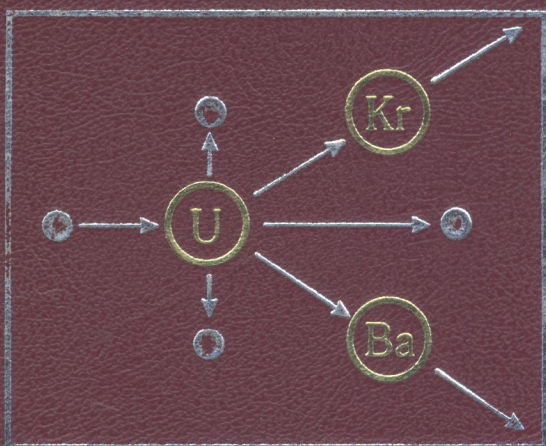


П.П. ЧОЛПАН

ФІЗИКА



«ВИЩА ШКОЛА»

3657-87

53(075)
4-75-

П. П. ЧОЛПАН

ФІЗИКА

*Затверджено Міністерством освіти
і науки України*

Підручник для студентів
природничих факультетів університетів
і педагогічних інститутів

Київ
«Вища школа»
2004

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73
Ч-75

Гриф надано Міністерством освіти
і науки України (лист від 28 листопада
2001 р. № 1/11-4499)

Видано за рахунок державних коштів.
Продаж заборонено

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, проф. *З. В. Стасюк* (Львівський національний університет ім. Івана Франка), канд. фіз.-мат. наук, доц. *В. М. Кланічка* (Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника)

Редактор *Л. М. Орішч*

Чолпан П. П.

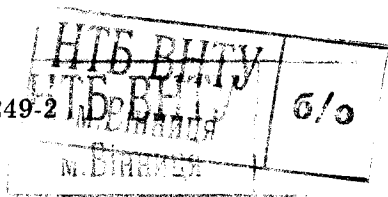
Ч-75 **Фізика: Підручник.** — К.: Вища шк., 2004. — 567 с.: іл.
ISBN 966-642-249-2

Викладено основні питання курсу загальної фізики: механіки, молекулярної фізики і термодинаміки, електрики і магнетизму, оптики і спеціальної теорії відносності, фізики атомного ядра і елементарних частинок. Розглянуто механіку суцільного середовища, будову й властивості кристалів, рідин, полімерів, рідких кристалів, біологічну дію йонізуючого випромінювання, новітні досягнення фізики.

Для студентів природничих факультетів університетів і педагогічних інститутів. Може бути корисним для студентів інженерно-технічних і технологічних спеціальностей вищих технічних навчальних закладів.

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73

SBN 966-642-249-2



© П. П. Чолпан, 2004

Сучасна фізика — широко розвинена і розгалужена наука. Прогрес науки і техніки дає змогу розширити сфери фізики, раніше недоступні для дослідження. Розвиваючись у тісному зв'язку з технікою і будучи її підґрунтям, фізика проникла практично в усі галузі промисловості, створивши можливість для появи багатьох нових її галузей. У «надрах» фізики народилися лазерна і аерокосмічна техніка, голографія, радіоелектроніка, опти- і кріоелектроніка, ядерна енергетика та ін.

Фізика — фундаментальна дисципліна, оволодіння якою сприяє розвитку мислення, створенню бази наукових основ для вивчення всіх природничих дисциплін, формуванню світогляду студентів на основі сучасних досягнень науки і техніки, глибокому розумінню явищ і процесів у навколишньому природному середовищі.

За роки незалежності України відбулася гуманітаризація на фізико-математичних, природничих та інженерно-технічних факультетах, що сприяє всебічному розвитку особи, допомагає розкрити її індивідуальність. Класична і квантова фізика нині є не лише завершеними науками, а й елементами загальнолюдської культури на сучасному етапі розвитку людської цивілізації.

Водночас використання досягнень сучасної фізики дає не тільки позитивні наслідки. На сучасному етапі розвитку науки і техніки виникли, наприклад, екологічні проблеми забруднення довкілля, парниковий ефект, озонові діри, проблеми Чорнобиля, подолання технократизму, відчуження людини від природи. Усе це потребує посилення гуманістичної спрямованості науки і техніки.

Фізика має велике загальнонаукове значення як одна із галузей інтелектуальної діяльності людини, що формує сучасне світосприйняття і світорозуміння. Досягнення фізики значною мірою визначають зміст сучасної науково-технічної і технологічної революції, вони є основою науково-технічного прогресу. У духовному відродженні України певне місце має належати фізиці як науці, а також її історії.

Книга складається з шести частин. У першій частині висвітлено основи класичної механіки. Другу частину присвячено молекулярній

фізиці і термодинаміці. В третій частині вивчається електрика, постійний електричний струм і електромагнетизм. У четвертій частині викладено оптику та спеціальну теорію відносності. У п'ятій частині розглянуто основи атомної фізики. Шосту частину присвячено фізиці атомного ядра та елементарних частинок.

У підручнику висвітлено новітні досягнення, історичний, методологічний і філософський аспекти розвитку фізики, роль українських учених в її розвитку. Описано прилади, експериментальні установки і методи вимірювання, особливу увагу приділено описанню найважливіших експериментів у фізиці Г. Кавендіша, Р. Міллікена, П. М. Лебедева, С. І. Вавилова, Р. Резерфорда, К. Девісона, Л. Джермера. Розглянуто як фундаментальні закони, так і емпіричні співвідношення, а також використано моделі матеріальної точки, математичного маятника, ідеального газу, абсолютно чорного тіла, моделі атомного ядра тощо. Матеріал подано без громіздких математичних викладок, належну увагу приділено фізичній суті явищ, понять і законів, які їх описують, а також наступності сучасної і класичної фізики.

Автор висловлює вдячність завідувачу кафедри загальної фізики Львівського національного університету ім. Івана Франка, проф., д-ру фіз.-мат. наук З. В. Стасюку та завідувачу кафедри теоретичної і експериментальної фізики Прикарпатського державного університету ім. Василя Стефаника, доц., канд. фіз.-мат. наук В. М. Кланічці за цінні зауваження щодо поліпшення якості підручника.

1. Предмет фізики і загальні методи наукового пізнання

Предмет фізики. У давнину фізикою називали вчення про природу (від грец. φυσική — природа).

Систематизація нагромаджених знань про природні явища з часом привела до виникнення науки. Знання про природу розширювались і уточнювались завдяки спостереженням, а на більш високій стадії науки — експериментам.

Предмет фізики не залишається незмінним, а має історично визначений характер. Водночас він не змінюється безперервно зі зміною наукової проблематики, розширенням кола питань, які фізика вивчає на певному етапі. Наприклад, в історії механіки розширення і ускладнення її проблематики відбувалися від статичної до динамічної, від динаміки матеріальної точки до динаміки твердого тіла, рідин, газів. Проте ці зміни в науковій проблематиці не спричинили зміни предмета механіки. Нові проблеми не виходили за межі історично визначеного предмета механіки, визначеної форми матеріального руху, які розглядала механіка. В XIX ст. фізика вивчала механічні та теплові рухи, гравітаційне та електромагнітне поля. Сучасна фізика вивчає також квантово-механічну, зокрема внутрішньоядерну, форму руху. Звичайно, ці рухи матерії існували в природі й раніше, але вони не належали і не могли належати предмету фізики, поки не були виявлені експериментально.

Ідеалісти і матеріалісти розуміють предмет фізики по-різному. Представники суб'єктивного ідеалізму стверджують, що предмет будь-якої науки, в тому числі й фізики, перебуває у сфері відчуттів і завдання фізики полягає у відкритті законів зв'язків між цими відчуттями.

У XIX ст. німецький хімік Ф. Кекуле писав, що хімія — наука про атоми, фізика — наука про молекули, механіка — наука про маси.

Однак при такому визначенні наук не відображено зв'язок між ними. Фізика вивчає найпростіші й найзагальніші властивості матерії та форми її руху (механічні, теплові, електромагнітні тощо), які належать до вищих, складніших форм руху (хімічних, біологіч-

них та ін.). Наприклад, фізичний закон всесвітнього тяжіння справедливий для взаємодії будь-яких тіл, незалежно від того, хімічно прості вони чи складні, є неживою чи живою матерією. Законам збереження підпорядковані всі природні процеси, в тому числі хімічні, біологічні.

Сучасна фізика вивчає різні фізичні поля, елементарні частинки, йони, атоми, молекули та їхні сполуки. Молекули і атоми вивчають також хімія та біологія. Так, на основі спільності об'єкта дослідження відбувається взаємне проникнення наук. Застосування фізичних методів дослідження в хімії, біології, геології, астрономії приводить до інтеграції науки, виникнення нових самостійних наук — фізичної хімії, біофізики, геофізики, астрофізики тощо.

З розвитком фізики уточнюються і вдосконалюються її закони й поняття, змінюються фізичні теорії. При цьому змінюються і предмет фізики, і методи фізичного дослідження природи.

Фізика в сучасних умовах стає більш диференційованою, що полягає в оформленні окремих розділів науки у відносно самостійні дисципліни зі своїми специфічними завданнями і методами дослідження: фізика твердого тіла, фізика рідин, фізика напівпровідників, фізика низьких температур, фізика атмосфери, фізика атомного ядра, фізика високих енергій та ін. Тому при визначенні предмета сучасної фізики потрібно враховувати ці дві її особливості — інтеграцію та диференціацію.

В атомах та атомних ядрах превалюють фізичні форми руху. Проте вже тут починає виявлятися та нова форма руху, дослідження якої належить хімії. Тому властивості атомів та атомних ядер досліджує не тільки фізика, а й хімія. Це та межа, де починається взаємопроникнення цих наук. Проте атоми й атомні ядра вивчає в основному фізика. В молекулі, особливо багатоатомній, найбільше виявляється хімічна форма руху. Фізика також вивчає макротіла, досліджує їхні фізичні властивості й структуру. Вагомий внесок зробили вчені фізики у вивчення металів, діелектриків, напівпровідників. Без цього був би неможливий сучасний розвиток техніки.

Сучасна фізика, яка експериментальними методами, теоретичними узагальненнями і передбаченнями вивчає прості, але найзагальніші властивості й об'єктивні просторово-часові закони руху матерії, кількісні та якісні зміни її, пов'язані з будовою, взаємодією і перетвореннями всіх її видів і станів, є частиною природознавства.

Загальні фізичні методи наукового пізнання умовно можна поділити на такі групи: методи емпіричного дослідження; методи, що використовуються на емпіричному та теоретичному рівнях дослідження; методи теоретичного дослідження*.

*Сичивица О. М. Методы и формы научного познания. — М.: Высш. шк., 1972.

До першої групи належать такі методи пізнання, як спостереження, порівняння, вимірювання та експеримент.

Спостереження — найелементарніший метод, що виступає найчастіше як один з елементів у складі інших емпіричних методів. Спостереження — це активний пізнавальний процес, що спирається насамперед на роботу органів відчуття людини та його предметну матеріальну діяльність. Однак при цьому істотне значення належить мисленню людини, її знанням та досвіду.

Прогрес спостереження як метод наукового пізнання **нерозривно пов'язаний** з прогресом засобів спостереження. Винайдення телескопа дало змогу поширити спостереження на меґасвіт, а створення мікроскопа сприяло вивченню мікросвіту. Рентгенівський апарат, радіолокатор, генератор ультразвуку та багато інших технічних засобів спостереження привело до зростання значення цього методу дослідження. Спостереження — це не випадкове сприйняття об'єкта, не одноактна дія. Дослідник може дістати по-справжньому цінну інформацію лише тоді, коли спостереження ведеться або неперервно, або за визначеною системою, що дає змогу сприймати об'єкт багаторазово і в найрізноманітніших умовах. Спостереження як засіб пізнання дає нам у формі сукупності емпіричних тверджень первісну інформацію про об'єкт дослідження, а результат спостереження є первинним етапом пізнання.

Порівняння — це один із найпоширеніших і універсальних методів пізнання. Не випадково існує відомий афоризм: «все пізнається в порівнянні». Порівнянням називають установлення подібності й відмінності предметів і явищ дійсності. Внаслідок порівняння встановлюють те загальне, що притаманне двом або більше об'єктам, а виявлення загального, що повторюється в явищах, як відомо, відкриває шлях до пізнання закону. Щоб порівняння було плідним, воно має задовольняти дві основні вимоги. Порівнюють лише такі явища, між якими може існувати певна об'єктивна спільність. Не можна порівнювати явно непорівнювані речі, оскільки це може призвести у найкращому разі до поверхових, а отже, безплідних аналогій. Об'єкти мають порівнюватися за найважливішими, істотними ознаками. Порівняння за неістотними ознаками може призвести до помилкових висновків. Різні досліджувані об'єкти можна порівнювати безпосередньо або опосередковано — через порівняння їх з якимось іншим об'єктом. У разі спостереження найчастіше дістають такі якісні результати: більше — менше, тепліше — холодніше тощо. Якщо об'єкти порівнюють з якимось іншим об'єктом, що відіграє роль еталона, то знайдені кількісні характеристики набувають особливої цінності, оскільки вони описують об'єкти безвідносно один щодо одного, дають більш повне знання про них. Таке порівняння називають *вимірюванням*.

Вимірювання історично виникло з порівняння, що є його основою. Проте, на відміну від порівняння, вимірювання є більш ефек-

тивним і універсальним пізнавальним засобом. Сучасна експериментальна фізика, початок якої було покладено працями Г. Галілея та І. Ньютона, своїм розквітом зобов'язана застосуванню вимірювань. Проголошений Галілеєм принцип кількісного підходу, відповідно до якого характеристики фізичних явищ мають спиратися на величини, що мають кількісну міру, є методологічним фундаментом точної науки. Вимірювання — це визначення чисельного значення деякої величини через одиниці виміру. Вимірювання передбачає наявність таких основних елементів: об'єкт вимірювання; одиниця виміру, тобто еталонний об'єкт; вимірювальний прилад; метод вимірювання; експериментатор.

Вимірювання є прямі й непрямі. При прямих вимірюваннях результат дістають безпосередньо в процесі вимірювання. При непрямих вимірюваннях шукана величина визначається математично на підставі знання інших величин, які дістають за допомогою прямих вимірювань. Вимірювання дають змогу встановлювати і формулювати емпіричні закони і навіть бути джерелом формування наукової теорії. Так, вимірювання атомних мас елементів стало однією з передумов створення періодичної системи Д. І. Менделєєва. Цінність вимірювань, крім точних відомостей про досліджуваний об'єкт, полягає і в тому, що при цьому можуть бути встановлені такі факти, зроблені такі емпіричні відкриття, які спричиняють докорінну зміну встановлених у науці уявлень. Це стосується насамперед визначних, уніфікованих вимірювань. Таке значення для фізики мали, наприклад, вимірювання Галілеєм періоду коливань маятника; вимірювання Кавендішем гравітаційної сталої в законі всесвітнього тяжіння; визначення Джоулем механічного еквівалента теплоти; вимірювання швидкості світла Фізо, Фуко, Майкельсоном; вимірювання Лебедевим тиску світла; досліди з електрики й магнетизму Франкліна, Ампера, Ерстеда, Фарадея, Герца; визначення Томсоном відношення заряду до маси e/m частинок катодного випромінювання; визначення Мілікеном елементарного електричного заряду; визначення структури кристалів Лауе, Бреггами; досліди Резерфорда з вивчення будови атома; вивчення заряджених частинок за допомогою камери Вільсона. Цей неповний перелік свідчить про революційне значення визначних експериментів у науковому пізнанні матерії. Важливим показником якості вимірювань, їхньої наукової цінності є точність. Точність вимірювань залежить від кваліфікації експериментатора, застосовуваного методу, а також від досконалості вимірювальних приладів. Серед емпіричних методів наукового пізнання вимірюванню належить приблизно таке саме місце, що й спостереженню та порівнянню. Це відносно елементарний метод, що входить як складова до експерименту, — найбільш складного і значущого методу емпіричного дослідження.

Експеримент — це такий метод вивчення об'єкта, коли дослідник активно впливає на нього за допомогою створення штучних умов,

необхідних для виявлення відповідних властивостей, коли свідомо змінюється хід природних процесів. Експеримент — найбільш складний і ефективний метод емпіричного пізнання. Він передбачає використання спостереження, порівняння та вимірювання — цих елементарних емпіричних методів. Засновником експериментальної науки визнається Г. Галілей. Він не тільки створив багато приладів для спостереження і експериментування, а й здійснив унікальні експерименти. З розвитком науки і техніки експеримент дедалі ширше застосовується. Без експерименту не можна уявити розвиток сучасної науки. Сьогодні експериментальні дослідження є настільки важливими, що розглядаються як одна з основних форм практичної діяльності. За допомогою експерименту досліджують властивості реальних об'єктів у екстремальних умовах: за наднизьких та надвисоких температур, при дуже високих тисках, в умовах величезних напруженостей електричних і магнітних полів тощо. Робота в таких умовах може привести до відкриття дивовижних властивостей звичайних речовин і, таким чином, до глибшого проникнення в їхню суть. Прикладом таких властивостей, що виникають в екстремальних умовах, можуть бути надпровідність і надтекучість. До переваг експерименту належить також його повторюваність. Це означає, що під час експерименту необхідні спостереження, порівняння і вимірювання можуть проводитися, як правило, стільки разів, скільки потрібно для одержання вірогідних даних. Через це експериментальний метод у науці набуває особливого значення. Зрозуміло, цим не вичерпуються всі його переваги. Експеримент може бути дослідним, перевірним або ілюстративним (демонстраційним).

Експеримент є *дослідним*, коли намагаються виявити притаманні об'єкту невідомі раніше властивості. Наслідком такого експерименту є твердження, що не випливають із раніше відомих знань про об'єкт. Класичним прикладом експериментів такого типу є досліді Резерфорда з розсіяння α -частинок, на підставі яких було встановлено планетарну будову атома. Аналіз характеру розсіяння α -частинок показав, що позитивний заряд і маса атома зосереджені в дуже малій частині його об'єму, яку називають *ядром*. Електрони ж рухаються навколо ядра на порівняно великих відстанях.

До експерименту звертаються і тоді, коли треба перевірити справедливість тих чи інших тверджень або теоретичних положень. Такий експеримент називають *перевірним*. Прикладів перевірних експериментів багато в сучасній фізиці. Численні елементарні частинки були спочатку передбачені теоретично: позитрон — П. Діраком, нейтрино — В. Паулі, цілий ряд елементарних частинок — відомим спеціалістом у галузі класифікації їх М. Гелл-Маном. Пізніше ці частинки були відкриті експериментально, тобто, по суті, було перевірено відповідні теоретичні твердження.

До експерименту звертаються також тоді, коли потрібно з метою навчання проілюструвати якийсь явище. Такий експеримент називають *ілюстративним*, або *демонстративним*.

Будь-який із цих експериментів може здійснюватись як безпосередньо з об'єктом дослідження, так і з його заміником у пізнанні — моделлю. Найважливішою особливістю експериментування з моделлю є можливість вивчення її в набагато ширшому діапазоні умов, ніж це дає змогу безпосереднє оперування з оригіналом. До того ж експеримент можна здійснювати як з матеріальними об'єктами, так і з їхніми ідеальними копіями. В останньому випадку експеримент називають *уявним*. Уявний експеримент є специфічним методом пізнання, він виступає як ідеальна форма реального експерименту і вже давно і плідно застосовується в науці. Саме уявний експеримент дав змогу Г. Галілею відкрити фізичний принцип інерції, який покладено в основу всієї класичної механіки. А. Ейнштейн та інші вчені широко використовували мислені експерименти. Сфера застосування уявного експерименту набагато ширша, ніж матеріального. Проте перевірити вірогідність здобутих за допомогою уявного експерименту знань можна лише за допомогою реального експерименту, практики.

До другої групи належать такі методи пізнання: абстрагування, аналіз і синтез, індукція і дедукція, моделювання.

Абстрагування в розумовій діяльності людини має найуніверсальніший характер, оскільки саме мислення пов'язане безпосередньо з цим процесом або з використанням його наслідків. Розрізняють процес абстрагування і наслідок абстрагування, який називають *абстракцією*.

Процес абстрагування складається з двох стадій. На першій стадії абстрагування відбувається істотне відокремлення від неістотного, виявляється найважливіше в досліджуваних явищах, встановлюється незалежність (або дуже слабка залежність) досліджуваних явищ від певних факторів. Друга стадія процесу абстрагування полягає в реалізації можливості абстрагування, яку встановлено раніше. Це і є власне абстракція, або відвернення. Абстрагування може застосовуватись як до реальних, так і до абстрактних об'єктів, тобто до таких об'єктів, які самі вже є наслідком попереднього абстрагування. Отже, складна процедура абстрагування може застосовуватись до об'єкта багато разів. Йдучи від одного рівня абстрагування до іншого, ми дістаємо абстракції все більшого ступеня загальності.

Наслідком процесу абстрагування, як уже зазначалося, є абстракції. Основна їх функція полягає в тому, що вони дають змогу замінити в пізнанні порівняно складне простим, допомагають орієнтуватися в усій нескінченній різноманітності явищ диференціюванням їх, відокремленням різних властивостей, встановленням співвідношень і зв'язків між цими властивостями, фіксацією їх у процесі пізнання тощо.

Часто результат абстрагування виступає як специфічний метод дослідження, використовується при розв'язуванні деяких задач.

Аналіз і синтез діалектично взаємозв'язані, вони є нерозривною єдністю протилежностей. Причому основою діалектики аналізу і синтезу як методів пізнання виступає об'єктивна діалектика частини і цілого, одиничного і загального, зв'язку і обмеження.

Аналіз — це метод пізнання, змістом якого є сукупність заходів і закономірностей розчленування предмета дослідження на складові частини. Цими частинами можуть бути окремі матеріальні елементи об'єкта або його властивості й відношення.

Синтез — це метод пізнання, змістом якого є сукупність заходів і закономірностей поєднання окремих частин предмета в єдине ціле. З визначення цих методів випливає, що вони є протилежностями, які взаємно передбачають і доповнюють одна одну. Метафізична абсолютизація одного з цих методів нічого, крім шкоди, пізнанню завдати не може. Вся історія пізнання вчить, що аналіз і синтез виступають як плідні методи пізнання лише тоді, коли їх використовують у тій єдності. Аналіз і синтез у пізнавальній діяльності щільно пов'язані і взаємно зумовлюють один одного. Для того щоб уможливити аналіз об'єкта, він має зафіксуватися у нашій свідомості як деяке ціле, тобто попередньою умовою аналізу є цілісне, синтетичне його сприйняття. І навпаки, синтез можливий лише тоді, коли вже здійснено аналіз, коли визначені ті або інші сторони й елементи деякого цілого.

Індукція і дедукція — це парні взаємозв'язані методи пізнання, що займають особливе місце в системі наукових методів. Вони включають в себе використання суто формальних правил. Поділ цих методів ґрунтується на виділенні двох типів висновків — дедуктивного та індуктивного. *Дедуктивним* називають такий висновок, коли знання про деякий елемент множини дістають на підставі знань загальних властивостей усієї множини. У зв'язку з цим іноді під дедуктивним методом пізнання розуміють дедуктивний висновок. Проте думка від загального до часткового може спрямовуватися не лише в окремому акті пізнання, яким є висновок. Така спрямованість думки дослідника може бути і при дослідженні певного кола явищ, при створенні наукової теорії і в інших випадках. Так, Дж. Максвелл на підставі кількох рівнянь, що є найбільш загальними законами електродинаміки, побудував послідовну і повну теорію електромагнітного поля. Таких прикладів у науці багато. Отже, змістом дедукції як методу пізнання є використання загальних наукових положень при дослідженні конкретних явищ.

Значення дедукції в пізнанні невпинно зростає. Це пов'язано з тим, що наука все частіше вивчає такі об'єкти, які не підлягають чуттєвому сприйняттю (мікросвіт, мегасвіт тощо). При пізнанні такого типу об'єктів частіше доводиться звертатися до думки, ніж до

спостереження або експерименту. Значення дедукції в пізнанні зростає ще й тому, що в сучасній фізиці все ширше застосовується математика, яка описує крім реальних і формальні системи.

Під *індукцією* розуміють висновки, які йдуть від окремого до загального, коли на підставі знань про окремі предмети певного класу роблять висновок про клас у цілому. Однак індукція може розглядатися в більш широкому значенні — як метод пізнання, як сукупність послідовних операцій, унаслідок яких здійснюється мислення від менш загальних тверджень до більш загальних.

Отже, відмінність між індукцією і дедукцією полягає насамперед у прямо протилежній спрямованості перебігу думки.

Безпосередньою підставою для індуктивного висновку є повторюваність реальних явищ та їхніх ознак. Знаходячи схожі риси у багатьох предметах певного класу, робимо висновок, що вони притаманні всім предметам певного класу. При цьому вирішальне значення належить об'єктивній закономірності реальних явищ, діалектиці одиничного, особливого і загального. Оскільки у світі існують незліченні закономірні зв'язки, а в будь-якому явищі міститься дещо загальне, можна через пізнання окремого дійти до пізнання загального. Сила методу індукції полягає насамперед у тісному зв'язку з фактами, з практикою.

Індукція і дедукція взаємозв'язані й доповнюють одна одну. Індуктивне дослідження передбачає використання загальних теорій, принципів, тобто містить у собі момент дедукції, а дедукція неможлива без загальних положень, що їх дістають індуктивним методом.

Моделювання — це особливий і універсальний метод наукового пізнання, який застосовується не стихійно, а свідомо й систематично. При філософському аналізі пізнання маємо справу насамперед із різноманітністю форм моделювання. Часто різні засоби об'єднуються під назвою моделювання. Це пов'язано з тим, що в сучасній науці метод моделювання узагальнюється.

У літературі використовується таке визначення цього методу: моделювання — це заміна вивчення явища в натурі, яке нас цікавить, вивчення аналогічного явища на моделі меншого чи більшого масштабу звичайно в спеціальних лабораторних умовах*.

В основі моделювання лежить подібність. Найпростіша її форма — геометрична. Узагальненням геометричної подібності може бути механічна форма. Як особливий метод експериментального пізнання, моделювання у фізиці набуває більш складного характеру. В теоретичному пізнанні моделювання — це використання моделей, що складаються з ідеальних уявних елементів. Такі моделі виступають насамперед як деякі контури, що передають певні риси модельованого об'єкта.

*Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1965.

Перший етап моделювання в теоретичному пізнанні — це *побудова моделі*. На цьому етапі превалюють моделі реального об'єкта, внаслідок чого модель у гносеологічному плані є деяким обрисом об'єкта. Одна з логічних основ моделювання — особливий вид висновку — *аналогія**.

При цьому моделювання відбуватиметься не при будь-якій аналогії, а лише у разі заміни моделлю модельованого об'єкта.

Другий етап моделювання — *дослідження побудованої моделі*. На цьому етапі модель (незалежно від того, складається вона із матеріальних або лише уявних елементів) є відносно самостійним квазіоб'єктом (об'єктом-заступником), що становить немовби іншу штучну дійсність, за допомогою якої ми проникаємо в суть предметів і явищ, що нас цікавлять. На цьому етапі основним виступає «об'єктність» моделі, її здатність бути предметом дослідження, замінити в певних межах об'єкт пізнання.

Третій етап моделювання — *екстраполяція* (поширення) інформації, добутої при вивченні вторинної модельної дійсності, «на первинну дійсність», на сам об'єкт пізнання.

Четвертий етап моделювання пов'язаний з *практичною перевіркою екстраполяції такого роду*.

Отже, якщо брати лише «статико» моделювання, то можна обмежитися тлумаченням моделі, що відображає окремі риси об'єкта пізнання. Якщо розглядати динаміку процесу моделювання, то слід ураховувати і об'єктність моделі, тобто її здатність бути відносно самостійним предметом дослідження. В процесі моделювання «образність» і «об'єктність» моделі виступають в єдності, оскільки відомою односторонністю характеризується тлумачення моделі як образу, так і протилежний погляд, згідно з яким модель розглядається як відносно самостійний заміник предмета дослідження. Тому слід ураховувати діалектичну складність, багатоетапність процесу моделювання, органічну єдність у цьому процесі двох суперечливих моментів — «образності» і «об'єктності» моделі.

Отже, щодо моделей в техніці, експерименті й теоретичному пізнанні можна дати загальне визначення поняття моделі. *Модель — це особливою роду проміжний предмет дослідження, побудований із матеріальних чи ідеальних (уявних) елементів, що перебувають у певній відповідності з самим об'єктом пізнання, і здатний замінити об'єкт на деяких етапах пізнання*. Згідно з цим моделювання можна розглядати як метод опосередкованого одержання інформації про об'єкт пізнання за допомогою дослідження деякого заміника об'єкта, що є з ним у певній відповідності.

У гносеологічному плані моделі доцільно розділити на два основних типи: *речові* у формі системи, що реально функціонує, і *уявні* у

*Уемов А. И. Аналогия в практике научного исследования. — М.: Наука, 1970.

формі деяких ідеальних структур. Моделі другого типу, що використовуються в теоретичному природознавстві, поділяють на *наочні*, *чуттєво-уявні* і *абстрактно-логічні*.

Основною рисою всіх типів моделювання є те, що об'єкт дослідження опосередковують через проміжний квазіоб'єкт, який замінює сам об'єкт на певних етапах практичної чи теоретичної діяльності. Тому моделювання виступає насамперед як вид опосереднення на практиці і в процесі пізнання, що здійснюється заміною самого об'єкта квазіоб'єктом (моделлю). Метод модельного опосереднення тісно пов'язаний з іншими пізнавальними засобами і формами сучасної науки — аналогією, гіпотезою, приладним опосередненням, теорією тощо.

Моделювання підпорядковане основному завданню — створенню наукової теорії, що здатна пояснити об'єктивну реальність. Об'єктивним критерієм істинності модельного знання, як і в будь-якій іншій пізнавальній формі, і взагалі процесу пізнання в цілому, є суспільно-історична практика.

Про застосування методу моделювання у фізиці йтиметься в одному з наступних підрозділів цього розділу.

До третьої групи наукових методів пізнання в фізиці належать такі методи, як сходження від абстрактного до конкретного, ідеалізація, формалізація, аксіоматичний метод.

Сходження від абстрактного до конкретного. Під *абстрактним* розуміють однобічне, неповне знання, що не розкриває суті предмета в цілому. Об'єктивним змістом абстрактного є окремі сторони, властивості і зв'язки речей. Під *конкретним* розуміють саму дійсність, різні об'єкти в усій різноманітності їхніх властивостей, зв'язків і відношень.

Термін «конкретне» використовують також для позначення багатогранного, всебічного, систематичного знання про об'єкт. Конкретне знання виступає як протилежність до абстрактного, тобто знання, збідненого за змістом, однобічного.

Перехід від абстрактного до конкретного є загальною формою розвитку наукового знання, законом відображення дійсності в мисленні. Відповідно до цього методу процес пізнання складається з двох відносно самостійних етапів. На першому етапі здійснюється перехід від чуттєво-конкретного до його абстрактних визначень. Єдиний об'єкт розчленовується, описується за допомогою багатьох понять і суджень. Він ніби перетворюється в сукупність зафіксованих мисленням абстракцій, однобічних визначень. Другий етап процесу пізнання і є переходом від абстрактного до конкретного. Суть його полягає в мисленні від абстрактних визначень об'єкта, тобто від абстрактного в пізнанні, до всебічного, багатогранного знання про об'єкт, до конкретного в пізнанні. На цьому етапі ніби відновлюється вихідна цілісність об'єкта, він відтворюється в усій своїй багатогранності — проте вже

в мисленні. Одержання абстракцій однобічних визначень підпорядковане загальній меті — досягненню конкретного. Отримання конкретного знання — це мета, яка як закон визначає дії теоретика. У цьому плані абстрактне виступає лише як засіб досягнення поставленої мети. Тому такий метод пізнання називають сходженням від абстрактного до конкретного. Вище зазначене не означає, що перехід від конкретного до абстрактного можна недооцінювати. Без цього етапу пізнання неможливо збагнути об'єкт у всій його конкретності.

Ідеалізація. З метою наукового пізнання широко використовують так звані ідеальні об'єкти, які не існують в дійсності: матеріальна точка, математичний маятник, абсолютно тверде тіло, ідеальний газ, абсолютно чорне тіло, точковий електричний заряд тощо. Уявне конструювання об'єкта такого типу називають *ідеалізацією*. Процес конструювання ідеального об'єкта обов'язково передбачає абстрагування. Створюючи такий ідеальний об'єкт, як абсолютно тверде тіло, ми абстрагуємось від здатності реальних тіл деформуватися під впливом зовнішніх сил. Крім абстрагування велике значення при формуванні ідеальних об'єктів мають також інші мислені експерименти. Це пов'язано з тим, що при уявному конструюванні ідеальних об'єктів реальні об'єкти втрачають деякі притаманні їм властивості, їм приписують певні нереальні, гіпотетичні, практично неіснуючі властивості. Використання ідеальних об'єктів дає змогу здійснити перехід від емпіричних законів до точного математичного формулювання їх, що значно полегшує дедуктивну побудову певних галузей знань. З історії науки відомо багато прикладів, коли використання ідеальних об'єктів приводило до визначних відкриттів (класична механіка, теорія відносності). Щоправда, ідеалізація — це специфічне спрощення дійсності. Будь-яка ідеалізація правомірна лише в певних межах, вона призначена для наукового розв'язання лише певних проблем. Наприклад, ньютонівські ідеалізації «абсолютний простір», «абсолютний час» були відкинуті сучасною фізикою. На основі цих ідеалізацій у відомих дослідах Майкельсона з виявлення руху Землі щодо ефіру дістали негативний результат. Отже, використання в науці ідеальних об'єктів приводить до висновку, що наукове пізнання — це складний процес, який передбачає крім моментів творчості моменти фантазії, відхід думки від дійсності.

Формалізація. Під формалізацією в широкому значенні розуміють метод вивчення найрізноманітніших об'єктів відображенням змісту та структури їх у знаковій формі за допомогою різних штучних способів, наприклад математики, математичної логіки тощо. Використання спеціальної символіки в цих науках є необхідним і прогресуючим методом відображення дійсності людиною. Вивчення напівформалізованих дисциплін, особливо математичних — диференціального, інтегрального числень тощо, наочно демонструє пізнавальну здатність та ефективність методу формалізації. За допомогою ди-

ференціального та інтегрального числень розв'язують різні задачі одним уніфікованим методом, відшукують загальні алгоритми вирішення таких проблем. Метод формалізації ґрунтується на використанні спеціальної символіки, введення якої забезпечує лаконічність і чіткість фіксації знань. Цим значною мірою зумовлена витонченість математичних і фізичних теорій, компактність і своєрідна краса їх.

Розвиток фізики нерозривно пов'язаний із розвитком математики.

Створення інтегрального і диференціального числень відкрило небачені перспективи для розвитку як математики, так і суміжних наук — механіки, астрономії, фізики. Математика стала знаряддям дослідження природи і технічних процесів. Математичне формулювання законів механіки, дане І. Ньютоном, сприяло досягненню визначних успіхів науки, внаслідок яких людство дістало можливість не лише описувати події, що відбулися, а й передбачати явища, яких ще не було. Розрахунок почав випереджати експеримент і виготовлення проектних зразків. Одним з яскравих прикладів цього слід вважати математичне передбачення особливостей польоту космічних ракет і розрахунок їхніх траєкторій.

Методи математичного аналізу набули широкого застосування на початку ХІХ ст. при вивченні багатьох фізичних явищ — поширення хвиль, теплоти, електрики в різних середовищах. Завдяки застосуванню математичних методів якісне описання явищ замінив кількісний аналіз, що дав змогу встановити закони поширення їх. Розширення поля дії математичного апарату сприяло не тільки розвитку його деталей, а й істотній перебудові змісту всієї математики. Так, молекулярна фізика, яка в середині ХІХ ст. перейшла із стану якісних уявлень і словесних міркувань у точну науку з кількісними методами дослідження, привела до уявлень про багатовимірний простір. Це поняття спричинило істотні зміни уявлень і в математиці, яка ще у ХVІІІ — першій половині ХІХ ст. тісно пов'язувалася з геометричними образами звичного тривимірного простору і кількісними відношеннями, що виражаються за допомогою чисел. Це незмінно зміщувало центр математичних інтересів то в одну, то в іншу сферу. ХІХ ст. пройшло під знаком розвитку теорії диференціальних рівнянь. Початок ХХ ст. характеризувався бурхливим розвитком теорії інтегральних рівнянь і теорії функцій комплексного змінного. Проте вже в 20-х роках ХХ ст. виявилось, що класичного апарату аналізу недостатньо. У розвитку математичних теорій активну участь взяли фізики, так само як в розвитку фізичних теорій брали учась математики. Поглиблене вивчення фізичних властивостей матерії сприяло вдосконаленню математичного апарату. Він став гнучкішим і точніше відображав явища природи. Принципове зрушення у свідомості математиків і фізиків пов'язане з розвитком молекулярних уявлень. Численні нарікання на кінетичну теорію матерії, які висловлювалися в ХІХ ст., припинилися на початку ХХ ст.

завдяки вдало поставленим експериментам, а також поясненню явищ броунівського руху і дифузії, виходячи зі статистичної природи їх.

Теорія ймовірностей, яка сприяла розвитку кінетичної теорії матерії, стала об'єктом впливу статистичної фізики. Вже на початку ХХ ст. фізики, бажаючи вивчити явище дифузії з погляду кінетичної теорії, зробили першу спробу наблизити теорію ймовірності до потреб фізики. Їм належить спроба вивчення випадкових величин, що змінюються з часом, тобто випадкових процесів. Практика потребувала повного перегляду логічного фундаменту теорії ймовірностей, оскільки її основні поняття і математичний апарат не відповідали вимогам фізики. Подібні вимоги протягом останніх півтора століть фізика ставила перед математиками, адже математика для фізики стала тією мовою, якою їй вдається найбільш точно виражати свої закономірності, виявляти нові, а також перевіряти положення, які лежать в основі поглядів на суть тих чи інших фізичних явищ. Зміст сучасної математики значною мірою склався під впливом вимог трьох наук — астрономії, механіки і фізики. Фізика й нині є не тільки споживачем уже готових математичних теорій, а й постійно наштовхує на створення нових математичних напрямів. Така співдружність фізики й математики дає змогу їм разом успішно просуватися вперед, і кожний новий успіх однієї з них допомагає другій робити новий крок у пізнанні природи.

Тепер, коли основні зусилля фізиків спрямовані на вивчення явищ мікросвіту, роль математики у фізичних дослідженнях незмірно зросла. Проте, як і в минулому, математична теорія фізичних явищ підлягає ретельній експериментальній перевірці. Від математичної теорії вимагається значно більше, ніж збіг теоретичних розрахунків із результатами експерименту: від неї вимагається формулювання загальних закономірностей і, як наслідок, передбачення нових, ще невідомих до цього. Математика і фізика й надалі розвиватимуться, взаємозбагачуючи одна одну і допомагаючи глибше проникати в суть як макро-, так і мікросвіту.

Формалізація дає змогу побудувати знакові моделі об'єктів, а вивчення реальних речей і процесів замінити вивченням моделей, що значно полегшує розв'язання пізнавальних задач. Метод формалізації тісно пов'язаний із багатьма іншими методами — моделюванням, абстрагуванням, ідеалізацією тощо. Щодо моделювання він носить у певному розумінні службовий характер, оскільки виступає як спосіб знакового моделювання. Використання методів абстрагування та ідеалізації є вихідною умовою методу формалізації. Тому формалізація неможлива без попереднього огрублення, спрощення досліджуваних об'єктів. Ефективність методу формалізації визначається тим, наскільки точно виявлено основне у складі об'єкта, наскільки вдало схоплено його суть. Без цього навіть найвправніші формальні маніпуляції з символами залишаються марними або призводять до помилкових висновків.

Аксиоматичний метод — один із найпоширеніших способів організації наукового знання. Особливо широко він вживається в математиці і математичних науках. Під аксіоматичним методом побудови певної наукової теорії або дисципліни розуміють таку організацію їх, коли ряд тверджень береться без доведення. Ці твердження називають *аксіомами*. Інше знання фіксується у вигляді лем, теорем, законів тощо. Прикладами аксіоматично побудованих систем знання можуть бути електромагнітна теорія Максвелла, теорія відносності Ейнштейна та багато інших. Аксіоматично побудована теорія визнається істинною лише тоді, коли істинними будуть її аксіоми і правила, за якими одержані всі інші твердження. Лише в такому разі теорія правильно відображає дійсність. Сфера застосування аксіоматичного методу хоч і зростає, проте залишається ще відносно обмеженою. В науках нематематичного профілю цей метод відіграє допоміжну роль, а прогрес у його застосуванні істотно залежить від рівня математизації відповідної галузі знання. Значно ширше аксіоматичний метод застосовується в математиці, але й тут у нього є певні межі. Отже, всі згадані методи — це науковий арсенал фізики в знаходженні відносних істин, у пізнанні реальної дійсності.

2. Застосування методу моделювання у фізиці

Метод моделювання відіграє важливу роль у сучасній фізиці.

Ідея побудови моделей у класичній фізиці виникла внаслідок проникнення наукового пізнання в розділи фізики, що виходять за межі механіки (електромагнітне поле). Вона полягала в можливості побудови механічних моделей немеханічних фізичних явищ. Із розвитком фізики мікросвіту виникла проблема можливості побудови макромоделей мікрооб'єктів.

За допомогою моделей можна передати той чи інший фізичний об'єкт або фізичну систему, те або інше явище тільки наближено, частково. Модельні уявлення можуть дати відомості про особливості певного явища, дають змогу дістати висновки не тільки якісного, а й кількісного характеру. Фізичні уявлення, що лежать в основі побудови моделі, впливають із певних знань про властивості об'єкта, процесу, із обмеженої кількості експериментальних і теоретичних даних. Тому модель не можна побудувати однозначно, при цьому треба зосередитись на відтворенні лише окремих рис поведінки об'єкта моделювання.

Для всебічного і повного описання властивостей досліджуваного об'єкта створюється не одна, а кілька моделей. У процесі поглиблення наших знань, із включенням в аналіз при моделюванні більшої кількості властивостей об'єкта-оригіналу клас можливих моделей звужується, але водночас підвищується адекватність їх. З історії

фізики відомо багато випадків заміни одних моделей іншими. Неадекватність моделей виявляється при виході за межі того досвіду, на основі якого вона була побудована. Внаслідок того, що кілька моделей описують різні властивості й процеси, фізичні картини можуть бути різними, а інколи прямо протилежними для цих моделей.

