних електромагнітних явищ.

З цих позицій розглянемо насамперед стаціонарні гравімагнітні ефекти. Масострум I_m, пов'язаний з осьовим рухом довгого стрижня, за аналогією з означенням електроструму виражається в одиницях СС витратою маси через певний переріз стрижня

$$I_m = \frac{m}{t} = \frac{\rho_0 V_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}} = \frac{dP_0}{dl}, \tag{17.1}$$

де ρ_0 – лінійна густина стрижня, що перебуває у стані спокою, в одиницях СС; $\frac{dP_0}{dl}$ – похідна від імпульсу стрижня по його довжині. В одиницях СГСЕ масострум виражається так

$$I_m = \frac{m(CГC)}{3872t} = \frac{dP_0(CГC)}{3872dl}. \tag{17.2}$$

Щоб отримати вираз масоструму в амперах, слід домножити (17.2) на 10 і розділити на граничну швидкість c_0, а саме

$$I_{mA} = \frac{10}{3872} \cdot \frac{dP_0}{dl}. \tag{17.3}$$

Для того, аби зорієнтуватись щодо порядку величин масострумів, які виникають в технічних спорудах, знайдемо значення масостуму для стального каната з лінійною густиною $\rho = 780$ г/см, що переміщується в канатній передачі зі швидкістю 1500 см/сек. Із (17.1) і (17.3) випливає, що в даному випадку $I_{mA} = 1 \cdot 10^{-8}$ А або 10^{-2} мікроамперів. Масострум гіроскопа масою 100 г, що обертається зі швидкістю 60 тисяч обертів за хвилину, складає близько $8,6 \cdot 10^{-8}$ А, тобто $\cong 0,1$ мікроампера. Отже, потужні технічні споруди не створюють помітних масострумів. Для одержання масоструму величиною 1 міліампер потрібно було б збільшити швидкості в розглядуваних випадках майже до швидкості світла. Але і швидкі частинки не дають помітних значень масострумів. Наприклад, масострум потоку світла потужністю в 1ерг/сек·см^2 визначається за формулою (17.3) так:

$$I_{mA} = \frac{10}{3872} \cdot \frac{W_0}{c_0^3}. \tag{17.4}$$

Враховуючи, що гравімагнітне поле не взаємодіє з електромагнітним і не причиняє силової дії на статичні заряди маси, можна очікувати, що індикаторами для виявлення слабких технічних масострумів можуть бути інші такі ж надзвичайно слабкі масостуми. З цих позицій не тільки проблема створення генератора гравітаційних хвиль, але навіть спроба виявлення технічних масострумів видається малоперспективним заняттям. Крім цього, із закону збереження енергії випливає унікальна і вельми цікава властивість генератора гравітаційних хвиль: у процесі випромінювання у простір квантів від'ємної гравітаційної енергії маса такого генератора повинна зростати.

Очевидно, що більше можливостей в цьому напрямі дають дослідження даної проблеми у космічних масштабах. Великі космічні маси, що переміщуються і обертаються, генерують досить значні стаціонарні масоструми. Наприклад, масострум від добового обертання Землі, масою 5,976·10^{27} г досягає 5,954·10^{9} ампер-витків. Це уже величина, яку можна спробувати виявити експериментальними засобами.

Гравімагнітний момент Землі можна обчислити за відомим значенням її моменту інерції відносно осі обертання $M_0 = 8,404 \cdot 10^{44}$ г·см^2, користуючись формулою

$$P_m = \frac{M_0}{3872 \cdot T_0} [СГСЕ], \tag{17.5}$$

де T_0 – період обертання Землі. Підкладаючи конкретні значення, одержуємо для Землі $P_m = 2,5121 \cdot 10^{36}$ (СГСЕ),або в системі одиниць Гауса $8,3795 \cdot 10^{25}$. Вельми цікаво, що електромагнітний момент Землі у тій же системі Гауса визначається в межах від $8 \cdot 10^{25}$ до $8,5 \cdot 10^{25}$ одиниць. Неймовірна близькість значення гравімагнітного до електромагнітного моментів Землі наводить на роздуми про причини збігу. Поки що немає підстав думати, що цей збіг є невипадковим. До цієї проблеми можна буде повернутись після одержання достатньо надійної інформації про електромагнітні поля Місяця, Венери, Марса та інших планет.

Обчислимо напруженість гравімагнітного поля в ерстедах на полюсах Землі, скориставшись формулою Гауса,

$$H_m = \frac{2P_m}{c_0 R_0^3}, \tag{17.6}$$

де $R_0 = 6,37122 \cdot 10^8$ см – середній радіус Землі. В результаті обчислень знаходимо $H_m = 0,649$ ерстед. Напруженість же електромагнітного поля на полюсах згідно прямих вимірів знаходиться в межах від 0,6 до 0,7 ерстед. “Гравітаційною стрілкою” для вимірювання цієї напруженості міг би стати гіроскоп, що швидко обертається. Але через велику інерцію прилад такого роду є малопридатним для виявлення тонких ефектів. Принаймні поки що не виявлено ніяких завад невідомого походження роботі гіроскопів, які б потребували для свого пояснення міркувань про вплив гравімагнітних ефектів.

Можливо, що є деякі шанси виявлення цих взаємодій між великими космічними гравімагнітними об’єктами, наприклад між Сонцем і планетами. Момент інерції Сонця можна оцінити тільки дуже приблизно, беручи до уваги, що період обертання Сонця складає близько 27 земних діб, а середній радіус інерції ≈350 тисяч кілометрів. За маси Сонця $m_\Theta = 1,991 \cdot 10^{33}$ г прийняті вище вихідні параметри дають для моменту інерції Сонця значення $M_\Theta = 7,662 \cdot 10^{54}\, Г \cdot см^2$. Звідси гравімагнітний момент Сонця за формулою (17.4) $P_\Theta = 8,4825 \cdot 10^{44}$ (СГСЕ) або в системі Гауса $2,3307 \cdot 10^{34}$ одиниць. Напруженість гравімагнітного поля Сонця на орбіті Землі за формулою (17.5) складає $H_\Theta = 1,38 \cdot 10^{-5}$ерстед. Силові лінії цього поля спрямовані майже нормально до площини земної орбіти. Завдяки відхиленню осі обертання Землі від нормалі на цю вісь діє момент сил $H_\Theta P_\Theta = 3,467 \cdot 10^{31}$ або $1,1556 \cdot 10^{22}$ дин.см. Це вносить певну частку у значення періоду прецесії T_Θ осі Землі. Формула для періоду прецесії гіроскопа має вигляд

$$T_\Theta = 2\pi \frac{M_0}{Pl}, \tag{17.7}$$

де M_0 – момент імпульсу гіроскопа. Для Землі $M_0 = 9,73 \cdot 10^{39}$ г·см^2/сек, $T_\Theta = 5,28 \cdot 10^{18}$ сек. або $1,67 \cdot 10^{11}$ років. Спостережуваний же період прецесії обертання Землі $T_\Theta = 2,6 \cdot 10^4$ років, тому внесок гравімагнітного ефекту поки що не вдається виявити.