Слід зауважити, що на певному етапі розвитку науки навіть принципово неправильні моделі інколи можуть відігравати прогресивну роль. Наприклад, уявлення про теплець було вихідним у дослідженнях Карно при створенні термодинаміки. Результати, добути ним та іншими вченими, які спирались на концепцію теплецю, зберігають своє значення і тепер, хоча теорію теплецю відкинуто сучасною фізикою. Відомо також, що уявлення про світловий ефір було покладено в основу класичних робіт учених з хвильової оптики аж до кінця XIX ст. Беручи ефір за світлоносне середовище, вчені відкрили чимало законів поширення і взаємодії світла з речовиною, які залишилися на озброєнні сучасної науки, поповнили розділ хвильової оптики, а уявлення про ефір спростовано в спеціальній теорії відносності. Такого роду «інваріантність» теорії відносно моделей, або вихідних даних, на основі яких вона створюється, свідчить про наявність у теорії, особливо неповній і обмеженій, сторін, незалежних від об'єкта і способу пізнання. Той факт, що істинна теорія може бути побудована на основі неадекватної дійсності моделі, зовсім не означає, що закони науки не відображають природу, яку вона вивчає. Існує також широкий клас ізоморфних моделей, кожна з яких у певних межах відповідає досліджуваному явищу. Єдиним критерієм, який може бути вирішальним при виборі моделі як методу його вдосконалення, є його відповідність дійсності. Тільки практика відбирає для фізичної теорії ті моделі, які зберігають наукове значення і виявляються плідними для подальшого розвитку науки.

Джерела двох важливих напрямів у розвитку моделювання пов'язані з досягненнями Ньютона — це моделювання, що полягає у створенні і дослідженні системи математичних символів, які відображають окремі сторони фізичних явищ. Так, фізика взяла на озброєння модельні уявлення про *матеріальну точку, математичний маятник, ідеальний газ, абсолютно тверде тіло, абсолютно чорне тіло* тощо.

Наступний етап у розвитку моделювання у фізиці пов'язаний із *класичною теорією поля Максвелла*, який поєднав моделювання з проблемою наочності. Для цього він розв'язав задачу побудови механічної моделі немеханічних явищ. Д. Максвелл сформулював її як важливу методологічну проблему фізики.

Сучасний (третій) етап розвитку моделювання полягає в теоретичному розробленні окремих процесів, зокрема *моделювання мікропроцесів*. Сучасне фізичне розуміння процесів мікросвіту не передбачає наочного механічного уявлення їх. У І. Ньютона об'єкти пізнання (механічні явища) і самі моделі наочні; у Д. Максвелла об'єкти

пізнання (немеханічні процеси електромагнітних полів) ненаочні, а моделі (уявні механічні явища) наочні.

Модель — первинна форма теоретичного осмислення нових об'єктів, яка часто розкриває протиріччя в розумінні цих об'єктів у світлі старої теорії. Вона дає поштовх для подальшого розвитку теоретичного усвідомлення об'єкта дослідження.

Розглянемо співвідношення проблеми наочності моделі в сучасній фізиці мікросвіту. Наочність, властива механічним моделям, пов'язана з безпосередньою доступністю відчуттям. Нині центр цієї проблеми переміщується в дещо іншу площину, де наочність розглядається як відповідність звичним уявленням. Істинна діалектична філософська свідомість заперечує такий догматизований здоровий глузд, який відповідає звичному, загальноприйнятому. При цьому прагнення до наочності виявляється прагненням втиснути нові ідеї в прокрустове ложе погіршеного варіанта попередніх уявлень. Такий підхід не сприяє досягненню наукового, діалектичного пізнання. Для цього є незбагненим корпускулярно-хвильовий дуалізм мікрооб'єктів, релятивістський закон складання швидкостей та ін. Втрата фізичними об'єктами наочності з погляду звичності, ясності є важливою загальною тенденцією розвитку сучасної фізичної науки.

Методологічна проблематика, пов'язана з процесом моделювання в класичній фізиці, виникла внаслідок проникнення наукового пізнання в немеханічні сфери (електромагнітне поле). Ця проблематика в класичній фізиці XIX ст. формулювалась у вигляді питання про можливість побудови механічних моделей немеханічних фізичних явищ. Увага до філософських проблем моделювання значно зросла у зв'язку з проникненням у першій половині XX ст. наукового пізнання у сферу мікросвіту. Ця глибока методологічна проблема фізичної науки в розвитку квантової механіки модифікується у вигляді питання про можливість побудови макромоделей мікрооб'єктів. На сучасному етапі ця проблематика формулюється в більш загальній формі про роль наочних моделей у пізнанні ненаочних мікрооб'єктів. Звичайно, безпідставним є протиставлення математичного і модельного описання фізичних явищ, оскільки модель мікрооб'єктів тлумачиться не з погляду класичної фізики, як наочна, тобто механічна, система, а з погляду сучасного пізнання як абстрактна логіко-математична структура. В цьому й полягає основний методологічний висновок, пов'язаний з моделюванням у мікрофізиці. Наприклад, моделлю атома є не планетарна система сама по собі, а її ідеальний образ. Ми лише дістаємо при цьому наочний образ, в якому відбиті такі істотні властивості атома, як наявність у ньому центрального ядра і периферійної частини, обертання периферійних елементів навколо ядра. За допомогою наочного образу планетарної системи дістаємо відоме уявлення про структуру атома. Звичайно, ця наочна модель можлива лише тому, що Е. Резерфорду вдалося за допомогою розсіяння α -частинок

різними елементами виявити в атомах центральне ядро, навколо якого рухаються електрони подібно до планет навколо Сонця. Відомо, що таке модельне тлумачення структури атома призвело до суперечності й появи борівської ідеї дозволених квантових орбіт. У моделі Н. Бора ідея дозволених орбіт, рухаючись по яких електрон не витрачає енергії, характеризує нові властивості атома, не притаманні мікрооб'єктам.

Крім того, моделювання мікрооб'єктів за допомогою макроуявлень має свою істотну специфіку, яка пов'язана насамперед із діалектично суперечливою корпускулярно-хвильовою природою їх. Цим також можна пояснити зростання елемента абстрактності при тлумаченні явищ мікросвіту. Моделі у квантовій механіці становлять єдність наочного образу наукової абстракції і є деякою схематизацією дійсності. При цьому ми природно спрощуємо багатогранний об'єкт пізнання, оскільки кожний образ мікросвіту формується на основі безпосередніх сприймань макроскопічних об'єктів, що оточують людину, тобто сам є макроскопічним. Отже, для більш точного відтворення мікрооб'єкта потрібно враховувати наближеність, неточність, обмеженість таких моделей, однобічність кожної з них і користуватися лише експериментально обґрунтованими моделями, що доповнюють одна одну. Існування різних моделей свідчить про складність і різноманітність явищ мікросвіту.

Однією з перших ядерних моделей була краплина, вперше запропонована Я. Френкелем і розвинена Н. Бором. Згідно з цією моделлю ядро атома становить краплину протонної і нейтронної рідини із великою густиною речовини (10^{38} част./см³) і надзвичайною густиною заряду ($3 \cdot 10^{19}$ Кл/см³). Ядерні частинки, як і молекули рідини, мають достатню рухливість. При збудженні ядра надана йому енергія розподіляється між усіма ядерними частинками статистичним способом, аналогічно тому, як розподіляється між молекулами енергія при нагріванні рідини. Однак, на відміну від молекул рідини, стан у всіх ядерних частинок неоднаковий, оскільки їм притаманні хвильові властивості і вони підлягають квантовим законам.

Для пояснення розсіяння α -частинки та інших частинок було запропоновано оптичну модель ядра. Проте однією з найбільш плідних моделей атомного ядра є оболонкова.

Важливим моментом у розвитку квантових уявлень про природу поля була поява гіпотези М. Планка про дискретну природу випромінювання осцилятора. Ідеї М. Планка розвинув А. Ейнштейн у своїй теорії фотоефекту, в якій він розглядав світлові кванти як реально існуючі частинки (фотони). Однак ідею перервності поля, чужу класичній фізиці, фізики сприйняли не відразу.

Отже, в сучасній фізиці метод моделювання узагальнюється, розвиваючись від первинних форм наочних моделей до широкого використання абстракціологічних (математичних) моделей. Сучасне

моделювання має дві провідні тенденції: збільшення ролі елементів абстракції в моделях і узагальнення подібності.

Роль моделювання в пізнанні можна виявити при аналізі його основних функцій. Насамперед моделювання здійснює ніби перекладацьку функцію — перекладає отриману інформацію з незрозумілої мови оригіналу на відому мову моделі. Дуже важлива екстраполяційна функція моделювання: інформацію, яку дістали на моделі, поширюють на сам об'єкт. В умовах органічної єдності діалектичних процесів диференціації й інтеграції наук важливе місце належить трансляційній функції моделювання. Моделювання виступає в ролі вихідного прийому при проникненні одних наук у сферу інших. Моделювання — це перевірене знаряддя синтезу знання. Воно пов'язане з використанням таких логічних форм, як аналогія, екстраполяція, гіпотеза, які, звичайно, мають і самостійне значення поза процесом побудови моделей. Однак для з'ясування місця і ролі моделей у пізнанні найбільше значення має аналіз їхніх взаємозв'язків з такою вищою формою пізнавального процесу, як послідовна теорія явища. Слід указати на підлеглість моделювання головному завданню — створенню наукової теорії, здатної пояснити деяку сферу об'єктивної реальності та визначити шляхи практичного перетворення її. Об'єктивним критерієм істинності модельного знання, як і для будь-якої іншої пізнавальної форми та процесу пізнання в цілому, є суспільно-історична практика.

3. Філософський огляд розвитку фізики

Матеріалісти, правильно розуміючи об'єктивність простору і часу, не змогли оцінити природу взаємозв'язку простору, часу і матерії.

І. Ньютон у своїй механіці також розвивав матеріалістичні погляди на простір і час, визнаючи їхню об'єктивну реальність. Погляди І. Ньютона на матерію, простір і час, їхній взаємозв'язок були суперечливими. Поряд із відносним часом і відносним простором, що використовуються у повсякденному житті, І. Ньютон вводить поняття *абсолютного часу* і *абсолютного простору*, які існують, на його думку, безвідносно до предметів і процесів природи, не пов'язаних із ними. Абсолютний простір за своєю суттю безвідносний до всього зовнішнього, залишається завжди однаковим і нерухомим. Абсолютний час за своєю суттю, як і абсолютний простір, не має будь-якого відношення до чого-небудь зовнішнього, плине рівномірно, інакше називається *тривалістю*.

Абсолютний час і абсолютний простір існують незалежно від предметів і процесів природи, незалежно один від одного. Взаємозв'язок між абсолютним простором і предметами природи, за Ньютоном, має

такий характер: простір є необмеженою місткістю матеріальних тіл, в якій відбуваються процеси природи. Простір існує у вигляді пустої місткості, яка характеризується в усіх напрямках однаковими властивостями. Ці погляди, які відривають простір і час від матерії і один від одного, дістали своє конкретне відображення в *теорії далекодії*, яка ґрунтується на метафізичному відриві простору і часу від матерії, на визнанні пустого простору, позбавленого матеріальних предметів і процесів. Захист теорії далекодії її прихильники поєднували із запереченням нерозривного зв'язку простору й часу з матерією. Якщо немає пустого простору, позбавленого будь-яких видів матерії і матеріальних процесів, то взаємодія між тілами здійснюватиметься неодмінно за участю проміжного середовища, що відокремлює їх одне від одного, і передаватиметься з деякою скінченною швидкістю, бо сигнал, що йде від одного предмета до іншого, спричинить у навколишньому просторі матеріальні процеси, які потребують певного інтервалу часу. В цьому й полягає основна ідея *теорії близькодії*. Теорія близькодії явно чи неявно визнає нерозривний зв'язок простору й часу з матерією і між собою. Виникнення теорії близькодії, її експериментальне і теоретичне обґрунтування багато важили для розуміння природи простору й часу, їх органічного зв'язку з матерією. Розвитку теорії близькодії сприяли видатні фізики-матеріалісти XVIII—XIX ст. Велике значення для обґрунтування основних її ідей мала електродинаміка Фарадея — Максвелла.

Фізика тоді була в такому стані, коли дослідники більшою або меншою мірою оперували методами механіки. Тому їм здавалося, що всі явища природи можна пояснити, керуючись загальними законами механіки, які вони вважали загальними законами природи, а механічний рух розглядали як основну форму руху. Так виникла механістична обмеженість погляду на природу.

Другою характерною особливістю поглядів цього періоду на природу є метафізична обмеженість їх. До вивчення явищ природи підходили з погляду її абсолютної незмінності. Предмети і явища природи розглядали як такі, що існують вічно, незмінно, відокремлено одні від інших. За метафізичними поглядами причина і наслідок перебувають у застиглій протилежності, позитивне взаємно виключає негативне. Метафізична обмеженість у фізиці виявилася і в тому, що теплові, електричні, магнітні та світлові явища розглядали і вивчали ізольовано, як сфери, не пов'язані між собою. Внаслідок цього дійшли припущення, що начебто існують особливі «невагомі» субстанції і відповідні сили як джерела теплових, електричних, магнітних і світлових явищ. Незважаючи на це, об'єктивний науково-теоретичний зміст природознавства був діалектико-матеріалістичним, бо в природі панують закони матеріалістичної діалектики і об'єктивний зміст природознавства на всіх етапах розвитку так чи інакше відображав їх. У цьому можна переконатися на прикладі досягнень

тодішньої механіки. Між її об'єктивним науково-теоретичним змістом і панівними метафізичними, механістичними поглядами на природу існувала у прихованому вигляді внутрішня суперечність, виявити яку в той час було неможливо. Рух, зміна в природі були вивчені у найпростішій формі, в простому переміщенні тіл у просторі.

На новому етапі розвитку природознавства, коли в XIX ст. почали бурхливо розвиватися такі сфери фізики, як теплота, електрика, магнетизм, було виявлено їхній взаємозв'язок, встановлено деякі основні закономірності в хімії, геології, біології. Нові факти, встановлені наукою, суперечили застарілим поглядам на природу; природознавство вийшло за межі, де були достатніми методи механіки, незмінні метафізичні категорії. Розвиток природознавства був передумовою для перегляду метафізичної, механістичної обмеженості поглядів на природу. Проте нові відкриття у фізиці наприкінці XIX — на початку XX ст. призвели до кризи у цій науці.

Прихильники нової філософської течії, виступаючи проти світогляду діалектичного матеріалізму, тлумачили найновіші дані фізики з погляду ідеалізму. Е. Мах, А. Пуанкаре та інші вчені сприймали новий стан у фізиці як загальний розгром принципів фізики XIX ст., як крах усього її фундаменту. Вони виступали проти наукового значення природознавства, проти природничо-історичного матеріалізму, поставили під сумнів справедливість законів збереження енергії, маси тощо. Характерними щодо цього є погляди фізико-хіміка В. Оствальда, який розглядав усі процеси природи як чистий рух без матеріального носія і стверджував, що їх можна пояснити за допомогою енергії, розуміючи її як єдину реальність. Проте поняття матерії є філософською категорією, яка визначає об'єктивну реальність, що існує незалежно від людської свідомості й відображається нею; її не можна підмінити мінливими фізичними уявленнями про будову і властивості матерії.

Заміна старих природничо-наукових уявлень про матерію пов'язана з відкриттям нових властивостей матерії, нових форм її руху.

Філософське обґрунтування матеріальності електрона мало велике значення для розуміння матеріальної природи світла. Питання про матеріальність електрона пов'язане з питанням про матеріальність електродинамічних процесів взагалі й процесів, що відбуваються в електромагнітному полі, нерозривно зв'язаному із зарядами. Про матеріальність світла свідчить також поставлений дослід П. М. Лебедева на встановлення тиску світла. Із цього дослідження випливало, що світловий потік має не тільки енергію, а й масу, становить нероздільну єдність матерії і руху.

Більшість природодослідників того часу стихійно обстоювали матеріалізм. Це переконання більшості природодослідників сприймалось як природничо-історичний матеріалізм.

Отже, історія фізики вказує на нерозривний зв'язок її з філософією. Проте фізичний ідеалізм із розвитком фізики ще не раз відновлювався. Наприклад, відкриття взаємоперетворення пари позитрон — електрон і фотонів інколи тлумачать як перетворення матерії в енергію, як зникнення матерії, як матеріалізацію квантів.

Ф. Енгельс установив об'єктивну діалектику форм руху. Він дав загальне визначення руху як змін взагалі. На основі аналізу і узагальнення нечисленних тоді розрізнених даних науки він дійшов висновку про різноманітність форм руху, їх якісне незведення до механічного руху. Подібно до того як колись марно намагалися звести всі форми руху до механічного, для наступного етапу розвитку фізики характерні спроби окремих учених створити єдину електромагнітну картину фізичних явищ. Проте, хоча старий механічний принцип зведення і здобув нову форму, зміст його залишається тим самим — заперечення якісної специфіки різних сфер природних явищ, прагнення звести багатоманітні якісно різні форми руху до однієї.

Створенню єдиної електромагнітної картини фізичних явищ сприяли нові відкриття, пов'язані з вивченням структури атома. Було зроблено спробу створити логічно строгу і експериментально обґрунтовану електродинамічну модель атома, згідно з якою випромінювання атомом електромагнітних хвиль розглядалось як результат орбітального руху електронів. Теоретичні розрахунки, зроблені на основі цих уявлень, суперечили спектроскопічним спостереженням, що мало фатальні наслідки для єдиної електромагнітної фізичної картини світу. Стала очевидною безпідставність неомеханічних спроб звести мікропроцеси до електромагнітного руху. Пізніше, коли за допомогою квантових уявлень було встановлено специфіку руху мікрооб'єктів та його закономірності, цю суперечність було розв'язано.

Другим важливим кроком у пізнанні мікросвіту було відкриття хвильових властивостей мікрооб'єктів, їхньої корпускулярно-хвильової природи, а також виявлення корпускулярних властивостей світла. До початку ХХ ст. вчені вважали, що речовина має корпускулярну природу, а поле — хвильову. Це було зумовлено тим, що найдрібніші частинки речовини — молекули, атоми, електрони, протони тощо — поводитись в усіх відомих на той час процесах тільки як корпускули, а поняття про поле пов'язувалося з хвильовими процесами, наприклад із поширенням світлових хвиль. Згодом було встановлено, що світло в одних явищах виявляє хвильові, а в інших — корпускулярні властивості і має суперечливу корпускулярно-хвильову природу. Виявлено також, що атомам, електронам, протонам та іншим мікрочастинкам властива і хвильова природа. Отже, експериментально доведено, що корпускулярно-хвильовий дуалізм властивий у цілому матерії, речовині та полю. Звідси зрозуміло, що повністю характеризувати рух мікрооб'єктів за допомогою траєкторії та орбіти не можна. Розвиток фізики показав, що рух мікрооб'єктів є специфічною

формою, яка не зводиться до електромагнітного, а тим більше до механічного руху. Квантова механіка, що почала швидко розвиватися, виявила закони цього руху і показала, що їх можна звести до законів класичної фізики.

Новий етап розвитку фізики, який характеризується посиленням розвитком фізики атомного ядра і елементарних частинок, засвідчив, що і квантова механіка має обмежену сферу застосування. Виявилось, що внутрішньоядерні процеси неможливо пояснити законами квантової механіки. Описуючи рух мікрооб'єктів, зокрема рух елементарних частинок, квантова механіка не відображає їхні внутрішні зв'язки і структуру. Таким чином, проникнувши всередину атомного ядра, фізики відкрили нову форму руху матерії, яку не можна було звести не тільки до механічної, теплової чи електромагнітної, а й до квантово-механічної. Отже, механістичний принцип зведення в його класичному формулюванні (твердження про його можливість звести вищі форми руху, враховуючи і біологічні процеси, до механічного руху) нині відкинуто наукою. Розвиток сучасної фізики крім якісної різноманітності видів матерії виявив також якісну різноманітність форм руху. Цей факт переконливо підтверджує положення про невичерпність матерії, яка пов'язана з нескінченністю властивостей, зв'язків, взаємодій, структури углиб будь-якого скінченного матеріального об'єкта.

Основним завданням наукової філософії є встановлення найзагальніших законів розвитку природи, суспільства і людського мислення. Узагальнюючи нові досягнення фізики, матеріалістична філософія постійно збагачується новими положеннями, виробляє нові поняття, відкриває нові можливості для ще глибшого проникнення в таємниці світу, сприяє виникненню і розвитку природничих наук. Діалектичний матеріалізм виріс на дослідному фундаменті досягнень природознавства, тому в своєму розвитку він узагальнює найновіші дані сучасного природознавства і фізики зокрема. Сучасна фізика досягла такого розвитку, коли не можна користуватися раніше виробленими методами і засобами. Нинішній етап її розвитку характеризується підвищенням ролі методологічних досліджень. Тому в зв'язку з вивченням дедалі складніших процесів і явищ неживої і живої матерії стає важче здійснювати філософські узагальнення. У цих умовах спілкування фізиків і філософів набуває важливого значення, яке має зміцнюватись і розширюватись.

4. Історичний огляд розвитку фізики

Роль виробництва щодо природничих наук в їх історичному розвитку полягає у тому, що природничо-наукові знання виникли й розвиваються внаслідок потреб матеріально-виробничої суспільної діяльності й на її основі.

Систематичне вивчення природи, яке привело до виникнення природничих наук, почалося з другої половини XV ст. Бурхливе зростання пізнання значно прискорило процес формування природничих наук, виділення специфічного предмета окремих природничих наук і формування їхніх спеціальних методів.

Цей період історичного процесу систематичного вивчення природи закінчується в галузі неорганічної природи створенням у XVI—XVII ст. основ механіки. Тоді механіка — небесна і земна — посідала чільне місце в розвитку природознавства і сформувалась разом із математикою історично раніше від інших природничих наук. Це було зумовлено характером розвитку виробництва; він є головним, але не єдиним фактором, що зумовлює цей історичний процес.

Різні природничі науки вивчають якісно відмінні форми матеріального руху. Вивчення природи мало ґрунтуватися на поясненні найпростіших форм руху до більш складних, бо вища форма руху певною мірою пов'язана з нижчими найпростішими формами руху. І справді, ми бачимо, що в історичному розвитку природознавства передусім розробляється теорія простого переміщення, механіка небесних тіл і земних мас, за нею — теорія молекулярного руху, потім наука про рух атомів, хімія. Лише після того, як ці різні галузі пізнання форм руху, що панують у неживій природі, досягли високого ступеня розвитку, можна було взятися за пояснення явищ руху, що становлять процес життя. Пояснення цих явищ удосконалювалося тією мірою, якою розвивалися механіка, фізика і хімія.

Щоб вирішити завдання, поставлені розвитком виробництва, наука мала стати на шлях самостійного розвитку і систематичного експериментального дослідження природи. Початком такого дослідження природи стала геліоцентрична система польського вченого М. Коперника, яка прийшла на зміну космогонічній системі К. Птолемея. Д. Бруно і Г. Галілей дали глибоке науково-теоретичне і філософське обґрунтування системи Коперника. Розвиваючи геліоцентризм М. Коперника, Й. Кеплер відкрив основні закони руху планет навколо Сонця. Крім того, Г. Галілей виявив внутрішню суперечливість динаміки Арістотеля і розробив деякі її основні наукові принципи. Водночас дослідження Г. Галілея в галузі динаміки і астрономії поклали початок упровадженню дослідного, експериментального методу в природознавстві.

Систематизуючи й узагальнюючи результати, добуті Г. Галілеєм, Й. Кеплером та іншими своїми попередниками, І. Ньютон сформулював основні закони механічного руху, що об'єднали механіку небесних тіл із механікою Землі, і завершив створення фундаменту механіки як науки.

Ці основні моменти характеризують виникнення механіки як науки і її зв'язок із матеріально-виробничою діяльністю. Це перший важливий етап історичного процесу диференціації природничо-нау-

кових знань, виділення кожної окремої науки з її особливим предметом і методом.

Продуктивні сили капіталізму розвивалися в умовах промислового піднесення, переходу до машинного виробництва. Різко збільшується значення засобів праці як фактора росту продуктивних сил. Винахід парової машини та застосування її на практиці спричинили революцію у виробництві й сприяли виникненню такого розділу фізики, як термодинаміка, відкриттю закону збереження і перетворення енергії. Це відкриття висунуло в 40-х роках XIX ст. на перший план об'єктивну діалектику природи і відіграло вирішальну роль у природничо-науковому обґрунтуванні діалектико-матеріалістичних поглядів. Закон збереження енергії, а також відкриття клітини та теорія походження видів Дарвіна були найважливішими відкриттями в той час.

Фізика першої половини XIX ст. досягла найбільших успіхів у вивченні теплових, електричних і магнітних явищ. Винайдення парової машини і відкриття електромагнетизму викликали великий інтерес до цих явищ і створили матеріально-технічні передумови для найважливіших відкриттів. Технічний прогрес і спричинені ним науково-експериментальні дослідження в галузі теплоти і електромагнетизму змусили фізиків відмовитися від таких «невагомих» субстанцій, як теплець, флогістон тощо.

Численні й ретельно поставлені експериментальні дослідження свідчили про взаємоперетворення теплоти і механічної роботи, виявили кількісне збереження їх і сталисть відношень цих перетворень. Таким чином доводилося, що теплові явища не можуть розглядатись як властивості особливої «невагомої» речовини — *теплецю*, а мають бути пояснені, виходячи із законів специфічного руху молекул. Значним досягненням у розвитку фізики було відкриття першого й другого принципів термодинаміки.

На початку XIX ст. було встановлено, що електричний струм зумовлює магнітні явища. Тому вже не можна було розглядати електричні й магнітні сили як первинні властивості двох різнорідних «невагомих» субстанцій. В електро- і термохімічних явищах також було зроблено важливі відкриття, які істотно підірвали основи метафізичних поглядів і підготували визнання взаємозв'язку й зумовленості різних природних явищ. Ці відкриття мали вирішальне значення для розпаду метафізичної концепції «невагомих» субстанцій і були передумовою розвитку діалектико-матеріалістичних поглядів.

Діалектика, яка стихійно проникла в природознавство, так само як і матеріалізм, спиралась на атомістику на всіх етапах її розвитку. Протягом багатьох століть атомістика залишалась натурфілософським припущенням. Проте вже в XVIII ст. М. В. Ломоносов підніс атомістику до рівня природничо-наукової гіпотези. Якщо в XVII—XVIII ст.

було вивчено та сформульовано загальні закони лише однієї форми руху — механічної, то вже на початку XIX ст. було встановлено чимало специфічних закономірностей інших форм фізичного руху (теплого і електромагнітного). Було виявлено зв'язки взаємного переходу цих форм руху. Поряд зі специфічними закономірностями окремих явищ експериментально обґрунтовано загальний і основний закон фізики — закон збереження і перетворення енергії, який разом із раніше обґрунтованим законом збереження маси дав змогу зрозуміти загальні закономірності різних явищ природи та зв'язки, взаємопереходи, що існують між ними.

Фізика в XIX ст. перетворилась із емпіричної в теоретичну науку і створила передумови, необхідні для повного подолання метафізичної, механістичної обмеженості, а також сприяла створенню діалектико-матеріалістичних поглядів на природу. Стало можливим повне подолання механічної однобічності XVIII ст., проте й саме природознавство завдяки виявленню існуючих у самій природі зв'язків між різними галузями дослідження (механікою, фізикою, хімією, біологією тощо) перетворилося з емпіричної науки в теоретичну, стаючи при узагальненні здобутих результатів системою матеріалістичного пізнання природи. Нові відкриття у фізиці були підтвердженням матеріалізму і відображали об'єктивну діалектику, властиву явищам природи.

Матеріально-виробнича діяльність і природничі науки розвиваються в постійній взаємодії. В ході історичного процесу цієї взаємодії вони просувають одна одну вперед. Унаслідок потреб матеріально-виробничої діяльності на її основі розвивається пізнання природи, а пізнання природи, в свою чергу, відкриває шляхи розвитку і вдосконалення матеріально-виробничої діяльності. Розвиток техніки і зростання значення фізики для промисловості сприяли озброєнню її досконалими методами експериментального дослідження речовин і поля. На початку XX ст. фізика піднялася до сучасного рівня експериментальних і теоретичних досліджень і відкриттів, які ведуть до нового стрімкого вдосконалення і перетворення техніки. Розвиток фізики характеризується поступовим відходом від описових методів дослідження до дедалі більшого використання точних математичних методів. Математизація фізики стала помітною наприкінці XIX — на початку XX ст. Цей процес особливо характерний для сучасної фізики. У XX ст. роль математики надзвичайно зростає, вона все більше проникає не тільки в природничі науки, а і в політику, економію, соціологію, філологію. В цей час були зроблені відкриття, які спричинили глибокі перетворення у фізиці. Було відкрито явище радіоактивності, встановлено, що ядра складних атомів хімічних елементів (уран і радій) у процесі радіоактивного випромінювання самочинно розпадаються, перетворюючись в інші елементи, і виділяють при цьому велику кількість енергії. Нове відкриття виявило

глибокий внутрішній зв'язок і можливість взаємоперетворення атомів. Виділення енергії при радіоактивному розпаді свідчило про нові внутрішньоядерні процеси.

У відомих раніше фізичних і хімічних явищах атоми виступали як безструктурні, неподільні частинки. Нові відкриття показали, що атоми мають складну внутрішню структуру. Було встановлено, що до складу всіх атомів входять електрони й позитивно заряджені електричні частинки. Таким чином було доведено безпідставність метафізичних уявлень про неподільність, безструктурність атома і усунуто з науки метафізичне протиставлення речовини електромагнітним явищам.

Нові, надзвичайно важливі результати дістали при дослідженні електромагнітного випромінювання. Було доведено, що випромінювання характеризується і хвильовими, і корпускулярними властивостями. Ці відкриття по-новому поставили питання про перервність і неперервність, про їхній взаємозв'язок, глибше й повніше розкрили об'єктивну діалектику природи. Проте класична фізика неспроможна була пояснити нові відкриття. Це призвело до кризи у фізиці, яка пов'язана з переглядом старих законів і основних принципів, із відкиданням об'єктивної реальності поза свідомістю, тобто заміною матеріалізму ідеалізмом і агностицизмом. З неї можна було вийти не пристосуванням старих теорій до нових відкриттів, а створенням якісно нових фізичних теорій. Це привело до виникнення і розвитку теорії відносності, квантової механіки і релятивістської квантової механіки. Революція у фізиці на межі XIX і XX ст. сприяла розвитку фізики великих швидкостей і фізики мікросвіту. Проте розвиток нової фізики не відкидає класичної, а зберігає все позитивне, що було в ній. Без цього не було б наступності, неперервності в розвитку. Водночас для поступального розвитку характерна перервність, бо тут є заперечення старого, перехід від старого до нового, виникнення якісно нового.

Квантова фізика ґрунтується на нових уявленнях, поняттях і математичних моделях. Сферою застосування її спочатку був мікросвіт, ядро атома і його оболонки. Вона вивчала випромінювання й поглинання атомом. Проте згодом виявлено чимало явищ, які можна було зрозуміти лише за допомогою квантових уявлень: це надтекучість гелію і надпровідність різних речовин, теорія металів і теорія напівпровідників. Квантова теорія дала змогу останнім часом створити нову галузь техніки — квантову електроніку. Квантові генератори — визначне досягнення експериментальної фізики — є практичним результатом теоретичних досліджень.

Пошуки фундаментальної взаємодії проводяться у фізиці паралельно з пошуками фундаментальних елементарних частинок. Нині виявлено багато мікрочастинок, які потребують глибокого аналізу і вивчення.

Характерною рисою сучасної експериментальної фізики є зростання складності фізичного експерименту, яке потребує також значних економічних витрат: атомні реактори, використання ядерної енергії, запуск штучних супутників Землі, космічних ракет до інших планет — усе це стало можливим завдяки швидкому розвитку точних наук і насамперед фізики. Розвитку ж фізики, особливо її нових розділів (ядра, елементарних частинок тощо), сприяє ефективний розвиток виробництва.

5. Внесок у розвиток фізики українських учених

У середні віки в університетах та академіях Європи можна було зустріти не тільки студентів-українців, а й викладачів — вихідців з України. Видатною постаттю XV ст. був уродженець м. Дрогобича Ю. Котермак — філософ, астроном, медик, що став ректором Болонського університету. В 1483 р. він видав книгу «Прогностична оцінка поточного 1483 р. майстра Ю. Дрогобича з Русі, доктора мистецтва і медицини Болонського університету». Це перша відома нам праця українського природодослідника.

Наприкінці XVI — на початку XVII ст. в Україні виникають перші наукові осередки, зокрема Острозька школа та Києво-Могилянська академія.

У 1576 р. в Острозі під патронатом князя К. Острозького було створено Острозьку школу (греко-слов'янсько-латинську колегію). Вона мала велике значення для поширення освіти серед населення, об'єднувала кращі наукові сили того часу. Перевага віддавалася таким гуманітарним наукам, як історія, філософія, богослов'я. Саме тут здійснене перше в Україні повне друковане видання Біблії. Колегія припинила своє існування 1636 р.

У Києві 1632 р. митрополит П. Могила організував навчальний заклад — Києво-Могилянську колегію, яка готувала фахівців не лише гуманітарних, а й природничих наук. Колегія не поступалася рівнем філософських та натурфілософських наук тогочасним університетам Європи. Після Переяславського договору вона стала головним культурно-освітнім центром Росії. Російський цар Петро I під час своєї реформаторської діяльності значною мірою опирався на випускників цієї колегії, зі стін якої вийшло багато його сподвижників, зокрема основоположник російської натурфілософії (природничих наук) Ф. Прокопович. У 1701 р. колегії було надано статусу академії, яка почала називатися Київською академією. У ній 1734 р. навчався М. В. Ломоносов, видатний російський природодослідник, фундатор Московського університету. В 1817 р. академію було закрито.

У 1661 р. засновано Львівський університет, у складі якого були філософський, юридичний, медичний і теологічний факультети.

У 1727 р. створюється Харківський колегіум, в якому на високому рівні викладалися природничі науки. У 1805 р. було відкрито Харківський університет — третій в Російській імперії після Московського і Казанського, 1834 р. — Київський університет із двома відділеннями — історико-філологічним і фізико-математичним, а 1865 р. — Одеський (Новоросійський) університет.

Відкриття університетів стимулювало створення наукових товариств. Царизм не визнавав української нації і категорично забороняв українську мову, книгодрукування, театр і взагалі будь-які прояви українського національного життя. За цих умов центр українського руху за національне відродження перемістився в ту частину України, яка перебувала у складі Австро-Угорщини, де ставлення до всього українського було більш поблажливим.

У 1892 р. внаслідок реорганізації Літературного товариства ім. Т. Г. Шевченка у Львові створено Наукове товариство імені Шевченка (НТШ). При товаристві з самого початку працювала математично-природничо-лікарська секція. Товариство, по суті, було українською Академією, яка функціонувала не стільки як наукова установа, скільки як осередок, що об'єднував учених, які працювали в різних наукових закладах різних країн. Дійсними членами товариства були А. Ейнштейн, М. Планк та інші вчені. НТШ було закрито радянською владою, встановлено в Західній Україні 1939 р. У 1990 р. товариство, філіали якого функціонували за кордоном, поновило свою діяльність у Львові.

Серед перших дійсних членів НТШ були також українські фізики І. П. Пулюй та М. Д. Пильчиков.

І. П. Пулюй (1845—1918) — професор Віденського університету, професор і ректор Празького політехнічного інституту. Його праці з молекулярної фізики, вакуумної техніки, природи катодних променів і процесів у газорозрядних трубках принесли йому світову славу. Завдяки винайденій ним газорозрядній трубці, що була досконалішою від «трубки Крукса», його ім'я було відоме в усіх наукових лабораторіях Європи, де цю трубку назвали «трубкою Пулюя». Як стверджують його сучасники, І. П. Пулюй раніше від В. Рентгена спостерігав X-промені. Проте він не належно оцінив своє відкриття і опублікував свої результати вже після В. Рентгена.

І. П. Пулюй був не лише фізиком світового значення, а й вдумливим філософом, активним громадянином та щирим патріотом. Розуміючи фундаментальне значення мови в житті нації, він став одним з ініціаторів запровадження народної мови в релігійну літературу: підготував і видав за свої кошти 1871 р. перший молитовник українською мовою, разом із письменниками П. О. Кулішем та І. С. Нечуй-Левицьким уперше повністю переклав Біблію українською мовою, виступав у пресі проти її переслідувань царським урядом, доклав багато зусиль (на жаль, безуспішних) для створення у Львові українського університету.

М. Д. Пильчиков (1857—1908) народився у Полтаві. У 1880 р. закінчив Харківський університет, де працював до 1894 р. (з 1889 р. — професор), у 1894—1902 рр. — професор Новоросійського університету, з 1902 р. — Харківського технологічного інституту. Його наукові праці присвячені оптиці, земному магнетизму, електро- та радіотехніці, радіокеруванню, рентгенівським променям, радіоактивності та іншим актуальним на той час питанням. *М. Д. Пильчиков* був одним із співзасновників НТШ. Усе недовге життя вчений віддав боротьбі за піднесення рідної науки, за утвердження в ній новаторства, за виборювання нею високого світового авторитету.

Осередками фізичних досліджень в Україні до революції були університети та політехнічні інститути.

Одним із перших фізиків Харківського університету був *Т. Ф. Осиповський*, який досліджував природу світла. Його учень *М. В. Остроградський* зробив вагомий внесок у розвиток теоретичної механіки та електродинаміки.

Чималий здобуток у розвиток фізики в Україні зробив професор Київського університету *М. П. Авенаріус* (1835—1895), засновник першої вітчизняної фізичної школи. У 1865—1890 рр. він завідував кафедрою фізики, започаткував тут наукову роботу, створивши першу в Україні науково-дослідну лабораторію експериментальної фізики, вміло поєднував викладацьку діяльність з науковою. Лекціям *М. П. Авенаріуса* були притаманні високий науковий рівень і виняткова ясність. У 1875 р. він уперше в університеті запровадив лабораторний практикум із фізики і найбільш здібних студентів залучав до дослідницької діяльності. Наукові праці *М. П. Авенаріуса* присвячені вивченню термоелектричних явищ і молекулярної фізики, зокрема критичного стану речовини. Він перший засвідчив, що в критичній точці прихована теплота випаровування дорівнює нулю, запропонував новий метод визначення критичної температури для деяких рідин. Протягом 1875—1889 рр. *М. П. Авенаріус* разом зі своїми учнями провів дослідження з цієї проблеми, одержавши чимало критичних даних для багатьох речовин, які ввійшли в основний фонд фізичних величин і надовго залишилися незмінними.

Уперше 1885 р. критичну температуру води визначив учень *М. П. Авенаріуса* *О. І. Надеждін*, розробивши для цього новий метод, відомий у науці як метод *Надеждіна*. Лише через кілька років ці вимірювання повторили французькі дослідники *Л. Кольєте* і *Колардо*. *О. І. Надеждін* також установив зв'язок між точкою кипіння і критичною температурою рідини.

Після *М. П. Авенаріуса* кафедрою фізики протягом 1890—1903 рр. завідував *М. М. Шиллер* (1848—1910) — фізик-теоретик, який із 1876 р. очолював першу в Україні кафедру теоретичної фізики. Він викладав курси математичної фізики, теорії потенціалу, теорії пружності, гідродинаміки, електродинаміки, теорії світла, механічної теп-

лоти та ін. Його наукові дослідження стосувалися теоретичної механіки, термодинаміки, математичної фізики, електродинаміки, оптики, молекулярної фізики та інших галузей. У 1874 р. М. М. Шиллер розробив метод визначення діелектричної проникності у змінних полях і перевіряв справедливість максвеллівського співвідношення $\epsilon = n^2$, у 1874—1875 рр. здійснив чимало експериментів, які побічно підтверджували реальність гіпотези Дж. Максвелла про існування струмів зміщення, дослідив вплив середовища на електромагнітні коливання. М. М. Шиллер один із перших фізиків Росії застосував (1879 р.) закони термодинаміки до вивчення стану пружного тіла. У 1890 р. він став ініціатором створення при університеті Фізико-математичного товариства, яке очолював протягом 14 років. Після його переїзду до Харкова фізичною лабораторією завідував *Й. Й. Косоногов* (1866—1922), фізичним кабінетом — *Г. Г. Де-Метц* (1861—1947). Вихованець Київського університету *Й. Й. Косоногов* працював спочатку під керівництвом М. П. Авенаріуса, а потім — М. М. Шиллера. Більшість його праць присвячена дослідженням електричних явищ, решта — оптики, фізичної географії, метеорології та методики викладання фізики.

До революції наукова робота проводилася також в інших вищих навчальних закладах України, зокрема в Київському політехнічному інституті (заснований 1898 р.), Харківському політехнічному інституті (заснований 1885 р.), Катеринославському вищому гірничому училищі (засноване 1899 р., нині Дніпропетровська національна гірничо-академія) та у Львівському політехнічному інституті (створений 1844 р.).

Із часу створення Київського політехнічного інституту в ньому викладав *Г. Г. Де-Метц*, який завідував кафедрою фізики, лабораторією і фізичним кабінетом, який при ньому був одним із кращих у вищій школі. Наукові праці *Г. Г. Де-Метца* стосувалися оптики, радіоактивності та методики викладання фізики. Він дослідив явище подвійного променезаломлення в багатьох рідинах, ефект Керра. *Г. Г. Де-Метц* — вихованець Одеського університету, закінчив фізико-математичний факультет і був залишений на кафедрі для підготовки до професорського звання. З 1891 р. він працював у Києві.

О. Г. Гольдман (1884—1971) 1908 р. закінчив Лейпцизький університет, а 1909 р. — Київський, де працював. У 1914—1918 рр. працював у Петрограді в Головній палаті мір і ваг та Політехнічному інституті. З 1918 р. викладав у Київському політехнічному інституті (з 1921 р. — професор), із 1923 р. він був керівником Київської науково-дослідної кафедри фізики, на базі якої 1929 р. створено Інститут фізики АН УРСР, очолюваний ним у 1929—1938 рр. У 1929 р. *О. Г. Гольдмана* обрано дійсним членом АН УРСР. Упродовж 1938—1959 рр. він викладав у різних вищих навчальних закладах країни, а з 1959 р. працював завідувачем відділу Інституту фізики АН УРСР.

Основні наукові праці його стосуються фізики діелектриків і напівпровідників та електролюмінесценції.

У 1871 р. доцентом кафедри фізики Одеського університету призначено *М. О. Умова* (1846—1915), а 1875 р. — професором. Тут він працював 22 роки. У працях 1873—1874 рр., а особливо у докторській дисертації «Рівняння руху енергії в тілах», *М. О. Умов* запровадив поняття про густину енергії та швидкості її руху, про потік енергії, подав диференціальні рівняння руху енергії в пружному твердому тілі й рідині, сформулював теорему, що пов'язує потік механічної енергії через площадку, тиску якого вона зазнає, і швидкість її руху (теорема *Умова*). Він перший застосував закон збереження енергії до вивчення хвильових процесів, показав, що поширення хвиль пов'язане з перенесенням енергії, і подав його нове формулювання. Своїми піонерськими дослідженнями про локалізацію і рух енергії *М. О. Умов* істотно збагатив наші уявлення про енергію, а його формулювання закону збереження енергії за допомогою поняття потоку енергії виявилось дуже плідним і широко застосовується в сучасній фізиці.

Теоретичні дослідження *М. О. Умова*, виконані в університеті, стосувалися також теорії коливань, термодинаміки, термопружності, земного магнетизму і електродинаміки. Він запровадив поняття теплових напружень, розв'язав задачу про розподіл електричних струмів на поверхні будь-якого виду (до цього задача розв'язувалася лише для окремих випадків), пояснив фізичний зміст багатьох складних формул Гауса з теорії земного магнетизму, що дало змогу визначити вікові зміни земного магнетизму. Крім теоретичних *М. О. Умов* виконав чимало експериментальних робіт, зокрема дослідив дифузю водних розчинів, явищ поляризації світла в каламутних середовищах. Цикл його праць присвячений також обґрунтуванню взаємодій на основі концепції близькодії. Для теоретичних розвідок *М. О. Умова* характерне філософське тлумачення проблеми, він був не тільки фізиком, а й філософом-матеріалістом.

У 1918—1922 рр. професором Одеського політехнічного інституту був *Л. І. Мандельштам*, який підготував праці з оптики, радіофізики, теорії нелінійних коливань. Новоросійський університет в Одесі 1896 р. закінчив *Л. В. Писаржевський*, який заклав основи електронної теорії гетерогенного каталізу.

Помітна наукова діяльність у Львівському університеті пов'язана з іменами *М. Смолуховського* (1872—1917), *С. Лорія* (1883—1958), *Л. Інфельда* (1898—1968), *В. Рубіновича* (1889—1974) і *В. С. Міліянчука* (1905—1958). Відомий польський фізик *М. Смолуховський* працював тут протягом 1898—1913 рр. Саме в цей час він написав свої класичні праці зі статистичної фізики. Його дослідження з броунівського руху та з питань межі застосування другого принципу термодинаміки обґрунтовували і розвивали ідеї *Л. Больцмана*. Виходячи з кінетичного закону розподілу енергії, *М. Смолуховський* створив у

1905—1906 рр. (незалежно від А. Ейнштейна) теорію броунівського руху, яка довела справедливості кінетичної теорії теплоти та її висновків і сприяла остаточному утвердженню її. Він установив закони флуктуацій рівноважних станів у молекулярних системах, які використав для обґрунтування обмеженості трактування Р. Клаузіусом другого принципу термодинаміки. В 1908 р. на основі теорії флуктуацій побудував теорію критичної опалесценції. Теоретично обґрунтував (1898 р.) явище температурного стрибка на межі «газ — тверде тіло», відкритого експериментально в 70-х роках XIX ст., що було досить сильним аргументом на користь молекулярної кінетики.

У 1918 р. професором кафедри теоретичної фізики став С. Лорія, з 1928 р. він очолив кафедру експериментальної фізики і Фізичний інститут. Його експериментальні праці стосувалися дисперсії світла, флюоресценції, магнетооптики, теплового випромінювання, радіоактивності, дифракції електронів.

У 1930—1936 рр. в університеті працював Л. Інфельд, який уперше розпочав тут читання курсу загальної теорії відносності. З 1933 р. на кафедрі теоретичної фізики працював В. С. Міліянчук. Він розпочав дослідження з теорії атомних спектрів і став відомим спеціалістом у галузі атомної спектроскопії.

Із 1937 р. кафедрою теоретичної фізики керував В. Рубінович, який до цього (з 1922 р.) був професором Львівського політехнічного інституту. За роки роботи у Львові він провів багато теоретичних досліджень із квантової теорії, теорії дифракції, атомної спектроскопії, зокрема побудував теорію мультипольного випромінювання, встановив правила відбору для квадрупольного випромінювання.

Стислий аналіз розвитку фізики в Україні у XIX — на початку XX ст. засвідчує, що вчені, про яких ішлося, виявили велику ерудицію, володіння математичним апаратом, технікою експерименту і зробили певний внесок у розвиток вітчизняної фізики. Дослідження М. П. Авенаріуса, М. О. Умова, Ф. Н. Шведова і М. Д. Пильчикова принесли їм загальне визнання. Проведена навчальна й наукова робота з фізики була підґрунтям для її подальшого розвитку.

Чимало виходців з України стали відомими фізиками за її межами.

Дж. Гамов (1904—1968) народився в Одесі. У 1928—1931 рр. він працював у таких відомих наукових центрах, як Геттінген, Копенгаген і Кембридж. Всесвітнє визнання Дж. Гамов уперше отримав 1928 р., коли на підставі нової тоді квантової механіки вивів теорію проникнення ядерного бар'єра α -частинками. У 1934 р. він став професором фізики в університеті ім. Дж. Вашингтона у США. До численних наукових досягнень Дж. Гамова в Америці належать його широковідома космологічна теорія «гарячого первинного вибуху» та його загальноприйняте положення про генетичний код ДНК. Дж. Гамов відомий також як популяризатор фізики. Його книжка «Містер Томсон у країні чудес» з'явилася в перекладах у багатьох країнах.

Дж. Кістяківський (1900—1982) народився в Києві. Ступінь доктора з фізико-хімії здобув у Берлінському університеті 1925 р. Його праці з молекулярної кінетики, спектроскопії та фізики ударних хвиль принесли йому світову славу і сім почесних докторських ступенів, а за проектування в Лос-Аламосі вибухового пристрою для критичної маси першої ядерної бомби він отримав грамоту визнання від президента США Г. Трумена. У 1959—1961 рр. Дж. Кістяківський був офіційним науковим радником президента США Д. Ейзенхауера. Він сприяв створенню у Гарвардському університеті Українського наукового інституту.

Б. Раєвський (1893—1974) народився у Чигирині на Черкащині. Ступінь доктора з біофізики отримав у Франкфуртському університеті. Він працював професором біофізики у цьому університеті й директором (1937—1966) Інституту біофізики ім. Макса Планка у Франкфурті-на-Майні. У повоєнні роки Б. Раєвський був ректором Франкфуртського університету й активно сприяв його академічному оновленню. Як фізик-дослідник він зробив вагомий внесок у дослідження біологічних наслідків опромінення та встановлення радіаційних стандартів охорони здоров'я. Біофізичний інститут у Саарбрюккені названо його ім'ям.

О. Смакула (1900—1983) народився у Галичині, здобув науковий ступінь доктора з оптики (1927 р.) у Геттінгенському університеті в Німеччині. З 1934 по 1945 р. О. Смакула був директором дослідної лабораторії у відомій німецькій фірмі Карла Цейса в Ієні. Там зробив винахід (і запатентував його), що нанесення відповідного тонкого шару на лінзу набагато підвищує її провітління. Нині лінзи всіх фотоапаратів, телескопів тощо мають «шар Смакули». Після війни американська розвідка перевезла О. Смакулу як німецького вченого до США. У 1951 р. він став професором фізики у Масачусетському технологічному інституті, де 1964 р. заснував і очолив Лабораторію фізики кристалів. Його численні праці стосувалися центрів забарвлення у кристалах, оптичних і діелектричних властивостей твердих тіл та взаємодії радіації з ґраткою кристалів. О. Смакула — лауреат академічних премій та відзнак і почесний член Товариства українських інженерів Америки. В 1938 р. його було обрано дійсним членом НТШ у Львові.

С. П. Тимошенко (1878—1972) народився на Сумщині, 1901 р. закінчив Петербурзький інститут інженерів шляхів. Упродовж 1907—1911 та 1917—1920 рр. був професором Київського політехнічного інституту. В листопаді 1918 р. він став співзасновником Української академії наук у Києві, а з 1919 р. — директором Інституту технічної механіки. У 1920 р. емігрував у Югославію, а 1922 р. — до Америки, де був професором Мічиганського (1927—1936) та Стенфордського (1936—1943) університетів. Завдяки його фундаментальним працям із теорії пружності та коливань і стійкості пружних систем

С. П. Тимошенко вважається основоположником теорії опору матеріалів. Із його універсальних підручників, перекладених різними мовами, цілі генерації студентів і фахівців вивчали механіку пружних систем. С. П. Тимошенко — лауреат шести почесних докторатів університетів і політехнікумів та багатьох академічних, індустріальних, державних премій і відзнак. Його було обрано членом Академії наук США, Франції, Італії та Польщі. Він також був іноземним членом АН СРСР та членом Лондонського Королівського (наукового) товариства. С. П. Тимошенко був членом Української академії наук (із 1918 р.), членом НТШ (із 1923 р.) та Української вільної академії наук (із 1947 р.). У 1953 р. його обрано почесним членом Товариства українських інженерів Америки.

Назвемо ще відомих вчених українського походження, які працювали і нині працюють у галузі фізичної науки: Г. Шарпак — лауреат Нобелівської премії (1992 р.), Т. Костюк відкрив явище природного лазера CO_2 в атмосфері Марса, Б. Грабовський уперше в світі сконструював апарат — прообраз телевізора (1923 р.), М. Леонтович є творцем теорії плазми, І. Вітковський, Н. Голоняк, М. Каша, Л. Романків, Р. Яцків.

У цьому короткому огляді немає можливості проаналізувати досягнення фізичних інститутів НАН України та навчальних закладів, учені яких зробили помітний внесок у розвиток фізики твердого тіла, ядерних досліджень, теоретичної фізики, фізики плазми, металофізики і матеріалознавства, радіаційного матеріалознавства, фізики рідин, фізики полімерів, біофізики, фізики низьких температур, радіофізики та емісійної електроніки, оптичної квантової електроніки, нелінійної оптики тощо.

Українськими вченими, які плідно працювали на науковій ниві і брали участь в організації наукових досліджень за радянських часів й працюють у роки незалежності України, є такі фізики: О. І. Ахієзер, В. Г. Бар'яхтар, М. У. Білий, М. М. Боголюбов, М. С. Бродін, А. К. Вальтер, Б. І. Веркін, О. Г. Гольдман, І. С. Горбань, О. З. Голик, В. Н. Гріднев, О. С. Давидов, О. З. Жмудський, І. І. Залюбовський, Й. Й. Косоногов, В. Є. Лашкар'єв, М. П. Лисиця, І. М. Ліфшиць, М. Г. Находкін, О. С. Парасюк, М. В. Пасічник, С. І. Пекар, А. М. Прихотько, К. Б. Толпиго, О. А. Шишловський, І. Р. Юхновський.

Кінематика. Одиниці фізичних величин. Динаміка матеріальної точки: закони Ньютона, принцип відносності Галілея, детермінізм Лапласа тощо. Закон всесвітнього тяжіння. Сила Коріоліса. Поступальний і обертальний рухи твердого тіла. Механічні коливання та хвилі, явище Доплера. Основи механіки суцільного середовища: рівняння гідростатики, гідродинаміка ідеальної та в'язкої рідини. Елементи теорії пружності.

Розділ 1 КІНЕМАТИКА

1.1. Механіка. Система відліку. Матеріальна точка

Механіка — це наука про найпростішу форму руху тіл (механічний рух, або переміщення). Рух у широкому філософському розумінні — це зміна взагалі, будь-яка зміна чи процес: фізичний, хімічний, біологічний тощо.

Під механічним рухом розуміють зміну положення тіла з часом відносно іншого тіла або системи тіл, що умовно вважають нерухомими. Таку систему тіл разом із годинником називають *системою відліку*. Годинником може бути будь-який періодичний процес: коливання маятника, обертання Землі, електромагнітні коливання тощо.

Для строгого математичного описання руху з системою відліку пов'язують систему координат, наприклад декартову. Між системою відліку й *системою координат* є істотна відмінність. Систему відліку утворюють реальні тіла, а система координат є математичною абстракцією. Для того щоб описати рух, умовимось, відносно якого іншого тіла (або групи нерухомих один щодо одного тіл) відраховуватиметься переміщення певного тіла. Обране для цього тіло (або група тіл) утворює разом із годинником систему відліку.

Координати тіла визначають його положення у просторі. Оскільки тіло рухається як у просторі, так і в часі, для описання руху потрібно також відлічувати час.

Маючи координатну систему, що пов'язана з обраним тілом відліку та годинником, можна приступати до описання руху тіла.

Тіло, деформаціями якого в умовах розв'язування задачі можна знехтувати, називають *абсолютно твердим*.

Тіло, розмірами якого в умовах певної задачі можна знехтувати, називають *матеріальною точкою*.

Можна певне конкретне тіло вважати матеріальною точкою чи ні — це залежить не від розмірів самого тіла, а від умови задачі. Те саме тіло в одних умовах можна вважати матеріальною точкою, а в інших його треба розглядати як таке, що має протяжність.

Будь-який рух твердого тіла можна розкласти на два головних види — поступальний і обертальний.

Поступальний рух — це такий рух, при якому будь-яка пряма, проведена в тілі, що рухається, залишається паралельною сама собі.

При *обертальному русі* всі точки тіла рухаються по колах, центри яких лежать на одній прямій, що її називають *віссю обертання*. Вісь обертання може бути поза тілом. Далі під рухом розумітимемо механічний рух, а під тілом — матеріальну точку. Лінію, що її описує під час руху матеріальна точка, називають *траєкторією*. За формою траєкторії рухи поділяють на прямолінійні й криволінійні. Відстань, яку відраховано вздовж траєкторії, називають пройденим *шляхом*.

Механіку поділяють на три розділи: кінематику, статику і динаміку. *Кінематика* вивчає рух тіл без урахування причин, що зумовлюють цей рух. *Статика* розглядає умови рівноваги тіл. *Динаміка* вивчає рух тіл у зв'язку з тими причинами (взаємодією між тілами), які породжують той чи інший характер руху. Оскільки рівновага — окремий випадок руху, закони статички впливають із законів динаміки.

1.2. Швидкість

Положення матеріальної точки у просторі можна задати за допомогою радіуса-вектора \vec{r} . Зафіксуємо певний момент часу t . Йому відповідає значення \vec{r}_1 радіуса-вектора (рис. 1.1). Протягом наступного (після моменту t) невеликого проміжку часу Δt (називатимемо його елементарним) точка проходить елементарний шлях і дістає елементарне переміщення $\Delta\vec{r}$, яке збігається з приростом радіуса-вектора за час Δt .

Відношення

$$\Delta\vec{r} / \Delta t \tag{1.1}$$

є векторною величиною, що залежить від проміжку часу Δt . При досить малих значеннях Δt вектор (1.1) практично припиняє зміню-

ватись як за числовим значенням, так і за напрямом. Отже, при $\Delta t \rightarrow 0$ відношення (1.1) прямує до певної границі, яку називають швидкістю \bar{v} точки, що рухається, в момент часу t :

$$\bar{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.2)$$

Отже, швидкістю називають границю, до якої прямує відношення $\Delta \vec{r} / \Delta t$ при необмеженому зменшенні Δt . Швидкість можна визначити як похідну від радіуса-вектора точки, що рухається, за часом:

$$\bar{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.3)$$

Як випливає з означення, швидкість — величина векторна. Вектор швидкості має напрям, що збігається з напрямом дотичної до траєкторії в певній точці.

Відповідно до формули (1.2) модуль вектора швидкості запишемо так:

$$|\bar{v}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

Тут замість $|\Delta \vec{r}|$ не можна писати Δr . Символ $|\Delta \vec{r}|$ означає модуль приросту вектора \vec{r} , тоді як Δr — приріст модуля цього вектора $\Delta |\vec{r}|$. Ці величини не дорівнюють одна одній: $|\Delta \vec{r}| \neq \Delta |\vec{r}| = \Delta r$.

Елементарний шлях Δs у загальному випадку відрізняється за числовим значенням від модуля елементарного переміщення $\Delta \vec{r}$ (див. рис. 1.1). Проте для невеликих проміжків часу Δt різниця між Δs і $|\Delta \vec{r}|$ буде невеликою, до того ж зі зменшенням Δt шлях Δs зі зростаючою точністю збігатиметься з $|\Delta \vec{r}|$. На цій підставі запишемо, що

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t},$$

звідки відповідно до (1.4) для модуля швидкості дістанемо

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.5)$$

Формула (1.3) визначає вектор миттєвої швидкості, тобто швидкості для певного моменту часу. Середня швидкість визначається відношенням пройденого шляху s до часу t , за який цей шлях подолано:

$$\bar{v} = \frac{s}{t}. \quad (1.6)$$

Швидкість виражається в метрах на секунду (СИ) та сантиметрах на секунду (СГС).

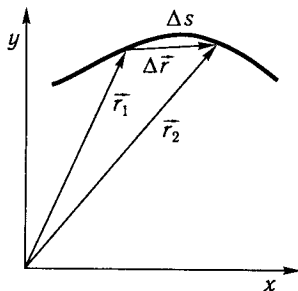


Рис. 1.1

1.3. Прискорення.

Прискорення при криволінійному русі

Похідна швидкості матеріальної точки \vec{v} з часом t характеризують прискоренням

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.7)$$

Прискорення виражається в метрах на секунду в квадраті (СИ) та сантиметрах на секунду в квадраті (СГС).

При прямолінійному русі вектор швидкості напрямлений уздовж однієї й тієї самої прямої — траєкторії, внаслідок чого напрям вектора \vec{a} збігається з напрямом вектора \vec{v} або протилежний до нього. Якщо \vec{a} збігається за напрямом із \vec{v} , то швидкість збільшується і рух буде *прискореним*. Якщо \vec{a} протилежне за напрямом до \vec{v} , то швидкість зменшується і рух буде *сповільненим*.

Прямолінійний рух зі сталим прискоренням називають *рівнозмінним*. Залежно від зміни швидкості в часі розрізняють рівномірно прискорений та рівномірно сповільнений рухи. При рівнозмінному прямолінійному русі справедлива формула

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}t, \quad (1.8)$$

де \vec{v} — швидкість у момент часу t ; \vec{v}_0 — швидкість у початковий момент часу (при $t = 0$); \vec{a} — прискорення. При цьому вектори \vec{v} , \vec{v}_0 , \vec{a} напрямлені вздовж однієї прямої.

Визначимо прискорення точки у разі її руху по криволінійній траєкторії (рис. 1.2). Нехай у момент часу t точка була в положенні A , а в момент часу $t + \Delta t$ — у положенні B . Швидкості \vec{v}_1 і \vec{v}_2 у точках A і B напрямлені по дотичних до траєкторії в цих точках. Перенесемо вектор \vec{v}_2 в точку A . Зміна швидкості за проміжок часу Δt визначиться вектором $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$. Із рис. 1.2 бачимо, що

$$\overrightarrow{DK} = \overrightarrow{DC} + \overrightarrow{CK}, \quad \text{або} \quad \Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}' + \Delta \vec{v}''.$$

Тоді прискорення в точці A запишемо так:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}'}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}''}{\Delta t}.$$

Вектор $a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}'}{\Delta t}$ називають *нормальним* прискоренням, а вектор

$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}''}{\Delta t}$ — *тангенціальним*. Прискорення \vec{a}_n перпендикулярне до век-

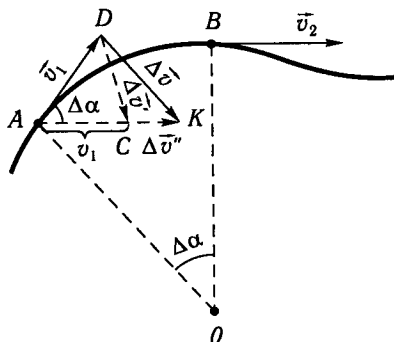


Рис. 1.2

тора швидкості \vec{v}_1 і завжди напрямлене до центра кривизни. Звідси й назва цього вектора — нормальний (тобто перпендикулярний).

Визначимо модуль нормального прискорення. Як видно з рис. 1.2, для малого кута $\Delta\alpha$ можна записати

$$|\Delta\vec{v}| = DC = v_1\Delta\alpha = \frac{v_1|AB|}{R} = \frac{v_1^2\Delta t}{R}.$$

Тоді

$$\begin{aligned} a_n &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta\vec{v}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left| \frac{\overrightarrow{DC}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1\Delta\alpha}{\Delta t} = \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1 v_1 \Delta t}{R\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1^2}{R} = \frac{v_1^2}{R}. \end{aligned}$$

Отже, модуль \vec{a}_n у деякій точці траєкторії дорівнює відношенню квадрата швидкості до радіуса кривизни траєкторії в цій самій точці: $a_n = v^2/R$.

Якщо на нормалі до траєкторії відкласти в точці A одиничний вектор \vec{n} , що напрямлений до центра кривизни, то вектор нормального прискорення можна записати так:

$$\vec{a}_n = \vec{n}v^2/R. \quad (1.9)$$

Розглянемо тепер вектор тангенціального прискорення

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}^\tau}{\Delta t}.$$

Зазначимо, що модуль вектора $\Delta\vec{v}^\tau$ дорівнює за абсолютною величиною різниці модулів \vec{v}_2 та \vec{v}_1 (див. рис. 1.2). Тоді

$$|\vec{a}_\tau| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta\vec{v}^\tau|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta v|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t+\Delta t) - v(t)}{\Delta t} = \left| \frac{dv}{dt} \right|.$$

Відповідно тангенціальне прискорення $a_\tau = \frac{dv}{dt}$, або $a_\tau = \frac{d^2s}{dt^2}$.

Отже, значення тангенціального прискорення дорівнює першій похідній від швидкості за часом або другій похідній від шляху. Напрямок вектора \vec{a}_τ визначається напрямком вектора $\Delta\vec{v}^\tau$, який він набуває в граничному випадку, коли $\Delta t \rightarrow 0$. Незавжди побачити, що в граничному випадку вектор $\Delta\vec{v}^\tau$ напрямлений по дотичній до траєкторії в точці A . Звідси і назва цього вектора — тангенціальний (дотичний). Якщо ввести одиничний вектор $\vec{\tau}$, дотичний до траєкторії і напрямлений у бік руху точки, то вектор тангенціального прискорення можна записати так:

$$\vec{a}_\tau = \frac{dv}{dt} \vec{\tau}. \quad (1.10)$$

Вектор \vec{a}_τ показує, як змінюється швидкість за числовим значенням, а вектор \vec{a}_n характеризує зміну швидкості за напрямом. Отже, для повного прискорення запишемо

$$\vec{a} = \frac{v^2}{R} \vec{n} + \frac{dv}{dt} \vec{\tau} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (1.11)$$

Модуль вектора загального прискорення знайдемо із співвідношення

$$a = \sqrt{\left(\frac{v^2}{R}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2} = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}. \quad (1.12)$$

1.4. Рух точки по колу

Рух матеріальної точки по колу є окремим випадком криволінійного руху. Розглядаючи такі величини, як швидкість \vec{v} , прискорення \vec{a} , радіус-вектор \vec{r} , питання про вибір їхнього напрямку не виникало, оскільки воно впливало з їхньої природи. Подібні вектори називають *полярними*. Вектори типу $d\varphi$, напрям яких пов'язаний із напрямом обертання, називають *аксіальними*. У цьому разі кут можна розглядати як вектор. Для дуже малих кутів повороту $\Delta\varphi$, оскільки шлях, що проходить матеріальна точка при такому малому повороті, можна розглядати як прямолінійний.

Величину

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.13)$$

де Δt — час, за який здійснюється поворот на кут $\Delta\varphi$, називають *кутовою швидкістю точки*. Вектор $\vec{\omega}$ напрямлений уздовж осі, навколо якої обертається тіло. Напрямок обертання визначається за правилом правого гвинта. Кутова швидкість — це аксіальний вектор.

Модуль вектора кутової швидкості дорівнює $\frac{d\varphi}{dt}$. Обертання зі сталою кутовою швидкістю називають рівномірним, при цьому $\omega = \varphi / t$. Отже, при рівномірному обертанні ω показує, на який кут повертається тіло за одиницю часу.

Рівномірний рух можна характеризувати періодом T . Це час, протягом якого тіло робить один оберт, тобто повертається на кут 2π . Оскільки проміжку часу $\Delta t = T$ відповідає кут $\varphi = 2\pi$, то

$$\omega = 2\pi / T. \quad (1.14)$$

Частота періодичного процесу

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (1.15)$$

Тоді

$$\omega = 2\pi\nu. \quad (1.16)$$

Вектор $\bar{\omega}$ може змінюватись як унаслідок зміни швидкості обертання тіла навколо осі (у цьому разі він змінюється за довжиною), так і за рахунок повороту осі обертання в просторі (у цьому разі $\bar{\omega}$ змінюється за напрямом). Нехай за час Δt вектор $\bar{\omega}$ дістав приріст $\Delta\bar{\omega}$. Зміну вектора кутової швидкості з часом характеризують кутовим прискоренням

$$\bar{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\bar{\omega}}{\Delta t}. \quad (1.17)$$

Вектор $\bar{\beta}$, як і $\bar{\omega}$, є аксіальним. Якщо напрям осі обертання в просторі залишається сталим, то кутова швидкість змінюється лише за числовим значенням і $|\Delta\bar{\omega}| = \Delta\omega$. У цьому разі з формули (1.17) дістанемо

$$\beta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}. \quad (1.18)$$

Вираз (1.18) запишемо у векторній формі

$$\bar{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\bar{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\bar{\omega}}{dt}, \quad (1.19)$$

де β — алгебраїчна величина, яка додатна, якщо ω з часом збільшується (у цьому разі вектори $\bar{\beta}$ та $\bar{\omega}$ мають однаковий напрям), і від'ємна, якщо ω зменшується (у цьому разі напрями $\bar{\beta}$ та $\bar{\omega}$ протилежні).

Лінійна швидкість v визначається кутовою швидкістю обертання тіла ω та відстанню r матеріальної точки від осі обертання. Нехай за малий проміжок часу Δt тіло повертається на кут $\Delta\varphi$. Точка, яка розміщується на відстані r від осі, проходить при цьому шлях

$$\Delta s = r\Delta\varphi. \quad (1.20)$$

Лінійна швидкість точки

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{d\varphi}{dt} = r\omega. \quad (1.21)$$

У векторній формі $\bar{v} = [\bar{\omega}, \bar{r}]$. Отже, чим далі розміщується точка від осі обертання, тим з більшою лінійною швидкістю вона рухається.

Знайдемо зв'язок модулів лінійного та кутового прискорення, покладаючи, що $r = \text{const}$. Тоді, виходячи з (1.18), запишемо

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{r} \frac{dv}{dt} = \frac{a_\tau}{r},$$

отже,

$$a_\tau = \beta r. \quad (1.22)$$

При рівномірному русі точки по колу модуль швидкості залишається сталим, але напрям її безперервно змінюється. Розглянемо два вектори швидкості тіла через невеликий проміжок часу Δt . Віднімаючи перше значення швидкості \vec{v}_1 від наступного \vec{v}_2 , дістанемо приріст $\Delta\vec{v}$ (рис. 1.3). За загальним правилом дії над векторами можна перенести початок векторів швидкості в одну точку (паралельне перенесення). Напрямок цих векторів збігається з напрямом дотичної до кола в тій точці, де лежить точка у певний момент. Вектор $\Delta\vec{v}$ не буде перпендикулярним ні до \vec{v}_1 , ні до \vec{v}_2 . Проте при $\Delta t \rightarrow 0$ і $\Delta\vec{v} \rightarrow 0$ напрям вектора $\Delta\vec{v}$ стає перпендикулярним до вектора швидкості \vec{v} .

Отже, нескінченно малий приріст вектора $d\vec{v}$ перпендикулярний до вектора \vec{v} , тому прискорення $\vec{a}_n = \frac{d\vec{v}}{dt}$ перпендикулярне до швидкості й напрямлене до центра кола. Значення прискорення можна пов'язати зі значенням швидкості v руху тіла по колу й значенням радіуса r . При малому $\Delta\varphi$

$$\Delta\vec{v} = |\Delta\vec{v}| \vec{n}' = v \Delta\varphi \vec{n}', \quad (1.23)$$

де \vec{n}' — одиничний вектор, напрям якого збігається з напрямом вектора $\Delta\vec{v}$. Підставляючи в (1.23) $\Delta\varphi$ із (1.20), дістанемо

$$\Delta\vec{v} \cong v \frac{\Delta s}{r} \vec{n}'. \quad (1.24)$$

Розділивши на Δt праву і ліву частини (1.24) і зробивши відповідні перетворення, дістанемо

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v}{r} \frac{\Delta s}{\Delta t} \vec{n}'. \quad (1.25)$$

У цьому виразі v та r — сталі, відношення $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ у граничному випадку дає модуль швидкості v ; одиничний вектор \vec{n}' у граничному випадку збігається з одиничним вектором \vec{n} , який перпендикулярний до кола в точці A і напрямлений до центра. Отже,

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n}. \quad (1.26)$$

Знайдене прискорення напрямлене вздовж нормалі до траєкторії, тобто воно є нормальним.

Якщо матеріальна точка рухається по колу нерівномірно, то крім нормального (його у разі руху по колу називають ще доцентровим) вона матиме тангенціальне прискорення

$$\vec{a}_\tau = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (1.27)$$

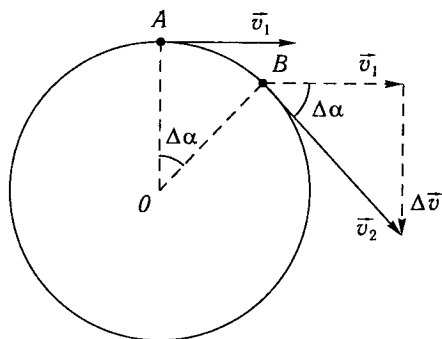


Рис. 1.3.

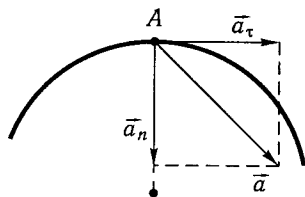


Рис. 1.4

яке характеризує зміну швидкості за числовим значенням. Ураховуючи вираз (1.21), для тангенціального прискорення дістанемо

$$a_{\tau} = \frac{dv}{dt} = \frac{rd\omega}{dt} = r\beta. \quad (1.28)$$

Отже, тангенціальне прискорення зростає лінійно зі збільшенням відстані від осі обертання. Остаточно для вектора прискорення (рис. 1.4) запишемо

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_{\tau}. \quad (1.29)$$

1.5. Одиниці фізичних величин

Фізична величина — характеристика однієї з властивостей фізичного об'єкта (фізичної системи, явища або процесу), спільна в якісному відношенні для багатьох фізичних об'єктів, проте в кількісному відношенні індивідуальна у кожного з них. Термін «величина» не треба застосовувати для позначення тільки якісного боку досліджуваної властивості, наприклад писати «величина маси», «величина тиску», «величина сили», бо ці властивості (маса, тиск, сила) самі є величинами. У таких випадках слід застосовувати термін «розмір величини».

Розмір фізичної величини — кількісна означеність фізичної величини, властива конкретному матеріальному об'єкту, системі, явищу або процесу. Часто в словосполученні «розмір величини» слово «розмір» відкидають або замінюють на «значення величини».

Значення фізичної величини — оцінка розміру фізичної величини у вигляді певного числа прийнятих для неї одиниць (наприклад, 25 м, 68 кг). Не слід використовувати словосполучення «вимірювання значення величини» тому, що значення величини — це результат закінченого вимірювання.

Одиниця фізичної величини — фізична величина фіксованого розміру, якій умовно надано числове значення, що дорівнює 1, і яку застосовують для кількісного вираження однорідних фізичних величин. Термін застосовують також для позначення одиниці, що входить як множник до значення фізичної величини.

Існує кілька систем (наприклад, СГС — сантиметр, грам, секунда; МКГСС — метр, кілограм-сила, секунда), що відрізняються вибором основних одиниць. Системи, в основу яких покладено одиниці довжини, маси і часу, називають *абсолютними*.

Сучасною формою метричної системи є Міжнародна система одиниць (СІ), яка поширюється в усіх державах світу.

Основними в системі СІ є одиниці: довжини — метр (м), маси — кілограм (кг), часу — секунда (с), сили електричного струму — ампер (А), термодинамічної температури — кельвін (К), кількості речовини — моль, сили світла — кандела (кд). Про ці одиниці йтиметься у відповідних розділах книги.

Метр дорівнює довжині шляху, який проходить у вакуумі світло за $1/299\,792\,458$ частину секунди. Застосовуються також кратні та часткові одиниці метра: кілометр (10^3 м), сантиметр (10^{-2} м), міліметр (10^{-3} м), мікромметр (10^{-6} м) тощо.

Кілограм є одиницею маси і дорівнює масі міжнародного прототипу кілограма.

Секунда — це час, що дорівнює $9\,192\,631\,770$ періодам випромінювання, яке відповідає переходові між двома надтонкими рівнями основного стану атома цезію-133.

Ампер — це сила постійного струму, який під час проходження по двох безмежно довгих паралельних прямолінійних провідниках малого кругового перерізу, розташованих на відстані 1 м один від одного у вакуумі, зумовлює на кожній ділянці провідника завдовжки 1 м силу взаємодії, що дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ Н.

Кельвін є одиницею термодинамічної температури і дорівнює $1/273,16$ частині термодинамічної температури потрійної точки води.

Моль є кількістю речовини системи, що містить стільки структурних елементів, скільки міститься атомів у карбоні-12* масою 0,012 кг.

Кандела — це сила світла у заданому напрямі джерела, що випромінює монохроматичне випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямі становить $1/683$ Вт/ср (ср — стерadian, див. розд. 11).

Для позначення розмірності довільної фізичної величини використовують її символічне позначення, яке береться у квадратні дужки. Так, символ $[v]$ означає розмірність швидкості. Для розмірностей

*Назви хімічних елементів і простих речовин подано за ДСТУ 2439—94 «Елементи хімічні та речовини прості. Терміни та визначення основних понять. Умовні позначення».

основних величин використовують спеціальні позначення: для довжини — L , для маси — M , для часу — T . Отже, позначивши довжину літерою l , масу — m , а час — t , запишемо $[l] = L$, $[m] = M$, $[t] = T$.

Нехай, наприклад, нас цікавить розмірність швидкості

$$[v] = \frac{[\Delta s]}{[\Delta t]} = \frac{L}{T} = LT^{-1}.$$

Це співвідношення називають формулою розмірності, а його праву частину — розмірністю відповідної величини (у цьому разі швидкості).

Ураховуючи співвідношення $a = \Delta v / \Delta t$, можна встановити розмірність прискорення:

$$[a] = \frac{[\Delta v]}{[\Delta t]} = \frac{LT^{-1}}{T} = LT^{-2}.$$

Аналогічно можна дістати розмірності всіх інших величин.

Контрольні запитання і завдання

1. Що називається матеріальною точкою?
 2. Назвіть основні види руху матеріальної точки.
 3. Дайте визначення миттєвої швидкості та миттєвого прискорення.
 4. Як напрямлений вектор миттєвої швидкості відносно траєкторії?
 5. Як напрямлені тангенціальне і доцентрове прискорення відносно радіуса кривизни траєкторії?
 6. При якому русі доцентрове прискорення дорівнює нулю, а тангенціальне прискорення стало?
 7. При якому русі тангенціальне прискорення дорівнює нулю, а нормальне прискорення стало?
 8. Чому дорівнює відношення лінійної швидкості до кутової, якщо матеріальна точка рівномірно рухається по колу?
 9. В яких одиницях виражається кутова швидкість і кутове прискорення?
 10. Що таке похідна кутової швидкості за часом?
 11. Накресліть графіки залежності шляху s , швидкості v і прискорення a від часу t при рівноприскореному русі без початкової швидкості.
 12. Скільки основних одиниць фізичних величин має Міжнародна система одиниць (СІ)? Дайте визначення їх.
 13. Назвіть основні одиниці механіки та визначіть їхні розмірності.
 14. Чому дорівнює відношення розмірності фізичної величини до розмірності градієнта цієї самої фізичної величини?
-

Розділ 2 ДИНАМІКА МАТЕРІАЛЬНОЇ ТОЧКИ

2.1. Класична механіка

Простір і час у механіці Ньютона. Простір і час — форми існування матерії. Простір у Ньютона абсолютний за своєю суттю, безвідносний до будь-чого зовнішнього, залишається завжди сталим і нерухомим. Простір однорідний в усіх своїх частинах та ізотропний (властивості його не залежать від напрямку), тобто фізичний простір збігається з простором у геометрії Евкліда. Поняття простору, його геометричних елементів (точка, лінія, поверхня, об'єм) виникли як абстракції властивостей матеріальних тіл. Евклідів простір лише наближено відображає властивості фізичного простору. Проте для механічних явищ, які розглядатимуться, з великою точністю простір можна вважати евклідовим. Припущення про однорідність та ізотропність простору в класичній механіці, яка розглядає рух макротіл із відносно малими швидкостями, також справедливе.

Інколи стверджують: механічний рух — це переміщення тіла в просторі з часом. Таке визначення потребує істотного уточнення, адже при механічному русі відбувається переміщення одних тіл відносно інших. Якби існувало тільки одне тіло, то говорити про його переміщення було б безглуздо. Завжди одні тіла переміщуються відносно інших. Фактично завжди система пов'язана з якимось тілом або тілами. Без матеріальних тіл не можна уявити простору, а точніше — він тоді б не існував.

Час за Ньютоном — *абсолютна плинність*, що існує незалежно від тіл. При відносно повільних рухах, коли швидкість дуже мала порівняно зі швидкістю світла у вакуумі, залежність часу від відносного руху системи відліку дуже мала і нею можна нехтувати. Тому вважатимемо справедливим вибір однієї незмінної одиниці часу для всіх явищ у механіці. Отже, простір і час у механіці Ньютона об'єктивно реальні, але органічно не пов'язані з матерією.

З поняттям абсолютних простору й часу Ньютона пов'язані принципи труднощі у фізиці, глибока внутрішня суперечність між теорією і дослідом: теорія побудована на поняттях, які експериментально не можна виявити. З часів Ньютона ця суперечність рухала фізику. Прагнення розв'язати її привело до важливих експериментів і теоретичних досліджень. Історія фізики не раз підтверджувала основне положення діалектики про внутрішні суперечності як джерело розвитку. Суперечності, введені Ньютоном, розв'язав Ейнштейн.

Основними фізичними величинами в механіці Ньютона є сила і маса.

Сила. Фізичні тіла взаємодіють між собою. Проте взаємодія взагалі дуже широке поняття, що означає взаємозв'язок, взаємовплив тіл.

Різні науки вивчають окремі види взаємодії. Механіка вивчає механічну взаємодію тіл, що характеризується силою. Під силою в механіці розуміють фізичну причину зміни стану руху тіла або його форми і розмірів, яка виникає у результаті взаємодії певного тіла з іншими тілами. Сила — це кількісна характеристика механічної взаємодії тіл. Дія сили на тіло виявляється двоюко: динамічно, коли тіло під впливом прикладеної до нього сили набуває прискорення, і статично, коли тіло деформується. Сила характеризується точкою прикладання, напрямом та числовим значенням (модулем).

Сила оцінюється за результатом дії одного тіла на інше: за прискоренням, що його набуває тіло, або за деформацією. Отже, силу можна вимірювати за прискоренням і деформацією еталонного тіла. Для вимірювання сил використовують пружинні терези, динамометри. Основним елементом цих приладів є стандартна пружина, яка під дією прикладеної сили деформується. В межах малих деформацій сила пропорційна величині деформації (закон Гука).

Маса — це властивість матерії, що характеризує її інертність і гравітацію.

2.2. Перший закон Ньютона

Кінематика не розкриває причин руху. Вона лише описує сам рух. Розкрити причини руху не так просто.

До Галілея протягом майже двох тисяч років існувала динаміка Арістотеля (384—322 до н. е.). За Арістотелем, небесні тіла за своєю природою відмінні від земних і рухаються лише по досконалих кривих — колах, першоджерело їхнього руху — дух (Бог). Земні тіла самі по собі, без дії сил перебувають у стані спокою, причина їхнього руху — сила. Основне характерне положення динаміки Арістотеля: *без сили немає руху*. Тобто для підтримання руху тіла на нього мають діяти інші тіла. Цей погляд відповідає безпосередньому, інтуїтивному уявленню про рух. Так, візок рухається лише тоді, коли його підштовхують. Якщо штовхнути візок сильніше, то він рухатиметься швидше, і, нарешті, якщо зовсім припинити дію сили на нього, візок зупиниться.

Наявність у тіла швидкості пов'язувалась з дією на нього інших тіл, а числове значення і напрям швидкості — з характером та інтенсивністю цієї дії.

Уявлення Арістотеля про рух спростував Г. Галілей (1564—1642), який уперше застосував метод наукового міркування в тлумаченні поставлених ним експериментів.

Вивчаючи скочування гладенької кулі з похилої площини, Г. Галілей помітив, що вниз куля рухається прискорено, поступово збільшуючи швидкість, а вгору — сповільнено. Звідси він зробив висновок, що, скотившись на горизонтальну площину, куля вічно рухатиметься

ся з тією самою швидкістю на нескінченній площині, якщо ніщо не заважатиме її руху. Це саме можна спостерігати з візком, що рухається по гладенькій поверхні. Зазнавши поштовху, візок починає рухатись і через деякий час зупиниться. Проте зменшуючи опір повітря й тертя між візком і площиною, можна необмежено збільшувати його шлях. У граничному наближенні (без тертя й опору повітря) візок рухатиметься безмежно довго зі сталою за числовим значенням і напрямом швидкістю. Це твердження називається *законом інерції*. Чітке визначення його вперше дав І. Ньютон: *будь-яке тіло зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху доти, доки дія сил не примусить його змінити цей стан*.