Певну цікавість викликає ефект гальмівного гравідинамічного випромінювання. Для гальмівного випромінювання електричного заряду справджується відоме співвідношення

$$\frac{dE}{dt}=\frac{2q_e}{3c_0^3}a^2, \tag{17.8}$$

де E – випромінювана енергія; q_e – електричний заряд; a – прискорення заряду. Аналогічну формулу можна записати і для гравітаційного випромінювання планет, радіальне прискорення яких складає $\frac{m_{\odot}}{r^2}$ в системі одиниць СС, а саме

$$\frac{dE}{dt}=\frac{2m_0^2 m_{\odot}^2}{3c_0^3 r^4}, \tag{17.9}$$

де m_0 і $m_{\odot}$– маси планети і Сонця в системі СС; r – орбітальний радіус.

Від'ємний знак випромінюваної гравітаційної енергії зумовлює зростання загальної енергії планетарних систем. Цей ефект стимулює стійкість планетарного руху, прагнення планет вийти на більш віддалені орбіти. Його числові значення є цілком достатніми для того, щоб внести суттєву частку у зміщення перигеліїв планет. На підставі цього робимо висновок, що гравітаційне випромінювання заслуговує на більш глибоке вивчення.

Загалом, аналіз можливих гравімагнітних ефектів, особливо у технічних спорудах, свідчить, що припущення про їх використання у недалекому майбутньому для передачі інформації є мало обґрунтованими.

§ 18. Космологічне червоне зміщення

Після відкриття американським астрономом Е. Хабблом у 1937р. червоного зміщення спектральних ліній світла від віддалених галактик, розпочались спроби знайти для цього явища задовільне теоретичне пояснення. Виявилось, що спектр потоку світла може змінюватись з різних причин, наприклад, при променевому русі джерела світла, при відбиванні від рухомих об'єктів, під час руху світла у гравітаційному полі, в процесах розсіювання, поглинання та ін.

Характерною особливістю червоного космологічного зміщення є монотонне і неперервне зміщення усіх ліній спектра в залежності від відстані джерела світла, що повністю відкидає можливість пояснення цього ефекту дискретними явищами. Таке неперервне зміщення всього спектру світла є можливим у тому випадку, коли усі компоненти потоку світла втрачають свою початкову енергію в однакових пропорціях за рахунок виконанням світловим потоком зовнішньої роботи. Це відбувається під час руху випромінюючого об'єкта відносно спостерігача або у випадку відбивання світла від рухомого об'єкта (ефект Допплера), а також у випадку підняття фотона на рівень більш високого гравітаційного потенціалу (ефект Ейнштейна). Вимога збереження прямолінійності потоку світла від спостережуваного об'єкта до спостерігача обмежує вибір і серед явищ із вказаними вище ефектами. Вилучаються ефекти відбиття, розсіювання і т.п., пов'язані зі зміною напрямів переміщення світла. Ефект Допплера обмежується випадком руху променя джерела світла відносно спостерігача. Гравітаційний ефект зміщення спектральних ліній є недостатнім для пояснення таких значних червоних зміщень світла, в яких лінії невидимої ультрафіолетової області виявляються іноді зміщеними у видиму область. Якщо ж інтерпретувати ці зміщення як допплер-ефект, то швидкість віддалення спостережуваних об'єктів повинна би досягати суттєвих частин швидкості світла.

На допплерівській інтерпретації червоного зміщення базується концепція розширення Всесвіту. Прибічники цієї концепції стверджують, що немає жодних інших прийнятних пояснень червоного зміщення крім уявлень про розширення Всесвіту. При цьому негласно постулюється, що фотон здатний вільно переносити енергію в космічному середовищі без будь-яких втрат протягом необмеженого часу. Насправді в реальному світі не існує вільного руху без енергообміну з довкіллям. Це можна показати на прикладі будь-якої рухомої частинки в гранично розрідженому середовищі, в якому рухомий об'єкт не зіштовхується з частинками довкілля. Пролітаючи повз частинки довкілля, частинка, що швидко рухається, взаємодіє з навколишнім середовищем завдяки наявності гравітаційного поля, а часто і силових полів іншої природи притаманних частинкам оточуючого середовища. Силова взаємодія зводиться до обміну імпульсами і енергією між рухомими частинками. Винятком не може бути і фотон, що рухається в космічному середовищі. Його гравітаційна взаємодія з розрідженим космічним середовищем може виявитись надзвичайно слабкою і, можливо, недостатньою для пояснення всього червоного зміщення. Але сам факт слабкої взаємодії і неминучої передачі енергії рухомого фотона в довкілля є незаперечним і має принципове значення. Уже тільки з цієї причини фотон не може зберігати вічно незмінну власну енергію і власну частоту. Тому здійснювані ще до цих пір спроби знайти пояснення червоного зміщення, відмінні від допплер-ефекту, видаються нам цілком виправданими. Дослідники, які не поділяють концепції Всесвіту, що розбігається у всі боки, вважають, що істинною причиною червоного космологічного зміщення є очевидно силова взаємодія потоку світла з космічним середовищем – її речовиною і полем. Цією взаємодією зумовлюється поступова передача енергії світла в довкілля. Механізм такої взаємодії поки що залишається нез'ясованим. Нам видається, що він закладений в уже відомих, а можливо й ще невідкритих фізичних явищах. Справа в тому, що слабкі силові взаємодії фотона з розрідженим довкіллям по суті ще не вивчались. Наприклад, не розглядались гравітаційна і гравімагнітна взаємодії фотона, що пролітає повз розсіяні у космосі частинки, не вивчалась взаємодія фотона з частинками, що обертаються, та ін. Навіть при аналітичному розгляді добре відомого ефекту Комптона пропускаються деталі слабкої взаємодії, які могли б виявитись важливими для пояснення червоного зміщення світла. З цією метою розглянемо ефект Комптона більш детально з урахуванням основ класичної механіки, прийнятих в §3.