Властивість тіл зберігати стан спокою або рівномірного прямолінійного руху називають *інерцією*. Тому перший закон Ньютона називають ще *законом інерції*.

Нескінченну площину реалізувати не можна, не можна поставити тіло і в такі умови, щоб на нього не діяли інші тіла. Однак можна перевірити протилежне: в усіх випадках, коли тіло змінює свою швидкість за числовим значенням і напрямом, тобто дістає прискорення, завжди можна показати тіла, дія яких спричинює це прискорення. Наприклад, траєкторія тіла, яке кинули під кутом до горизонту, викривлюється під дією притягання з боку Землі; куля, зіткнувшись зі стіною, змінює свою швидкість під дією сили, яка діє з боку деформованої стіни.

Отже, причиною прискорення тіла є сила, що діє на нього.

Дослід свідчить, що напрями векторів сили й прискорення збігаються і що прискорення пропорційне діючій силі. Такого висновку дійшли Г. Галілей і І. Ньютон. Вони також ототожнювали фізично стан спокою і рівномірного прямолінійного руху тіла, бо ці стани реалізуються за однакових умов — коли сила, що діє на тіло (рівнодійна сил), дорівнює нулю. Із закону інерції можна зробити висновок, що тіло рухатиметься й тоді, коли на нього не діятиме сила. Все це суперечить динаміці Арістотеля, який вважав, що тіла рухаються лише тоді, коли на них діє сила, пропорційна швидкості (не прискоренню!) тіла. У динаміці Арістотеля явища розглядалися поверхово, а також неправильно тлумачилися.

Динаміка Галілея — Ньютона глибше проникає в суть явищ і правильно тлумачить їх. Проте вона не наочна, її закони ще слід довести. Історично це стало можливим на більш високому рівні розвитку науки (експерименту й теорії).

Ми переконалися, що стан тіла змінюється під дією інших тіл. А як впливають на зміну стану властивості самого тіла? Нехай на якесь тіло, що перебуває у стані спокою, подіяла сила. Оскільки під дією сили тіло набуває не швидкості, а прискорення, то потрібний час для досягнення кінцевої швидкості. Цей час для різних тіл буде неоднаковим.

Скалярна величина, що характеризує інерцію тіла, називається його *інертною масою*. Чим повільніше тіло змінює свій стан під дією сили, тим більша його маса. З визначення зрозуміло, що маса будь-якого тіла більша від нуля. Маса — величина адитивна. Вона не залежить ні від умов, у яких перебуває тіло, ні від взаємодії його з іншими тілами. Перший закон Ньютона справедливий не в будь-якій системі відліку, а лише в інерціальній.

2.3. Інерціальні системи відліку

Тіло або сукупність тіл, які умовно вважаються нерухомими і відносно яких розглядається рух інших тіл, називають у фізиці *тілами відліку*. Систему відліку можна вибрати довільно. При цьому рух будь-якого тіла в різних системах відліку матиме неоднаковий вигляд, тобто тіло рухатиметься, наприклад, по різних траєкторіях. Якщо взяти довільну систему, то може трапитись, що навіть закони зовсім простих явищ будуть складними.

Природно вибрати систему відліку так, щоб явища природи описувались у ній найпростіше. Для цього розглянемо тіло, що розміщується настільки далеко від інших тіл, що вони не діють на нього. Рух такого тіла називається *вільним*. Умови вільного руху можна реалізувати з більшою чи меншою точністю.

Якщо система відліку пов'язана з якимось тілом, що рухається вільно, то в ній вільний рух інших тіл має досить простий вигляд: він відбувається прямолінійно і рівномірно, тобто зі сталою за числовим значенням й напрямом швидкістю. У цьому полягає зміст закону інерції. Тому *система відліку, пов'язана з тілом, що вільно рухається, називається інерціальною*. Якщо деяка система рухається відносно інерціальної системи зі сталою (за числовим значенням й напрямом) швидкістю, то вона також буде інерціальною. Дослід засвідчує, що *інерціальні системи нічим не відрізняються між собою, фізичні явища в них відбуваються однаково, закони механіки мають однаковий вигляд*. Отже, не можна виділити одну із систем як особливу, бо такої системи не існує. Якби можна було виділити якусь систему, то це означало б, що існують абсолютний простір і абсолютний спокій відносно цієї виняткової системи відліку.

Системи відліку, які пов'язані з Сонцем і зірками, практично можна вважати інерціальними. Систему, початок якої поміщено в центр Сонця, точніше в центр мас Сонячної системи, а осі напрямлені до будь-яких трьох «нерухомих» зірок (що не беруть участі в обертанні Сонця навколо його осі), назвемо «сонячною», або геліоцентричною. Саме нею скористався Й. Кеплер, вивчаючи кінематику небесних тіл, і відкрив закони руху планет. Перехід до сонячної системи відліку був нелегким, але він мав велике значення в боротьбі з геоцентризмом.

Якщо стверджують, що закони Ньютона справедливі у «світовому просторі», в «нерухомій системі», то мають на увазі реальну Сонячну систему, а не ілюзорний абсолютний простір. Проте й це не є принциповим розв'язанням питання про систему відліку, адже Сонце у Всесвіті — звичайна зірка, тому в певному розумінні безглуздо віддавати перевагу як геліоцентризму, так і геоцентризму.

Практично системи відліку, що використовуються у фізичних експериментах, є інерціальними з більшою чи меншою точністю. Найпоширенішою є система відліку, пов'язана із земною кулею. Проте вона не є інерціальною, оскільки Земля обертається навколо своєї осі й рухається по еліптичній орбіті навколо Сонця. Ці рухи здійснюються різними точками земної кулі не з однаковими і не зі сталими швидкостями.

Ураховуючи повільну зміну напрямку швидкості обох рухів Землі, для багатьох фізичних експериментів із невеликою похибкою можна вважати «земну» систему відліку інерціальною. Зокрема, Земля за 30 хв руху по орбіті зі швидкістю 30 км/с описує дугу лише 1'. Сонячна система також обертається навколо центра Галактики, що правда, з періодом близько 200 млн років і зі швидкістю 250 км/с.

2.4. Принцип відносності Галілея

Розглянемо дві системи відліку K і K' (рис. 2.1). Нехай система K' рухається відносно системи K уздовж осі x зі швидкістю v_0 . Тоді можна записати зв'язок між координатами матеріальної точки A для цих систем:

$$\begin{cases} z' = z, \\ y' = y, \\ x' = x - v_0 t, \\ t' = t. \end{cases} \quad (2.1)$$

Перші дві координати точки збігаються тому, що обмежено рух системи K' лише вздовж осі x . Отже, з часом змінюється тільки ця координата. Проте в загальному випадку змінюватимуться всі координати. Плинність часу в обох системах однакова.

Формули (2.1) називають *перетвореннями Галілея*. Якщо від перших трьох рівнянь (2.1) візьмемо похідні за часом, то дістанемо відповідні проекції швидкостей $v'_z = v_z$; $v'_y = v_y$; $v'_x = v_x - v_0$. Ці співвідношення можна записати у векторній формі:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0. \quad (2.2)$$

Швидкість \vec{v} відносно нерухомої системи відліку K складається із швидкості \vec{v}' відносно рухомої системи K' і швидкості \vec{v}_0 системи K' відносно системи K . Формулу (2.2) називають *законом додавання швидкостей*.

Візьмемо похідну за часом від лівої та правої частин рівності (2.2). Враховуючи, що \vec{v}_0 є величина стала, дістанемо

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt}, \quad (2.3)$$

тобто в усіх інерціальних системах прискорення залишається сталим.

Взагалі абсолютної системи відліку не існує, а поняття абсолютного спокою позбавлене сенсу. Якщо тіло перебуває в стані спокою в одній із інерціальних систем відліку, то відносно всіх інших воно рухатиметься з різними сталими швидкостями, тому немає підстав віддавати перевагу одній системі перед іншими. У класичній механіці немає поняття абсолютної швидкості, тільки відносна швидкість тіл має фізичний зміст. Водночас поняття *абсолютного прискорення* справедливе, оскільки воно в різних інерціальних системах відліку однакове.

Як видно із співвідношення (2.3), рівняння динаміки не змінюються, якщо перейти від однієї інерціальної системи відліку до іншої, тобто вони інваріантні щодо перетворень Галілея. З погляду механіки всі інерціальні системи відліку абсолютно еквівалентні: жодній з них не можна віддавати перевагу перед іншими. Практично це виявляється у тому, що ніякими механічними дослідями, проведеними в цій системі відліку, не можна встановити, перебуває вона в стані спокою чи в стані рівномірного і прямолінійного руху.

Такі властивості інерціальних систем вперше з'ясував Галілей. Принцип відносності Галілея можна сформулювати так: *усі механічні явища в різних інерціальних системах відліку відбуваються однаково, внаслідок чого ніякими механічними дослідями неможливо встановити, нерухома ця система чи рухається рівномірно і прямолінійно.*

2.5. Другий закон Ньютона

У 1687 р. І. Ньютон у своїх «Математичних началах натуральної філософії» сформулював усі основні закони механіки. Узагальнюючи численні досліді, він установив зв'язок між масою і прискоренням тіла та силою, що діє на нього,

$$\vec{F} = m\vec{a}, \quad (2.4)$$

де \vec{F} — векторна сума всіх сил, що діють на тіло; m — маса тіла; \vec{a} — прискорення. Співвідношення (2.4) називають другим законом Нью-

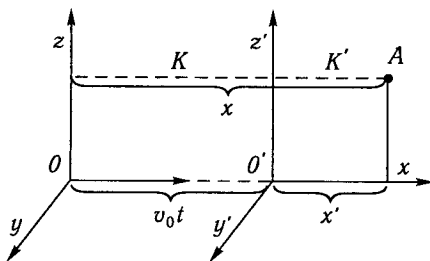


Рис. 2.1.

тона, який можна сформулювати так: *сила, що діє на тіло, дорівнює добутку маси тіла на прискорення, якого надає ця сила.*

Слід зазначити, що закон інерції є наслідком другого закону Ньютона. Справді, нехай на тіло не діє сила, тоді ліва частина рівності (2.4) дорівнює нулю. Оскільки $m \neq 0$, то нулю дорівнює прискорення.

Звідси випливає, що $\vec{v} = \text{const}$, або $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = 0$, що є математичним виразом закону інерції. Істотним є у цьому разі сталість вектора швидкості, що забезпечує прямолінійність руху. Вираз (2.4) ще називають *рівнянням руху тіла.*

Основне завдання механіки полягає у тому, щоб за заданим станом тіла (координати і швидкість у певний момент) визначити в будь-який момент часу всі наступні його стани без додаткових вимірювань. При цьому припускається, що сили, які діють на тіло, відомі.

Другому закону Ньютона можна дати більш загальне визначення. Виконаємо деякі перетворення з рівнянням (2.4):

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

або

$$\vec{F} dt = m d\vec{v}, \quad (2.5)$$

тут $m = \text{const}$.

Якщо маса тіла змінюється, то

$$\vec{F} dt = d(m\vec{v}) = d\vec{p}, \quad (2.6)$$

де $\vec{F} dt$ — елементарний імпульс сили, що відповідає досить малому проміжку часу dt ; $d\vec{p}$ — елементарна зміна імпульсу тіла; $m\vec{v}$ — імпульс, або кількість руху. Отже, другий закон Ньютона можна сформулювати так: *імпульс сили, що діє на тіло протягом малого проміжку часу, дорівнює зміні імпульсу тіла за цей самий проміжок часу.*

Запишемо рівняння (2.6) у такому вигляді:

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}. \quad (2.7)$$

Це дає змогу дати другому закону Ньютона більш загальне формулювання: *зміна імпульсу тіла за секунду в певний момент часу дорівнює прикладеній силі й відбувається в тому самому напрямі, в якому діє ця сила.* Або: *перша похідна за часом від імпульсу тіла дорівнює прикладеній силі.*

У другому законі Ньютона є дві фізичні величини: сила та маса. Сила кількісно характеризує числове значення і напрям дії на певне тіло інших тіл. Маса є кількісною характеристикою інертності.

Одиницю сили в СІ називають ньютон (Н). Згідно з рівністю (2.4) ньютон дорівнює силі, під дією якої тіло масою 1 кг дістає прискорення 1 м/с^2 . Одиницю сили в системі СГС називають диною (дин). Одна дина дорівнює силі, під дією якої тіло масою 1 г дістає прискорення 1 см/с^2 . Між ньютонем та диною існує таке співвідношення: $1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ м/с}^2 = 10^5 \text{ г} \cdot \text{см/с}^2 = 10^5 \text{ дин}$.

У другому законі Ньютона йдеться про сили, що діють на певне (одне) тіло, але не відображено ролі другого тіла, з боку якого діє сила. Сила характеризує взаємодію принаймні двох тіл; роль другого тіла в динамічних явищах визначена третім законом Ньютона.

2.6. Детермінізм Лапласа

Другий закон Ньютона дає змогу виразити зв'язок станів механічної системи у вигляді закону динамічного типу. В ньютонівському розумінні причиною зміни стану руху тіла виступає зовнішня дія на нього, при цьому початковий стан тіла є умовою його руху. В лапласівському розумінні початковий стан тіла розглядається як причина його кінцевого стану, а зовнішня дія на нього є умовою руху тіла.

При всіх відмінностях ньютонівське тлумачення причини як сили, що зумовлює механічний рух, і лапласівське тлумачення причинності як зв'язку станів механічної системи пов'язані одне з одним. Визначення причинної зумовленості механічного об'єкта веде до визнання детермінованості його станів, і навпаки, визнання детермінованого стану пов'язане з визнанням зумовленості руху об'єкта певною силою.

Лапласівський детермінізм (твердження про можливість точного передбачення руху механічних об'єктів) є визнанням пізнаності законів, що відображають зв'язок станів механічного об'єкта, а отже, пізнання причинних зв'язків, що зумовлюють його рух.

Лапласівський детермінізм у класичній механіці збігається з математичним детермінізмом. Диференціальні рівняння, що описують рух механічної системи, за заданих початкових умов мають тільки один розв'язок, за допомогою якого можна визначити поведінку цієї системи в майбутньому.

Другий закон Ньютона виражає в опосередкованій формі необхідний зв'язок між початковим станом системи та її станом у наступний момент часу при заданих зовнішніх діях на систему. Він виражає те, що такий початковий стан за заданих умов неодмінно детермінує наступні стани, які, в свою чергу, детермінують свій наступний стан і т. д. Тому поняття необхідного зв'язку станів, так званий класичний детермінізм, може формулюватися так: з одного і того самого початкового стану за однакових зовнішніх умов виникає один і той самий ряд станів системи.

Необхідний зв'язок станів системи Лаплас ототожнював із причинним зв'язком, вважаючи, що сучасний стан Всесвіту є наслідком його попередніх станів та причиною наступних. Стан світу в певний момент, на його думку, визначає стан світу в будь-який інший наступний момент часу. Він вважав, що поняття необхідного зв'язку станів можна застосовувати не лише до Всесвіту в цілому, а й до скінченних систем. Кожне явище в природі — необхідний наслідок її законів. Випадкові причини, за Лапласом, — уявні, що насправді не існують, вони відкидаються в процесі розширення меж людського знання. Визнання об'єктивного зв'язку станів природних процесів є великою заслугою лапласівського детермінізму. Проте не можна погодитися з його поглядом на випадкове як на таке, причину чого ми не знаємо. Категорія випадковості у Лапласа перетворюється на суто суб'єктивну категорію.

Лаплас визнає, що причинні зв'язки пізнанні, і наголошує, що наше знання цих зв'язків усе більше розширюється і поглиблюється, наближаючись до повного і вичерпного знання. «Розум, — писав він, — який для якогось певного моменту часу знав би всі сили, що діють в природі, та відносно розташування її складових частин, якби він до того ж був досить великий, щоб піддати ці дані аналізу, охопив би в одній формулі рух найбільших тіл Всесвіту і найменшого атома, для нього не було б нічого незрозумілого і майбутнє, так само як і минуле, стало б перед його поглядом»*.

Інакше кажучи, якби демон Лапласа (прообраз всеосяжного розуму) був у змозі фіксувати в будь-який момент положення і швидкості всіх атомів Всесвіту, всі сили, що діють на них, якби для нього не існувало ніяких математичних труднощів і щоб він міг миттєво робити найскладніші розрахунки, то він міг би, за Лапласом, дати відомості про всю минулу та майбутню долю світу, передбачити всі події. У цьому полягає суть *лапласівського детермінізму*.

Механізм лапласівського детермінізму виходить із того, що зв'язок станів будь-яких об'єктів може бути описаний за допомогою понять і законів класичної механіки. Світ, за Лапласом, є сукупністю матеріальних точок, що змінюють свій стан під дією механічних сил, описуючи при цьому певні траєкторії. Корені обмеженості лапласівської концепції причинності полягають в універсалізації механічної картини світу.

Динамічна закономірність, що формулюється в механіці, відображає об'єктивні, причинні зв'язки фізичних процесів. Проте причинність у динамічній закономірності однобічна. У законах класичної механіки причинність виступає як однозначна неминучість.

Причинність, яка є однією з форм зв'язку, однобічно відображає загальний зв'язок та взаємозумовленість об'єктів. Проте вона відоб-

*Лаплас П. С. Изложение системы мира. — Л.: Наука, 1982. — С. 364.

ражає також внутрішньо притаманну властивість матерії, що рухається у просторі й часі, спричиняє всю різноманітність явищ навколишнього світу, є активним началом усіх його змін.

Отже, лапласівський детермінізм виражає одне з розумінь закономірностей зміни фізичних процесів у часі, яке виросло на ґрунті класичної механіки. Раціональним у цьому детермінізмі є визнання об'єктивності й пізнаваності зв'язку станів. Обмеженість його полягає в запереченні об'єктивного характеру випадковості та в абсолютизації механічної картини світу.

2.7. Третій закон Ньютона

Третій закон Ньютона відображає той факт, що сила є наслідком взаємодії двох або більше тіл.

У другому законі розглядався лише один бік цієї взаємодії. Насправді завжди існує взаємодія і немає сил без протидіючої сили. Назви «дія» і «протидія» — умовні, кожна з них може вважатися і тим, і іншим.

Третій закон Ньютона є узагальненням дослідних фактів. Його формулюють так: *будь-яка дія тіл одне на одне має характер взаємодії; сили, з якими діють одне на одне взаємодіючі тіла, завжди рівні між собою за числовим значенням і протилежні за напрямом.*

Звідси випливає, що сили завжди виникають парами: *будь-якій силі, прикладеній до якогось тіла, можна ставити у відповідність таку саму за числовим значенням та протилежну за напрямом силу, яку прикладено до іншого тіла, що взаємодіє з ним.*

Слід зауважити також, що в третьому законі йдеться про сили, прикладені до різних тіл. Сили, що діють між тілами системи, називають *внутрішніми*. Сили, що діють на систему з боку тіл, які не входять до її складу, називають *зовнішніми*. Якщо взаємодією між тілами системи і зовнішніми тілами можна нехтувати, то таку систему називають *замкненою*. У замкненій системі діють лише внутрішні сили. Розглянемо саме таку систему, що складається з трьох тіл, які взаємодіють між собою (рис. 2.2).

На кожне тіло діють сили лише з боку двох інших тіл, тобто внутрішні сили. Позначимо їх літерою F з відповідними індексами, що показують, до якого тіла прикладена сила і з боку якого тіла вона діє.

Користуючись формулою (2.6), запишемо для кожного з цих тіл другий закон Ньютона:

$$\begin{aligned}(\vec{F}_{12} + \vec{F}_{13})dt &= d(m_1\vec{v}_1), \\(\vec{F}_{21} + \vec{F}_{23})dt &= d(m_2\vec{v}_2), \\(\vec{F}_{31} + \vec{F}_{32})dt &= d(m_3\vec{v}_3).\end{aligned}\tag{2.8}$$

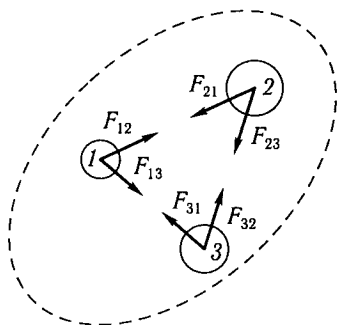


Рис. 2.2

Додаючи в рівняннях (2.8) відповідно ліві й праві частини та враховуючи, що за третім законом Ньютона $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, $\vec{F}_{23} = -\vec{F}_{32}$ і $\vec{F}_{13} = -\vec{F}_{31}$, дістанемо

$$d(m_1\vec{v}_1) + d(m_2\vec{v}_2) + d(m_3\vec{v}_3) = 0. \quad (2.9)$$

Отже, внутрішні сили компенсують одна одну, тому їх можна не враховувати. Тоді

$$d(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + m_3\vec{v}_3) = 0. \quad (2.10)$$

Оскільки зміна з часом імпульсу системи дорівнює нулю, то сам імпульс залишається сталим, тобто

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + m_3\vec{v}_3 = \text{const}. \quad (2.11)$$

Такий самий результат матимемо для замкненої системи, що складається з n тіл:

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_n\vec{v}_n = \text{const}, \quad (2.12)$$

або

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i = \text{const}, \quad (2.13)$$

де \vec{p} — повний вектор імпульсу системи. Векторна рівність (2.13) еквівалентна трьом скалярним рівностям для трьох проекцій вектора на осі координат:

$$\begin{aligned} p_x &= \sum_{i=1}^n (m_i v_i)_x = \text{const}, \\ p_y &= \sum_{i=1}^n (m_i v_i)_y = \text{const}, \\ p_z &= \sum_{i=1}^n (m_i v_i)_z = \text{const}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Тоді закон збереження імпульсу можна сформулювати так: *повний вектор імпульсу замкненої системи, що є векторною сумою імпульсів усіх тіл системи, залишається незмінним.*

Тривалий час вважали, що закони Ньютона цілком вичерпують об'єктивно існуючі зв'язки між механічними явищами природи.

Проте на початку ХХ ст. виявилось, що закони Ньютона не можуть пояснити особливостей руху тіл при великих швидкостях, які наближаються до швидкості світла. Це означає, що для законів Ньютона, як і для всіх законів природи, існують певні межі застосовності. З розкриттям нових зв'язків фізичні закони, природно, уточнюються та змінюються. У цьому полягає діалектика пізнання природи.

2.8. Неінерціальні системи відліку

Дослід засвідчує, що закони Ньютона справджуються лише в інерціальних системах відліку. Будь-яка неінерціальна система рухається відносно інерціальних систем із деяким прискоренням. У неінерціальних системах відліку закони Ньютона не справджуються. Розглянемо це на прикладах.

Нехай на гладенькій платформі без бортів (рис. 2.3) лежить тіло A . Коли платформу зрушити з місця, то тіло зсунеться. Як можна пояснити це явище? З погляду спостерігача, який знаходиться в інерціальній системі, що пов'язана із Землею (у цьому разі нехтуватимемо її неінерціальністю), рівнодійна сила, прикладена до тіла A , дорівнює нулю, тому прискорення його дорівнює нулю. Платформу потягли вперед, вона дістала прискорення \vec{a}_0 , а тіло A залишилося на попередньому місці.

З погляду спостерігача, який знаходиться в прискореній системі відліку, що зв'язана з платформою, це явище можна пояснити так: тіло A посунулося назад, діставши прискорення. При цьому сила, що діє на тіло, дорівнює нулю, а прискорення — відмінне від нуля.

Отже, для прискореної системи закон інерції і другий закон динаміки не виконуються. Таку систему називають *неінерціальною*.

Аналогічний приклад можна розглянути з вагоном, який дістає прискорення \vec{a}_1 , і м'ячем A , що лежить на гладенькій полиці й почне рухатися з прискоренням \vec{a}_1 . З погляду пасажира у вагоні (тобто прискореної системи) м'яч набув прискорення, хоч на нього сила не діяла. Отже, тіло в прискореній системі відліку буде в спокої лише під час дії на нього зовнішніх сил.

У механіці часто враховують рух прискореної системи введенням особливих сил, так званих *сил інерції*. Введення цих сил дає змогу зберегти для тіл, що рухаються відносно неінерціальних систем, перший і другий закони динаміки в тій самій формі, яку вони мають для тіл, що рухаються відносно інерціальних систем відліку. Це істотно спрощує аналіз руху в кожному окремому випадку.

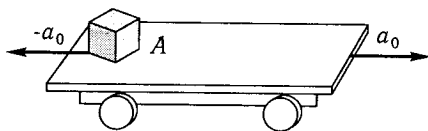


Рис. 2.3.

У першому випадку вважатимемо, що до тіла A прикладено деяку силу \vec{F}_i . За другим законом Ньютона

$$\vec{F}_i = m(-\vec{a}_0) = -m\vec{a}_0, \quad (2.15)$$

де m — маса тіла; a_0 — прискорення платформи відносно Землі.

У другому випадку сила інерції, що діє на м'яч,

$$\vec{F}_i = -m\vec{a}_1, \quad (2.16)$$

де m — маса м'яча; \vec{a}_1 — прискорення вагона.

Величина \vec{F}_i має розмірність сили, проте цього не досить, щоб її вважати силою. Адже різні фізичні величини можуть мати ту саму розмірність (наприклад, робота і момент сили). Сила є механічною дією одного тіла на інше. При цьому завжди має бути відповідна сила «протидії». Сила — причина «істинного» прискорення, прискорення відносно інерціальної системи відліку. Сила інерції прикладена до тіла, але вона не є результатом безпосередньої дії другого тіла, бо такого тіла просто немає. Тому для сили інерції немає і протидії. Вона не проявляється також на «істинному» прискоренні.

Уявімо собі, що на платформі лежить кілька тіл, які відрізняються масами. У формулі (2.15) для різних тіл маса m неоднакова для кожного тіла, а множник a_0 — той самий для всіх тіл. Це свідчить про те, що сили інерції, які діють на тіла системи, виникають в результаті прискорення системи відліку (платформи), а не внаслідок взаємодії тіл між собою. Сили інерції збільшуються зі збільшенням прискорення системи відліку і дорівнюють нулю, якщо система відліку рухається рівномірно і прямолінійно.

Отже, за наявності і значенням сил інерції можна робити висновок про ступінь неінерціальності системи. Сили інерції не можна порівнювати з такими силами, як пружні, тертя, тобто силами, що зумовлені дією на тіло інших сил. Сили інерції зумовлені властивостями тієї системи відліку, в якій розглядаються механічні явища.

Вивчення сил інерції не є принципово необхідним. Будь-який рух завжди можна розглянути відносно інерціальної системи відліку. Однак практично дуже часто цікавий саме рух відносно неінерціальних систем відліку. Використання сил інерції дає можливість розв'язати відповідну задачу безпосередньо у такій системі відліку, що набагато простіше, ніж розглядати рух в інерціальній системі.

Отже, введення сил інерції дає змогу описувати рух тіл у будь-яких (як інерціальних, так і неінерціальних) системах відліку за допомогою одних і тих самих рівнянь руху.

2.9. Доцентрова і відцентрова сили

Нехай тіло A рухається по колу радіуса r . У цьому разі розвиватиметься відцентрова сила

$$\vec{F}_B = \frac{mv^2}{r} \vec{n} = \frac{m\omega^2 r^2}{r} \vec{n} = m\omega^2 r \vec{n}, \quad (2.17)$$

де \vec{n} — одиничний вектор, що збігається за напрямом із силою \vec{F}_B .

Відцентрова сила напрямлена протилежно доцентровій силі, що зумовлює викривлення траєкторії рухомого тіла. Доцентрова сила напрямлена до центра кривизни й прикладена до рухомого тіла, відцентрова сила дорівнює доцентровій за значенням, але напрямлена протилежно, тобто від центра кривизни в бік опуклості траєкторії, і прикладена до тіл, що спричиняють викривлення траєкторії рухомого тіла.

Масивна куля, підвішена на мотузку, натягує його в стані спокою з силою, що дорівнює вазі \vec{P} . Якщо ж куля рухатиметься по колу у вертикальній площині, то вона в нижчій точці натягуватиме мотузку із силою \vec{F} , більшою від ваги кулі на значення відцентрової сили:

$$\vec{F} = \vec{P} + \frac{mv^2}{r} \vec{n}. \quad (2.18)$$

Якщо кулю позбавити зв'язку, обірвавши мотузку, то вона рухатиметься по інерції вздовж дотичної до кола.

Розглянемо приклад, коли автомобіль рухається по вгнутому і опуклому мостах. Виявляється, що автомобіль тисне на міст із силою, більшою від своєї ваги, коли проїжджає по вгнутому мосту, і меншою від своєї ваги, коли проїжджає по опуклому мосту.

2.10. Сила Коріоліса

Розглянемо прямолінійний рух із погляду спостерігача, який перебуває у лабораторії, що обертається. Теорію такого руху розробив 1835 р. французький учений Г. Коріоліс (1792—1843).

Нехай тіло масою m рухається вздовж меридіана зі швидкістю v' відносно Землі (рис. 2.4).

Якби тіло перебувало в стані спокою на поверхні Землі в точці A , то через проміжок часу Δt воно перемістилося б у точку A' , бо внаслідок добового обертання Земля повернеться на кут $\Delta\phi$. Якщо ж тіло переміщується вздовж меридіана зі швидкістю v' відносно Землі, то воно мало б переміститись у точку B' . Насправді тіло переміститься в точку B'' , тобто на відстань, більшу на Δs .

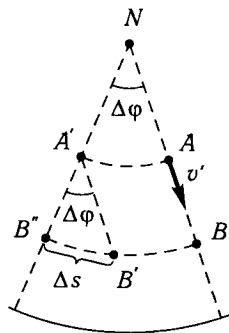


Рис. 2.4

Зробимо деякі перетворення. Виразимо кут $\Delta\varphi$ через кутову швидкість і запишемо Δl через швидкість переміщення тіла вздовж меридіана за час Δt :

$$\Delta\varphi = \omega\Delta t; \quad AB = A'B' = \Delta l = v'\Delta t.$$

Для зміщення Δs можна записати

$$\Delta s = A'B' \sin(\Delta\varphi) \approx \Delta l \Delta\varphi,$$

оскільки синус малого кута в першому наближенні можна прирівняти до самого кута. Тоді маємо

$$\Delta s = v'\omega(\Delta t)^2. \quad (2.19)$$

Така залежність шляху від часу характерна для рівноприскореного руху. Тоді Δs при відсутності початкової швидкості можна записати так:

$$\Delta s = \frac{a(\Delta t)^2}{2} = \frac{2v'\omega(\Delta t)^2}{2}. \quad (2.20)$$

З урахуванням векторного характеру прискорення тіла

$$\vec{a}_K = 2[\vec{v}', \vec{\omega}]. \quad (2.21)$$

Це прискорення надається тілу силою

$$\vec{F}_K = \vec{a}_K m = 2[\vec{v}', \vec{\omega}] m. \quad (2.22)$$

Вектор F_K називають *силою Коріоліса*. Вона діє на рухомі тіла в системі відліку, що обертається.

Отже, на нерухоме тіло на поверхні Землі діє доцентрове прискорення $a_d = \omega^2 R$. На рухоме тіло діють також тангенціальне (поворотне) прискорення, прискорення сили Коріоліса (2.21).

Розглянувши рух тіла, що одночасно бере участь у двох рухах — уздовж меридіана зі швидкістю v' і вздовж паралелі з кутовою швидкістю ω , можемо зробити висновок, що на нього діють дві сили, одна з яких напрямлена вздовж радіуса, що лежить у площині паралелі, — доцентрова, друга — перпендикулярно до напрямку переміщення — сила Коріоліса.

Дією сили Коріоліса можна пояснити підмивання ріками правого берега в північній півкулі й лівого — у південній (закон Бера).

Силу Коріоліса треба враховувати при вільному падінні тіл, при артилерійській стрільбі, в залізничному транспорті. Наприклад, під дією цієї сили швидше зношується з внутрішнього боку в північній півкулі права рейка залізничної колії, а в південній — ліва (за напрямом руху). Сила Коріоліса діє і при коливанні маятника. Площи-

на коливань маятника в північній півкулі повертається відносно Землі у напрямі годинникової стрілки. При цьому за добу вона здійснює на полюсі один оберт. Можна показати, що на широті φ площа коливань маятника повертається за добу на кут $2\pi \sin \varphi$. Відносно геліоцентричної системи відліку площа коливань маятника залишається незмінною, а Земля повертається відносно неї. Отже, спостереження за обертанням площини коливань маятника (маятники, що використовуються з цією метою, називають маятниками Фуко) дають безпосередній доказ обертання Землі навколо своєї осі.

2.11. Закон всесвітнього тяжіння

Усі тіла в природі взаємно притягуються. Закон, що описує це притягання, відкрив І. Ньютон. Його називають *законом всесвітнього тяжіння*. За цим законом *будь-які дві матеріальні точки притягуються одна до одної з силою, що прямо пропорційна добутку їхніх мас і обернено пропорційна квадрату відстані між ними*:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (2.23)$$

де G — коефіцієнт пропорційності, який називають *гравітаційною сталою*. Для визначення сили взаємодії тіл, які не можуть розглядатись як матеріальні точки, їх треба розділити на точкові елементарні маси Δm , знайти значення сили взаємодії кожної елементарної маси одного тіла з елементарними масами іншого, а потім додати ці сили.

У разі довільних тіл, тобто тіл різної густини та форми, розв'язання такої задачі досить складне. Ця задача спрощується для однорідних куль і таких тіл, в яких масу умовно можна зосередити в одній точці. Для таких тіл можна застосувати закон всесвітнього тяжіння у вигляді (2.23).

Гравітаційні сили порівняно слабкі. Наприклад, вони значно слабкіші за електричні. Тому процеси всередині атома визначаються практично тільки електричними силами (якщо не враховувати внутрішньоядерні процеси).

Гравітаційні сили стають відчутними для тіл великих мас і космічних тіл — планет, зірок тощо. Маса Сонця в 750 разів більша, ніж сумарна маса всіх планет Сонячної системи. Тому планети значно більше притягуються Сонцем, ніж одна одною. Наприклад, Місяць є природним супутником Землі й на нього найбільше впливає поле її тяжіння. Центр мас Сонячної системи зміщений від центра Сонця всього на $2,15R$ Сонця (радіус Сонця 695 989 км, відстань центра Сонця від центра мас Сонячної системи близько 1 486 000 км).

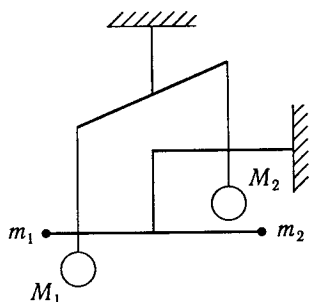


Рис. 2.5

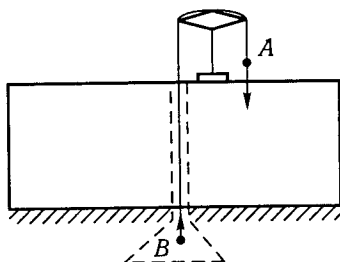


Рис. 2.6

Для визначення сили гравітаційної взаємодії між тілами за законом Ньютона (2.23) треба знати гравітаційну сталу G . Вперше її експериментально визначив 1798 р. Г. Кавендіш. Він виміряв силу тяжіння між свинцевими кулями за допомогою крутильних терезів. Схематично основну частину приладу зображено на рис. 2.5. На одному стрижні підвішено дві масивні свинцеві кулі, на другому — дві невеликі свинцеві кульки. Всю установку вміщували в спеціальну камеру і захищали від коливань температури. Повертаючи стрижень з великими кулями, можна було спостерігати, що стрижень з малими кульками, який підвішено на нитці з відомими пружними властивостями, повертається на деякий кут назустріч важким кулям. За кутом закручування підвісу Г. Кавендіш підраховував сумарну силу притягання $2F$ між кулями M_1 і m_1 та M_2 і m_2 . Відстань між центрами куль точно вимірювалась. Визначена Г. Кавендішем величина G відрізнялася лише на 1 % від тієї, яку дістали в наступних дослідах.

У 1898 р. Ріхарц до 100-річчя досліду Г. Кавендіша за ідеєю Ф. Жоллі визначив гравітаційну сталу іншим способом. Схему досліду Ріхарца подано на рис. 2.6. До кінця коромисла терезів підвішено дві кульки A і B , що мають однакові маси (з урахуванням підвісу). Свинцева плита масою 100 т своїм тяжінням збільшує вагу кульки A і зменшує вагу кульки B . Тому терези відхиляються від положення рівноваги. За відхиленням коромисла терезів можна судити про силу тяжіння між кулями й свинцевою плитою. Цей спосіб визначення G вважається найбільш точним. Установлено, що $G = 6,67259 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$.

Використовуючи закон всесвітнього тяжіння (2.23), можна знайти залежність прискорення вільного падіння від висоти над поверхнею Землі. Справді, вага тіла зв'язана з його масою співвідношенням

$$P = mg. \quad (2.24)$$

Якщо нехтувати впливом добового обертання Землі, то за законом тяжіння вага тіла визначається за формулою

$$P = GM_3 m / r^2, \quad (2.25)$$

де M_3 — маса Землі; m — маса тіла; r — відстань тіла від центра Землі, що дорівнює радіусу Землі ($R_3 = 6\,378\,164$ м), якщо тіло лежить на її поверхні. З формули (2.25) видно, що вага тіла зменшується з віддаленням тіла від земної поверхні. Оскільки маса тіла залишається сталою, то ця закономірність зумовлена характером поведінки прискорення вільного падіння від висоти. Якщо прирівняти співвідношення (2.24) і (2.25), то дістанемо аналітичний вираз цієї залежності

$$g = GM_3 / (R_3 + h)^2, \quad (2.26)$$

де R_3 — радіус Землі.

2.12. Інертна і гравітаційна маси

Маса фігурує у двох різних законах: у другому законі Ньютона і в законі всесвітнього тяжіння. У першому випадку вона характеризує інертні властивості тіла, а в другому — гравітаційні властивості, тобто властивість тіл притягувати одне одного. У зв'язку з цим виникає запитання: чи відрізняються між собою за значенням інертна і гравітаційна маси тіл? І. Ньютон вважав, що ці дві фізичні характеристики тіла збігаються, тому він користувався одним терміном — «кількість матерії», що рівнозначний тепер слову «маса». З того, що прискорення вільного падіння у певній точці Землі для різних тіл є сталим, випливає справедливості твердження про рівність інертної і гравітаційної мас, яку перевіряли спочатку І. Ньютон, потім Ф. Бессель та Р. Етвеш. За Бесселем, різниця між інертною і гравітаційною масами не перевищує $1/20\,000$, за Етвешом — $1/10\,000\,000$.

Принцип еквівалентності інертної і гравітаційної мас належить до таких положень наукового знання, для яких остаточне дослідне доведення неможливе: можна лише підтверджувати цей принцип із деяким ступенем точності, який можливий для цього етапу розвитку науки. Проте, на відміну від більшості інших відносних істин, цей принцип у своєму абсолютному виразі не викликає жодних сумнівів через свою фундаментальність. У наш час еквівалентність інертної і гравітаційної мас встановили експериментально В. Б. Брагинський та інші вчені з відносною точністю 10^{-12} .

Отже, сукупність дослідних фактів свідчить про те, що інертна і гравітаційна маси всіх тіл пропорційні одна одній. Це означає, що при певному виборі одиниць виміру інертна і гравітаційна маси ста-

ють тотожними, тому в фізиці йдеться просто про масу. Тотожність інертної і гравітаційної мас А. Ейнштейн поклав у основу загальної теорії відносності.

2.13. Визначення мас Сонця і Землі

Розглянемо рух Землі навколо Сонця, взявши земну орбіту за колову. Щоб Земля рухалася по коловій орбіті, на неї має діяти доцентрова сила $F_d = mv^2 / r$, якою є сила тяжіння між Землею і Сонцем. Прирівнявши ці сили і зробивши потрібні перетворення, знайдемо

$$M_C = \frac{4\pi^2 r^3}{GT^2}, \quad (2.27)$$

де M_C — маса Сонця; $r = 149,6 \cdot 10^9$ м — віддаль від Землі до Сонця; G — гравітаційна стала; $T = 31\,536\,000$ с — період обертання Землі навколо Сонця (рік). Підставивши значення цих величин у вираз (2.27), дістанемо $M_C = 1,98 \cdot 10^{30}$ кг. Аналогічно можна обчислити масу планет, що мають супутники.

Масу Землі можна визначити, прирівнявши вагу тіла на поверхні Землі до сили тяжіння тіла до Землі. Поправку на вагу (динамічну складову), зумовлену добовим обертанням Землі, не враховуватимемо, оскільки розрахунок виконаємо для полюса ($g_{\text{п}} = 9,83$ м/с², $r = 6371,2 \cdot 10^3$ м):

$$M_Z = r^2 g_{\text{п}} / G. \quad (2.28)$$

Із співвідношення (2.28) маємо $M_Z = 5,98 \cdot 10^{24}$ кг. Можна також розрахувати середнє значення густини земної кулі, знаючи її масу та об'єм: $M_Z = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho$, де $\rho = 5500$ кг/м³. Оскільки густина поверхневих шарів Землі $\rho_{\text{п}} = 2500$ кг/м³, то густина в центрі земної кулі $\rho_{\text{ц}} = (10 \dots 11) 10^3$ кг/м³. Тиск помітно зростає з наближенням до центра Землі: на глибині 100 км тиск має досягти 2000 МПа. В ядрі Землі, на глибині 3000 км і більше тиск досягає $9,8 \cdot 10^{10}$ Па.

Температура також підвищується з глибиною: в шахтах і бурових свердловинах — у середньому на один градус на кожні 33 м. Припускають, що на глибині близько 100 км температура доходить до 1500...2000 К і далі залишається сталою.

2.14. Космічні швидкості. Освоєння космосу

Щоб тіло рухалося навколо Землі по коловій орбіті, яка мало відрізняється від радіуса Землі R_3 , воно повинно мати цілком певну швидкість v_1 . Цю швидкість можна визначити з рівності $mg = mv_1^2 / R_3$. Звідси

$$v_1 = \sqrt{gR_3}. \quad (2.29)$$

Отже, для того щоб будь-яке тіло стало супутником Землі, йому треба надати швидкість v_1 , яку називають *першою космічною швидкістю*.

Віддаль супутника від центра Землі $r = R_3 + H$, де R_3 — радіус Землі; H — висота супутника над поверхнею Землі. Оскільки $H \ll R_3$, при розрахунках величиною H можна знехтувати. Підставляючи значення g і R_3 у формулу (2.29), дістанемо

$$v_1 = \sqrt{9,8 \text{ м/с}^2 \cdot 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}} = 7,9 \cdot 10^3 \text{ м/с}. \quad (2.30)$$

Маючи швидкість v_1 , тіло не падатиме на Землю. Проте цієї швидкості замало для того, щоб тіло вийшло за межі впливу земного тяжіння. Потрібну для цього швидкість v_2 називають *другою космічною швидкістю*. Щоб знайти цю швидкість, треба обчислити роботу, яка потрібна для подолання сили земного тяжіння. Визначимо цю роботу вздовж прямої, що проходить через центр Землі. Елементарна робота на шляху dr становитиме

$$dA = Fdr = G \frac{mM_3}{r^2} dr.$$

Роботу на шляху від $r = R_3$ до $r = \infty$ визначаємо інтегруванням

$$A = \int_{R_3}^{\infty} dA = \int_{R_3}^{\infty} G \frac{mM_3}{r^2} dr = -G \frac{mM_3}{r} \Big|_{R_3}^{\infty} = G \frac{mM_3}{R_3}. \quad (2.31)$$

Щоб подолати притягання Землі й вийти за межі дії сили земного тяжіння, тіло повинно мати запас енергії для виконання роботи (2.31). Найменша потрібна для цього швидкість v_2 і є другою космічною швидкістю. Її визначимо з умови

$$mv_2^2 / 2 = GmM_3 / R_3, \quad (2.32)$$

де $mv_2^2 / 2$ — кінетична енергія тіла масою m на поверхні Землі.

Оскільки прискорення вільного падіння $g = G \frac{M_3}{R_3^2}$, то

$$v_2 = \sqrt{2gR_3}. \quad (2.33)$$

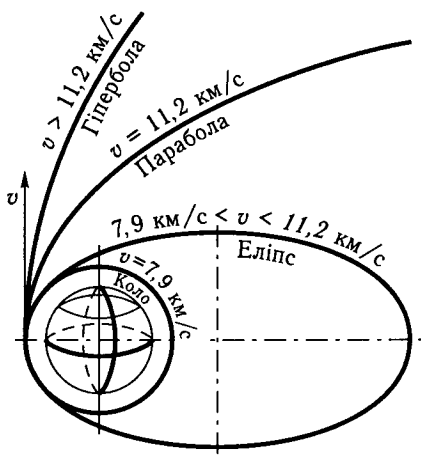


Рис. 2.7

тикальному старті можна визначити за формулою

$$v_k = ku \ln \frac{M_0}{M_k}, \quad (2.34)$$

де v_k — кінцева швидкість при згорянні всього палива; k — коефіцієнт, що враховує опір повітря й силу тяжіння; u — швидкість витікання газів із сопла двигуна; M_0 — початкова маса ракети; M_k — кінцева маса ракети.

Як видно із формули (2.34), кінцева швидкість ракети v_k залежить від двох величин — швидкості витікання газів u і відношення мас повної і пустої ракети $\frac{M_0}{M_k}$. Це відношення називають *числом*

Ціолковського й позначають літерою Z .

Звідси зрозуміла причина використання багатоступінчастих ракет: звільняючись від баласту, зменшують масу ракети і, отже, збільшують її швидкість (число Ціолковського збільшується). К. Е. Ціолковський є засновником теоретичної космонавтики.

4 жовтня 1957 р. старт потужної ракети з космодрому Байконур поклав початок новій ері в науково-технічному прогресі людства.

12 квітня 1961 р. у колишньому СРСР стартував космічний корабель «Восток», який уперше пілотувала людина, льотчик-космонавт Ю. О. Гагарін.

Штучні супутники Землі щоденно несуть трудову космічну вахту, широко застосовуються для розв'язання різних наукових і прак-

Порівнюючи (2.33) і (2.29), бачимо, що друга космічна швидкість в $\sqrt{2}$ разів більша за першу. Добуток $7,9$ км/с на $\sqrt{2}$ дає для v_2 значення близько $11,2$ км/с. За цієї швидкості тіло долає силу земного тяжіння і рухається по параболі; траєкторія його стає гіперболічною, якщо $v > 11,2$ км/с. При $v_3 \geq 16,7$ км/с тіло вийде за межі Сонячної системи. Цю швидкість називають *третьою космічною швидкістю* (рис. 2.7).

К. Е. Ціолковський вивів формулу для визначення швидкості польоту ракети. З урахуванням дії на ракету сили тяжіння і опору повітря швидкість ракети при вер-

тичних завдань народного господарства — метеорології, дальнього радіозв'язку, телебачення, навігації, розвідки природних ресурсів нашої планети тощо.

2.15. Робота. Енергія

Нехай тіло, на яке діє сила F , рухаючись по деякій траєкторії, проходить шлях s . При цьому під дією сили або змінюється швидкість тіла (сила надає тілу прискорення), або компенсується дія іншої сили (або сил), що протидіє руху. Дію сили F на шляху s характеризують величиною, яку називають *роботою*.

Робота — це скалярна величина, що дорівнює добутку проекції сили на напрям переміщення F_s на шляху s , який проходить точка прикладання сили,

$$A = F_s s. \quad (2.35)$$

Вираз (2.35) справедливий у тому разі, якщо проекція сили на напрям переміщення залишається незмінною. Зокрема, це відбувається тоді, коли тіло рухається прямолінійно, а стала за числовим значенням сила \vec{F} утворює з напрямом руху сталий кут α .

Оскільки $F_s = F \cos \alpha$, вираз (2.35) можна записати так:

$$A = F s \cos \alpha. \quad (2.36)$$

Робота — алгебраїчна величина. Якщо сила і напрям переміщення утворюють гострий кут ($\cos \alpha > 0$), то робота додатна. Якщо кут α тупий ($\cos \alpha < 0$), робота від'ємна. При $\alpha = \pi/2$ робота дорівнює нулю. Отже, поняття роботи в механіці істотно відрізняється від звичайного уявлення про роботу.

Якщо проекція сили на напрям переміщення не залишається сталою під час руху, то для визначення роботи шлях s поділяють на елементарні ділянки Δs так, щоб під час проходження тілом цієї ділянки силу F_s можна було вважати практично незмінною. Тоді робота на кожній елементарній ділянці буде

$$\Delta A = F_s \Delta s, \quad (2.37)$$

а робота на всьому шляху —

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i \cong \sum_{i=1}^n F_{s_i} \Delta s_i. \quad (2.38)$$

При прямуванні всіх Δs_i до нуля наближена рівність (2.38) переходить у точну:

$$A = \lim_{\Delta s_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n F_{s_i} \Delta s_i = \int F_s ds. \quad (2.39)$$

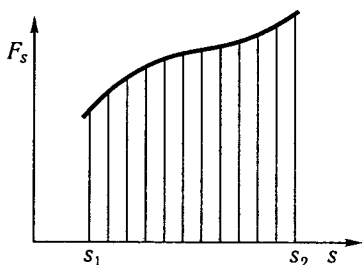


Рис. 2.8

На рис. 2.8 побудовано графік залежності F_s від положення точки вздовж траєкторії (горизонтальну вісь можна назвати віссю s , а довжина відрізка вздовж цієї осі між точками s_1 та s_2 дорівнює довжині шляху). З рисунка видно, що робота A на шляху від точки 1 до точки 2 чисельно дорівнює площі фігури, обмеженої кривою, ординатами, що проходять через точки s_1 та s_2 , і віссю s .

Дослід показує, що деякі тіла здатні виконувати роботу над іншими тілами. Фізичну величину, що характеризує здатність тіла або системи тіл виконувати роботу, називають *енергією*. Енергія тіла може зумовлюватися, по-перше, рухом тіла з деякою швидкістю, а по-друге, знаходженням його в потенціальному полі сил. Енергію першого типу називають *кінетичною*, енергію другого типу — *потенціальною*. Отже, кінетична енергія — це енергія руху, а потенціальна — енергія положення.

Кінетична енергія матеріальної точки m , що рухається зі швидкістю v ,

$$E_k = mv^2 / 2. \quad (2.40)$$

Помноживши на m чисельник і знаменник виразу (2.40) і взявши до уваги, що добуток mv дорівнює імпульсу тіла p , вираз для кінетичної енергії запишемо так:

$$E_k = p^2 / (2m). \quad (2.41)$$

Робота, що виконується над тілом, дорівнює зміні його кінетичної енергії $\Delta E_k = E_k'' - E_k'$.

Розглянемо матеріальну точку в потенціальному полі сил. Поставимо у відповідність кожній точці поля, що характеризується радіусом-вектором \vec{r}_1 , певне значення деякої функції $U(\vec{r})$, здійснивши це так. Для деякої вихідної точки O візьмемо довільне значення функції, що дорівнює U_0 . Щоб дістати значення U_1 у деякій точці 1, додамо до U_0 роботу A_{10} , що виконується силами поля над тілом при його переміщенні з точки 1 у точку O :

$$U_1 = U_0 + A_{10}. \quad (2.42)$$

Визначена у такий спосіб функція має розмірність енергії або роботи. Оскільки робота в потенціальному полі сил не залежить від шляху, знайдене значення U_1 виявляється однозначним.

Аналогічно визначимо значення $U(\bar{r})$ для всіх точок поля. Зокрема, значення $U(\bar{r})$ у точці 2 буде

$$U_2 = U_0 + A_{20}. \quad (2.43)$$

Обчислимо різницю $U_1 - U_2$. Для цього віднімо від (2.42) вираз (2.43) і використаємо той факт, що $A_{20} = -A_{02}$. При цьому дістанемо $U_1 - U_2 = (U_0 + A_{10}) - (U_0 + A_{20}) = A_{10} + A_{02}$. Проте сума $A_{10} + A_{02}$ дорівнює роботі, яку здійснюють сили при переміщенні тіла з точки 1 у точку 2 по траєкторії, що проходить через точку O . Однак робота, що виконується над тілом при його переміщенні по будь-якій іншій траєкторії, буде такою самою. Тому суму $A_{10} + A_{02}$ можна записати як A_{12} , отже, дістанемо співвідношення

$$U_1 - U_2 = A_{12}. \quad (2.44)$$

За допомогою функції $U(\bar{r})$ можна визначити роботу, що здійснюється над тілом силами поля на будь-якому шляху, обмеженому точками 1 і 2. Ця робота дорівнюватиме зменшенню функції $U(\bar{r})$ на шляху 1—2, що дає підставу трактувати фізичну величину $U(\bar{r})$ як один із різновидів механічної енергії, яку називають *потенціальною*.

Кожній точці потенціального поля відповідає деяке значення сили F , що діє на тіло, і потенціальної енергії тіла U . Отже, між силою і потенціальною енергією має існувати певний зв'язок. Для встановлення цього зв'язку використаємо вираз для елементарної роботи ΔA (2.37), яку здійснюють сили поля при малому переміщенні тіла Δs , що відбувається вздовж довільно обраного напрямку в просторі, який позначимо літерою s .

Оскільки у цьому разі робота здійснюється за рахунок запасу потенціальної енергії, вона дорівнює зменшенню потенціальної енергії на відрізьку Δs осі s :

$$\Delta A = -\Delta U. \quad (2.45)$$

Порівнявши (2.37) і (2.45), дістанемо $F_s \Delta s = -\Delta U$,

$$F_s = -\frac{\Delta U}{\Delta s}. \quad (2.46)$$

Звідси маємо середнє значення F_s на відрізьку Δs . Щоб дістати значення F_s у даній точці, треба виконати граничний перехід

$$F_s = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta s}. \quad (2.47)$$

Оскільки U змінюється не лише при переміщенні вздовж осі s , а й при переміщенні вздовж інших напрямів, то границя у формулі (2.47)

є частинною похідною від U по осі s :

$$F_s = -\frac{\partial U}{\partial s}. \quad (2.48)$$

Для сил, що залежать лише від положення тіла, може трапитись, що робота, яку вони здійснюють над тілом, не залежить від шляху, а визначається лише початковим і кінцевим положеннями тіла у просторі. У цьому разі поле сил називають *потенціальним*, а самі сили — *консервативними*. Сили, робота яких залежить від шляху, яким тіло переходить з одного положення в інше, називають *неконсервативними*. Прикладом неконсервативних сил можуть бути сили тертя.

Розглянемо, як змінюються кінетична і потенціальна енергії будь-якої ізольованої системи, в якій діють лише консервативні сили. Елементарна робота консервативних сил дорівнює взятій з протилежним знаком елементарній зміні потенціальної енергії (2.45). Крім того, оскільки інші сили в консервативній системі не діють, то та сама елементарна робота дорівнює елементарній зміні кінетичної енергії. Отже, $dA = dE_{\text{к}} = -dE_{\text{п}}$ або $d(E_{\text{к}} + E_{\text{п}}) = 0$, звідки

$$E_{\text{к}} + E_{\text{п}} = \text{const}. \quad (2.49)$$

Ця рівність є виразом закону збереження механічної енергії, який стверджує, що повна механічна енергія консервативної системи не змінюється. Один з основних законів механіки — *закон збереження енергії* — можна сформулювати так: *повна механічна енергія замкненої системи тіл, між якими діють лише консервативні сили, залишається сталою*.

У СІ одиницею роботи є джоуль (Дж), що дорівнює роботі, яку здійснює сила в 1 Н на шляху в 1 м, а в СГС — ерг, що дорівнює роботі, яку здійснює сила в 1 дин на шляху в 1 см. Між одиницями роботи існує співвідношення:

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot 1 \text{ м} = 10^5 \text{ дин} \cdot 10^2 \text{ см} = 10^7 \text{ ерг}.$$

Енергія виражається в тих самих одиницях, що й робота.

2.16. Поступальний і обертальний рухи твердого тіла

Розглядаючи рух твердого тіла, розрізняють поступальний і обертальний рухи. *Поступальним рухом* твердого тіла називають такий його рух, при якому будь-яка пряма, проведена в тілі, залишається паралельною самій собі.

Обертальним рухом твердого тіла називають такий його рух, при якому всі точки, з яких складається тіло, описують кола, що лежать у паралельних площинах, а геометричне місце центрів цих кіл утворює пряму, яку називають віссю обертання.

Розглянемо поступальний і обертальний рухи абсолютно твердого тіла.

Поступальний рух абсолютно твердого тіла можна описати рухом окремої його точки. Як зазначалося в підрозділі 1.1, *абсолютно твердим називають тіло, яке не змінює своєї форми при будь-яких діях*. Інакше кажучи, відстань між будь-якими точками абсолютно твердого тіла залишиться сталою за всіх умов. Звичайно, таких тіл у природі не існує. Це поняття є зручною ідеалізацією, справедливою лише тоді, коли можна нехтувати деформацією тіл.

Якщо абсолютно тверде тіло переміщується поступально зі швидкістю v , то й будь-яка його точка матиме таку саму швидкість. Умовно поділимо тіло A на n частин і знайдемо його кінетичну енергію як суму кінетичних енергій його частин:

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v^2}{2} = \frac{v^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i = \frac{Mv^2}{2}, \quad (2.50)$$

де M — маса тіла; m_i — маса його i -ї частини.

Отже, *кінетичну енергію твердого тіла, яке поступально рухається, можна визначити з формули, аналогічної формулі для кінетичної енергії матеріальної точки*.

Якщо тверде тіло обертається навколо осі з кутовою швидкістю ω , то лінійна швидкість окремих точок збільшуватиметься зі збільшенням відстані від осі обертання відповідно до формули (1.21). Підставивши (1.21) в (2.50), дістанемо

$$E_k = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = \frac{I\omega^2}{2}, \quad (2.51)$$

де $I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$ — момент інерції тіла.

Момент інерції будь-якого тіла є фізичною величиною, яка враховує масу і її просторове розміщення відносно осі обертання. *Моментом інерції матеріальної точки називають добуток маси точки на квадрат відстані її від осі обертання*:

$$I = mr^2. \quad (2.52)$$

Для довільного тіла

$$I = \int r^2 dm. \quad (2.53)$$

Скориставшись формулою (2.53), можна визначити моменти інерції різних тіл. Наприклад, момент інерції тонкого кільця відносно геометричної осі $I = mr^2$, диска $I = mr^2/2$, кулі $I = 2mr^2/5$ тощо.

Розглянемо тіло, яке обертається з кутовою швидкістю ω (рис. 2.9) і під дією сили F , що прикладена до точки A на відстані r від осі

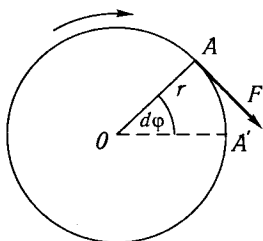


Рис. 2.9

обертання. Через проміжок часу dt тіло з точки A переміститься в точку A' , а радіус-вектор точки переміститься на кут $d\varphi$, який зв'язаний з кутовою швидкістю ($d\varphi = \omega dt$). При цьому точка A описуватиме дугу ds ($ds = r d\varphi$). Виходячи із загального визначення роботи (2.38), для цього випадку запишемо

$$F ds = Fr d\varphi = Fr \omega dt. \quad (2.54)$$

Ця робота йде на зміну кінетичної енергії обертання $E_k = \frac{I\omega^2}{2}$, тому можна записати $Fr \omega dt = d\left(\frac{I\omega^2}{2}\right) = I\omega d\omega$. Після перетворень дістанемо

$$Fr dt = I d\omega, \quad (2.55)$$

де $M = Fr$ — момент сили. Врахувавши це, із (2.55) дістанемо

$$M = I \frac{d\omega}{dt}, \quad (2.56)$$

якщо $I = \text{const}$, і

$$M = \frac{d(I\omega)}{dt} = \frac{dL}{dt},$$

якщо $I \neq \text{const}$.

Добуток моменту інерції на кутову швидкість $\left(\vec{L} = I\vec{\omega}\right)$ називають *моментом імпульсу*. Вираз (2.56) називають *основним рівнянням динаміки обертального руху твердого тіла*. Запишемо його так:

$$M dt = d(I\omega). \quad (2.57)$$

Якщо на систему не діють зовнішні сили або рівнодіяна їх не створює моменту сил відносно осі обертання, то $M = 0$ і вираз (2.57) набере такого вигляду:

$$d(I\omega) = 0, \quad \text{тому } I\omega = \text{const}. \quad (2.58)$$

Отже, якщо на систему не діють моменти зовнішніх сил, то момент імпульсу її залишається сталим. Це *закон збереження моменту імпульсу*.

Наведемо приклади, що ілюструють закон збереження моменту імпульсу. Кулька утримується на нитці, що намотується на палку. Із зменшенням довжини нитки зменшується момент інерції кульки і, отже, збільшується кутова швидкість. Гімнаст під час стрибка через голову притискує до тулуба руки й ноги. Цим він зменшує свій момент інерції, а оскільки добуток $I\omega$ має залишатися незмінним, то кутова швидкість обертання ω збільшується, і за короткий проміжок часу, поки гімнаст перебуває в повітрі, він робить повний оберт, а то й кілька.

2.17. Коливання. Гармонічні коливання

Коливаннями називають процеси, що відбуваються з точним або наближеним повторенням станів системи. Така повторюваність властива, наприклад, коливанням маятника годинника, коливанням струни, зміні напруги між обкладками конденсатора в контурі радіоприймача тощо.

Залежно від фізичної природи процесу, що повторюється, розрізняють коливання механічні, електромеханічні, електромагнітні тощо. У цьому розділі розглянемо механічні коливання.

Залежно від характеру дії на систему, що коливається, розрізняють вільні (або власні), вимушені, параметричні коливання та автоколивання. Найпростішими є гармонічні коливання, тобто такі, коли значення, що змінюється при коливаннях (наприклад, відхилення маятника від положення рівноваги), змінюється з часом за законом синуса або косинуса. Цей різновид коливань важливо розглянути з таких причин: по-перше, коливання, що спостерігаються в природі й техніці, за своїм характером наближаються до гармонічних, а, по-друге, періодичні процеси іншої форми (з іншою залежністю від часу) можна уявити як накладання кількох гармонічних коливань. Коливальний рух має особливо простий характер тоді, коли зворотна сила збільшується пропорційно зміщенню від положення рівноваги тіла, що коливається. Саме у цьому разі відбуваються гармонічні коливання.

Розглянемо гармонічні коливання суто тематично. Нехай точка B (рис. 2.10) рухається по колу радіуса a зі сталою кутовою швидкістю ω . Простежимо за рухом точки C (проекції B на вертикальну вісь). У момент часу $t = 0$ радіус OB займав положення OA . Тоді в момент часу t радіус OB повернеться з початкового положення OA на кут φ . Зміщення x точки C , що дорівнює відрізу OC , визначається так:

$$x = a \sin \varphi. \quad (2.59)$$

Кут φ називають *фазою коливання точки C* .

Якщо 2π є довжиною дуги повного кола в кутових одиницях, а T — час обходу точкою B повного кола, то кутова швидкість дорівнює

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (2.60)$$

Величину ω також називають *коловою*, або *циклічною*, частотою. Звідси неважко виразити фазу φ через ω :

$$\varphi = \omega t = \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.61)$$

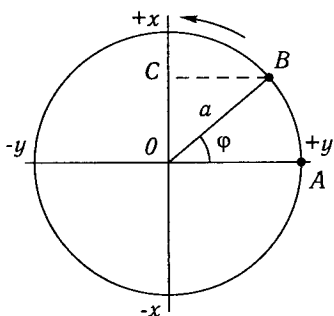


Рис. 2.10

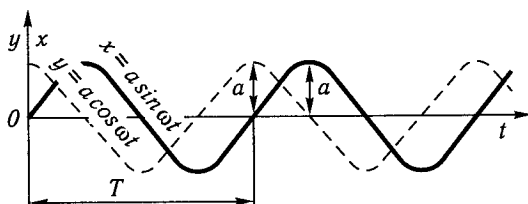


Рис. 2.11

Підставивши це значення фази в рівняння (2.59), дістанемо

$$x = a \sin \omega t = a \sin \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.62)$$

Розглядаючи зміну проекції точки B на горизонтальну вісь, аналогічно дістанемо

$$y = a \cos \omega t = a \cos \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.63)$$

Коливальний характер руху, вираженого рівняннями (2.62) і (2.63), стає особливо наочним, якщо подати їх графічно, як це зроблено на рис. 2.11. Коливальний рух, що описується функцією синуса або косинуса, називається простим гармонічним коливанням. Цей рух повністю визначається такими величинами: 1. Амплітудою a — відстанню найбільшого відхилення від початкової точки (тіло), що коливається, здійснить повний цикл коливального руху, зміщуючись спочатку в один, а потім у другий бік від початкового положення і знову повертаючись до нього. Замість періоду коливань можна задати його частоту ν , що визначається кількістю повних коливань за 1 с. За одиницю частоти взято 1 герц (Гц) — це частота такого коливання, період якого дорівнює 1 с. Період і частота зв'язані між собою так:

$$T = \frac{1}{\nu}; \quad \nu = \frac{1}{T}. \quad (2.64)$$

Колова частота ω дорівнює кількості повних коливань за 2π секунд:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (2.65)$$

Визначимо силу, під дією якої виникатимуть прості гармонічні коливання. Для цього скористаємось, наприклад, рівнянням (2.62) і

знайдемо спочатку швидкість v і прискорення W для точки, що гармонічно коливається:

$$\begin{aligned}x &= a \sin \omega t, \\v &= \frac{dx}{dt} = \omega a \cos \omega t, \\W &= \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 a \sin \omega t = -\omega^2 x.\end{aligned}\quad (2.66)$$

Помноживши ліву й праву частини рівняння (2.66) на масу матеріальної точки, дістанемо диференціальне рівняння простого гармонічного коливання:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -cx, \quad (2.67)$$

де $c = m\omega^2$ — коефіцієнт зворотної сили. Отже, тіло здійснюватиме просте гармонічне коливання, якщо на нього діятиме зворотна сила, пропорційна зміщенню тіла від положення рівноваги. Гармонічне коливання — це рух, спричинений силою, що змінюється пропорційно відхиленню x тіла від положення рівноваги. Сила $F = -cx$ повністю характеризує коливання тіла поблизу положення рівноваги, тобто при малих амплітудах коливання. Зі збільшенням амплітуди коливань може настати ангармонічність і пропорційність між зворотною силою і зміщенням тіла порушується.

2.18. Математичний маятник

Математичний маятник є фізичною абстракцією, під якою розуміють точкове тіло, підвішене на пружній нескінченно довгій і невагомій нитці. Практичним наближенням до математичного маятника буде система, що складається з кулі та підвісу, при цьому діаметр кулі значно менший від довжини нитки, до якої її підвішено.

Нехай зміщення маятника будуть невеликі. Як видно з рис. 2.12, зворотна сила в цьому разі дорівнює $F_3 = mg \sin \phi$. Сила тяжіння mg у такому положенні маятника, коли він відхилився від початкового положення на кут ϕ , розкладається на дві складові: зворотну силу, що повертає маятник у попереднє положення, і складову, що направлена вздовж нитки й зрівноважується реакцією нитки. Отже, зворотна сила

$$F_3 = -mg \sin \phi. \quad (2.68)$$

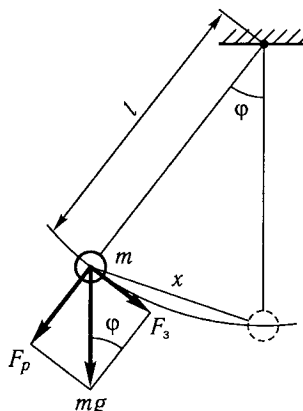


Рис. 2.12

Із рис. 2.12 видно, що $\sin \varphi = x/l$. Тоді

$$F_3 = -\frac{mg}{l}x = -cx, \quad (2.69)$$

де $c = mg/l$. Період T гармонічних коливань зв'язаний з коефіцієнтом зворотної сили c так:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{c}}. \quad (2.70)$$

Підставимо в (2.70) значення c для математичного маятника. Тоді

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{ml}{mg}} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (2.71)$$

Із співвідношення (2.71) випливає, що період коливань математичного маятника залежить не від його маси, а від його довжини і прискорення вільного падіння.

Отже, за допомогою математичного маятника можна визначити прискорення вільного падіння g . Воно залежить від географічної широти місцевості та порід, що залягають у ній.

2.19. Хвильовий процес.

Рівняння хвилі. Енергія хвилі

Колівальна система може віддавати енергію в зовнішнє середовище. Це відбувається внаслідок того, що частинки середовища беруть участь у колівальному процесі. Кожне збурення, що виникає в певній ділянці середовища, поступово поширюватиметься, захоплюючи частинки, розміщені все далі від початкового збурення.

Частинка середовища, що лежить на відстані x від місця початкового збурення, почне коліватися лише тоді, коли до неї дійде колівальний процес, що поширюється в середовищі. Позначимо швидкість поширення колівального процесу через u . Він дійде до фіксованої частинки через проміжок часу

$$\tau = \frac{x}{u}. \quad (2.72)$$

Якщо коливання описуються рівнянням $y = a \sin(\omega t + \varphi_0)$, то коливання певної частинки відбуватимуться за тим самим синусоїдальним законом, але із запізненням на час τ :

$$\begin{aligned} y' &= a \sin[\omega(t - \tau) + \varphi_0] = a \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{u}\right) + \varphi_0\right] = \\ &= a \sin\left[\left(\omega t - \frac{\omega x}{u}\right) + \varphi_0\right], \end{aligned} \quad (2.73)$$

де a — амплітуда; φ_0 — початкова фаза коливань.

Вираз $y' = a \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{u} \right) + \varphi_0 \right]$ є рівнянням плоскої біжучої хвилі, що поширюється в додатковому напрямі осі x .

Розглянемо тепер розподіл зміщень у просторі в певний момент часу ($t = \text{const}$). Візьмемо цей момент за початковий, тобто коли $t = 0$. Тоді

$$\begin{aligned} y' &= a \sin \left(\frac{\omega x}{u} + \varphi_0 \right) = a \sin \left(\frac{2\pi x}{uT} + \varphi_0 \right) = \\ &= a \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \varphi_0 \right) = a \sin (kx + \varphi_0), \end{aligned} \quad (2.74)$$

де $\lambda = uT$ і $k = 2\pi/\lambda$.

Оскільки T — період коливань, а u — швидкість поширення їх, то добуток uT визначає відстань, на яку поширяться коливальний процес за час одного періоду. Цю відстань називають *довжиною хвилі*. Дві частинки, що відокремлені одна від одної інтервалом $\lambda = uT$, коливаються в тій самій фазі. Кожна з них проходить через нульове положення одночасно з другою частинкою. Тому довжину хвилі можна розглядати також як відстань між двома найближчими точками середовища, для яких різниця початкових фаз коливань становить 2π .

Величину $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ називають *хвильовим числом*.

Геометричне місце точок середовища, яких коливання досягають у фіксований момент часу t , називають *фронтом хвилі*. Він відокремлює ту частину простору, яка втягнута у хвильовий процес, від тієї, куди коливання ще не поширились.

Крім поняття фронту хвилі використовують поняття хвильової поверхні. *Хвильовою поверхнею* називають геометричне місце точок, що коливаються в тій самій фазі. На відміну від фронту хвилі в кожний певний момент часу існує нескінченна множина хвильових поверхонь, оскільки їх можна проводити через будь-яку точку простору, який охоплено хвильовим процесом. Зрозуміло, що фронт хвилі треба розглядати як окремий випадок хвильової поверхні. Залежно від конфігурації джерела коливань і властивостей середовища, в якому поширюється хвильовий процес, хвильові поверхні, а отже, і фронт хвилі можуть набирати певної форми — форми сфери, площини або навіть складнішої форми, яка в загальному випадку може змінюватися з часом. Виходячи з форми фронту хвилі, розрізняють сферичні, плоскі, еліптичні та інші хвилі. Сферична хвиля виникає, наприклад, в однорідному та ізотропному середовищі за наявності в ньому точкового джерела коливань. У такому разі хвильові поверхні й фронт хвилі матимуть форму сфери. Умову реалізації хвильових поверхонь (фронту хвилі як окремого випадку хвильової поверхні)

записують так:

$$\varphi_i = \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) + \varphi_0 = \text{const}, \quad (2.75)$$

де φ_0 — початкова фаза коливань.

Різним значенням фази хвилі φ_i відповідатимуть різні хвильові поверхні. Із формули (2.75) випливає, що фронт хвилі при цьому переміщується зі швидкістю

$$\frac{dx}{dt} = u. \quad (2.76)$$

Оскільки з цією самою швидкістю переміщується також поверхня сталої фази, то її називають *фазовою швидкістю*.

При поширенні хвильового процесу частинки середовища не захоплюються рухомою хвилею; вони здійснюють лише коливальні рухи навколо положення рівноваги. Швидкість хвилі u — це не швидкість поступального руху матеріальних частинок, а швидкість поширення імпульсу, що спричинює зміщення частинок. Оскільки проходження хвилі супроводжується коливаннями частинок середовища, то разом із хвилею поширюється в просторі й енергія коливань.

Уявімо собі елемент пружного середовища з об'ємом V , в якому поширюється хвиля з амплітудою a та частотою ω . Можна показати, що середнє значення енергії, яку приносить хвиля в цей об'єм, $\bar{E} = m\omega^2 a^2 / 2$. Поділивши його на об'єм, дістанемо вираз для середньої густини енергії хвилі:

$$\chi = \bar{E} / V = \rho \omega^2 a^2 / 2, \quad (2.77)$$

де $\rho = m / V$ — густина речовини.

Густина енергії та її середнє значення (2.77) пропорційні густині середовища ρ , квадрату частоти ω і квадрату амплітуди хвилі a . Така залежність спостерігається не лише для плоскої хвилі зі сталою амплітудою, а й для інших хвиль.

Таким чином, середовище, в якому поширюється хвиля, має додатковий запас енергії. Ця енергія передається від джерела коливань у різні точки середовища самою хвилею. Отже, хвиля переносить разом із собою енергію. Відношення кількості енергії ΔE до часу Δt , за який цю енергію перенесено, називають *потокем енергії*. Припускають, що $\Delta t \gg T$, де T — період коливань. Потік енергії — скалярна величина, що виражається у ватах (СІ) та ергах за секунду (система СГС).

Потік енергії хвиль у різних точках середовища має різну інтенсивність. Для характеристики потоку енергії вводять векторну величину, яку називають *густиною потоку енергії* хвиль. Ця величина дорівнює відношенню потоку енергії до площі поверхні, яка розта-

шована перпендикулярно до напрямку поширення хвиль. Напрямок вектора густини потоку енергії збігається з напрямком перенесення енергії хвиль.

Нехай через площину ΔS_{\perp} перпендикулярно до напрямку поширення хвилі переноситься енергія ΔE за час Δt . Тоді густина потоку енергії

$$j = \frac{\Delta E}{\Delta S_{\perp} \Delta t}. \quad (2.78)$$

Ураховуючи, що $\Delta E / \Delta t$ є потоком енергії $\Delta \Phi$ через площину ΔS_{\perp} , можна записати

$$j = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S_{\perp}}. \quad (2.79)$$

Через площину ΔS_{\perp} за час Δt переноситься енергія ΔE_{\perp} , що міститься в об'ємі циліндра з основою ΔS_{\perp} та висотою $u \Delta t$ (u — фазова швидкість хвилі). Якщо розміри циліндра досить малі, то густину енергії κ в усіх точках такого циліндра можна вважати однаковою і

$$\Delta E = \kappa \Delta S_{\perp} u \Delta t. \quad (2.80)$$

Підставивши вираз (2.80) у формулу (2.78), дістанемо

$$j = \kappa u. \quad (2.81)$$

Розглядаючи фазову швидкість u як вектор, напрям якого збігається з напрямком поширення хвиль (і перенесення енергії), можна записати

$$\vec{j} = \kappa \vec{u}. \quad (2.82)$$

Російський фізик М. О. Умов уперше ввів поняття вектора густини потоку енергії (вектор Умова). Вектор \vec{j} , як і густина енергії κ , неоднаковий у різних точках простору. Середнє його значення з урахуванням (2.77) можна записати так:

$$\vec{j}_c = \kappa \vec{u} = \rho \omega^2 a^2 \vec{u} / 2. \quad (2.83)$$

Величину, що дорівнює добутку густини середовища на швидкість поширення хвиль $z = \rho u$, називають *хвильовим опором*.

2.20. Інтерференція хвиль. Швидкість поширення хвиль

Часто в середовищі одночасно поширюється не один, а кілька хвильових процесів, наприклад кілька коливальних систем одночасно випромінюють хвилі. При цьому кожна частинка середовища,

попадаючи в таке хвильове поле, здійснює результуючий коливальний рух, що складається з коливань, спричинених кожним із хвильових процесів. Результуюче зміщення частинок середовища у будь-який момент часу є геометричною сумою зміщень, спричинених кожним із складових коливальних процесів окремо.

Властивість незалежного поширення одночасно хвильових процесів називається *принципом суперпозиції*. Прикладом незалежного накладання хвиль можуть бути звукові хвилі, що поширюються від кількох джерел звуку. Якби принципу суперпозиції не існувало, то хоролий спів і музика були б неможливими.

Проте за певних умов спостерігається відхилення від принципу суперпозиції, а саме: при накладанні двох хвильових процесів у одних точках середовища коливання підсилюються (збільшується їхня амплітуда), в інших — слабшають (амплітуда коливань зменшується). Таке явище називають *інтерференцією хвиль*. Воно спостерігається тоді, коли через ту саму точку середовища поширюються два хвильових процеси з однаковою частотою й однакоvim напрямом зміщення частинок, а різниця фаз коливань, що додаються, в кожній фіксованій точці середовища залишається сталою. Ці умови виконуються тоді, коли джерелом обох хвильових процесів є одна й та сама коливальна система. Дістати від одного джерела дві серії хвиль зі сталою різницею фаз можна, наприклад, якщо використати крім прямої відбиту хвилю (при цьому може утворитися стояча хвиля).

Отже, умовами інтерференції хвиль є *однакова частота, однаковий напрям зміщення частинок і сталість різниці фаз коливань*, що додаються. Хвилі, для яких виконуються ці умови, називають *когерентними*. Накладання кількох когерентних хвиль завжди приводить до виникнення інтерференції.

Хвилі, для яких напрям коливання частинок середовища збігається з напрямом хвильового процесу, називають *поздовжніми*. Прикладом поздовжніх хвиль можуть бути звукові хвилі в газах і рідинах: тут згущення й розрідження частинок періодично повторюються в напрямі поширення звуку. Хвилі, для яких напрям коливання частинок середовища перпендикулярний до поширення хвильового процесу, називають *поперечними*.

Для вивчення будь-якого хвильового процесу треба знати швидкість поширення хвиль, яка залежить від властивостей середовища. Тому знання швидкості поширення хвиль у середовищі дає важливу інформацію про його фізичні особливості. Помітних успіхів тепер досягла молекулярна акустика, що вивчає речовини в різних агрегатних станах за допомогою поширення звукових хвиль. Наприклад, у більш пружному середовищі хвилі поширюються швидше, ніж у менш пружному.

Можна показати, що швидкість поширення в пружному середовищі поздовжніх хвиль

$$u_{\parallel} = \sqrt{K/\rho}, \quad (2.84)$$

а поперечних —

$$u_{\perp} = \sqrt{G/\rho}, \quad (2.85)$$

де K — модуль об'ємної пружності; G — модуль зсуву; ρ — густина середовища.

Якщо поздовжня хвиля поширюється у стрижні, а не в нескінченно протяжному середовищі, у формулі (2.84) модуль об'ємної пружності K треба замінити модулем Юнга E :

$$u = \sqrt{E/\rho}. \quad (2.86)$$

У твердих тілах поздовжні хвилі поширюються швидше від поперечних, оскільки модуль об'ємної пружності K значно більший від модуля зсуву G . Наприклад, у залізі $u_{\parallel} = 5170$ м/с; $u_{\perp} = 2550$ м/с. Різниця швидкостей поширення поздовжніх і поперечних хвиль у земній корі має цінну інформацію про внутрішню будову Землі і дає змогу визначити місцезположення епіцентрів землетрусів.

Швидкість поширення хвиль на поверхні моря залежить від співвідношення між його глибиною та довжиною хвилі. Для припливних хвиль (зумовлені сукупністю дій тяжіння до Сонця й Місяця) довжина хвилі досягає сотень кілометрів, тобто значно більша від глибини. Внаслідок цього швидкість поширення припливних хвиль практично залежить лише від глибини моря h і визначається формулою $u = \sqrt{gh}$, де g — прискорення вільного падіння.

2.21. Звук. Ефект Доплера

Звук — це хвильовий процес. У твердих тілах звук поширюється у вигляді поздовжніх і поперечних хвиль. Оскільки рідини й гази практично не мають пружності зсуву, то в таких середовищах звук поширюється тільки у вигляді поздовжніх хвиль. У газах і рідинах звукові хвилі є періодичними згущеннями й розрідженнями середовища, що віддаляються від джерела звуку з певною характерною для цього середовища швидкістю.

Звук характеризується *інтенсивністю* (силою) та *складом і частотою* пов'язаних з ним хвильових процесів. За суб'єктивним відчуттям розрізняють такі характеристики звуку: *гучність*, *тембр* і *висоту*.

Власне звуковими коливаннями (звуком) називають коливання, що поширюються в пружному середовищі й частота яких лежить у межах 16...20 000 Гц. Пружні хвилі частотою, меншою ніж 16 Гц, називають *інфразвуковими*, а більшою від 20 000 Гц — *ультразвуко-*

вими. Ультразвукові коливання широко застосовуються в техніці. Останнім часом при вивченні речовини інтенсивно використовують гіперзвук, якому відповідає частота понад 10^9 Гц.

Швидкість поширення звуку в повітрі при кімнатній температурі дорівнює 340 м/с. У воді звук поширюється зі швидкістю 1450 м/с, у склі — 5600 м/с.

Розглянемо явище Доплера для звуку. Нехай джерело звуку рухається до спостерігача зі швидкістю v_2 . Швидкість звуку позначимо через u , а частоту — через ν . Довжина звукової хвилі у разі нерухомого джерела $\lambda = \frac{u}{\nu}$, але при русі джерела зі швидкістю v_2 за один період $\left(\frac{1}{\nu}\right)$ довжина хвилі зменшиться на $v_2 \frac{1}{\nu}$. Тоді довжина звукової хвилі, яку зафіксує спостерігач,

$$\lambda' = \frac{u}{\nu} - \frac{v_2}{\nu} = \frac{u - v_2}{\nu}. \quad (2.87)$$

Отже, спостерігач сприйматиме звук меншої довжини хвилі λ' . При цьому частота сприйнятих коливань збільшиться і становитиме

$$\nu' = \frac{u}{\lambda'} = \frac{u\nu}{u - v_2} = \frac{\nu}{1 - \frac{v_2}{u}}. \quad (2.88)$$

Неважко переконатися, коли джерело звуку віддалятиметься від спостерігача, частота сприйнятого ним звуку буде

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{v_2}{u}}. \quad (2.89)$$

Якщо до нерухомого джерела наблизатиметься спостерігач зі швидкістю v_1 , то при частіших «зустрічах» з гребнями хвиль частота сприйнятих коливань збільшиться:

$$\nu' = \frac{u + v_1}{\lambda}. \quad (2.90)$$

Оскільки $\nu = \frac{u}{\lambda}$, то

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{v_1}{u}\right). \quad (2.91)$$

При русі спостерігача від нерухомого джерела відповідно дістанемо

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v_1}{u}\right). \quad (2.92)$$

У загальному випадку, коли одночасно рухаються джерело і спостерігач, зв'язок частоти сприйнятого звуку ν' і частоти звуку дже-

рела v виражатиметься об'єднаною формулою

$$v' = v \frac{u \pm v_1}{u \mp v_2}, \quad (2.93)$$

де u — швидкість звуку; v_1 — швидкість руху спостерігача; v_2 — швидкість джерела звуку відносно нерухомої системи координат.