У традиційних рівняннях енергії та імпульсу системи "електрон-протон" приймається система відліку, в якій електрон знаходиться у стані спокою. Пропускається також член, що визначає енергію неминуче випромінювану електроном під час прискорення. У такій постановці задача Комптона зводиться до задачі беззвучного співударяння пружних кульок, одна з яких перебуває у стані спокою до співударяння. Специфічні властивості електрона і фотона, що вирізняють їх від пружних кульок, не беруться тут до уваги. Це суттєво не впливає на величини імпульсів фотона і електрона в заданих напрямках, але ймовірність цих задаваних напрямків є уже зовсім іншою, ніж для інших кульок. Вона суттєво залежить від індивідуальних властивостей частинок, що зіштовхуються. Наприклад, електромагнітна хвиля передає електрону, який перебуває в стані спокою, поперечні коливання відносно напрямку її поширення. Такого ефекту не можуть дати ні поздовжні хвилі, ні пружні кульки. Поперечні зміщення електрона може викликати фотон. Крім цього, енергії електрона, що перебуває у спокої в абсолютній і власній системах відліку, з позицій загального закону збереження не еквівалентні. Для з'ясування сказаного складемо рівняння енергії та імпульсу для системи "електрон-фотон" в абсолютній системі відліку з урахуванням енергії випромінювання прискорюваного електрона, для випадку, коли напрями налітаючого і утікаючого фотонів співпадають.

Для закону збереження енергії маємо

$$\frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}} + h\nu_0 = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c_0^2}}} + h\nu + \Delta U_c \,, \tag{18.1}$$

де m_0 – маса спокою електрона; V_0 і V – швидкості електрона до і після взаємодії з фотоном; ν_0 і ν – частоти фотона до і після взаємодії; ΔU_c – енергія випромінювана електроном у процесі взаємодії; h – стала Планка; c_0^2 – енергетичний еквівалент маси.

Нехай напрям координати x збігається з напрямом швидкості налітаючого фотона, а вектор початкової швидкості електрона V_0 спрямований під кутом α до осі x. Припускаємо, що випромінювання електрона за слабкої взаємодії є ізотропним і тому загальний імпульс енергії випромінювання ΔU_c дорівнює нулю. За умови збереження напряму вектора швидкості налітаючого і утікаючого фотонів отримуємо рівняння для збереження компонент імпульсу системи “електрон-фотон”:

$$\frac{m_0 V_0 \cos\alpha_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}+\frac{h\nu_0}{c_0^2}=\frac{m_0 V\cos\alpha}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c_0^2}}}+\frac{h\nu}{c_0}, \tag{18.2}$$

$$\frac{m_0 V_0 \sin\alpha_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_0^2}}}=\frac{m_0 V\sin\alpha}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c_0^2}}}, \tag{18.3}$$

де α – напрям вектора швидкості електрона V після взаємодії з фотоном.

Із системи рівнянь (18.1), (18.2) і (18.3) одержимо з точністю до членів $\frac{V_0}{c_0}$ в першому степені таку залежність

$$h(\nu_0-\nu)=-h\Delta\nu=\Delta U_c\left[1+\frac{\frac{V_0}{c_0}\cos\alpha}{1-\frac{V_0}{c_0}\cos\alpha-\frac{\Delta U_c}{m_0 c_0^2}}\right]. \tag{18.4}$$

Отже, фотон, що пролітає вздовж прямої лінії, при взаємодії з електроном втрачає енергію ΔU_c, рівну енергії випромінювання електрона з урахуванням зміни кінетичної енергії електрона. При взаємодії з електроном, що перебуває у стані спокою, $V_0=0$

$$h\Delta\nu=-\Delta U_c. \tag{18.5}$$

Рівність (18.5) виконується у власній системі відліку електрона. Тому результати (18.4) і (18.5) можна трактувати як ще одне доведення нерівності інерційних систем відліку.

У випадку малих значень абсолютної швидкості електрона і у діапазоні видимого спектру світла, коли $V_0 \ll c_0$, допустимо користуватись наближеною рівністю (18.5). Повна потужність гальмівного випромінювання електрона визначається відомою формулою

$$I_1=\frac{2e^2}{3c_0^3}a^2, \tag{18.6}$$

де e – заряд електрона, a – прискорення електрона, значення якого можна знайти за другим законом Ньютона

$$a=\frac{f_e}{m_0}, \tag{18.7}$$

де m_0 – маса спокою електрона, f_e – сила, що діє на електрон. В електростатичному полі

$$f_e = eE\,, \qquad (18.8)$$

де E – напруженість зовнішнього електростатичного поля. Підкладаючи (18.7) і (18.8) у (18.6), одержуємо

$$I_1 = \frac{8\pi \cdot e^4}{3c_0^3 \cdot m_0^2}\frac{E^2}{4\pi}\,. \qquad (18.9)$$

Згідно (18.6) потужність випромінювання електрона (18.9) відповідає втратам потужності потоку світла на одному електроні. Якщо у потоці світла знаходиться N_e вільних електронів, то втрати потужності у потоці світла стануть в N_e разів більшими. У плоскій електромагнітній хвилі з нормальним перерізом, рівним 1 см^2, число електронів, що зустрічаються на шляху поширення хвилі, дорівнює добутку

$$N_e = n_e \cdot c \cdot t\,, \qquad (18.10)$$

де n_e – середнє число вільних електронів у об'ємі 1 см^3; t – час поширення електромагнітної хвилі. Підкладаючи (18.10) у (18.9), знаходимо втрати потужності електромагнітної хвилі у перерізі 1 см^3 за час Δt, тобто

$$\Delta W = -\frac{8\pi \cdot e^4 \cdot n_e}{3c_0^3 \cdot m_0^2}\frac{c \cdot E}{4n}\Delta t\,. \qquad (18.11)$$

Пам'ятаючи, що $\dfrac{E^2}{4\pi}$ є густиною енергії електромагнітної хвилі, приходимо до висновку, що потужність її електромагнітного випромінювання через площу 1 см^3 складає

$$W = \frac{E^2}{4n}c\,. \qquad (18.12)$$

Із (18.11) і (18.12) одержуємо

$$\frac{\Delta W}{W} = -\frac{8\pi \cdot e^4 \cdot n_e}{3c_0^3 \cdot m_0^2}\Delta t\,. \qquad (18.13)$$

Інтервал часу можна виразити через відстань R до джерела світла

$$\Delta t = \frac{R}{c}\,. \qquad (18.14)$$

Пам'ятаючи, що за умови збереження числа фотонів у потоці монохромного світла виконується рівність

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta \nu}{\nu}\,, \qquad (18.15)$$

перепишемо формулу (18.13) так:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2}\right)^2 n_e \cdot R\,. \qquad (18.16)$$

Це і є формулою для червоного зміщення спектру світла в результаті втрат енергії на вільних електронах у космічному середовищі. Формулу (18.16) зіставимо з аналогічною формулою Хаббла, одержаною ним на основі інтерпретації спостережень з позиції допплер-ефекту

$$V_R = -\frac{\Delta \nu}{\nu} c = H \cdot R , \tag{18.17}$$

де H – "стала" Хаббла. Виключаючи із (18.16) і (18.17) частку $\frac{\Delta \nu}{\nu}$, одержимо

$$H = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2}\right)^2 n_e \cdot c = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \cdot n_e \cdot c , \tag{18.18}$$

де r_0 – значення класичного радіуса електрона, що складає $2{,}81785 \cdot 10^{-13}$ см. З урахуванням цього значення

$$H \cong 2 n_e \cdot 10^{-14} сек^{-1} . \tag{18.19}$$

Цікаво з'ясувати, яке числове значення H одержується з рівності (18.19). Для цього потрібно мати оцінку електронного газу у метагалактичних масштабах. За сучасними оцінками астрофізиків[1] середня густина місцевої системи галактик складає $\approx 10^{-28}$ г/см^3. Це відповідає числу атомів водню 10^{-4} см^3. Допускаючи, що за умов такого граничного розрідження водень легко іонізується, беремо цю цифру $n_e = 10^{-4}$ см^3 для розрахунків. Тоді із (18.19) одержуємо

$$H \cong 2 \cdot 10^{-18} сек^{-1} . \tag{18.20}$$

Приймаючи за одиницю відстані 1 мегапарсек = $3{,}086 \cdot 10^{24}$ см/сек, одержуємо із (18.17) $V_R = 61{,}72$ км/сек мегапарсек. Ця величина чудово узгоджується із спостереженням. Згідно перших вимірювань Хаббла це значення виявилось рівним близько 500 км/сек мегапарсек. Згодом, в результаті накопичення спостережень та уточнення вимірювальної техніки, вірогідне значення сталої Хаббла весь час знижувалось. На сьогодні найбільш імовірним інтервалом для значень сталої Хаббла вважається 50-70 км/сек мегапарсек. Але з викладених тут позицій значення (18.18) немає нічого спільного з розбіганням Галактик. Це значення визначається фізичними властивостями взаємодії космічного середовища і світла. Крім взаємодії фотонів із зарядженими частинками існують, ймовірно, і інші явища, які призводять до неперервного зміщення спектра світла, не змінюючи його напрямку. Наприклад, спектр світла, що проходить через тонку прозору пластину, яка обертається навколо осі

---

[1] Каплан С.А., Пикельнер С.П. Межзвездная среда, Госиздат МФЛ, М., 1963, стр. 464.

нормальної до променя світла, зміщується в червоний бік згідно залежності

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\left(n^2 - 1\right)\left(\frac{b\omega}{c_0}\right)^2, \qquad (18.21)$$

де n – коефіцієнт заломлення світла, b – товщина пластинки, ω – кутова швидкість обертання. Пропущено тут виведення формули (18.21) можна отримати шляхом розв'язання рівнянь збереження енергії та імпульсу для системи "потік світла – пластинка". Можливо, що аналогічний ефект буде спостерігатись також і на молекулах, що обертаються. Одержані залежності (18.16) і (18.21) свідчать, що у сфері пошуку причини червоного космологічного зміщення до цих пір досліджувались далеко не усі можливості.

Також у сфері гравітаційних ефектів зміщення спектра світла можна вказати шляхи підсилення червоного зміщення. Наприклад, маса зеленої атмосфери не впливає на прискорення тіл на поверхні Землі, але впливає на прискорення віддалених від поверхні Землі її супутників.

З цих позицій розглянемо поширення світла у сферичному полі тяжіння випромінюючого космічного об'єкта з урахуванням однорідного космічного середовища, що його оточує.

Нехай зоря випромінює потік світла постійної потужності, що еквівалентно випромінюванню потоку маси

$$dm_0 = \frac{W_0}{c_0^2}dt. \qquad (18.22)$$

Маса dm_0 розміщується між концентричними сферами в інтервалі

$$dr = c_0 dt. \qquad (18.23)$$

Із (18.22) і (18.23) випливає, що

$$dm_0 = \frac{W_0}{c_0^3}dr. \qquad (18.24)$$

Згідно з законом тяжіння на цю сферичну масу діє гравітаційне притягання, спрямоване до центра зорі

$$dF = -\frac{\gamma\left[M_\Theta + \frac{4\pi}{3}\rho_0\left(r^3 - r_0^3\right)\right]}{r}\frac{W_0}{c_0^3}dr. \qquad (18.25)$$

Тут $\gamma = 6{,}67\cdot 10^{-8} см^3 / Г \cdot сек$, стала тяжіння; M_Θ – маса зорі; ρ_0 – густина довкілля; r_0 – радіус зорі; r – відстань до центру зорі.

Домножуючи вираз (18.26) на швидкість світла одержимо втрату потужності світла на шляху dr, тобто

$$\frac{dW}{W} = -\frac{\gamma}{c_0^2}\left[M_\Theta + \frac{4\pi}{3}\rho_0\left(r^3 - r_0^3\right)\right]\frac{dr}{r^2}. \qquad (18.26)$$

Відносна втрата потужності $\frac{dW}{W}$ відповідає втраті енергії фотонів $\approx \frac{\Delta\nu}{\nu}$. Інтегруючи (18.26) в межах від r_0 до r, одержуємо

$$\ln\frac{\nu}{\nu_0} \cong -\frac{\gamma}{c_0^2}\left[\frac{M_\Theta}{r_0} + \frac{2\pi}{3}\rho_0 r^2\right]. \qquad (18.27)$$

У формулі (18.27) пропущено член $\frac{4\pi}{3}\rho_0 r_0^2$ як несуттєвий за умови $r >> r_0$.

Згідно формули (12.27) гравітаційне червоне зміщення складається із постійного зміщення спектра у власному полі зорі

$$\frac{\nu}{\nu_0} \cong -\frac{\gamma}{c_0^2}\frac{M_0}{r_0} \qquad (18.28)$$

і зміщення у гравітаційному полі оточуючого космічного середовища

$$\ln\frac{\nu}{\nu_0} = -\frac{\gamma}{c_0^2}\frac{2\pi}{3}\rho_0 r^2 . \qquad (18.29)$$

Враховуючи, що $r = c_0 \cdot t$, перепишемо результат так:

$$\ln\frac{\nu}{\nu_0} = -\frac{2}{3}\pi\cdot\gamma\cdot\rho_0\cdot t^2 . \qquad (18.30)$$

Червоне зміщення у власному полі звичайної зорі є невеликим. Наприклад, гравітаційне зміщення спектра у полі тяжіння Сонця еквівалентно допплер-ефекту за швидкості променя $V_r = 0{,}6 км/сек$. Більш значні зміщення спостерігаються у сильних гравітаційних полях компактних космічних утворень з високою густиною речовини, наприклад у карликових зорях. Маси білих карликів співрозмірні з масою Сонця, але їх густина перевищує густину Сонця в 100 тисяч разів і більше. Тому радіуси білих карликів у 40-60 разів менші радіуса Сонця і у стільки ж разів є більшим червоне зміщення, яка досягає еквівалента швидкості променя 30-40 км/сек. Припускають, що у гравітаційних полях квазарів, маса яких досягає 10^6-10^9 мас Сонць і зосереджена всередині відносно невеликих об'ємів, червоне зміщення може бути в десятки разів більшим, ніж для білих карликів. Така величина складає уже суттєву частку від спостережуваних зміщень спектра віддалених об'єктів.