Отже, на підставі виразу (2.93) можна зробити такий висновок: зменшення відстані між джерелом звуку і спостерігачем завжди супроводжується збільшенням частоти сприйнятого звуку, і навпаки, збільшення відстані між джерелом звуку і спостерігачем приводить до зменшення частоти сприйнятого звуку.

2.22. Філософські висновки з механіки Ньютона

У XV—XVII ст. під час зародження капіталістичних відносин у Західній Європі досягли значного розвитку промислове виробництво, військова справа і мореплавство. Господарчі та культурні зв'язки між різними країнами і поява друкарського верстата стимулювали наукове спілкування, обмін знаннями між народами. Це поставило перед наукою нові завдання і підготувало умови для їхнього розв'язання.

Щоб виконати ці завдання, наука мала стати на шлях самостійного розвитку та систематичного експериментального дослідження природи. Початком такого дослідження була геліоцентрична система Коперника, яка прийшла на зміну космологічній системі Птолемея.

Розвиваючи геліоцентризм М. Коперника, Й. Кеплер відкрив основні закони руху планет навколо Сонця. Г. Галілей виявив також внутрішню суперечливість динаміки Арістотеля і розробив деякі її основні наукові принципи. Дослідження Г. Галілея в галузі динаміки і астрономії поклали початок упровадженню експериментального методу в природознавстві. Систематизуючи й узагальнюючи результати, одержані Г. Галілеєм, Й. Кеплером та іншими своїми попередниками, І. Ньютон сформулював основні закони механіки. Ньютонівська фізична картина світу розглядалась не лише як основа для наукового пояснення явищ природи, а й як синтез наукових знань свого часу. Оскільки в ті часи механіка була головною наукою, наукове пояснення природи було механічним, а синтез наукових знань про природу ототожнювався або із самою механікою, або з механічною картиною світу. Як наслідок цього механічна картина світу іноді охоплювала такі явища, які фактично не належали до механіки. Вона була засобом механічного пояснення немеханічних явищ (теплових, електромагнітних) та основою для спроб побудувати механічні теорії цих явищ. Вважалось, що механічна картина світу в принципі здатна пояснити будь-яке явище природи. При цьому за ідеал наукового бралось пояснення, що виходить з простих і наочних механічних моделей.

У ньютонівській механіці простір і час розглядаються як об'єктивні форми існування матерії, але у відриві один від одного та від руху матеріальних тіл. І. Ньютон вважав, що тіла та їхні рухи аж ніяк не впливають на перебіг часу та властивості простору. Його погляди на матерію, простір і час, їхній взаємозв'язок суперечливі.

Крім відносного часу та відносного простору, які характерні для повсякденного життя, І. Ньютон вводить поняття абсолютного часу та абсолютного простору, що існують незалежно від процесів і тіл. Абсолютний простір за своєю суттю безвідносний до всього зовнішнього, залишається завжди однаковим, нерухомим. Абсолютний час сам по собі і за своєю суттю, без всякого відношення до чогось зовнішнього, плине рівномірно. Його називають ще тривалістю.

Абсолютний час і абсолютний простір існують незалежно від тіл і процесів у природі, незалежно один від одного. Взаємозв'язок між абсолютним простором та тілами, за Ньютоном, має такий характер: простір є необмеженим вмістилищем матеріальних тіл, в якому відбуваються процеси природи і яке існує як порожня місткість, що має в усіх напрямках однакової властивості. Ці погляди, що відокремлюють простір і час від матерії та один від одного, дістали свій конкретний вираз у «теорії далекодії», яка ґрунтується на метафізичному відриві простору і часу від матерії, на визнанні порожнього простору, позбавленого матеріальних предметів і процесів. Захищаючи теорію далекодії, прихильники її заперечували нерозривний зв'язок простору, часу і матерії. Проте якщо немає порожнього простору, позбавленого будь-яких видів матерії та матеріальних процесів, то взаємодія між тілами відбуватиметься обов'язково за участю проміжного середовища, яке розділяє їх. При цьому вона передаватиметься з деякою скінченною швидкістю, а сигнал, що йде від одного тіла до іншого, спричинить у просторі, що оточує їх, певні матеріальні процеси, що потребують певного проміжку часу. В цьому полягає головна ідея теорії близькодії.

І. Ньютон був першим, хто сформулював повну систему принципів механіки і на їхній підставі побудував струнку будівлю цієї науки. Досягнення механіки Ньютона, а також його науковий авторитет майже на 200 років відвернули увагу вчених від недоліків його механіки. Серйозне критичне ставлення до механіки Ньютона з'явилося лише у другій половині XIX ст.

Після Ньютона механіка швидко розвивалась. Проте нічого принципово нового до фізичних основ механіки не було внесено аж до XX ст., коли положення змінилося з розвитком А. Ейнштейном теорії відносності. Теорія відносності підказала, а дослід підтвердив, що механіку Ньютона не можна застосовувати для описання руху частинок, швидкість яких наближається до швидкості світла у вакуумі. Дослід свідчить, що класичний підхід не можна застосовувати до вивчення явищ мікросвіту, точніше його застосовують до цього

Механіка Ньютона	Теорія відносності Ейнштейна	Квантова механіка Шредингера	Релятивістська квантова механіка Дірака та ін.
$M \gg m_a$ $v \ll c$ $h = 0$	$M \gg m_a$ $v \approx c$ $h = 0$	$M \approx m_a$ $v \ll c$ $h \neq 0$	$M \approx m_a$ $v \approx c$ $h \neq 0$

Примітка. M — маса тіла; m_a — маса атома; v — швидкість тіла; c — швидкість світла у вакуумі; h — стала Планка.

кола явищ обмежено. Адекватне описання явищ мікросвіту дає квантова механіка, яка істотно відрізняється від класичної.

Механіка Ньютона може характеризуватись як класична нерелятивістська механіка. Це означає, що вона вивчає повільні рухи макротіл. Релятивістська механіка є більш загальною теорією порівняно з механікою Ньютона. Остання міститься в ній як наближений граничний випадок. Релятивістська механіка переходить у механіку Ньютона у разі повільних рухів. Квантова механіка переходить у механіку Ньютона, якщо тіла мають досить великі маси і рухаються в силових полях, що плавно змінюються.

Умовно зв'язок механіки Ньютона з іншими розділами сучасної фізики подано в табл. 2.1.

Отже, механіка Ньютона не втратила свого значення до цього часу. Відмовлятися від механіки Ньютона вимушені лише поза межами її застосовності, коли вона призводить або до неправильних, або до недостатньо точних результатів. Такими, наприклад, є задачі про рух заряджених частинок у прискорювачах, де слід використовувати рівняння релятивістської механіки, і про рух електронів у атомах, які розв'язуються за допомогою квантової механіки.

Контрольні запитання і завдання

1. Що називають масою тіла?
2. Який фізичний зміст поняття сили?
3. Сформулюйте закони Ньютона.
4. Запишіть перетворення Галілея.
5. Сформулюйте принцип відносності Галілея.
6. Дайте визначення закону збереження імпульсу.
7. В яких системах відліку діють сили інерції?
8. Чому в північній півкулі ріки підмивають правий берег і праві рейки залізничних колій зношуються більше, ніж ліві?
9. Що таке вага тіла і від чого вона залежить?
10. Запишіть умови запуску штучного супутника Землі та умови подолання земного тяжіння. Вирахуйте першу і другу космічні швидкості.
11. Чому для запуску штучних супутників Землі та космічних кораблів застосовують багатоступінчасті ракети?

12. У чому полягає відмінність між поняттями енергії і роботи?
 13. Які рухи називають гармонічними коливаннями?
 14. Що називають математичним маятником?
 15. Що таке хвиля? Дайте визначення поперечної і поздовжньої хвиль.
 16. Які хвилі називають когерентними?
 17. Що називають фронтом хвилі? Яку форму він має, якщо джерело коливань точкове і середовище однорідне?
 18. Який діапазон частот звукових хвиль?
-

Розділ 3 ОСНОВИ МЕХАНІКИ СУЦІЛЬНОГО СЕРЕДОВИЩА

3.1. Основні рівняння гідростатики

Хоча за своїми властивостями рідини і газу багато в чому відрізняються одне від одного, існує загальна властивість, що об'єднує їх, — плинність, тобто їх малий опір до деформації зсуву. Отже, досліджуючи рух рідин і газів, використовуємо єдиний підхід. Розділ механіки, що вивчає рівновагу та рух рідин і газів, їх взаємодію між собою та обтічними твердими тілами, називають *гідроаеромеханікою*.

У гідроаеромеханіці нехтують молекулярною будовою рідин і газів, сприймаючи їх як суцільне середовище, неперервно розподілене в просторі. Густина рідин і газів у загальному випадку залежить від тиску. Проте у багатьох задачах цією залежністю можна нехтувати і користуватися єдиним поняттям нестисливої рідини — рідини, густина якої завжди стала і не залежить від часу.

Якщо в нерухомій рідині помістити тонку пластину, то частинки рідини, що розміщуються з різних боків від неї, діятимуть на кожний її елемент Δs із силами $\Delta \vec{F}$, які незалежно від орієнтації пластини будуть рівні за модулем і напрямлені перпендикулярно до площини Δs , оскільки наявність дотичних сил привела б частинки рідини в рух і рівновага порушилася б (рис. 3.1).

Фізичну величину, що дорівнює відношенню нормальної сили, яка діє з боку рідини на будь-яку площину, до її площі, називають *тиском рідини* p :

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta s}. \quad (3.1)$$

Одиниця тиску — паскаль (Па): *один паскаль дорівнює тиску, що створює сила в один ньютон, рівномірно розподілена по нормальній до неї поверхні площею 1 м² (1 Па = 1 Н/м²).*

Для рідини, що перебуває в рівновазі, виконується закон Паскаля: *тиск у рідині чи газі передається в усіх напрямках однаково.*

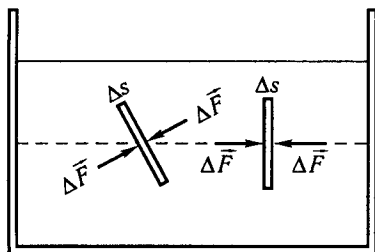


Рис. 3.1

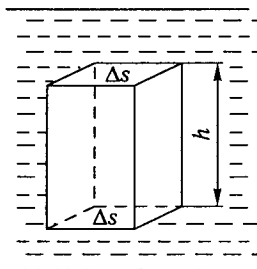


Рис. 3.2

Розглянемо, як впливає сила тяжіння на розподіл тиску всередині нерухомої нестисливої рідини, що перебуває у спокої. Умовно виділимо в рідині елемент певної форми, наприклад паралелепіпед, площа основи якого Δs , а висота h (рис. 3.2). Оскільки рідина цього об'єму перебуває у спокої, то рівнодіяна всіх сил, що діють на об'єм рідини, дорівнює нулю, а сили, що діють на бічну поверхню, взаємно зрівноважуються. Щоб знайти умови рівноваги паралелепіпеда у вертикальному напрямі, треба врахувати тиски p_1 і p_2 , що діють на верхню і нижню основи паралелепіпеда. Запишемо умову рівноваги для вертикального напрямку:

$$p\Delta s = p_0\Delta s + \rho gh\Delta s, \quad \text{або} \quad p = p_0 + \rho gh, \quad (3.2)$$

де ρgh — гідростатичний тиск рідини, зумовлений дією земного тяжіння; ρ — густина рідини.

Рівняння (3.2) є основним рівнянням гідростатики для нестисливої рідини.

Гідростатичний тиск рідини залежить від густини рідини ρ та висоти її стовпа і не залежить від форми посудини, в якій зберігається рідина. Отже, якщо тиск на вільну поверхню нерухомої рідини p_0 , то гідростатичний тиск на глибині h визначають рівнянням (3.2).

Відповідно до цього рівняння сила тиску на нижні шари рідини буде більша, ніж на верхні, а тому на тіло, занурене в рідину, діє виштовхувальна сила, яка визначається **законом Архімеда**: на тіло, занурене в рідину (газ), діє з боку цієї рідини напрямлена вгору виштовхувальна сила, яка дорівнює вазі витісненої тілом рідини (газу):

$$F_A = \rho gV, \quad (3.3)$$

де F_A — сила Архімеда; ρ — густина рідини; V — об'єм зануреного в рідину тіла.

Для вимірювання гідростатичного тиску застосовують манометри. Найпростіший тип манометра має вигляд U-подібної трубки, один кінець якої з'єднується з посудиною, в якій вимірюється тиск, дру-

гий — з атмосферою або запаятий і повітря з нього відкачано. За різницею рівнів рідин у колінах манометра визначають тиск у посудині.

Великі тиски вимірюють металевими манометрами, в яких металева пружна трубка приєднується до резервуара, де вимірюється тиск. При зміні тиску змінюється конфігурація трубки. Її зміна фіксується стрілкою чи іншим показником тиску. Низькі й високі тиски вимірюють приладами, дія яких ґрунтується на залежності електричного опору манганінової дротини від тиску або електричних властивостей кварцових пластинок від тиску (п'єзоелектричний ефект).

Манометри складаються з чутливого елемента і елемента, який тиск перетворює в іншу величину, зручну для вимірювання. За типом чутливого елемента манометри поділяють на рідинні, механічні, поршневі, електричні, теплові, радіоактивні тощо.

3.2. Гідродинаміка ідеальної рідини

Завдання гідродинаміки полягає в тому, щоб знайти співвідношення, які дають можливість за числовими значеннями сил описати стан руху рідини або за станом руху рідини знайти діючі сили.

Рух рідини або газу можна вивчати двома методами. За допомогою першого методу вивчають рух кожної частинки окремо. Він потребує визначення кінетичних характеристик руху (переміщення, швидкість, прискорення) частинок рідини при переміщеннях їх у просторі й часі. Такий метод вивчення стану руху рідини запропонував французький математик і механік Ж. Лагранж (1736—1813), тому його називають *методом Лагранжа*. Одержання законів руху рідини за методом Лагранжа пов'язане зі значними математичними труднощами, тому на практиці користуються іншим методом. Спостерігають не за рухом кожної частинки рідини, а в потоці рідини виділяють фіксований елементарний об'єм і вивчають, що відбувається з часом у кожній точці виділеного об'єму. Такий метод вивчення стану руху рідини розробив видатний математик і фізик Л. Ейлер (1707—1783). Його називають *методом Ейлера*. За цим методом аналізують не швидкості й прискорення частинок рідини, а швидкості й прискорення потоку рідини.

Вивчаючи рух рідини, користуються ідеалізованим об'єктом або рідиною, яку називають *ідеальною*, тобто рідиною, яка абсолютно нестислива і повністю позбавлена внутрішнього тертя.

Потік рідини або газу називають стаціонарним, якщо його швидкість в усіх точках простору з часом не змінюється.

Для полегшення аналізу руху рідини або газу користуються лініями і трубками течії. Під *лінією течії* розуміють лінію, дотична до якої в кожній точці збігається з вектором швидкості \vec{v} (рис. 3.3).

Лінія течії і траєкторія руху частинки в загальному випадку не збігаються. Траєкторія показує шлях тієї самої частинки за весь час

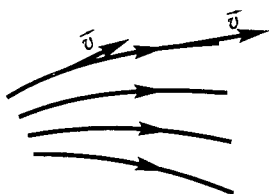


Рис. 3.3

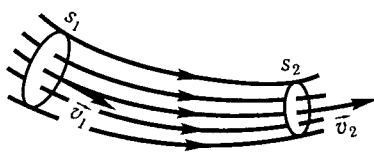


Рис. 3.4

її руху. Лінія течії характеризує напрям руху нескінченної множини частинок, які у певний момент часу розміщуються на лінії. Тільки при стаціонарному потоці рідини або газу лінії течії збігаються з траєкторіями руху частинок. Для нестаціонарних потоків такого збігу немає.

Частину рідини, обмежену лініями течії, називають *трубкою течії*. Всі частинки, що містяться всередині трубки течії, не виходять за межі трубки, і жодна з частинок, які залишаються за межами трубки течії, не проникає в неї. Трубка течії має вигляд трубки з жорсткою бічною поверхнею, по якій протікає рідина. Якщо поперечний переріз трубки течії малий, то можна вважати, що швидкість рідини для всіх точок заданого перерізу однакова.

Течію рідини називають усталеною (або стаціонарною), якщо форма і розміщення ліній течії, а також значення швидкостей у кожній точці поперечного перерізу з часом не змінюються.

Розглянемо будь-яку трубку течії. Виберемо два її перерізи s_1 і s_2 (рис. 3.4). За час Δt через довільний переріз s пройде об'єм рідини $sv\Delta t$; отже, за 1 с через s_1 пройде об'єм рідини s_1v_1 , де v_1 — швидкість течії рідини в перерізі s_1 . Через s_2 за 1 с пройде об'єм рідини s_2v_2 , де v_2 — швидкість течії рідини в перерізі s_2 . Якщо рідина нестислива, то через переріз s_1 пройде такий самий об'єм рідини, як і через переріз s_2 , тобто

$$s_1v_1 = s_2v_2 = \text{const.} \quad (3.4)$$

Отже, *добуток швидкості течії нестисливої рідини на площу поперечного перерізу трубки течії є величиною сталою для цієї трубки течії.*

Співвідношення (3.4) називають *рівнянням нерозривності для нестисливої рідини*. Його можна застосувати не тільки до реальних рідин, а й до газів.

Виділимо в ідеальній рідині, що рухається стаціонарно, трубку течії малого перерізу. Розглянемо об'єм, обмежений перерізами s_1 та s_2 і стінками трубки течії. За досить малий час Δt цей об'єм зміститься вздовж трубки течії, причому переріз s_1 займе положення s'_1 , пройшовши шлях $\Delta l_1 = v_1\Delta t$, а переріз s_2 займе положення s'_2 , пройшовши шлях $\Delta l_2 = v_2\Delta t$.

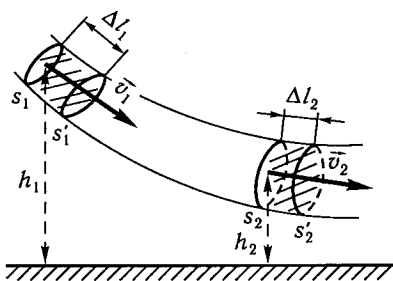


Рис. 3.5

Завдяки нерозривності струменя заштриховані об'єми матимуть однаковий розмір (рис. 3.5):

$$\begin{aligned} \Delta V_1 &= s_1 \Delta l_1 = s_1 v_1 \Delta t = \\ &= \Delta V_2 = s_2 \Delta l_2 = s_2 v_2 \Delta t = \Delta V. \end{aligned}$$

Енергія кожної частинки рідини складається з її кінетичної енергії й потенціальної енергії в полі сил тяжіння. Внаслідок стаціонарності течії частинка, що знаходиться через час

Δt у будь-якій із точок незаштрихованої частини цього об'єму, має таку саму швидкість, яку мала частинка, що була в тій самій точці в початковий момент часу. Тому приріст енергії можна визначити як різницю енергій заштрихованих об'ємів ΔV_1 і ΔV_2 .

Візьмемо переріз трубки течії s і відрізок Δl настільки малими, щоб усім точкам кожного із заштрихованих об'ємів можна було надати одне і те саме значення швидкості v , тиску p і висоти h . Тоді приріст енергії

$$\Delta E = \left(\frac{\Delta m_2 v_2^2}{2} + \Delta m_2 g h_2 \right) - \left(\frac{\Delta m_1 v_1^2}{2} + \Delta m_1 g h_1 \right).$$

Оскільки маси заштрихованих об'ємів однакові

$$\Delta m_1 = \rho \Delta V_1 = \Delta m_2 = \rho \Delta V_2 = \rho \Delta V,$$

де ρ — густина рідини,

$$\Delta E = \Delta V \left(\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 \right) - \Delta V \left(\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 \right). \quad (3.5)$$

В ідеальній рідині сил тертя немає. Тому приріст енергії ΔE має дорівнювати роботі, яку виконують сили тиску над виділеними об'ємами. Сили тиску на бокову поверхню перпендикулярні в кожній точці до напрямку переміщення частинок, до яких вони прикладені, внаслідок чого вони роботи не виконують. Відмінна від нуля лише робота сил $F_1 = p_1 s_1$ і $F_2 = -p_2 s_2$, прикладених до перерізів s_1 і s_2 . Сумарна робота дорівнює

$$A = F_1 \Delta l_1 + F_2 \Delta l_2 = p_1 s_1 \Delta l_1 - p_2 s_2 \Delta l_2 = (p_1 - p_2) \Delta V. \quad (3.6)$$

Порівнявши вирази (3.5) і (3.6) і зробивши деякі перетворення, дістанемо

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2.$$

Оскільки перерізи s_1 і s_2 взято довільно, то для будь-якого перерізу трубки течії виконується умова

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = \text{const.} \quad (3.7)$$

Рівняння (3.7) одержав Д. Бернуллі (1700—1782). Його називають *рівнянням Бернуллі для стаціонарного потоку ідеальної рідини*. Це рівняння є математичним виразом закону збереження енергії щодо усталеної течії ідеальної рідини. Експериментально доведено, що рівняння Бернуллі (3.7) можна застосовувати і для реальних рідин, в'язкість яких невелика, а також для газів, швидкість руху яких значно менша від швидкості поширення в них звуку. Величину p у формулі (3.7) називають *статичним тиском*, величину $\frac{\rho v^2}{2}$ — *динамічним тиском*, а величину ρgh — *гідростатичним тиском*.

Для горизонтальної трубки течії ($h_1 = h_2$) вираз (3.7) набирає вигляду

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const.} \quad (3.8)$$

Суму $\frac{\rho v^2}{2} + p$ називають *повним тиском*, або повним напором. Тиск виявляється меншим у тих точках, де швидкість більша. Отже, при течії рідини по горизонтальній трубі, що має різні перерізи, швидкість рідини, згідно з рівнянням нерозривності, в місцях звуження більша, а статичний тиск менший, в більш широких місцях труби — навпаки. Це можна продемонструвати, встановивши вздовж труби ряд манометрів (рис. 3.6). Повний тиск вимірюють *трубкою Піто*. Вона має вигляд зігнутої манометричної трубки, яку розміщують у рухомій рідині так, що її відкритий кінець повернутий назустріч течії рідини.

Досвід засвідчує, що в манометричній трубці, прикріпленій до вузької частини труби в точці B , рівень рідини нижчий, ніж в манометричних трубках, прикріплених до широкої частини труби в точках A і C .

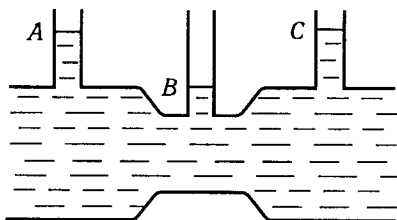


Рис. 3.6

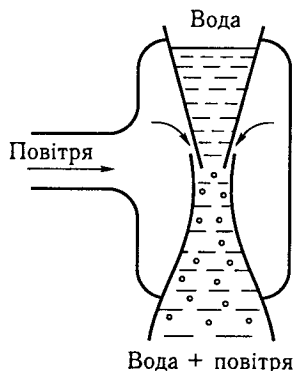


Рис. 3.7

Зменшення статичного тиску в точках, де швидкість потоку більша, покладено в основу роботи водоструминного насоса (рис. 3.7). Струмінь води подається в конусоподібну трубку, відкриту в атмосферу так, що тиск на виході із трубки дорівнює атмосферному. В місці звуження трубки вода тече з більшою швидкістю. В цьому місці тиск менший від атмосферного. Цей тиск установлюється також у відкачаній посудині, зв'язаній з трубкою через отвір у вузькій частині трубки. Повітря підхоплюється водою, що витікає з вузького кінця трубки з великою швидкістю. У такий спосіб можна відкачати повітря із посудини до досить низьких тисків.

3.3. Гідродинаміка в'язкої рідини

В'язкість (внутрішнє тертя) — це властивість реальних рідин (газів) чинити опір переміщенню однієї частини рідини відносно іншої. При переміщенні одних шарів реальної рідини відносно інших виникають сили внутрішнього тертя, що спрямовуються по дотичній до поверхні шарів. Дія цих сил виявляється в тому, що з боку шару, який рухається швидше, на шар, який рухається повільніше, діє прискорювальна сила. І навпаки, з боку шару, що рухається повільніше, діє гальмівна сила на шар, який рухається швидше.

Сила внутрішнього тертя F тим більша, чим більша виділена площа поверхні шару s (рис. 3.8), і залежить від зміни швидкості течії рідини при переході від шару до шару. На рис. 3.8 показано два шари, які розміщуються один від одного на відстані Δx і рухаються зі швидкостями \bar{v}_1 і \bar{v}_2 , при цьому $\bar{v}_1 - \bar{v}_2 = \Delta \bar{v}$. Напрямок, в якому відраховується відстань між шарами, перпендикулярний до швидкості течії шарів. Відношення $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ показує зміну швидкості при переході від шару до шару в напрямі x , перпендикулярному до напрямку руху шарів, і називається *градієнтом швидкості*.

Отже, модуль сили внутрішнього тертя

$$F = \eta \left| \frac{\Delta v}{\Delta x} \right| s, \quad (3.9)$$

де коефіцієнт пропорційності η , що залежить від природи рідини, називається *коефіцієнтом динамічної в'язкості* (або просто *в'язкістю*). В'язкість виражається в *паскаль-секундах* (Па·с): *один паскаль-секунда дорівнює коефіцієнту динамічної в'язкості середовища, в якому при ламінарній течії і градієнті швидкості з модулем, що дорівнює 1 м/с на 1 м, виникає сила внутрішнього тертя в один ньютон на 1 м² поверхні дотику шарів (1 Па·с = 1 Н·с/м²)*. Чим більша в'язкість, тим більше рідина відрізняється від ідеальної, тим більші сили внутрішнього тертя в ній виникають. В'язкість залежить від

температури, причому характер цієї залежності для рідин і газів різний: зі збільшенням температури в'язкість рідин зменшується, а газів, навпаки, збільшується. Це свідчить про різну природу в них механізмів внутрішнього тертя. Від температури особливо залежить в'язкість деяких масел. Наприклад, в'язкість касторового масла за температури 18...40 °С зменшується в чотири рази. Відомий фізик П. Л. Капиця (1894—1984) відкрив надтекучий стан рідкого гелію, в'язкість якого за температури 2,17 К дорівнює нулю.

Існує два режими течії рідин (газу). Течія називається *ламінарною*, якщо вздовж потоку кожний виділений тонкий шар скочає відносно сусідніх, не переміщуючись з ними, і *турбулентною* (вихровою), якщо вздовж потоку відбуваються інтенсивне вихроутворення і перемішування рідини (газу). Ламінарна течія рідини спостерігається при відносно невеликих швидкостях її руху. Зовнішній шар рідини, що межує з поверхнею нерухомого твердого тіла, завдяки силам молекулярної взаємодії прилипає до неї і залишається нерухомим. Швидкість інших шарів буде тим більша, чим більша їх відстань від поверхні тіла.

При турбулентній течії частинки рідини мають складові швидкості, перпендикулярні до течії, тому вони можуть переходити з одного шару в інший. Швидкість частинок рідини тим більша, чим далі вони перебувають від поверхні тіла. Оскільки частинки рідини переходять із одного шару в інший, то їхні швидкості в різних шарах відрізняються мало. Завдяки великому градієнту швидкості біля поверхні тіла, як правило, утворюються вихори. Англійський учений О. Рейнольдс (1842—1912) установив, що характер течії залежить від безрозмірної величини, яку називають *числом Рейнольдса*:

$$\text{Re} = \frac{\rho \bar{v} r}{\eta} = \frac{\bar{v} r}{\nu}, \quad (3.10)$$

де ρ — густина рідини; \bar{v} — середня швидкість рідини; r — характерний лінійний розмір (наприклад, радіус труби, радіус кулі); $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ — коефіцієнт кінематичної в'язкості.

При числах Рейнольдса, менших ніж 1000, спостерігається ламінарна течія, при великих — турбулентна. Крім того, число Рейнольдса може бути критерієм подібності для різних течій одного і того самого типу (наприклад, обтікання куль різного радіуса рідинами різної

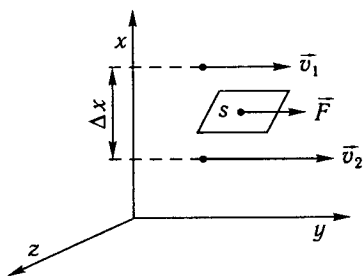


Рис. 3.8

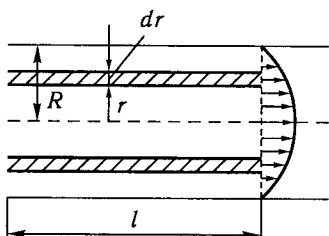


Рис. 3.9

в'язкості). Течії, які можна одержати одну з іншої простою заміною масштабу вимірювання координат і швидкостей, називаються *подібними*. Можна сказати, що течії однакового типу з однаковим числом Рейнольдса подібні — у цьому полягає суть *закону подібності*.

Наведемо два характерних приклади ламінарної течії рідини.

Приклад 1. Розглянемо капіляр радіусом R і завдовжки l . У рідині подумки виділимо циліндричний шар радіусом r і завтовшки dr (рис. 3.9). У цьому разі з внутрішнього боку діє сила внутрішнього тертя, що визначається співвідношенням (3.9):

$$F = -\eta \frac{dv}{dr} s = -\eta 2\pi r l \frac{dv}{dr},$$

де $s = 2\pi r l$ — бокова поверхня циліндричного шару; знак «мінус» означає, що при збільшенні радіуса швидкість зменшується з наближенням до стінки капіляра.

Для усталеної течії рідини сила внутрішнього тертя зрівноважується різницею тисків на кінцях циліндра

$$F = \pi r^2 (p_1 - p_2) = \pi r^2 \Delta p.$$

Звідси

$$-\eta 2\pi r l \frac{dv}{dr} = \pi r^2 \Delta p$$

або

$$dv = -\frac{\Delta p}{2\eta l} r dr.$$

Припускаючи, що біля стінок відбувається прилипання рідини, тобто швидкість на відстані R від осі капіляра дорівнює нулю, після інтегрування дістанемо

$$\int_0^v dv = -\frac{\Delta p}{2\eta l} \int_R^r r dr$$

або

$$v = \frac{\Delta p}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (3.11)$$

Цей вираз уперше одержав Ж. Пуазейль (1799—1869). Вектори швидкості частинок рідини розподіляються за параболічним законом, причому вершина параболи лежить на осі капіляра.

За допомогою виразу (3.11) легко визначити об'єм рідини, що витікає з капіляра за час t :

$$V = \int_0^R vt2\pi r dr = \frac{2\pi\Delta pt}{4\eta l} \int_0^R r(R^2 - r^2) dr.$$

Звідси

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta pt}{8\eta l}. \quad (3.12)$$

Цю формулу прийнято називати *законом Пуазейля*.

Приклад 2. Розглянемо тепер повільний рух відносно малих кульок у рідині, коли їхні розміри значно менші, ніж розміри посудини, під дією сил тяжіння. На кульку, що падає в рідині вертикально вниз, діє три сили: сила тяжіння $F_1 = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g$ (ρ — густина кульки, а r — її радіус); сила Архімеда $F_2 = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g$ (ρ_0 — густина рідини) і сила опору, вираз якої емпірично встановив Дж. Сток (1819—1903); $F_3 = 6\pi r v \eta$ (v — швидкість кульки). При рівномірному русі кульки

$$F_1 = F_2 + F_3$$

або

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g + 6\pi r v \eta.$$

Після простих перетворень дістанемо

$$v = \frac{2(\rho - \rho_0)gr^2}{9\eta}. \quad (3.13)$$

3.4. Елементи теорії пружності

Розглядаючи механіку твердого тіла, ми користувалися поняттям абсолютно твердого тіла. Однак у природі абсолютно твердих тіл немає, оскільки всі реальні тіла під дією сил змінюють свою форму і розміри, тобто деформуються.

Деформація називається *пружною*, якщо після припинення дії зовнішніх сил тіло відновлює первинні розміри і форму. Деформацію, що зберігається в тілі після припинення дії зовнішніх сил, називають *пластичною* (або *залишковою*). Деформації реального тіла завжди пластичні, оскільки вони після припинення дії зовнішніх сил ніколи повністю не зникають. Проте якщо залишкові деформації досить малі, то ними можна нехтувати і розглядати їх як пружні, що ми і враховуватимемо надалі.

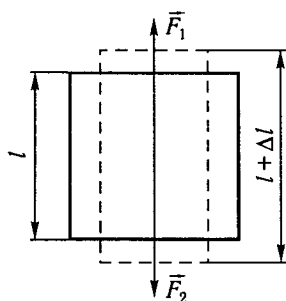


Рис. 3.10

У теорії пружності доводиться, що всі види деформації (розтягу або стиску, зсуву або згину, крутіння тощо) можуть бути зведені до деформації розтягу, стиску і зсуву, які відбуваються одночасно.

Розглянемо однорідний стрижень завдовжки \$l\$ і площею поперечного перерізу \$s\$ (рис. 3.10), до кінців якого прикладено сили \$F_1\$ і \$F_2\$ (\$F_1 = F_2 = F\$), що спрямовані вздовж його осі, внаслідок чого довжина стрижня змінюється на величину \$\Delta l\$. Природньо, що при розтягу величина \$\Delta l\$ позитивна, а при стиску — негативна.

Силу, що діє на одиницю площі поперечного перерізу, називають *напруженням*:

$$\sigma = \frac{F}{s}. \quad (3.14)$$

Якщо сила напрямлена по нормалі до поверхні, то напруження називається *нормальним*, а якщо по дотичній до поверхні — *тангенціальним*.

Кількісною мірою, що характеризує ступінь деформації тіла, є *відносна деформація*. Так, відносна зміна довжини стрижня (поздовжня деформація)

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l}. \quad (3.15)$$

Відносний поперечний розтяг (стиск)

$$\epsilon' = \frac{\Delta d}{d}, \quad (3.16)$$

де \$d\$ — діаметр стрижня. Величини \$\epsilon\$ і \$\epsilon'\$ завжди мають різні знаки (при розтягу величина \$\Delta l\$ позитивна, а \$\Delta d\$ — негативна; при стиску, навпаки, \$\Delta l\$ — негативна, а \$\Delta d\$ — позитивна). Із досвіду випливає взаємозв'язок \$\epsilon\$ і \$\epsilon'\$:

$$\epsilon' = \mu \epsilon,$$

де \$\mu\$ — позитивний коефіцієнт, що залежить від властивостей матеріалу і називається *коефіцієнтом Пуассона*.

Англійський фізик Р. Гук (1635—1703) встановив, що для будь-якої малої деформації сила пружності пропорційна деформації, або *для малих деформацій напруження \$\sigma\$, що виникає всередині тіла, прямо пропорційне відносній деформації \$\epsilon\$ (закон Гука)*:

$$\sigma = -E\epsilon, \quad (3.17)$$

де коефіцієнт пропорційності \$E\$ називають *модулем Юнга*. Із виразу (3.17) видно, що модуль Юнга визначається напруженням, що спри-

чинює відносно видовження, яке дорівнює одиниці. Знак мінус вказує на протилежний напрям напруження і деформації.

Із формул (3.14), (3.15) і (3.17) випливає, що

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = -\frac{\sigma}{E} = -\frac{F}{Es} \quad (3.18)$$

або

$$F = -\frac{Es}{l}\Delta l = -k\Delta l,$$

де k — коефіцієнт пружності. Вираз (3.18) випливає із закону Гука, відповідно до якого видовження стрижня при пружній деформації пропорційне силі, що діє на стрижень.

Деформація твердих тіл описується законом Гука до певної межі. Зв'язок між деформацією і напруженням можна показати у вигляді діаграми напружень, яку розглянемо для металевого зразка (рис. 3.11). Із рисунка видно, що лінійна залежність σ від ε , встановлена Гуком, виконується у дуже вузьких межах до так званої *межі пропорційності* $\sigma_{\text{п}}$. При подальшому збільшенні напруження деформація ще пружна (хоча залежність $\sigma(\varepsilon)$ уже нелінійна) і до межі пружності $\sigma_{\text{п}'}$ залишкові деформації не виникають. За межами пружності в тілі виникають залишкові деформації і графік, що описує повернення тіла в початкове положення, після припинення дії сили зобразиться кривою CF , паралельною BO . Напруження, при якому виникає помітна залишкова деформація, називають *межею текучості* $\sigma_{\text{т}}$ — точка C на кривій залежності $\sigma(\varepsilon)$. У ділянці CD деформація зростає без збільшення напруження, тобто тіло немов би «тече». Цю область називають *ділянкою текучості* (або *пластичної деформації*).

Матеріали, для яких ділянка плинності значна, називають *в'язкими*, для яких її практично немає — *крихкими*. При подальшому розтягу (за точку D) тіло руйнується. Максимальне напруження, що виникає в тілі до руйнування, називають *границею міцності* $\sigma_{\text{м}}$. Діаграма напружень для реальних твердих тіл залежить від різних факторів. Одне й те саме тверде тіло може при короточасній дії сил виявити крихкі властивості, а при тривалій дії і слабких силах —

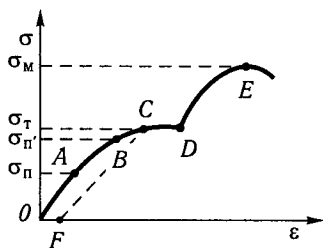


Рис. 3.11

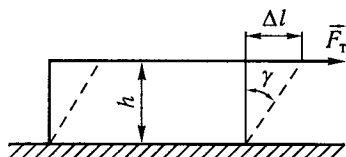


Рис. 3.12

текучі властивості. Деформацію зсуву найпростіше здійснити, якщо взяти брусок у формі прямокутного паралелепіпеда і прикласти до нього силу F (рис. 3.12), дотичну до поверхні (нижня частина бруска закріплена нерухомо). Відносну деформацію зсуву визначають за формулою

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\Delta l}{h}, \quad (3.19)$$

де Δl — абсолютний зсув паралельних шарів тіла один відносно одного; h — відстань між шарами (для малих кутів $\operatorname{tg}\gamma \approx \gamma$).

Контрольні запитання і завдання

1. Запишіть основне рівняння гідростатики та проаналізуйте його.
 2. Запишіть рівняння Бернуллі та зазначте умови його застосування.
 3. Сформулюйте закон Паскаля.
 4. Що характеризує число Рейнольдса?
 5. За якою ознакою тіла поділяють на пружні й непружні?
 6. Назвіть основні види деформацій тіл.
 7. Запишіть закон Гука для абсолютної деформації розтягу і зсуву.
 8. Яку величину називають модулем Юнга?
-

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА

Статистичний метод у молекулярній фізиці. Атомістичні уявлення у фізиці. Ідеальний газ. Газ Ван дер Ваальса. Броунівський рух. Явища перенесення газів: дифузія, в'язкість і теплопровідність. Будова і властивості кристалів, аморфних тіл і рідин. Термодинамічний метод у фізиці. Енергія, робота і теплота. Перший і другий принципи термодинаміки. Енергетизм і причини його виникнення. Ентропія. Статистичний зміст другого принципу термодинаміки. Третій принцип термодинаміки, від'ємні температури.

Розділ 4 ОСНОВИ МОЛЕКУЛЯРНО-КІНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ ГАЗІВ

4.1. Молекулярно-кінетична теорія і статистичний метод у молекулярній фізиці

Молекулярна фізика вивчає фізичні властивості речовини в різних агрегатних станах — твердому, рідкому та газоподібному — у зв'язку з її будовою, міжмолекулярною взаємодією та особливостями руху молекул.

Відповідно до молекулярно-кінетичних уявлень будь-яке тіло — тверде, рідке або газоподібне — складається з великої кількості дуже малих частинок — молекул*. Молекули будь-якої речовини перебувають у безладному, хаотичному русі, в якому не можна виділити переважного напрямку, а інтенсивність його залежить від температури речовини.

Безпосереднім доказом існування хаотичного руху молекул є броунівський рух. Це явище полягає в тому, що дуже малі (їх можна спостерігати лише за допомогою мікроскопа) завислі в рідині частинки завжди перебувають у стані безперервного, безладного руху, який не залежить від зовнішніх причин, а є проявом внутрішнього руху частинок, з яких складається речовина. Броунівські частинки

*Атоми можна розглядати як одноатомні молекули.

рухаються під впливом безладних зіткнень з молекулами речовини.

Молекулярно-кінетична теорія має на меті пояснити властивості тіл, що безпосередньо спостерігаються на досліді (тиск, температуру тощо), як сумарний ефект дії молекул. Для цього вона використовує статистичний метод, розглядаючи не рух окремих молекул, а лише деякі усереднені величини, які характеризують рух великої сукупності частинок.

Молекулярна фізика розглядає явища, які є результатом сукупності дії багатьох частинок. Ці явища, в яких бере участь величезна кількість частинок, підлягають законам великих чисел, або законам статистики.

Сукупність великої кількості молекул має властивості, яких не має жодна молекула окремо. Такими властивостями сукупності є, наприклад, тиск, температура, теплопровідність, в'язкість тощо. Тому рух такої сукупності молекул є вже новою, що якісно відрізняється від механічної, формою руху матерії, хоча рух кожної молекули окремо підлягає законам механіки. Виникнення у сукупності молекул нових властивостей, яких немає в окремих молекулах, є одним з конкретних проявів положення діалектичного матеріалізму про виникнення нової властивості внаслідок кількісних змін.

Існує певний якісний і кількісний зв'язок між властивостями сукупності молекул і середніми значеннями тих фізичних властивостей, які характеризують поведінку та властивості кожної молекули окремо. Наприклад, температура газу зв'язана із середнім значенням кінетичної енергії молекули. Для встановлення цього зв'язку не потрібно точно знати положення або швидкість кожної окремої молекули, а досить знати ймовірні значення їх.

Статистика оперує середніми значеннями тих фізичних величин, які характеризують поведінку і властивості кожної окремої молекули. Тому ні напрям руху, ні швидкість окремої молекули, ні концентрація їх у кожному малому об'ємі тепер не відіграють істотної ролі, а важливі тільки середні значення цих величин. Уведення середніх значень величин у молекулярній фізиці зумовлене не лише тим, що ми не можемо стежити за рухом кожної молекули окремо через велику кількість їх, а й тим, що сукупність величезної кількості молекул має нові властивості, яких немає в кожній молекулі окремо, і підлягає новим статистичним законам.