Червоне зміщення у гравітаційному полі космічного середовища (18.30) містить інформацію про середню густину цього середовища і залежить від квадрата часу подорожі фотона, або від квадрата відстані випромінюючого об'єкта від точки спостереження. У визначення середньої густини ρ_0 входить вся маса, поміщена у сферу навколо джерела світла, тобто маса усіх космічних об'єктів, маса розсіяної речовини, маса силових полів і маса, що міститься у випромінюванні. Якщо значення суми усіх вказаних внесків оцінити $\rho_0 = 10^{-29}$ г/см^3, то згідно з (18.30) $\frac{\nu}{\nu_0} = 1{,}42 \cdot 10^{-36} \cdot t^2$ сек^2 або $\frac{\nu}{\nu_0} = -1{,}47 \cdot 10^{-9}\, мпс^2$. Для відстані порядку одного мегапарсека червоне зміщення згідно формули (18.30) є дуже малим. Воно еквівалентне ефекту Допплера для швидкості променя світла 50 см/сек. Але через залежність зміщення від квадрата часу або від квадрата відстані цей вид червоного зміщення швидко зростає зі збільшенням відстаней. Для відстані 100 мпс червоне зміщення еквівалентне уже швидкості променя 5000 км/сек. Еквівалент швидкості променя рівний швидкості світла і відповідає відстані 22 000 мпс або часу подорожі променя світла тривалістю порядку 70 мільярдів років. Таким чином, доступний для огляду горизонт Всесвіту обмежується зміщенням спектра світла в основному у гравітаційному полі космічного середовища.

Отже, підведемо підсумки. Космологічне зміщення спектра світла містить інформацію про різні форми взаємодії потоку світла з силовими полями, що зустрічаються на шляху променя світла. Пропоноване дослідження свідчить, що ще не всі причини червоного зміщення нам відомі. Загальну формулу для червоного зміщення, що включає уже відомі форми взаємодій, можна у першому наближення записати у вигляді чотиричленного ряду

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\left[-\frac{\varphi_{\mathit{O}}}{c_0^2} + \frac{U}{c} + H \cdot t + G \cdot t^2 \right]. \qquad (18.31)$$

Перший член цієї формули вносить постійний, як правило незначний, внесок у зміщення і містить інформацію про гравітаційний потенціал випромінюючого об’єкта.

Другий член $\frac{U}{c}$ визначає класичне допплерівське зміщення і залежить тільки від швидкості променя об’єкта, що світиться, відносно спостерігача. В залежності від напрямку цієї швидкості спостерігається постійне червоне або фіолетове зміщення спектра. На середніх відстанях від спостережуваного об’єкта ефект Допплера вносить основну частку у космологічне червоне зміщення.

Третій член $H \cdot t$ містить інформацію про взаємодії фотона з космічним середовищем, які визначають значення константи H. Завдяки залежності від пройденого променем світла шляху або від часу, добуток $H \cdot t$ вносить основну частку в червоне космологічне зміщення у тих випадках, коли відстані до випромінюючого об’єкта великі.

Четвертий доданок $G \cdot t^2$ несе інформацію про густину космічного середовища $\left(G = \frac{2}{3}\pi \cdot \gamma \cdot \rho_0\right)$ і набуває основної ваги за наддалеких відстаней до спостережуваного об'єкта, обмежуючи доступну для огляду частину Всесвіту.

Загалом спостережуване червоне космологічне зміщення є результатом різноманітних взаємодій між світловим потоком і довкіллям, тож не може пояснюватись задовільно тільки якимось одним механізмом енергообміну. Світловий потік, безсумнівно, втрачає енергію на шляху. Втрачає її поступово та неперервно і зрештою енергія фотонів деградує, мабуть до рівня енергії "фотонів реліктового випромінювання".

З цих позицій концепція стаціонарного Всесвіту не містить жодних внутрішніх протиріч.

§ 19. Деякі константи стаціонарного Всесвіту

Густина речовини у міжзоряному, а тим більше міжгалактичному, середовищі є надзвичайно низькою, в середньому порядку $10^{-29} - 10^{-28}$ г/см^3. Ця величина є набагато меншою густини маси гравітаційного поля в околі зір і планет. Густина маси гравітаційного поля в СГС обчислюється за формулою

$$\rho_n = -\frac{G_m^2}{8\pi\gamma c_0^2}, \tag{19.1}$$

де G_m – напруженість гравітаційного поля, що дорівнює чисельно гравітаційному прискоренню; $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см^3/г·сек^2 – гравітаційна стала. Для поля тяжіння Землі, де $G_m = 981$ см/сек^2, густина маси поля складає $\rho_n = -6,35 \cdot 10^{-10}$ г/см^3. В околі Сонця, де $G_m = 26500$ см/сек^2, $\rho_n = -4,35 \cdot 10^{-7}$ г/см^3. Це значить, що 1м^3 гравітаційного поля на Сонці важить близько –12г (нагадаємо, що від'ємна маса поля відштовхується від додатної маси речовини).

Мізерна маса космічної речовини не приймається до уваги при розгляді гравітаційних взаємодій між віддаленими космічними об'єктами великої густини, що вимірюється в г/см^3. У випадку обмежених відстаней це не веде до серйозних похибок. Але у випадку необмеженого зростання відстаней між взаємодіючими об'єктами загальна маса і її частка у всесвітньому тяжінні стає помітною. Попри граничну розрідженість розсіяної космічної речовини її загальна маса за сучасними уявленнями перевищує загальну масу конденсованих космічних утворень принаймні на один порядок. Тому загальна маса Всесвіту визначається в основному кількістю розсіяної речовини. Не зважаючи на численність і різноманітність космічних згустків речовини, зі зростанням досліджуваних масштабів Всесвіт видається все більш однорідним за середньою густиною і у міжгалактичних масштабах може розглядатись як умовно однорідна система з певним середнім міжгалактичним розподілом речовини.

Розглянемо у системі одиниць СС випадок однорідного розподілу густини ρ_0 космічного середовища навколо сферичного тіла масою m_0 з обмеженим радіусом r_0. Тоді загальна маса у сферичному об'ємі $dV = 4\pi r^2 dr$, де $r > r_0$, буде залежати, з одного боку, від густини космічної речовини

$$dm_\rho = 4\pi\rho_0 r^2 dr \tag{19.2}$$

І, з другого боку, від напруженості гравітаційного поля у цьому сферичному об'ємі

$$dm_n = -\frac{m_e^2}{2c_0^2}\frac{dr}{r}, \tag{19.3}$$

де m_e – ефективна маса речовини і поля всередині сфери радіуса r. Додаючи (19.2) і (19.3) $dm_\rho + dm_n = dm_e$, одержуємо диференціальне рівняння типу Ріккаті

$$m_e' = 4\pi\rho_0 r^2 - \frac{m_e^2}{2c_0^2 r^2}. \tag{19.4}$$

Загальний розв'язок цього рівняння нескладно одержати, використовуючи частинний розв'язок у вигляді

$$m_e = -2c_0^2 r \pm \sqrt{4\pi\rho_0 2c_0^2} \cdot r^2. \tag{19.5}$$

Нехтуючи масою центрального тіла, а точніше постулюючи $m_0 = 0$ при $r = 0$, знаходимо загальний розв'язок рівняння (19.4)

$$m_e = -2c_0^2 r + \sqrt{4\pi\rho_0 2c_0^2}\, r^2 cth\left[\sqrt{\frac{4\pi\rho_0}{2c_0^2}} \cdot r\right], \tag{19.6}$$

який визначає загальну ефективну масу розсіяної космічної речовини і її гравітаційного поля всередині сфери радіусом r. Для малих значень аргументу функції $cth\, x$, тобто для $x \ll 1$, можна скористатися наближенням

$$cth\, x \cong \frac{1}{x} + \frac{x}{3}. \tag{19.7}$$

У формулі (19.6) $x = \sqrt{\frac{4\pi\rho_0}{2c_0^2}} \cdot r$.

Підставляючи (19.7) в (19.6), одержимо

$$m_e \cong \frac{4\pi}{3}\rho_0 r^3, \qquad (19.8)$$

що відповідає масі космічної речовини у сфері r. Через надзвичайно низьке значення параметра $\sqrt{\frac{4\pi\rho_0}{2c_0^2}}$ наближення (19.8) поширюється на надвеликі космічні об'єкти. У масштабах нашої Галактики, вимірюваної у десятках кілопарсеків (1 кпс=$3{,}08\cdot10^{21}$см), наближення (19.8) призводить до похибок, не більших 10^{-4}. Але у міжгалактичних масштабах, вимірюваних у тисячах кілопарсеків, значення аргументу $x = \sqrt{\frac{4\pi\rho_0}{2c_0^2}}\cdot r$ у формулі (19.6) зростає необмежено і тоді $cth\, x \to 1$ або

$$m_e = -2c_0^2 r + \sqrt{4\pi\rho_0 2c_0^2}\, r^2 \quad \text{при} \quad r \to \infty. \qquad (19.9)$$

Нагадуємо, що формули від (19.2) до (19.9) виведено для системи одиниць СС. Бажаючи перейти до системи одиниць СГС, слід обчислювати параметр x за формулою

$$x = \sqrt{\frac{4\pi\rho_0\gamma}{2c_0^2}}, \qquad (19.10)$$

де γ – гравітаційна стала у системі СГС.

У випадку необмеженого зростання r вираз (19.9) визначає загальну ефективну масу речовини і поля Всесвіту. Поділивши цю масу на об'єм, одержуємо середню ефективну густину Всесвіту

$$\rho_{\underset{r\to\infty}{ев}} \to \frac{3}{2\pi}\sqrt{2\pi\rho_0 c_0^2}\cdot\frac{1}{r} \to 0. \qquad (19.11)$$

Отже, з одержаного співвідношення (19.11) випливає, що середня ефективна густина маси речовини і поля Всесвіту, а також і середня густина енергії в об'ємі Всесвіту дорівнює нулю.

Виявлений факт змушує погодитися з неминучістю визнання реального евклідового простору в масштабах Всесвіту. Середня густина додатної маси речовини і середня густина від'ємної маси гравітаційного поля у Всесвіті рівні між собою

$$\rho_m = -\rho_n, \qquad (19.12)$$

в локальному розумінні ці густини відрізняються одна від одної. Всередині конденсованих космічних утворень густина маси речовини більша густини маси поля, а в околі цих утворень густина маси гравітаційного поля перевищує густину речовини (в абсолютному значенні).

Із одержаного нульового значення середньої густини маси і енергії Всесвіту зовсім не випливає, що загальна маса і енергія Всесвіту дорівнює нулю. Із співвідношення (19.6) і (19.9) випливає, що загальна маса і енергія Всесвіту додатні і за необмеженого зростання розмірів Всесвіту прямують до нескінченності, тобто загальна маса і енергія Всесвіту необмежені. Водночас загальний закон збереження енергії вимагає, щоб загальна енергія $E_{вс}$ і маса $\mathrm{m}_{вс}$ Всесвіту зберігали незмінні значення