Категорії ймовірності відіграють у науці всезростаючу роль і тісно пов'язані з пізнанням внутрішніх властивостей, з розкриттям внутрішньої структури відносно елементарних об'єктів. Динамічні закони діють тільки там, де можна не враховувати внутрішню структуру об'єктів. Урахування структури, аналіз багатьох фізичних властивостей неодмінно пов'язані з введенням ймовірностей і застосуванням ймовірнісних методів. Статистичні закони виражають об'єктивну необхідність у її нерозривному зв'язку з випадковістю, вони не нех-

тують випадковістю, а розглядають її як форму виявлення необхідності.

Звертаючись до історії розвитку молекулярно-кінетичних уявлень, слід насамперед зазначити, що уявлення про атомістичну будову речовини були висловлені ще стародавніми греками. Вони стверджували, що основою всіх речей є матерія, розуміючи під нею речовину.

Фалес уявляв матерію як нескінченний прояв основної речовини — води. Анаксімен за єдину матеріальну першооснову брав повітря. Основоположник старогрецької діалектики Геракліт пішов далі Фалеса та Анаксімена. Він стверджував, що світ єдиний із всього не створений ніким із богів і ніким із людей, а був, є і буде вічно живим вогнем, який закономірно спалахує і закономірно згасає.

За Гераклітом, вогонь є першоосною, рухомою силою. Грецькі філософи Левкіпп (V ст. до н. е.), Демокріт (бл. 460—370 до н. е.) та Епікур (341—270 до н. е.) були впевнені в існуванні межі подільності матерії. З надзвичайною переконливістю, з поетичним пафосом вчення атомістів викладено у філософській поемі Лукреція Кара (бл. 96—55 до н. е.) під назвою «Про природу речей», що дійшла до наших днів. У грецьких філософів атоми неподільні в геометричному і механічному розумінні. Саме слово «атом» грецького походження і означає «неподільний». Взаємодію між атомами філософи-атомісти зводили до суто механічної, наділяючи атоми спеціальним механічним пристроєм, щоб забезпечити їм можливість зчеплення.

У XVIII — XIX ст. вчені вважали, що існує спеціальний вид сил, так звані сили хімічної «спорідненості», внаслідок яких відбувається взаємодія між атомами і молекулами речовини. Тоді був поширений метод з'ясування нового явища введенням спеціальних сил.

Вагомий внесок у розвиток атомно-молекулярних уявлень зробив М. В. Ломоносов (1711—1765). Він піднявся до розуміння закону збереження матерії і руху як єдиного і загального закону природи, чим випередив розвиток фізики більш як на півтора століття. М. В. Ломоносов є основоположником молекулярно-кінетичної теорії, він розкрив природу теплоти, зв'язаної з рухом частинок тіла, та взаємну перетворюваність теплової і механічної форм руху.

Велике значення для науки в цілому і для атомістичної теорії зокрема мало відкриття 1869 р. періодичного закону Д. І. Менделєєвим, за допомогою якого він установив періодичну залежність властивостей простих тіл і сполук елементів від атомних мас елементів. На підставі цього закону Д. І. Менделєєв дійшов висновку, що кількість елементів обмежена, періодичність елементів є законом природи, передбачив існування ряду елементів та їхні властивості. Ці далекосяжні теоретичні передбачення дали змогу на досліді перевірити закон, на багато років уперед вказати шлях розвитку не тільки хімії, а й фізики. До Д. І. Менделєєва хімічні елементи розглядалися ізольовано, поза зв'язком між ними, поза розвитком їх,

тому спроби систематизації елементів не давали істотних наслідків. Відкриття Д. І. Менделєєва було не тільки науковим, а й філософським узагальненням. Періодичний закон є одним із наочних проявів діалектичного закону виникнення нової властивості в результаті кількісних змін.

Отже, у XIX ст. молекулярні уявлення закріпились у науці остаточно. Визнання реального існування атомів було покладено в основу молекулярно-кінетичної теорії газів Дж. Максвеллом, Л. Больцманом, М. М. Пироговим та іншими фізиками, які спирались у своїх наукових дослідженнях на матеріалістичні уявлення про навколишній світ.

4.2. Агрегатні стани речовини

Речовина залежно від термодинамічних параметрів — тиску, об'єму і температури — може перебувати в трьох агрегатних станах: твердому, рідкому та газоподібному. Крім того, речовина за певних умов може бути в стані плазми. Сучасні агрегатні стани дещо нагадують чотири стихії давніх: Земля — твердий стан, вода — рідкий стан, повітря — газоподібний стан, вогонь — плазму.

Будова тіл і характер молекулярного руху визначаються силами взаємодії між молекулами, а сили взаємодії тим менші, чим більші міжмолекулярні відстані. У газах середня відстань між молекулами досить велика порівняно з розмірами молекули. Молекули рухаються хаотично, змінюючи напрям руху при зіткненнях одна з одною або зі стінками посудини, але між зіткненнями молекули рухаються практично незалежно одна від одної, оскільки сили взаємодії малі. У твердих кристалічних тілах відстані між молекулами значно менші, ніж у газах, а тому міжмолекулярні сили більші. Через це молекулярний рух у кристалах має зовсім інший характер, ніж у газах. У кристалах молекули, атоми або йони (залежно від роду речовини) переходять з місця на місце порівняно рідко, більшу частину часу вони перебувають у коливальному русі відносно деяких нерухомих точок, або вузлів, які є положеннями рівноваги. Ці вузли розподіляються в просторі залежно від характеру міжмолекулярної взаємодії. Підвищення температури твердого тіла призводить до збільшення амплітуди коливань молекул, відстаней між вузлами (розширення тіла від нагрівання) і, отже, до послаблення сил зчеплення. Від цього атоми частіше залишають свої вузли, а за певної температури, що називається *температурою плавлення*, зникає впорядкованість у розміщенні центрів коливань, ґратки руйнуються і відбувається перехід у рідкий стан.

Гази і кристали відрізняються будовою і характером молекулярного руху. Гази характеризуються хаотичністю, кристали — впорядкованістю у розміщенні молекул. У цьому розумінні гази і кристали

мають протилежні властивості. У рідинах діалектично поєднуються ці протилежні властивості. Молекули газів рухаються поступально, а молекули кристалів коливаються навколо нерухомих положень рівноваги. Молекули рідин коливаються подібно до молекул кристалів, але положення рівноваги, відносно яких відбуваються коливання, не залишаються нерухомими, як у кристалах, а час від часу зміщуються. У рідині виступають в єдності порядок, характерний для кристалів, і безпорядок, характерний для газів. Молекули рідини не так міцно зв'язані одна з одною, як молекули твердих тіл, але взаємодія між ними значно більша, ніж у газоподібному стані. Молекули рідини можуть долати ці сили зв'язку. За певної температури молекули рідини мають різну швидкість і та чи інша молекула може набутися достатньої енергії для подолання сил зв'язку. Якщо рух молекули напрямлений до поверхні рідини, то вона може вийти з неї. Цей процес називається *випаровуванням*. Він може відбуватися за будь-якої температури. Такі міркування можна застосувати також для твердого тіла, щоб пояснити можливість випаровування твердих тіл без попереднього перетворення в рідину. Це явище називають *сублімацією*.

Густина газу за нормальних умов значно менша, ніж густина тієї самої речовини в рідкому стані: $\rho_p \approx 1000 \rho_r$. Зв'язок відстаней між частинками для газу і рідини такий: $R_r = \sqrt[3]{1000 R_p}$. Довжина вільного пробігу молекул у газоподібному стані $\lambda \approx 10^{-7}$ м, середня швидкість руху молекул газу за кімнатної температури 400...500 м/с. Розміри одного атома близько 10^{-10} м, молекули — $3 \cdot 10^{-10}$ м. Середня густина атомів у Сонячній системі становить 10^9 атомів/м³, у Галактиці — 10^6 атомів/м³, поза межами Галактики — $10^5 \dots 10^6$ атомів/м³.

За *законом Авогадро*, якщо будь-які два гази займають однакові об'єми при однаковому тиску і мають однакові температури, то в цих об'ємах міститься однакове число молекул. Із цього закону випливає, що молі будь-яких речовин у газоподібному стані при однакових тисках і однакових температурах займають однакові об'єми. Число молекул у молі будь-якої речовини $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹. Це число називається *числом Авогадро*. Дослід засвідчує, що моль будь-якої речовини в газоподібному стані за нормальних умов займає об'єм $22,4 \cdot 10^{-3}$ м³. Звідси можна визначити число молекул газу, що міститься за нормальних умов у 1 см³. Це число називається *числом Лошмідта* і дорівнює $2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

Закон Дальтона для суміші газів формулюється так: *тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків газів, які утворюють суміш. Парціальним тиском називається тиск, який мав би газ, коли б він один заповнював увесь об'єм.*

4.3. Діаграма стану речовини

Графічна залежність тиску від температури для певної кількості речовини при сталому об'ємі називається *діаграмою стану*. Загальний вигляд такої діаграми зображено на рис. 4.1. Для більшості речовин діаграма стану має вигляд, зображений на рис. 4.1 суцільними лініями, а для води та речовин, об'єм яких збільшується при переході з рідкого до твердого стану, — штриховою лінією.

Крива OB називається кривою плавлення, OC — кривою випаровування, OA — кривою сублімації. Всі ці криві можна назвати також кривими співіснування кристал — рідина (OB), рідина — пара (OC), кристал — газ (OA). Точка C називається *критичною точкою*, або, за Д. І. Менделєєвим, *точкою абсолютного кипіння*. В критичній точці зникає відмінність між рідиною і газом. За температури, вищої від критичної, неможливо перетворити газ у рідину. Точку O називають *потрійною*. У цій точці речовина перебуває в трьох агрегатних станах — твердому, рідкому і газоподібному. Прикладом такої точки може бути потрійна точка води: $t = 0,0075^\circ\text{C}$ і $p = 613,28$ Па. За цих умов лід плаває у воді, а над ним знаходиться водяна пара.

Криві OA , OB і OC визначають так звані *фазові переходи*, коли нагромаджені в речовині непомітні кількісні зміни переходять у якісні стрибкоподібно. Наприклад, нагріваючи кристал при $p = \text{const}$, можна поступово наблизитись до кривої співіснування OB , де речовина стрибкоподібно втрачає типові властивості кристалічного тіла й переходить у рідкий стан (bb'). Аналогічно можна уявити інші фазові переходи: рідина — газ (kk'), кристал — газ (aa'). Фазові переходи можна здійснити за сталої температури, якщо змінювати тиск. Звичайно, в загальному випадку можна змінювати обидва параметри. При цьому зміна окремої властивості чи втрата її не означає якісного перетворення, перетворення в якісно інший стан. Адже зміна

якості — це докорінне перетворення тіла. Зігнутий цвях — цвях, намагнічене залізо — залізо, нагрітий кристал — кристал, стиснений газ — газ і т. д. Отже, якщо тілу надавати або відбирати теплоту, то змінюються його окремі властивості, але ці кількісні зміни спричинюють перехід тіла в нову якість лише при перетині кривих співіснування.

Проте фазовий перехід зумовлений не тільки тиском і температурою, а й конкретними умовами експерименту, наприклад домішками сторонніх речовин. Так, сторонні

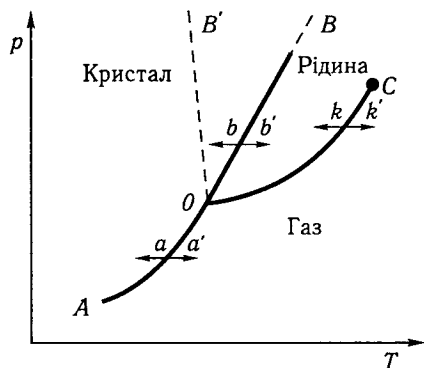


Рис. 4.1

домішки при кристалізації можуть істотно вплинути на форму кристалів. Якщо їх немає, то можна минути кристалізацію і перевести тіло з рідкого в аморфний стан (твердий стан, для якого немає впроядкованості в розміщенні частинок).

Прикладом якісних перетворень можуть бути хімічні реакції, заміна пружної деформації пластичною при певних навантаженнях для певного тіла, перехід ламінарного потоку рідини в турбулентний при великих швидкостях. Якісні зміни зумовлені хімічним складом, внутрішньою будовою тіл, їхньою формою, внутрішньою енергією, а частіше поєднанням усіх цих факторів. Якість виражає відносну стійкість тіла, збереження його основних особливостей. Кількість виражає мінливість властивостей тіла, визначає відношення його до інших тіл. *Кількісні зміни — поступові, можуть бути незначними, непомітними, прихованими; зміни якісні — перервні, різкі, явні. Точки кипіння, плавлення, кристалізації та інші, при яких кількісні накопичення приходять до якісних змін, Ф. Енгельс назвав вузловими точками.*

4.4. Ідеальний газ. Закони ідеального газу

При вивченні зміни стану важливо встановити зв'язок між різними величинами, що характеризують властивості речовини і називаються *параметрами стану*. Найважливішими з них є *густина* (або зв'язаний з нею *питомий об'єм*, що займає одиниця маси речовини), *тиск* і *температура*.

Рівняння, що зв'язує для певної маси речовини об'єм, тиск і температуру, називають термічним рівнянням стану речовини, яке надалі називатимемо рівнянням стану. Запишемо це рівняння у загальному вигляді

$$f(p, V, T) = 0. \quad (4.1)$$

Найпростішого вигляду рівняння стану набирає для ідеального газу. Ідеальний газ — це фізична абстракція (модель), яка реально не існує, але з якою порівнюють реальні гази.

Під ідеальним газом розуміють такий газ, у якому частинки між собою на відстані не взаємодіють, а розмірами їх можна нехтувати, тобто вважати, що маса їх зосереджена в точці. Реальні гази поведуть себе як ідеальний газ при високих температурах й малих тисках. Однак практично деякі гази навіть при атмосферному тиску і кімнатній температурі в першому наближенні можна характеризувати законами ідеального газу. Закони ідеального газу виведені для незмінної маси газу.

Закон Бойля — Маріотта справедливий за сталої температури (ізотермічний процес):

$$pV = \text{const}. \quad (4.2)$$

Закон Гей-Люссака передає залежність об'єму газу від температури при сталому тиску (ізобарний процес):

$$V = V_0 (1 + \alpha t), \quad (4.3)$$

де $\alpha = 1/273 \text{ K}^{-1}$ — термічний коефіцієнт об'ємного розширення.

Закон Шарля характеризує залежність тиску газу від температури при сталому об'ємі (ізохорний процес):

$$p = p_0 (1 + \alpha t). \quad (4.4)$$

Аналізуючи рівняння (4.2)—(4.4), можна дістати об'єднаний газовий закон:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n V_n}{T_n}. \quad (4.5)$$

Фізичний зміст цієї формули такий: якщо помістити газ у закриту посудину, об'єм якої можна змінювати, наприклад у циліндр з поршнем, то при довільній зміні об'єму й температури тиск змінюватиметься так, що відношення добутку тиску на об'єм до абсолютної температури дорівнюватиме деякій сталій величині. Ця величина, як показує досвід, залежить від маси газу.

Для грам-моля будь-якого газу це відношення буде таким:

$$pV = RT, \quad (4.6)$$

де R — універсальна газова стала [(в СІ $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$), в системі СГС $R = 8,31 \cdot 10^7 \text{ ерг}/(\text{моль} \cdot \text{К})$].

Рівняння (4.6) називають *рівнянням Менделєєва — Клапейрона*. Найбільш загальна форма цього рівняння для довільної маси газу m така:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT; \quad pV = nRT, \quad (4.7)$$

де μ — молярна маса газу; n — число молів газу.

4.5. Основне рівняння кінетичної теорії газів

Молекулярно-кінетична теорія дає змогу вивести всі закони ідеального газу (в тому числі й рівняння Менделєєва — Клапейрона) теоретично як висновки основного рівняння кінетичної теорії газів. Це рівняння виводиться на основі уявлень про хаотичний рух молекул.

Густина газу дуже мала, тому частина загального об'єму посудини, зайнятої молекулами, незначна порівняно з об'ємом вільних проміжків, що залишаються між ними. Отже, молекули не дуже густого газу можна розглядати як матеріальні точки. Силами взаємодії

між молекулами такого газу нехтуватимемо, оскільки для розрідженого газу середні відстані між молекулами значно більші від тих, на яких сили взаємодії значні. Зіткнення молекул зі стінками посудини вважатимемо пружними. Молекули в першому наближенні можна вважати кульками. Отже, молекули ідеального газу можна уявити собі у вигляді пружних кульок, які взаємодіють одна з одною та зі стінками тільки при зіткненнях, що відбуваються за законами пружного удару.

Характерною властивістю ідеального газу є хаотичність руху його молекул, яка виявляється в рівномірному розподілі молекул по об'єму і напрямках руху.

Розглянемо тепер деякий газ, що складається з n молекул і міститься в посудині у вигляді куба з ребром Δl . Якщо довжина ребра Δl , то площа однієї грані куба $\Delta s = \Delta l^2$, об'єм куба $V = \Delta l^3$. Оскільки в посудині міститься n молекул газу, то середнє значення густини молекул газу $n_0 = \frac{n}{(\Delta l)^3}$.

Визначимо тиск газу на стінки посудини. В момент зіткнення молекули зі стінкою посудини вона передає їй імпульс mv , якщо удар непружний, і $2mv$ у разі пружного удару. Приклад пружного удару — удар м'яча об тверду стінку, непружного — удар об стінку шматка мокрої глини. Пружний удар можна розглянути спрощено. Спочатку молекула зупиняється, причому її імпульс mv передається стінці, потім, «відштовхуючись» від стінки, знову надає їй такий самий імпульс mv . Якщо удар непружний, то весь процес удару закінчується першою стадією, молекула не відскакує від стінки, як м'яч, а прилипає до неї, як шматок глини. Зіткнення молекул газу зі стінками посудини вважатимемо пружними. Запишемо другий закон Ньютона для випадку пружного зіткнення молекули зі стінкою посудини:

$$mv - (-mv) = 2mv = F\delta t = \Delta\bar{F}\Delta t, \quad (4.8)$$

де $2mv$ — зміна імпульсу молекули; $F\delta t$ — імпульс сили, що визначається добутком сили, яка діє в момент зіткнення, на час зіткнення. Величину $F\delta t$ можна прирівняти до імпульсу сили $\Delta\bar{F}\Delta t$, де $\Delta\bar{F}$ — середнє значення сили на проміжок часу Δt , поки молекула пройде відстань між стінками посудини туди й назад $2\Delta l$. Отже,

$$\Delta t = \frac{2\Delta l}{v}. \quad (4.9)$$

Підставимо значення Δt у рівність (4.8):

$$2mv = \Delta\bar{F} \frac{2\Delta l}{v}; \quad \Delta\bar{F} = \frac{mv^2}{\Delta l}. \quad (4.10)$$

Якщо молекули рухаються в напрямі до стінки зі швидкостями $v_1, v_2, \dots, v_{n'}$ і мають масу m , то загальну силу, з якою вони діють на стінку куба, можна записати у такому вигляді:

$$F = \frac{mv_1^2}{\Delta l} + \frac{mv_2^2}{\Delta l} + \dots + \frac{mv_{n'}^2}{\Delta l} = \frac{m}{\Delta l} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_{n'}^2) =$$

$$= \frac{m}{\Delta l} \left(\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_{n'}^2}{n'} \right) n' = \frac{\overline{mv^2}}{\Delta l} n'. \quad (4.11)$$

Величина $v^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_{n'}^2}{n'}$ є середнім значенням квадратів швидкостей. Підставивши значення $n' = \frac{n}{3}$ та поділивши ліву й праву частини виразу (4.11) на площу Δl^2 (саме на неї діє сила F), дістанемо вираз для тиску

$$p = \frac{F}{(\Delta l)^2} = \frac{\overline{mv^2} n}{(\Delta l)^3 3} = \frac{1}{3} n_0 \overline{mv^2}. \quad (4.12)$$

Це і є вираз для тиску, який створюють молекули газу на стінку посудини. Помноживши та поділивши праву частину рівності (4.12) на 2, дістанемо зв'язок між тиском та середньою кінетичною енергією поступального руху молекули газу:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{2}{3} n_0 \overline{E}_k. \quad (4.13)$$

Отже, відповідно до (4.13) тиск газу дорівнює двом третинам кінетичної енергії поступального руху молекул, що містяться в одиниці об'єму. Рівняння (4.13) є основним у кінетичній теорії газів. Помножимо ліву і праву частини рівності (4.13) на об'єм моля V_0 . Тоді

$$pV_0 = \frac{2}{3} n_0 V_0 \overline{E}_k = \frac{2}{3} N_A \overline{E}_k, \quad (4.14)$$

де N_A — число Авогадро. Виходячи з рівняння Менделєєва — Клапейрона (4.6), у виразі (4.14) зробимо заміну $pV_0 = RT$. Отже, $\frac{2}{3} N_A \overline{E}_k = RT$, звідси можна визначити середню кінетичну енергію молекули:

$$\overline{E}_k = \frac{3}{2} \left(\frac{R}{N_A} \right) T = \frac{3}{2} kT, \quad (4.15)$$

k — стала Больцмана:

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \cdot 10^7 \text{ ерг}/(\text{К} \cdot \text{моль})}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ ерг}/\text{К} = \\ = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}/\text{К}.$$

При одержанні рівняння (4.15) було враховано лише поступальні ступені вільності. Якщо врахувати обертальні та коливальні ступені вільності, то вираз для середньої кінетичної енергії молекули набуває такого вигляду:

$$\overline{E}_k = \frac{i}{2} kT, \quad (4.16)$$

де i — загальне число ступенів вільності.

Ступені вільності — це незалежні (вільні) переміщення тіла в просторі, або незалежні координати, що визначають положення тіла в просторі. Число ступенів вільності для молекул одноатомного газу дорівнює 3 — це поступальні ступені вільності, які враховано у формулі (4.15). Для багатоатомних молекул слід урахувувати також обертальні ступені вільності. Тому для жорстких двоатомних молекул $i = 5$, для багатоатомних $i = 6$. Із (4.16) випливає, що середня кінетична енергія молекули прямо пропорційна абсолютній температурі.

4.6. Внутрішня енергія і теплоємність ідеального газу

Оскільки молекули ідеального газу на відстані не взаємодіють, внутрішня енергія такого газу складається лише з кінетичних енергій окремих молекул. Тоді внутрішня енергія моля ідеального газу дорівнюватиме добутку числа Авогадро на середню кінетичну енергію однієї молекули:

$$U_M = N_A \overline{E}_k = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT. \quad (4.17)$$

Внутрішня енергія довільної маси газу m дорівнює внутрішній енергії моля, помноженій на число молів, які містяться в масі m :

$$U = \frac{m}{\mu} U_M = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT = n \frac{i}{2} RT. \quad (4.18)$$

Теплоємністю називають фізичну величину, що визначається кількістю теплоти, яка потрібна для нагрівання певної маси на один

градус. Якщо надана тілу кількість теплоти dQ підвищує його температуру на dT , то його теплоємність

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (4.19)$$

Теплоємність виражається у джоулях на кельвін (Дж/К). Розрізняють молярну та питому теплоємності. Теплоємність моля речовини позначають літерою C . Одиниця виміру її — джоуль на моль-кельвін [Дж/(моль · К)]. Теплоємність одиниці маси речовини називають питомою теплоємністю, її позначають літерою c . Одиниця виміру питомої теплоємності — джоуль на кілограм-кельвін [Дж/(кг · К)].

Між молярною та питомою теплоємностями речовини існує така залежність:

$$C = \mu c, \quad (4.20)$$

де μ — молярна маса.

Теплоємність залежить від умов, за яких тіло нагрівається. Найбільший інтерес становить теплоємність для випадків, коли нагрівання здійснюється при сталому об'ємі або тиску. В першому випадку теплоємність називають теплоємністю при сталому об'ємі (C_V), а в другому — теплоємністю при сталому тиску (C_P).

Якщо нагрівання відбувається при сталому об'ємі, тіло не здійснює роботи над зовнішніми тілами і, отже, вся теплота витрачається на приріст внутрішньої енергії тіла:

$$dQ_V = dU. \quad (4.21)$$

Звідси випливає, що теплоємність будь-якого тіла при сталому об'ємі

$$C_V = \frac{dU}{dT}. \quad (4.22)$$

Отже, щоб дістати вираз для теплоємності моля ідеального газу при сталому об'ємі, треба здиференціювати за температурою вираз (4.17) для внутрішньої енергії газу. Виконавши диференціювання, дістанемо

$$C_V = \frac{i}{2} R. \quad (4.23)$$

Як впливає з цієї формули, теплоємність ідеального газу при сталому об'ємі залишається величиною сталою, що не залежить від параметрів стану газу, зокрема від температури.

Розглянемо один моль ідеального газу в двох різних станах, які мають однаковий об'єм, а за температурою відрізняються один від одного на один градус. Використавши вираз (4.17), дістанемо

$$C_V = U'' - U' = \frac{i}{2} R(T + 1) - \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} R. \quad (4.24)$$

Визначимо молярну теплоємність газу при сталому тиску $C_p = C_V + \Delta A$, де ΔA — робота, яку виконує газ при розширенні, значення якої при $p = \text{const}$ визначається за формулою $\Delta A = p\Delta V$. Тоді

$$C_p = C_V + p\Delta V, \quad (4.25)$$

де ΔV — зміна об'єму газу при нагріванні його на один градус при $p = \text{const}$. Для визначення ΔV використаємо рівняння стану для моля газу: $pV = RT$; $V = \frac{RT}{p}$. Звідси

$$\Delta V = \frac{R}{p}(T + 1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p}. \quad (4.26)$$

Підставивши значення ΔV у рівняння (4.25), дістанемо

$$C_p = C_V + R. \quad (4.27)$$

Отже, робота, яку здійснює моль ідеального газу в разі підвищення його температури на один градус при сталому тиску, дорівнює універсальній газовій сталій.

З урахуванням формули (4.24) можна дістати для C_p такий вираз:

$$C_p = \frac{i + 2}{2}R. \quad (4.28)$$

Поділивши (4.28) на (4.24), знайдемо характерне для кожного газу відношення C_p до C_V :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i + 2}{2}. \quad (4.29)$$

Як впливає з (4.29), відношення теплоємностей γ визначається числом ступенів вільності молекули.

4.7. Розподіл молекул газу за швидкостями. Закон Максвелла

У рівноважному стані параметри газу залишаються незмінними, проте мікростани — взаємне розташування молекул, їхні швидкості — безперервно змінюються.

Оскільки всі напрями руху рівноймовірні, розподіл молекул за напрямом буде рівномірним. Швидкості молекул становлять від нуля до нескінченності. Ці значення не є рівноймовірними.

Дуже великі й дуже малі порівняно із середнім значенням швидкості малоїмовірні, до того ж імовірність певного значення v прямує до нуля як при $v \rightarrow 0$, так і при $v \rightarrow \infty$. Із зазначеного впли-

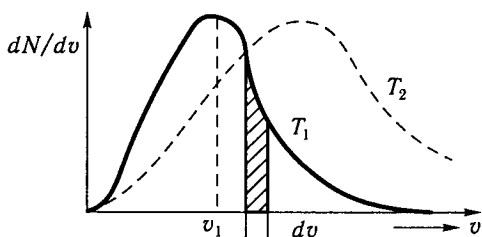


Рис. 4.2

ду молекул за швидкостями встановив Дж. Максвелл у 1869 р. Обґрунтуванню та встановленню меж застосування його присвячені наукові праці російського фізика М. М. Пирогова. Розподіл молекул за швидкостями зображено на рис. 4.2.

По осі абсцис відкладено значення швидкості окремих молекул газу. Якщо v і $v + dv$ — досить близькі значення швидкості, а $\frac{dN}{dv}$ — відповідне середнє значення ординати, то $\frac{dN}{dv} dv = dN$ (площа елементарної смуги під кривою) є числом молекул, швидкість яких лежить у межах від v до $v + dv$. Тоді площа під кривою дорівнюватиме загальному числу молекул досліджуваного газу N . Вважають також, що всі молекули цього газу однакові й температура в усіх частинах газу та сама.

Розглядаючи криві розподілу швидкостей молекул, можна зазначити такі особливості їх:

1. Крива розподілу швидкостей молекул газу проходить через початок координат. Отже, немає молекул, які б не рухались.
2. Крива має максимум, після якого асимптотично наближається до осі абсцис. Отже, дуже великі швидкості малоімовірні. Це можливо тільки за умови, що молекула при багатьох зіткненнях з іншими молекулами діставатиме енергію, а не віддаватиме її, що є неймовірним.
3. Крива розподілу швидкостей несиметрична — з одного боку спад кривої крутіший, ніж з другого.

Закон розподілу Максвелла можна записати так:

$$dN = N \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_i} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_i} \right)^2} d \left(\frac{v}{v_i} \right), \quad (4.30)$$

де N — загальне число молекул у заданій масі газу; dN — число молекул, швидкості яких лежать у межах від v до $v + dv$; v_i — найімовірніша швидкість.

ває, що швидкості молекул групуються в основному близько деякого найімовірнішого значення.

Отже, розподіл молекул за швидкостями не довільний і має підлягати певному закону. Цей закон стосується не кожної даної молекули, а всієї сукупності молекул, тобто він є статистичним. Закон розподі-

На рис. 4.2 крива, зображена штриховою лінією, відповідає розподілу молекул за швидкостями при більш високій температурі, ніж температура, якій відповідає крива, зображена суцільною лінією. Зіставлення цих двох кривих наочно виявляє особливості розподілу Максвелла. Крива Максвелла з підвищенням температури стає більш пологою: це означає, що розподіл молекул за швидкостями стає рівномірнішим. Чим вища температура, тим вище піднімається права частина кривої і тим нижче опускається її ліва частина. Це означає, що з підвищенням температури збільшується частина молекул, швидкості яких перевищують найімовірнішу швидкість, і зменшується частина молекул з малими швидкостями.

Швидкість v_i , яка відповідає максимуму кривої розподілу швидкостей молекул (див. рис. 4.2), називається *найімовірнішою швидкістю*. Згідно з теорією Максвелла найімовірнішу швидкість можна визначити за формулою

$$v_i = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41\sqrt{\frac{RT}{\mu}}, \quad (4.31)$$

де R — універсальна газова стала; T — абсолютна температура; μ — молярна маса.

Середня квадратична швидкість визначається так:

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73\sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (4.32)$$

Середню арифметичну швидкість, згідно з теорією, можна обчислити за формулою

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,60\sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (4.33)$$

Виходячи зі співвідношень (4.31)—(4.33), можемо записати таку нерівність:

$$v_i < \bar{v} < \sqrt{\bar{v}^2}.$$

Будь-якому явищу, що відбувається в середовищі з великою кількістю частинок, властивий статистичний характер. Такі явища підлягають законам великих чисел. Закон розподілу молекул за швидкостями є типовим прикладом статистичного закону. Висновки з нього мають імовірнісний характер.

Слід зазначити, що встановлений Максвеллом закон розподілу молекул за швидкостями і всі висновки з нього справджуються лише для газу, що перебуває у рівноважному стані.

4.8. Експериментальна перевірка закону розподілу Максвелла

Перше експериментальне визначення швидкостей молекул здійснив у 1920 р. О. Штерн. Прилад, використаний для цього, складався з двох коаксіальних циліндрів. На рис. 4.3 схематично зображено поперечний переріз приладу. По осі приладу натягнуто посріблену платинову дротину, що нагрівається електричним струмом. При цьому з її поверхні випаровуються атоми срібла. Швидкості атомів, що випаровуються, відповідають температурі дротини. Покинувши дротину, атоми рухаються по радіальних напрямках. Щоб атоми срібла не відхилялися внаслідок зіткнень з молекулами повітря, всередині приладу створюють вакуум (тиск у приладі становив $133,3 \cdot 10^{-5}$ Па). У внутрішньому циліндрі невеликого діаметра зроблено поздовжню щілину, крізь яку пучок атомів срібла (молекулярний пучок) вилітає в напрямі до зовнішнього циліндра радіуса R , на якому залишає слід у вигляді смуги атомів, що осядуть, і яка розташована проти щілини у разі нерухомих циліндрів. Якщо обидва циліндри обертаються з кутовою швидкістю ω навколо їхньої спільної осі, перпендикулярної до напрямку молекулярного пучка, то срібна пляма на зовнішньому циліндрі зміститься. Справді, поки частинки срібла летять від джерела O до зовнішнього циліндра у напрямі OP , точка P зміститься на деяку відстань s . Якщо радіус внутрішнього циліндра r , то відстань $R - r$ атом срібла подолає при швидкості \bar{v} за час $t = \frac{R - r}{\bar{v}}$. При цьому зміщення плями становитиме $s = \omega R t$, де ω — кутова швидкість обертання приладу. Час, протягом якого частинки пролітають у проміжку між циліндрами, становитиме $t = (R - r) / \bar{v}$ або

$$t = \frac{s}{\omega R}. \quad (4.34)$$

Ліві частини рівностей однакові, тому однакові й праві частини:

$$\frac{R - r}{\bar{v}} = \frac{s}{\omega R}.$$

Отже,

$$\bar{v} = \frac{\omega(R - r)R}{s}. \quad (4.35)$$

Таким чином, вимірявши зміщення плями s і кутову швидкість обертання приладу ω , можна визначити середню швидкість атомів \bar{v} .

Оскільки молекули розподіляються за швидкостями за законом Максвелла, то й значення величини s матиме певний

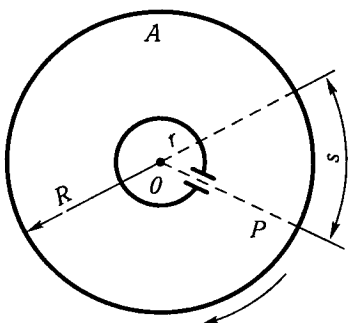


Рис. 4.3

«розподіл», унаслідок чого від частинок срібла слід буде дещо розмитим. Із розподілу густини нальоту можна вивести також закон розподілу молекул за швидкостями. Дослід О. Штерна показав, що теоретичні значення швидкості збігаються з визначеними експериментально. Для срібла, наприклад, швидкість атомів при кімнатній температурі дорівнює 650 м/с.

Отже, результати дослідів О. Штерна підтвердили справедливість оцінки середньої швидкості атомів, яка впливає з розподілу Максвелла. Про характер цього розподілу дослід має лише наближені відомості.

Молекулярно-кінетична теорія газів була першим важливим кроком на шляху пізнання мікроструктури речовини. Наступний етап у розв'язанні цієї проблеми нової фізики, пов'язаний з встановленням внутрішньої будови атомів, розпочався з досліджень процесів у газорозрядних трубках, досліджень, які завершилися відкриттями рентгенівського випромінювання (1885 р.) та електрона (1897 р.) Дж. Томсоном.

4.9. Реальний газ.

Рівняння стану реального газу

Досвід засвідчує, що закони, які характеризують ідеальний газ, у першому наближенні можна застосовувати до розріджених реальних газів. Для реальних газів з помірною та великою густиною відхилення від законів ідеального газу значні.

Для багатьох реальних газів взаємна потенціальна енергія частинок змінюється залежно від відстані між ними за законом Леннарда — Джонса:

$$U(r) = \frac{\alpha}{r^6} + \frac{\beta}{r^{12}}, \quad (4.36)$$

де перший член враховує притягання між частинками, а другий — відштовхування між ними. Загальний вигляд потенціалу Леннарда — Джонса зображено на рис. 4.4.

Сили притягання між частинками реального газу називають *вандерваальсовими силами* за ім'ям голландського фізика Й. Ван дер Ваальса (1837—1923), який їх відкрив. Теорію вандерваальсових сил притягання розробив П. Дебай для газів, молекули яких мають сталий дипольний момент, В. Кеесом — для газів, у яких лише частина молекул характеризується сталим дипольним моментом, і Ф. Лондон — для газів з бездипольними молекулами.

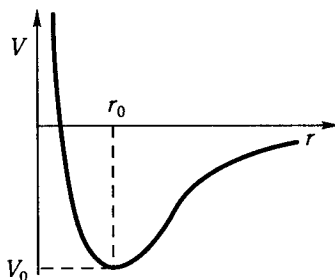


Рис. 4.4

Хоча нині відомо понад 150 рівнянь стану реальних газів, знайдених емпірично та теоретично, рівняння стану реального газу Ван дер Ваальса (1873 р.) не втратило свого наукового значення. Це пояснюється насамперед тим, що воно теоретично обґрунтоване і має порівняно простий вигляд. Для моля реального газу

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (4.37)$$

де a/V^2 — поправка на сили притягання між молекулами, або так званий внутрішній тиск газу; b — поправка на власний об'єм молекул. Важливим результатом рівняння Ван дер Ваальса є те, що воно припускає безперервний перехід між рідким і газоподібним станами. Порівнюючи теоретичні ізотерми Ван дер Ваальса з експериментальними ізотермами Ендрюса для CO , дійшли більш глибокого розуміння фізичного змісту як окремих ділянок ізотерм, що відповідають одно- та двофазним станам, так і критичного стану речовини.

На рис. 4.5 зображено ізотерми Ван дер Ваальса для різних температур ($T_1 < T_2 < T_3 < T_4$). На цих ізотермах спостерігається s -подібна ділянка, яка тим більша, чим нижча температура, якій відповідає ізотерма. Щоб теорія Ван дер Ваальса принаймні якісно пояснювала фазові переходи, її формально доповнюють правилом Максвелла. Згідно з цим правилом горизонтальні прямі (штрихова лінія AG) проводять так, щоб площі s_1 та s_2 , що відсікаються цією прямою та ізотермою Ван дер Ваальса, були однакові. Ізотерми з горизонтальною ділянкою збігаються з експериментальними ізотермами

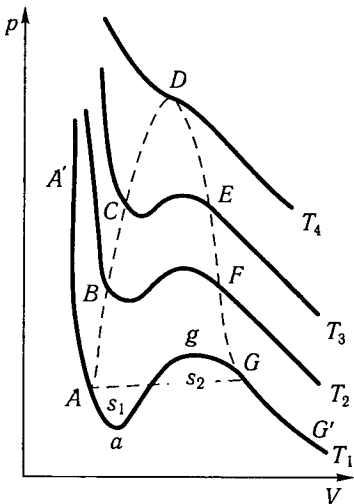


Рис. 4.5

Ендрюса. Розглянемо уважніше ізотерми Ван дер Ваальса на прикладі ізотерми, що відповідає температурі T_1 . Відрізок $G'G$ відповідає газоподібному стану, GA — двофазному стану рідина — пара, AA' — рідкому стану, Gg — переохоложеній парі, а aA — перегрітій рідині. Відрізок ga практично реалізувати неможливо, оскільки для станів, що відповідають цьому відрізку, зі збільшенням об'єму має зростати і тиск, тобто $\frac{dp}{dV} > 0$, що суперечить умові стабільного стану. Криву $ABCDEF G$ називають *бінодаллю*. Вона відокремлює геометричне місце точок, що відповідають двофазним та метастабільним однофазним станам. Вершина цієї кривої збігається з критичною точкою D , а критична ізо-

терма, на відміну від інших ізотерм, має лише точку перегину. Для критичної точки

$$\frac{dp}{dV} = 0 \quad \text{і} \quad \frac{d^2 p}{dV^2} = 0.$$

Тоді з рівняння Ван дер Ваальса неважко дістати значення критичних параметрів через сталі a і b :

$$V_k = 3b; \quad p_k = \frac{a}{27b^2}; \quad T_k = \frac{8a}{27bR}. \quad (4.38)$$

Зауважимо, що хоча рівняння Ван дер Ваальса і правильно передає основні закономірності поведінки реальних газів, проте кількісні результати, добуті за допомогою цього рівняння, не завжди задовільні. Тому виникла потреба пошуку інших, більш точних рівнянь стану.

Однією з причин недосконалості рівняння Ван дер Ваальса є те, що в цьому рівнянні не береться до уваги можливість асоціації молекул, тобто утворення груп. Сучасні експериментальні та теоретичні дослідження свідчать про те, що в газах, навіть за високих температур, молекули утворюють групи з двох, трьох, чотирьох і більше молекул. Чим нижча температура, тим більше багатоатомних молекулярних комплексів, тим міцніший зв'язок між молекулами в групі. За певних умов починається процес інтенсивного групоутворення — процес конденсації.

Теорія реальних газів набула помітного розвитку внаслідок застосування нових статистичних методів, запропонованих М. М. Боголюбовим, Р. Майером та іншими вченими.

Рівняння стану реальних газів, виведене статистичними методами, має такий вигляд:

$$pV = RT \left(1 + \sum_{n \geq 2} \frac{B_n}{V^{n-1}} \right), \quad (4.39)$$

де B_n — віріальні коефіцієнти, які можна розрахувати, якщо відомий характер взаємодії між молекулами.

Контрольні запитання і завдання

1. Чому в молекулярній фізиці перевагу віддають статистичному методу дослідження?
2. Які існують агрегатні стани речовини?
3. Накресліть діаграму стану речовини і проаналізуйте її.
4. Проаналізуйте закони ідеального газу.
5. Виведіть основне рівняння кінетичної теорії газів.
6. Дайте визначення теплоємності газів.
7. Проаналізуйте розподіл молекул газу за швидкостями (закон Максвелла).
8. Чим відрізняється реальний газ від ідеального?
9. Проаналізуйте рівняння Ван дер Ваальса та його ізотерми.

Розділ 5 ЯВИЩА ПЕРЕНЕСЕННЯ

Хаотичний тепловий рух молекул, неперервні зіткнення між ними сприяють тому, що молекули, хоча і порівняно повільно, переміщуються з однієї точки простору в іншу. Внаслідок зіткнень змінюється числове значення і напрям швидкостей молекул, що приводить до передачі імпульсу і енергії. З цієї причини в газовому середовищі, якщо розглядати нескінченно малі об'єми окремих ділянок середовища, самочинно виникають флуктуації густини (концентрації), температури і тиску газу, які миттєво зникають. Якщо ці неоднорідності спричинені стороннім джерелом і мають сталий характер, то хаотичний рух молекул прагне ліквідувати ці неоднорідності.