$$dE_{вс} = 0; \qquad dm_{вс} = 0. \tag{19.13}$$

Всесвіт можна розглядати як необмежену сукупність взаємодіючих термодинамічних систем, що включають усю речовину і поле. Умови (19.13) визначають константність внутрішньої енергії Всесвіту. Згідно з другим законом термодинаміки, встановленого Клаузіусом і Томпсоном, всередині системи з постійною внутрішньою енергією можуть проходити тільки такі самовільні процеси, у яких ентропія усієї системи не зменшується. У реальних термодинамічних процесах ентропія обмеженої системи, як правило, не зворотно зростає. Клаузіус, так само як і Томпсон, вважали за можливе поширити другий принцип термодинаміки на увесь Всесвіт і дійшли висновку про неминучість так званої "теплової смерті світу". Що означає, що хоча енергія Всесвіту залишається строго незмінною, але з плином часу вона втрачає здатність до перетворень, тобто поступово знецінюється, і зрештою всі перетворення енергії у Всесвіті повинні припинитись. Цей висновок фактично протирічив тільки що установленому закону збереження енергії, який приймався як закон, що утверджував незнищенність руху. Поширення другого закону термодинаміки на увесь Всесвіт вело безпосередньо до виправдання біблійної легенди про створення і про смерть світу. Цілком природно, що висновок про теплову смерть світу стикнувся із запереченням ряду фізиків і філософів. Фізики насамперед спробували відшукати явища, які не підпорядковуються другому закону термодинаміки. Одна з перших робіт, присвячених запереченню гіпотези про теплову смерть світу, з'явилась у 1852 році і належала Нанкіну. Згідно гіпотези Нанкіна світ обмежений сферичною поверхнею, від якої теплові промені відбиваються і фокусуються у деяких областях простору, створюючи там високу температуру. Охолола речовина, потрапляючи у ці фокуси, повинна знову перетворитись у розпечену масу і утворювати нові системи, подібні до сонячної. Але Клаузіус, проаналізувавши дане питання, довів, що у фокусі сферичного дзеркала ніколи не можна одержати температуру вищу, за температуру тіла, яке є джерелом випромінювання. Було запропоновано ряд інших концепцій, що спростовували гіпотезу про теплову смерть світу, але усі вони викликали переконливі заперечення Клаузіуса. Хоча і досі не знайдено жодного явища, яке могло б компенсувати повсюдне зростання ентропії у Всесвіті, гіпотеза Клаузіуса не одержала загального визнання. Її не поділяли такі фізики як Нернст, Арреніус, Больцман та ін.

Вказуючи на недопустимість поширення другого закону термодинаміки на Всесвіт, Енгельс вважав, що Томпсон і Клаузіус не розв’язали цю проблему, а тільки поставили її, оскільки наука не може змиритись з визнанням початку і кінця світу. Завдання науки, за Енгельсом, є пошук процесів космічного масштабу, які б заперечували можливість застосування другого закону термодинаміки до усього Всесвіту.

Справді, подальший розвиток статистичної фізики дозволив поновому глянути на цю проблему. На основі законів статистичної фізики Больцман вперше запропонував так звану флуктуаційну гіпотезу Всесвіту, яка допускає ймовірність самовільних відхилень від стану рівноваги в обмежених ділянках світу. З приводу цієї гіпотези було висловлено чимало різноманітних міркувань. Дійсно, статистична фізика доводить неминучість флуктуації, тобто самовільних відхилень стану молекулярної системи від її рівноважного стану. Але ймовірність самовільного відхилення молекулярної системи від стану термодинамічної рівноваги настільки незначна, що вона не може задовільно пояснити відсутність рівноваги, спостережуваної на усіх ділянках Всесвіту. При цьому теорія флуктуацій не скасовує загального напряму термодинамічних процесів, тому вона у кращому випадку може обґрунтувати продовження життя Всесвіту, а не скасування кінця світу.

Фізика знає багато явищ, які породжують ентропію. Ентропія виникає повсюдно, у всіх об’ємах світу. З цього приводу Арреніус писав: “Якщо це так, то за нескінченно довгий час існування світу теплова смерть давно би вже настала, чого однак не трапилось*”. Несумісність повсюдного зростання ентропії з фактом існування світу передбачає існування у Всесвіті таких поки невідомих термодинамічних процесів, які проходять із зменшенням ентропії в масштабах достатніх для збалансування спостережуваного повсюдно зростання ентропії. Тільки після виявлення таких явищ фізика могла б переконливо спростувати гіпотези Клаузіуса і Томпсона та наслідки, що випливають з неї і є несумісними з матеріалістичним світоглядом.

З цієї точки зору, на більш глибоке вивчення заслуговує явище випромінювання. З позицій термодинаміки процес випромінювання розглядається як процес тепловіддачі випромінюючої системи. Ентропія випромінюючого об’єкта, тобто об’єкта, який втрачає тепло, безсумнівно зменшиться, що повністю узгоджується із класичним означенням $dS = \frac{dQ}{T}$. З іншого боку, ентропія випромінюваного фотонного газу рівна нулю. Як уже було показано, ентропія будь-якої матеріальної системи знижується зі зростанням її абсолютної швидкості і прямує до ну-

* Аррениус С. Образование миров. М., 1909, стр. 147.

ля, коли ця швидкість прямує до швидкості світла, тобто $V \to c_0$. Сума ентропії випромінювання і ентропії випромінюваного у порожній простір об'єкта повинна зменшуватись.

Про нульову ентропію випромінювання також свідчить той факт, що вільна енергія променя світла точно дорівнює його загальній енергії. Промінь світла, падаючи на відбиваючу нормальну поверхню, яка не поглинає світла і рухається в напрямі променя з певною швидкістю, здатний виконувати механічну роботу, рівну його повній енергії. У системі, що має ентропію, тільки певна частина загальної енергії, так звана вільна енергія системи, могла б перетворюватись у механічну роботу. Тому статистичне означення скінченної ентропії "фотонного газу" в залежності від температури випромінюваного тіла за схемою, придатною для звичайної молекулярної системи, видається непереконливим, хоча б тому, що взаємодії між частинками у фотонному газі повністю відсутні і через це не можна говорити про процеси релаксації або про інші термодинамічні процеси у фотонному газі. У звичному розумінні фотонний газ не є термодинамічною системою. Зрештою фотонний газ можна розглянути як граничну термодинамічну систему з нульовою ентропією, у якій всі термодинамічні процеси загальмовані.

Незначна частина випромінювання зір поглинається холодними космічними тілами, при цьому частина ентропії, утраченої зорями, поновлюється. Переважна частина зоряного випромінювання прямує у міжгалактичний простір, де воно надзвичайно слабо взаємодіє із гранично розрідженим космічним середовищем. Ця взаємодія не тотожна дискретному поглинанню світла. Це підтверджується фактором неперервного червоного зміщення. Взаємодіючи з космічним середовищем, фотон поступово передає свою енергію космічним частинкам, чим збільшує їх механічну або кінетичну енергію. При передачі механічної енергії молекулярній системі зростає її внутрішня енергія за постійної ентропії. Таким чином, є підстави сподіватись, що взаємодія випромінювання з космічним середовищем є переважно адіабатичним процесом, в якому зростає внутрішня енергія космічного середовища за рахунок зниження енергії випромінювання, спостережуваного у вигляді червоного зміщення спектра світла. У результаті описаного циклу зростання ентропії в інших термодинамічних процесах постійно компенсується. Пропоновані уявлення розглядаємо як робочу гіпотезу для обґрунтування моделі стаціонарного термодинамічного стану Всесвіту, загальна ентропія якого має стабілізоване постійне значення. Про розглядувану проблему Ф. Енгельс писав: "Ми приходимо таким чином до висновку, що випромінене у світовий простір тепло повинно мати можливість якимось шляхом – шляхом, з'ясування якого стане в майбутньому задачею природознавства, – перетворитись в іншу форму руху, у якій воно зможе знову зосередитись і почати активно функціонувати. Тим самим відпаде головна проблема, що стоїть на шляху до визнання зворотного перетворення віджилих сонць у розпечену туманність*".

Стаціонарна модель Всесвіту, на відміну від нестаціонарних або розбіжних моделей всесвіту, не потребує акту створення. Згідно з цією моделлю Всесвіт існував завжди. Він незнищенний і буде існувати завжди в майбутньому. Загальна енергія і маса стаціонарного Всесвіту незмінні. Загальна ентропія стаціонарного Всесвіту зберігається на одному рівні, середні густини маси і енергії в масштабах Всесвіту рівні нулю. Стаціонарний Всесвіт існує в евклідовому просторі і часі. У стаціонарному Всесвіті витримується динамічна рівновага між протилежними термодинамічними процесами. Скільки розсіяної речовини конденсується у космічне утворення, стільки ж розсіюється у космічний простір. Скільки зір зникає внаслідок їх затухання, стільки ж загоряється нових. Скільки ентропії утворюється в одних процесах, стільки ж знищується в інших і т.д. Такими є наслідки загального закону збереження енергії у Всесвіті.

ВИСНОВКИ

Показано, що гносеологічний потенціал класичної механіки Ньютона, побудованої на фундаментальних принципах сучасної фізики (§3), далеко не вичерпано. Обмежуючись розглядом основних можливостей і напрямів її подальшого розвитку, доведено елементарними засобами, що дедуктивні наслідки, які випливають із загальних законів збереження енергії, імпульсу і ньютонівського закону всесвітнього тяжіння, не тільки пояснюють спостережувані у природі явища без будь-яких протиріч, але й передбачать нові явища. На підставі цього класична механіка не може розглядатись як частинний випадок інших механічних концепцій, які, до речі, базуються на постулатах менш надійних, ніж принципи класичної механіки.

Вияснилось, що класична механіка, побудована на фундаментальному принципі збереження енергії, не має жодних перепон щодо інтерпретації спостережуваних фактів. Із її початків (§3) неминуче і методично бездоганно випливають відомий взаємозв'язок між масою і енергією (§4), залежність маси і енергії від швидкості (§5), залежність тривалості періодичних явищ від швидкості (§6) і від гравітаційного потенціалу (§7), від'ємний знак густини маси і енергії гравітаційного поля (§10), зміщення кеплерівських орбіт (§14), викривлення світлового променя у полі тяжіння (§15), космологічне червоне зміщення, деякі параметри стаціонарного Всесвіту (§19) та ін. Перечисленні вище наслідки є таким собі традиційним набором, необхідним для перевірки вихідних

* Ф.Енгельс. Диалектика природы. Госполитиздат, 1952 г., стр. 18.

засад, покладених в основу механіки. Теоретична база механіки не могла би вважатись задовільною без пояснення вказаного мінімуму спостережень.

Основа класичної механіки – загальний закон збереження енергії дає їй безсумнівну перевагу над іншими механічними концепціями, у засадах яких принцип збереження енергії відсутній. Жоден з наслідків класичної механіки не може суперечити закону збереження енергії. Із законів збереження енергії випливає нереальність релятивістського поздовжнього скорочення рухомих тіл (§7), а, отже, і нереальність деформацій простору і часу. Класична механіка позбавляє нас від парадоксів часу, від "неодночасності одночасних подій", від "кривини простору" та інших релятивістських висновків і повертає нам евклідів простір і час як реальну дійсність.

З позицій класичної механіки залежності маси, енергії і ходу годинника від поступальної швидкості видаються не релятивістськими ефектами, а реальними явищами. Закон збереження енергії вимагає абсолютної системи відліку в механіці. Значення маси, енергії і хід годинника залежить безперечно тільки від абсолютної швидкості. Класична механіка вказує на об'єктивні явища, за якими можна виявити і виміряти значення абсолютної швидкості (§8). Рівень сучасної вимірювальної техніки є цілком достатнім для виконання таких вимірювань. Відкриваючи абсолютний характер руху та абсолютний рівень відліку для поступальних швидкостей, класична механіка усуває відносність як неминучість, тобто як кабальний принцип, якого не можна позбутися. Тепер до багатьох загальновизнаних у фізиці абсолютних величин (абсолютна температура, абсолютний тиск, абсолютна ентропія, абсолютне обертання та ін.) додається абсолютний рух, абсолютний простір і час. Слід підкреслити, що поняття абсолютних величин виникають і зміцнюються у різних розділах фізики тільки на певному рівні знань, на достатньо високому рівні їх розвитку. Звичайно, класична механіка допускає також вимірювання поступальних швидкостей у відносних одиницях, так само як, наприклад, класична термодинаміка допускає вимірювання температур у градусах Цельсія, там де це вигідно для практичних потреб.

Класична механіка, збагачена принципом збереження енергії, твердо стає на позиції гравітаційної близькодії, оминає нездоланні складнощі інтегрування релятивістських рівнянь поля тяжіння, даючи прямо інтегральні характеристики гравітаційного поля, приводить до уявлень про стаціонарний характер Всесвіту та ін.

Згадані наслідки переконливо свідчать про те, що класична механіка є такою ж життєздатною і плідною в сучасну епоху, якою вона була триста років тому в епоху її народження, а потім бурхливого розвитку класичної фізики.

ЗМІСТ

Роботу здепоновано 03.10.1978 року у Всесоюзному інституті науково-дослідної і технічної інформації (№3148-78).

Переклад з російської на українську мову здійснили доктор технічних наук, професор, дійсний член НТШ ***Василь Мойсишин****; доктор технічних наук, професор, дійсний член НТШ* ***Роман Яремійчук****.*

GNOSIOLOGICAL POTENTIAL OF CLASSIC MECHANICS
(to 300-annyversary of I.Newton creations)

E. B. Chekaliuk

Possibility of construction of classic mechanics is analysed on the basis of general principle of conservation of energy. The deductive consequences which swim out from the newtonian bases enriched by principle of conservation of energy with bringing in of elementary mathematical facilities, are examined in the book.

Some consequences differ both from the conclusions of traditional mechanics of Newton and from the conclusions of relativism mechanics of Einstein, as and in the first and in the second mechanics general principle of conservation of energy is not attracted as fundamental bases. In such raising classic mechanics gets a new cognitive potential and can apply on independent development.

A book is addressed to wide public of readers, that is interested in development of science.

Key words: *general principle of conservation of energy, classic mechanics of Newton, relativism mechanics of Einstein, space, time, energy, motion, speed, gravitation field, Universe.*