Отже, в нерівноважних ізольованих системах процеси відбуваються так, що їх кінцевим результатом завжди буде встановлення термодинамічної рівноваги. В установленні термодинамічної рівноваги важливу роль відіграють дифузія, в'язкість і теплопровідність. Ці процеси сприяють вирівнюванню густини і концентрації, припиненню макроскопічного руху речовини, встановленню в усій системі однакової температури. Такі явища (процеси) зумовлені тепловим рухом молекул і називаються *явищами перенесення*, оскільки вони пов'язані з перенесенням енергії (теплопровідність), імпульсу (в'язкість) і маси (дифузія).

У загальному випадку явища перенесення залежать від градієнтів відповідних параметрів системи. Градієнти — векторні величини. Проте якщо обмежитися розглядом явищ перенесення вздовж однієї координатної осі, то векторних позначень можна не вводити. Якщо густина є функцією лише координати x , то під градієнтом густини ρ

для спрощення розумітимемо величину $\frac{d\rho}{dx}$. Так само визначають

градієнт температури $\frac{dT}{dx}$ і градієнт швидкості спрямованого руху $\frac{dv}{dx}$.

Явища перенесення можна спостерігати у багатьох сучасних технологічних процесах. Наприклад, під час виробництва цукру його видобуток із цукрової стружки (екстракція) зумовлений дифузією. Дифузія використовується для очищення напівпровідників, розділення ізотопів тощо. Явища теплопровідності спостерігаються у більшості теплових процесів, у різних машинах і устаткуваннях.

Отже, в усіх процесах, які відбуваються в газах, важливу роль відіграють зіткнення між молекулами, зокрема зіткнення, «відповідальні» за максвеллівський розподіл молекул за швидкостями. Вони мають вирішальне значення для встановлення рівноваги в газах, тому розглянемо їх докладніше.

5.1. Кількість зіткнень і середня довжина вільного пробігу молекул. Ефективний діаметр молекули

Середні швидкості молекул газу дуже великі — близько сотень метрів за секунду за звичайних умов. Наприклад, за температури 0°C для молекул водню, азоту і кисню величина \bar{v} дорівнює відповідно 1700 м/с, 455 і 425 м/с. Однак процес вирівнювання неоднорідності в газах унаслідок молекулярного руху відбувається надто повільно, оскільки процеси дифузії і теплопровідності є відносно повільними. Це можна пояснити так. Молекули, переміщуючись, стикаються з іншими молекулами. Газам помірної густини відповідає дуже велика кількість зіткнень за 1 с. При кожному зіткненні швидкість молекул змінюється за числовим значенням і напрямом. Між зіткненнями молекули рухаються по прямих, а траєкторії їх руху за деякий проміжок часу Δt є набором відрізків ламаної лінії різної довжини $l_1, l_2, l_3, \dots, l_n$ (рис.5.1). Відрізки ламаної лінії не лежать в одній площині. Тому якщо молекула вийшла з точки A_1 і після n зіткнень прийшла в точку A_2 , то ця кінцева точка може лежати поблизу початкової точки, а відстань між початком і кінцем траєкторії виявиться значно меншою, ніж загальний пройдений шлях. Унаслідок цього швидкість, з якою молекула дифундує із однієї частини газу в іншу, значно менша від середньої швидкості молекулярного руху.

Для оцінення швидкості руху молекул вводиться поняття середньої довжини шляху, який молекула проходить без зіткнень (позначається $\bar{\lambda}$). Для підрахунку цього шляху беруть суму довжин відрізків траєкторії $l_1, l_2, l_3, \dots, l_n$ від зіткнення до зіткнення і цей загальний шлях ділять на кількість відрізків n , яка дорівнює кількості зіткнень, тобто

$$\bar{\lambda} = \frac{l_1 + l_2 + l_3 + \dots + l_n}{n}. \quad (5.1)$$

За цією формулою визначають середній шлях, який молекула проходить вільно від зіткнення до зіткнення і який називається *середньою довжиною вільного пробігу молекул*.

Для визначення $\bar{\lambda}$ визначимо спочатку кількість зіткнень обраної молекули з іншими молекулами за одиницю часу.

Вважатимемо, що молекула після зіткнення продовжує рухатися по прямій із середньою швидкістю руху \bar{v} . Молекули, з якими стикається обрана молекула, в першому наближенні вважаємо нерухомими і беремо їх за сферичні частинки радіуса r (рис. 5.2). Нехай обрана молекула рухається вправо із положення A_1 в положення A_2 по прямій O_1O_2 . Під час руху вона стикається з тими нерухомими молекулами, центри яких лежать не далі ніж $2r$ від траєкторії руху O_1O_2

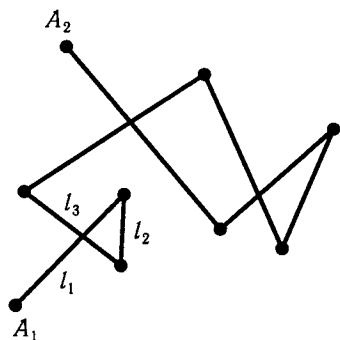


Рис. 5.1

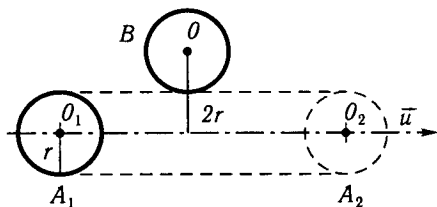


Рис. 5.2

(наприклад, молекула B з центром O). Тобто молекула, що рухається зі швидкістю \bar{v} протягом 1 с, зіткнеться з тими молекулами, центри яких лежать усередині циліндра з віссю O_1O_2 і які мають радіус $2r$ і довжину, що дорівнює \bar{v} . Справді, за одиницю часу молекула проходить відстань, що дорівнює значенню середньої швидкості руху молекул газу \bar{v} . Тому об'єм циліндра, в якому містяться задані молекули, буде $4\pi r^2 \bar{v}$.

Якщо концентрація молекул становить n_0 , то всередині заданого циліндра міститься число молекул, яке дорівнює $z = 4\pi r^2 \bar{v} n_0$. Це число z і визначає середню кількість зіткнень за одиницю часу. Оскільки інші молекули також перебувають у русі, то в це число вводять поправочний множник, що дорівнює $\sqrt{2}$. Тому середню кількість зіткнень за одиницю часу визначають за формулою

$$\bar{z} = 4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{v} n_0. \quad (5.2)$$

Щоб визначити середню довжину вільного пробігу молекул, потрібно шлях, який проходить молекула за одиницю часу (чисельно він дорівнює \bar{v}), поділити на кількість відповідних відрізків шляху, тобто на середню кількість зіткнень z за одиницю часу: $\bar{\lambda} = \bar{v} / \bar{z}$, або

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{v} n_0}. \quad (5.3)$$

Отже, середня довжина вільного пробігу $\bar{\lambda}$ не залежить від температури газу, оскільки з підвищенням T одночасно збільшуватиметься \bar{v} і \bar{z} .

Значення середньої довжини вільного пробігу використовується, наприклад, при описанні дифузії, теплопровідності та інших явищ.

При визначенні кількості зіткнень і середньої довжини вільного пробігу молекул у першому наближенні за модель молекули взято пружну кульку.

Насправді кожна молекула є складною системою елементарних частинок, і під час розгляду пружного зіткнення молекул бралось до уваги, що центри молекул можуть зближитися до деякої найменшої

відстані. Після цього виникають сили відштовхування, які спричинюють взаємодію, подібну до взаємодії при пружному ударі. Середню відстань між центрами молекул, які взаємодіють так само, як при пружному ударі, називають *ефективним діаметром*.

Якщо у формулу (5.3) ввести ефективний діаметр $\sigma = 2r$, то дістанемо такий вираз:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n_0}. \quad (5.4)$$

Для оцінення величини $\bar{\lambda}$ наведемо такий приклад. Для азоту за нормальних умов (тиск 1 атм, температура 273 К) $\bar{\lambda} \approx 0,6 \cdot 10^{-7}$ м. Це приблизно у 1000 разів більше від розмірів молекул. Отже, час «взаємодії» молекул під час зіткнень у стільки ж разів ($\bar{\lambda}/\sigma$) менший, ніж час їхнього вільного руху. Таким чином, зіткнення навіть при атмосферному тиску є досить рідкісним явищем.

Як бачимо з формули (5.4), $\bar{\lambda} \sim 1/p$, оскільки $T = \text{const}$, а $p \sim n_0$. За відповідних значень p (порівняно малих) значення $\bar{\lambda}$ можуть зрівнятися з розмірами посудини, в якій зберігається газ. Це означає, що газ перебуває у стані вакууму. З формули (5.4) випливає, що $\bar{\lambda}$ молекул залежить також від їхнього діаметра. Точні розрахунки і експерименти засвідчують, що визначальним при цьому є ефективний діаметр σ , який залежить від температури. За Г. Сезерлендом (1859—1912), ця залежність описується формулою

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 + \frac{C}{T}}, \quad (5.5)$$

де σ_0 — істинний діаметр молекули; C — стала Сезерленда. Значення C , визначені із дослідних даних щодо в'язкості газів, показали, що C є не сталою величиною, а деякою функцією температури. Для розрахунку C з експериментальних даних рівняння Сезерленда застосовують у такій формі:

$$\frac{T^{3/2}}{\eta} = \frac{\sigma^2}{A\mu^{1/2}}(T + C), \quad (5.6)$$

де $A = 2,7 \cdot 10^{-21}$ — універсальна константа. Будуючи графік залежності $T^{3/2}/\eta$ від температури, дістанемо пряму, яка відтинає на осі температури відрізок, що дорівнює C . Визначені таким чином значення C істотно залежать від помилки у визначенні η . Так, помилка в 1 % при визначенні η спричинює помилку у визначенні C до 10 %. Величину C можна взяти сталою з деяким наближенням тільки для обмеженого інтервалу температур. У табл. 5.1 наведено значення C для деяких газів із зазначенням інтервалів температур, в яких можна користуватися цими значеннями.

Таблиця 5.1. Значення константи Сезерленда для різних газів

Газ	Константа Сезерленда	Температура, °C	Газ	Константа Сезерленда	Температура, °C	
Гелій	83	100...200	Ксенон	252	0...100	
	95	200...250		Водень	73	20...100
	173	682...815			86	100...200
Неон	61	20...100	Азот	105	200...250	
	70	100...200		103,9	25...280	
	82	200...250		104,7	20...825	
	128	686...827	Кисень	126,6	20...280	
Аргон	142	20...827	Метан	164	20...250	
Криптон	188	0...100				

Була спроба встановити аналітичний вираз, який зв'язував би константу Сезерленда з іншими фізичними константами. Встановлено, що C пропорційна критичній температурі T_K і зв'язок з нею виражається співвідношенням $C = T_K / 1,12$, а також пропорційна температурі кипіння T_s при атмосферному тиску. Зв'язок C з T_s виражається співвідношенням $C = 1,47T_s$.

Хоча ці правила є емпіричними, вони все ж можуть бути корисними для наближених розрахунків C .

5.2. Броунівський рух. Визначення числа Авогадро

Молекулярно-кінетична теорія особливо бурхливо розвивалася в другій половині XIX ст. переважно завдяки працям Дж. Максвелла і Л. Больцмана. Хоча вона пояснювала багато явищ, проте через відсутність безпосередніх доказів існування молекул і їхнього руху ця теорія не була загальноприйнятою до початку XX ст. Повне визнання молекулярно-кінетичної теорії пов'язане з докладним вивченням так званого броунівського руху.

Англійський ботанік Р. Броун 1827 р. спостерігав під мікроскопом рух у рідині пилку рослин та інших мікроскопічних частинок. Рух мав хаотичний характер, частинки рухалися незалежно одна від одної, описуючи складні зигзагоподібні траєкторії. Інтенсивність броунівського руху зростає з підвищенням температури середовища, зі зменшенням його в'язкості й розмірів самих частинок. Хімічна природа середовища на русі частинок не проявляється. Фізичними поглядами, що панували у першій половині XIX ст., броунівський рух пояснити було неможливо. В кінці XIX ст. під час становлення молекулярно-кінетичної теорії багато вчених правильно пояснили природу хаотичного руху броунівських частинок. Броунівський рух можна пояснити так: якщо поверхня частинки велика, то молекулярні удари, які спричинюють тиск, не діють на завислу частинку,

оскільки в загальному вони абсолютно рівномірно штовхають її з усіх боків. Якщо ж поверхня частинки настільки мала, що неправильності поштовхів уже не можуть урівноважитися, то матимемо справу з тисками, які змінюються від точки до точки. Тоді закон великих чисел уже не приводить до вирівнювання тисків і їх рівнодія на уже не дорівнюватиме нулю; вона весь час змінюватиметься як за числовим значенням, так і за напрямом.

Перша кількісна теорія броунівського руху з'явилася 1905 р., її автором був А. Ейнштейн. Дослідне підтвердження теорії Ейнштейна, а водночас і молекулярно-кінетичної теорії дав французький фізик Ж. Перрен і його співробітники. Видатні експериментальні дослідження цього вченого, які почалися 1906 р. і продовжувалися кілька років, змусили непримиримих противників кінетичної теорії повірити в реальне існування атомів і молекул.

Якщо в газі або рідині містяться сторонні частинки настільки великі, що за ними можна стежити за допомогою мікроскопа, то ці частинки завдяки ударам об них невидимих молекул середовища братимуть участь у тепловому русі. Природно застосувати до швидкостей броунівських частинок, як і до швидкостей молекул, розподіл Максвелла. Оскільки середня енергія поступального руху молекул визначається співвідношенням (4.15)

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (5.7)$$

то таким самим співвідношенням має визначатися середня кінетична енергія броунівських частинок. За цієї температури середня кінетична енергія броунівських частинок $\frac{m_6 v_6^2}{2}$ дорівнює середній кінетичній енергії молекул середовища $\frac{mv^2}{2}$. Відповідно середні квадратичні швидкості броунівських частинок і молекул зв'язані співвідношенням $\frac{v_6}{v} = \sqrt{\frac{m}{m_6}}$. Подібні уявлення про броунівський рух дали змогу Ж. Перрену дійти такого висновку: *якщо розміри броунівських частинок значно менші, ніж середні відстані між ними, то до них можна застосовувати закони ідеального газового стану.*

Відповідно до такої ідеї розподіл броунівських частинок у полі сили тяжіння має описуватися формулою Больцмана

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{mg(h_2-h_1)}{kT}}, \quad (5.8)$$

де mg — вага молекули. Цю формулу можна використовувати для описання розподілу молекул в ізотермічній атмосфері, утвореній

ідеальним газом, на основі порівняння кількості частинок n_2 і n_1 в однакових елементарних об'ємах, розміщених на різних висотах h_2 і h_1 . Якщо ж (5.8) застосовувати до броунівських частинок, то потрібно врахувати виштовхувальні сили, які діють на ці частинки з боку середовища, в якому вони розміщуються. Інакше кажучи, у формулі (5.8) замість mg подаємо $\frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_0)g$, де ρ — густина броунівських частинок; r — радіус їх; ρ_0 — густина середовища. Враховуючи рівність $k = \frac{R}{N_0}$, вираз (5.8) можна записати так:

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_0)g(h_2 - h_1)N_0}{RT}}. \quad (5.9)$$

Із співвідношення (5.9) можна визначити число Авогадро:

$$N_0 = \frac{3RT \ln \frac{n_1}{n_2}}{4\pi r^3(\rho - \rho_0)g(h_2 - h_1)}. \quad (5.10)$$

Такий метод визначення числа Авогадро розробив і здійснив Ж. Перрен. Основна складність в його дослідях полягала у виготовленні емульсії з однакових частинок. Проте цю складність усунули: однорідну емульсію одержали зі смолистих речовин центрифугуванням. Емульсію поміщали в плоску кювету з прозорим склом і ретельно термостатували. За допомогою мікроскопа досліджували розподіл завислих частинок на висоті і за даними вимірів визначали число Авогадро. З подібних дослідів Ж. Перрен визначив, що $N_0 \approx 6,5 \cdot 10^{23}$.

Ці значення досить добре узгоджувалося з результатами визначення числа Авогадро іншими методами.

5.3. Дифузія газів

Дифузією називається явище взаємопроникнення двох або кількох речовин, які дотикаються одна до одної. Дифузія виникає в газі, якщо газ неоднорідний за складом, тобто якщо він складається з двох або кількох різних компонент, концентрація яких змінюється від точки до точки. Процес дифузії полягає у тому, що кожна з компонент суміші переходить із тих частин об'єму газу, де його концентрація більша, туди, де вона менша, тобто в напрямі падіння концентрації.

Переміщення тієї чи іншої компоненти під дією різниці концентрацій називається дифузійним потоком цієї компоненти. Виражається

він кількістю дифундууючої компоненти, яка проходить за одиницю часу через одиницю площі, перпендикулярної до напрямку дифузії, тобто до напрямку падіння концентрації.

Дифузійний потік можна виразити в одиницях маси. У СІ він виражається у кілограмах на квадратний метр-секунду $[(\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}))]$, а в системі СГС — у грамах на квадратний сантиметр-секунду $[(\text{г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}))]$. Одиницею виміру дифузійного потоку може бути також число моль $[(\text{моль}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}))]$ або молекул $[(\text{молекула}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}))]$ і т. д. Концентрація цієї компоненти може виражатися в кілограмах на кубічний метр $(\text{кг}/\text{м}^3)$, грамах на кубічний сантиметр $(\text{г}/\text{см}^3)$, моль на кубічний сантиметр $(\text{моль}/\text{см}^3)$ і т. д.

Неоднорідна газова суміш, на яку не впливають зовнішні фактори, стане через певний час, завдяки дифузії, однорідною (гази перемішуються).

Дифузію, що приводить до вирівнювання концентрацій, тобто до зміни різниці концентрацій і самих концентрацій компонент, називають *нестационарною дифузією*.

Стационарна дифузія відбувається у газовій системі, коли якимось штучним шляхом різниця концентрацій компонент суміші підтримується незмінною. Для цього потрібно, наприклад, в одну частину посудини неперервно добавляти таку компоненту, а з другої частини посудини відбирати її в такій самій кількості. Найчастіше доводиться мати справу з нестационарною дифузією.

Основний закон дифузії (закон Фіка). Досвід показує, що *дифузійний потік будь-якої компоненти пропорційний градієнту концентрації цієї компоненти, взятому з оберненим знаком (закон Фіка)*.

Градієнтом будь-якої величини (скалярної) G , що залежить від координат, називають вектор, який характеризує зміни цієї величини у просторі. Надалі розглядатимемо випадки, коли величини G , які ми аналізуємо, змінюються лише вздовж якогось одного напрямку, наприклад уздовж осі x . У цьому разі чисельне значення градієнта G (позначається $\text{grad } G$) дорівнює швидкості зміни величини G зі зміною x , тобто похідній $\frac{dG}{dx}$, або зміні величини G на одиницю довжини.

Якщо концентрація n певної компоненти газової суміші змінюється вздовж осі x , а по інших напрямках залишається однаковою, то градієнтом концентрації n називається величина $\text{grad } n = \frac{dn}{dx}$.

Відповідно до основного закону дифузії (закону Фіка) запишемо:

$$I = -D \frac{dn}{dx}, \quad \text{або} \quad N = -D \frac{dn}{dx}, \quad (5.11)$$

де I — дифузійний потік заданої компоненти у напрямі осі x . Знак мінус у правій частині (5.11) вказує на те, що дифузійний потік спря-

мований у бік зменшення концентрації. Коефіцієнт D в рівнянні (5.11) називають *коефіцієнтом дифузії*. Суть його полягає в тому, що він чисельно дорівнює дифузійному потоку, коли градієнт концентрації становить 1.

Коефіцієнт дифузії у СІ виражається у квадратних метрах на секунду ($\text{м}^2/\text{с}$), а у системі СГС — у квадратних сантиметрах на секунду ($\text{см}^2/\text{с}$).

Проте слід мати на увазі, що в рівнянні (5.11) кількість речовини в обох частинах рівності виражають в однакових одиницях. Це означає, якщо потік дифундуєчої компоненти виражати його масою M (кількість грамів, що протікає через 1 см^2 за одиницю часу), то концентрація має виражатися кількістю цієї компоненти в 1 см^3 суміші густиною ρ :

$$M = -D \frac{d\rho}{dx}. \quad (5.12)$$

Коефіцієнт дифузії D залежить від властивостей дифундуєчої речовини і компонент. При стаціонарній дифузії градієнт концентрації залишається сталим (незмінним з часом). Тому залишається сталим також і дифузійний потік. У разі нестаціонарної дифузії градієнт концентрації змінюється (концентрації вирівнюються). Відповідно до цього змінюється з часом і дифузійний потік.

5.4. Нестаціонарна дифузія

У реальних умовах відбувається нестаціонарна дифузія. За нестаціонарних умов, коли маємо суміш з нерівномірним розподілом будь-якої компоненти, під час дифузії концентрації вирівнюються. Тому при нестаціонарній дифузії градієнт концентрації й самі концентрації компонент змінюються.

Нехай дві посудини з об'ємами V_1 і V_2 з'єднані між собою трубою завдовжки l з площиною перерізу s (рис. 5.3) і наповнені сумішшю газів різного складу, але за однакових тисків і температур, а концентрації заданої компоненти в обох посудинах дорівнюють відповідно n_1 і n_2 , а $n_1 > n_2$.

Унаслідок дифузії концентрації в обох посудинах вирівнююватимуться, тобто різниця концентрацій $\Delta n = n_1 - n_2$ з часом зменшуватиметься.

Визначимо закон, за яким зменшується різниця концентрацій. Із закону Фіка випливає, що дифузійний потік

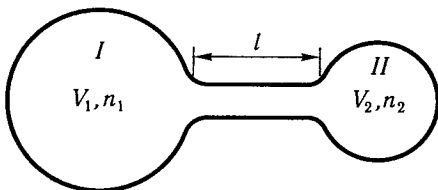


Рис. 5.3

$$I = -D \frac{dn}{dx}.$$

Припустімо, що концентрація заданої компоненти мала. Тоді можна записати, що

$$\frac{dn}{dx} = \frac{\Delta n}{l},$$

а рівняння (5.11) набере такого вигляду:

$$N = -D \frac{\Delta n}{l}.$$

У процесі дифузії молекули дифундуючої компоненти переходимуть із посудини I у посудину II. За нескінченно малий проміжок часу dt кількість молекул, які продифундують в посудину II, дорівнює

$$dN = D \frac{\Delta n}{l} s dt. \quad (5.13)$$

Оскільки молекули переходять із першої посудини в другу, їхня густина в посудині I зменшиться на деяку величину dn' , а в посудині II відповідно збільшиться на величину dn'' . Можна ще записати так: $dn' = -\frac{dN}{V_1}$, $dn'' = \frac{dN}{V_2}$. Тому концентрації n_1 і n_2 молекул у посудинах I і II через час dt стануть іншими:

$$n_1' = n_1 + dn' = n_1 - \frac{dN}{V_1}, \quad n_2' = n_2 + dn'' = n_2 + \frac{dN}{V_2}.$$

Визначимо різницю концентрацій через час dt :

$$\Delta n' = n_1' - n_2' = n_1 - n_2 - \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right) dN.$$

Підставимо сюди значення dN із (5.13), а різницю $n_1 - n_2$ позначимо через Δn , після чого дістанемо

$$\Delta n' = \Delta n - D \frac{\Delta n}{l} \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right) s dt.$$

Звідси випливає, що зміна різниці концентрацій за час dt дорівнюватиме

$$d(\Delta n) = \Delta n' - \Delta n = -D \frac{\Delta n}{l} \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right) s dt.$$

Величину $\frac{V_1 V_2}{V_1 + V_2} = V_0$ називають *зведеним об'ємом* (при $V_1 = V_2 = V$ зведений об'єм $V_0 = V/2$).

Отже,

$$d(\Delta n) = -D\Delta n \frac{1}{V_0} \frac{s}{l} dt,$$

або

$$\frac{d(\Delta n)}{\Delta n} = -\frac{Ds}{V_0 l} dt. \quad (5.14)$$

Після інтегрування (5.14) дістанемо

$$\ln(\Delta n) = -\frac{Ds}{V_0 l} t + \ln A, \quad (5.15)$$

де A — стала інтегрування. Звідси

$$\Delta n = A \exp\left(-\frac{Ds}{V_0 l} t\right). \quad (5.16)$$

Стала A визначається з умови, коли відома початкова різниця концентрацій Δn_0 , тобто різниця концентрацій у момент часу $t = 0$. Підставимо ці значення часу в (5.16) і одержимо, що $A = \Delta n_0$, тоді

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{Ds}{V_0 l} t\right). \quad (5.17)$$

Ця рівність дає відповідь на поставлене питання про закон зменшення різниці концентрацій з часом. Різниця концентрацій з часом зменшується за експоненціальним законом і тим швидше, чим більше значення величини $\frac{Ds}{V_0 l}$, яка для цього прикладу є сталою величиною.

Величина, обернена цій сталій, $\tau = \frac{1}{D} \frac{V_0 l}{s}$ має розмірність часу. Суть сталої τ полягає в тому, що вона дорівнює проміжку часу, який потрібен для того, щоб концентрація дифундуючої компоненти зменшилась у e разів. Величину τ називають *сталю часу процесу*.

Рівняння (5.17) можна записати так:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau}.$$

Отже, чим менша стала часу, тим швидше відбувається процес вирівнювання.

Дифузія в газах при атмосферному тиску — процес повільний.

Наприклад, для суміші азоту і кисню різниця концентрацій зменшиться утричі лише за 5 год.

5.5. Стаціонарна дифузія. Коефіцієнт дифузії газів

Молекулярно-кінетична теорія дає змогу кількісно оцінити коефіцієнт дифузії і виразити його через молекулярні величини — довжину вільного пробігу молекул і швидкість теплового руху їх.

Розглянемо площадку s у посудині з газовою сумішшю, перпендикулярну до осі x (рис. 5.4), уздовж якої підтримується стала різниця концентрацій $\Delta n = n_1 - n_2$, тобто розглянемо стаціонарний процес. Візьмемо для визначеності, що $n_1 > n_2$. Оскільки концентрації молекул з одного і другого боків від площадки s різні, то виникне деякий дифузійний потік уздовж осі x . Позначимо число молекул, які перетинають 1 см^2 площадки s , перпендикулярної до напрямку дифузії, за 1 с у напрямі позитивних значень x (праворуч) через N_1 , а число молекул, які перетинають площадку в протилежному напрямі, — через N_2 . Тоді дифузійний потік уздовж осі x дорівнює $N = N_1 - N_2$.

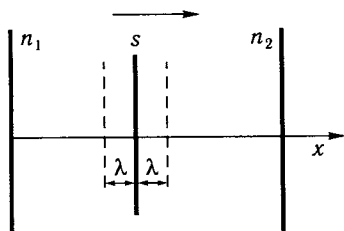


Рис. 5.4

Як визначити число молекул, які перетинають 1 см^2 площадки? Молекули мають різні швидкості, але для грубої оцінки візьмемо, що швидкості всіх молекул однакові й дорівнюють середній швидкості \bar{v} . Вважатимемо, що теплові швидкості молекул рівномірно розподіляються у трьох взаємно перпендикулярних напрямках. Тоді з усіх молекул в одиниці об'єму $1/3$ частина їх рухається вздовж осі x , половина з яких рухається в позитивному напрямі осі x , а друга половина — в протилежному напрямі.

Отже, число молекул N_1 , які перетинають 1 см^2 площадки за 1 с зліва направо, і число молекул N_2 , які перетинають ту саму площадку в протилежному напрямі, дорівнюють:

$$N_1 = \frac{1}{6} n' \bar{v}, \quad N_2 = \frac{1}{6} n'' \bar{v}.$$

Тут n' і n'' — концентрації молекул з одного і другого боків від площадки, які змінюються вздовж осі x внаслідок зіткнень молекул між собою. Вважатимемо, що n' і n'' — це ті числа молекул в одиниці об'єму, які були на відстані $\bar{\lambda}$ (середня довжина вільного пробігу) з обох боків від площадки.

Тоді дифузійний потік N визначаємо так:

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{6} (n' - n'') \bar{v},$$

де $n' - n''$ — різниця концентрацій молекул між точками, віддаленими одна від одної відстанню $2\bar{\lambda}$. Оскільки $\frac{dn}{dx}$ є різницею концентрацій, що припадає на одиницю довжини, то на відстані $2\bar{\lambda}$ вона дорівнює

$$n' - n'' = -2\bar{\lambda} \frac{dn}{dx}.$$

Ця формула справедлива, якщо значення $\bar{\lambda}$ досить мале.

Отже, для дифузійного потоку дістанемо такий вираз:

$$N = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \frac{dn}{dx}.$$

Якщо помножити ліву і праву частини цієї рівності на масу молекули m , то одержимо

$$M = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \frac{d\rho}{dx}.$$

Порівнюючи це рівняння з рівняннями (5.11) і (5.12) закону Фіка

$$N = -D \frac{dn}{dx} \quad \text{і} \quad M = -D \frac{d\rho}{dx},$$

знаходимо вираз для визначення коефіцієнта дифузії:

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}. \quad (5.18)$$

Із цього виразу видно, що коефіцієнт дифузії обернено пропорційний тиску газу, оскільки $\bar{\lambda} \sim 1/p$, і прямо пропорційний квадратному кореню із температури, адже $\bar{v} \sim \sqrt{T}$.

Під час виведення формули (5.18) не бралася до уваги дифузія другої компоненти, яка також відбувається. Вона не може не впливати на дифузію заданої компоненти.

Явище дифузії, яке ми щойно розглянули, виникає тоді, коли в газі існує різниця (градієнт) концентрації будь-якої компоненти. Процес дифузії при цьому приводить до зникнення градієнта і перетворює неоднорідну газову суміш в однорідну.

Крім такої «концентраційної» дифузії існує також дифузія, що називається *термічною дифузією (термодифузією)*, яка приводить до протилежного результату — до часткового розділення однорідної газової суміші й перетворення її в неоднорідну. Це явище теоретично передбачено 1911 р., а експериментально виявлено 1917 р. Явище термодифузії полягає в тому, що різниця температур в однорідній газовій суміші спричинює виникнення різниці концентрацій компонент суміші в напрямі зменшення температури.

Існує ще один вид дифузії, який називається *барочною дифузією (бародифузією)*. Вона виникає в газовій суміші під дією різниці тисків. Бародифузія також передбачає розділення газових сумішей. Цей метод, проте, не знайшов практичного застосування.

5.6. В'язкість газів (внутрішнє тертя)

В'язкість газів — це властивість газів (і рідин), завдяки якій вирівнюються швидкості різних шарів газу. Швидкості сусідніх шарів газу, якщо вони різні, вирівнюються тому, що із шару газу з більшою

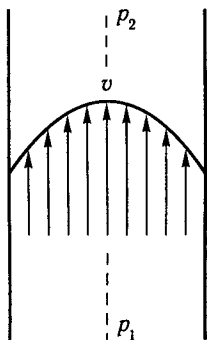


Рис. 5.5

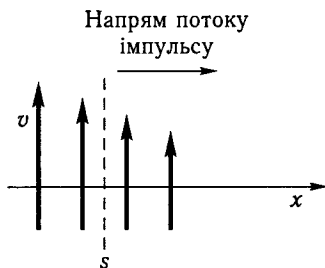


Рис. 5.6

швидкістю руху переноситься імпульс (кількість руху) до шару, який рухається з меншою швидкістю.

Якщо зовнішніми силами підтримується стала різниця швидкостей руху різних шарів газу, то і потік імпульсу від шару до шару буде сталим (стаціонарним), причому цей потік спрямовуватиметься вздовж падіння швидкості.

Відомо, що у разі протікання газу вздовж труби швидкості різних шарів розподілені так, як це показано на рис. 5.5, де стрілки становлять вектори швидкості газу. Найбільшу швидкість мають шари в середній частині, які прилягають до осі труби: з наближенням до стінок швидкість зменшується, а шар, який безпосередньо прилягає до стінок труби, перебуває у стані спокою.

За такої течії імпульс передається від центрального шару газу, де швидкість найбільша, до шарів, які рухаються з меншою швидкістю. Оскільки цей процес пов'язаний зі зміною кількості руху mv , то газ веде себе так, немов би на нього діє деяка сила (сила внутрішнього тертя).

Розглянемо випадок, коли швидкість руху газу змінюється в напрямі осі x , який у цьому разі перпендикулярний до напрямку самої швидкості руху газу (рис. 5.6).

У напрямі, перпендикулярному до осі x , швидкість руху в усіх точках однакова. Це означає, що швидкість v є функцією тільки координати x . Тоді, як показує досвід, зміна кількості руху p , що передається через площадку, перпендикулярну до осі x , визначають рівнянням

$$p = -\eta \frac{dv}{dx} st, \quad (5.19)$$

де $\frac{dv}{dx}$ — градієнт швидкості вздовж осі x , який характеризує зміну швидкості вздовж цієї осі на одиницю довжини. Знак мінус в (5.19) означає, що імпульс передається у напрямі, протилежному $\frac{dv}{dx}$.

Коефіцієнт η називають *коефіцієнтом в'язкості*, або *коефіцієнтом внутрішнього тертя* газу, який так само, як і коефіцієнти дифузії та теплопровідності, залежить від властивостей газу. Іноді коефіцієнт η , який визначається рівнянням (5.19), називають *коефіцієнтом динамічної в'язкості*, на відміну від *коефіцієнта кінематичної в'язкості*, який дорівнює відношенню η/ρ , де ρ — густина газу.

Фізичний зміст коефіцієнта в'язкості полягає в тому, що він чисельно дорівнює кількості руху, яка переноситься за одиницю часу (1 с) через 1 см² площадки, коли градієнт швидкості (у напрямі, перпендикулярному до площадки) дорівнює одиниці.

За одиницю в'язкості в СІ беруть коефіцієнт в'язкості такої речовини (газу), в якій при градієнті швидкості, що дорівнює одиниці, через 1 м² площадки переноситься кількість руху 1 кг · м/с за 1 с. Отже, коефіцієнт в'язкості виражається в кілограмах на метр-секунду [кг/(м · с)]. У системі одиниць СГС коефіцієнт в'язкості виражається у грамах на сантиметр-секунду [г/(см · с)]. Цю одиницю називають *пуаз*. Одиницею виміру коефіцієнта кінематичної в'язкості є відповідно квадратний метр на секунду (м²/с) і квадратний сантиметр на секунду (см²/с). Цю одиницю називають *стокс*.

При перенесенні імпульсу від шару до шару змінюється імпульс цих шарів (збільшується або зменшується). Це означає, що на кожний шар діє сила, яка дорівнює зміні імпульсу за одиницю часу і через одиничну площадку (другий закон Ньютона). Отже, в'язкість приводить до того, що на будь-який шар газу, що рухається відносно сусіднього, діє деяка сила.

Ця сила є силою тертя між шарами газу, які рухаються з різними швидкостями. Звідси і походить назва внутрішнє тертя. Тому рівняння (5.19) можна записати у такому вигляді:

$$F = -\eta \frac{dv}{dx}, \quad (5.20)$$

де F — сила, яка діє на одиницю площі поверхні, що розділяє два сусідні шари газу. Коефіцієнт в'язкості чисельно дорівнює силі, яка діє на одиницю площини при градієнті швидкості, що дорівнює одиниці.

Внутрішнє тертя є причиною того, що для протікання газу (або рідини) через трубу потрібна деяка різниця тисків. Вона має бути тим більшою, чим більший коефіцієнт внутрішнього тертя η .

Залежність між об'ємом газу V , що протікає за одиницю часу (1 с) через переріз труби, і певною різницею тисків Δp описують формулою Пуазейля:

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8\eta l}, \quad (5.21)$$

де l — довжина труби; R — її радіус.

Визначивши об'єм газу, який протікає за деякий проміжок часу через трубу, різницю тисків на її кінцях і знаючи геометричні розміри труби, за формулою (5.21) можна визначити коефіцієнт в'язкості газу.

Проте для такого досліду придатна не будь-яка труба, оскільки для вимірювання в'язкості потрібно, щоб течія газу була *ламінарною*. Це зумовлено тим, що за певних значень швидкості течії, які залежать від властивостей газу і радіуса труби, в газі починають з'являтися вихори, що порушують ламінарність течії. Для такої вихорової, або *турбулентної*, течії формула Пуазейля не справедлива. Чим менший переріз труби, тим більша швидкість потрібна для виникнення вихорів. Щоб за звичайних швидкостей течії вихори не з'являлися, труба має бути дуже тонкою, або капілярною.

Метод вимірювання коефіцієнта в'язкості, який ґрунтується на використанні формули Пуазейля, часто називають капілярним методом, а відповідні прилади — *капілярними віскозиметрами*. Для течії в циліндричній трубці (капілярі) перехід до турбулентного руху відбувається, коли безрозмірна величина $Re = \frac{\rho \bar{v} r}{\eta}$ стає більшою, ніж деяке критичне значення, порядку 1000. Тут ρ — густина газу; \bar{v} — середня швидкість течії; r — радіус труби; η — в'язкість газу. Ця величина називається числом Рейнольдса (звідси і позначення Re). Якщо число Рейнольдса менше від критичного значення, то рух ламінарний, а якщо перевищує його — турбулентний. Докладніше цей метод розглянуто в підрозділі 3.3.

5.7. Коефіцієнт в'язкості газів

Коефіцієнт в'язкості можна визначити способом, подібним до того, який застосовувався для визначення коефіцієнта дифузії.

Розглянемо площадку s , паралельну швидкості течії газу і, отже, перпендикулярну до напрямку перенесення імпульсу (рис. 5.7). Припустімо, що швидкість течії газу зменшується у напрямі осі x , тобто швидкість течії справа від площадки менша, ніж зліва від неї. Завдяки обміну молекулами під впливом теплового руху між обома шарами газу ця різниця у швидкостях зменшується. Під впливом цього обміну швидкість та імпульс шару газу справа стануть більшими, водночас швидкість та імпульс шару зліва від площадки s зменшаться. Такий механізм передачі імпульсу в напрямі осі x від одного до другого шару газу, який протікає через трубу (капіляр).

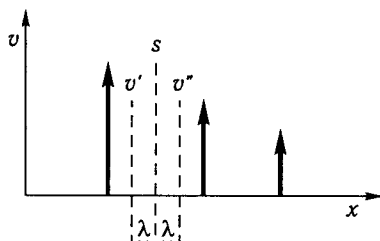


Рис. 5.7

Потік імпульсу P , який переноситься за одиницю часу через одиницю площі площадки s , визначається різницею імпульсів P_1 і P_2 , які переносять молекули, що перетинають площадку s зліва і справа. Імпульс P_1 , який переноситься молекулами зліва направо, дорівнює добутку імпульсу окремої молекули на число молекул, які перетинають одиницю площі за одиницю часу. Це число молекул, як показано в підрозділі 5.5, дорівнює $1/6n\bar{v}$ (n — число молекул в одиниці об'єму, \bar{v} — середня швидкість теплового руху молекул). Імпульс окремої молекули, який вона переносить, перетинаючи площадку s , — це той імпульс, який молекула мала при останньому зіткненні перед площадкою, тобто на відстані середньої довжини вільного пробігу $\bar{\lambda}$ від площадки.

Якщо швидкість течії газу на відстані $\bar{\lambda}$ зліва від s дорівнює v' , то імпульс молекули, пов'язаний з течією газу, дорівнює mv' (m — маса молекули).

Отже,

$$P_1 = \frac{1}{6} n\bar{v}mv'.$$

Для молекул, які перетинають площадку s справа, маємо

$$P_2 = \frac{1}{6} n\bar{v}mv'',$$

де v'' — швидкість течії газу на відстані $\bar{\lambda}$ справа від s . Результируючий потік імпульсу P через одиницю площі за 1 с дорівнює

$$P = P_1 - P_2 = \frac{1}{6} n\bar{v}m(v' - v''),$$

де $v' - v''$ — різниця швидкостей течії газу в точках, які розміщуються одна від одної на відстані $2\bar{\lambda}$, тобто

$$v' - v'' = -2\bar{\lambda} \frac{dv}{dx}.$$

Підставивши цей вираз у попередній, дістанемо

$$P = -\frac{1}{3} mn\bar{v}\bar{\lambda} \frac{dv}{dx}.$$

Порівняємо цей вираз з рівнянням (5.19). Беручи до уваги, що його одержано для одиниці площі й одиниці часу, маємо

$$\eta = \frac{1}{3} mn\bar{v}\bar{\lambda} = \frac{1}{3} \rho\bar{v}\bar{\lambda}, \quad (5.22)$$

де $\rho = mn$ — густина газу.

Цей вираз так само, як і вираз (5.18) для дифузії, дає оцінку коефіцієнту в'язкості з точністю до чисельного множника, який лише приблизно дорівнює $1/3$.

Із цього виразу видно, що коефіцієнт в'язкості не повинен залежати від тиску, оскільки добуток $\rho\lambda$ не залежить від тиску.

Досліди, пов'язані з вимірюванням в'язкості в широкому діапазоні тисків, підтверджують цей висновок.

Коефіцієнт внутрішнього тертя має залежати від температури, оскільки у вираз (5.22) для в'язкості входить середня швидкість теплового руху молекул, яка залежить від температури за законом $T^{1/2}$. Тому коефіцієнт в'язкості також має збільшуватися зі зростанням температури пропорційно $T^{1/2}$.

Насправді в'язкість збільшується швидше, ніж $T^{1/2}$. Це пов'язано з тим, що з підвищенням температури не тільки збільшується тепла швидкість молекул, а й зменшується ефективний поперечний переріз їх [див. співвідношення (5.5)], тому збільшується довжина вільного пробігу. Відстань від місця останнього перед цим шаром зіткнення стає більшою, а отже, збільшується зміна імпульсу, який молекула з собою переносить.

5.8. Теплопровідність газів

Якщо газ нерівномірно нагрітий, тобто коли температура в одній його частині вища або нижча, ніж у другій, то відбувається вирівнювання температури: більш нагріта частина охолоджується, водночас більш холодна нагрівається.

Це пов'язано, напевне, з потоком теплоти від більш нагрітої частини газу до більш холодної. Це явище виникнення потоку теплоти в газі (або рідині) називають *теплопровідністю*. В будь-якому тілі, зокрема в газі, на який не чиняться зовнішні впливи, теплопровідність приводить до вирівнювання температур. Цей процес, як правило, нестационарний. Однак трапляються випадки, коли різниця температур штучно підтримується сталою.

Щоб визначити кількісні закономірності, які характеризують процес теплопровідності, розглянемо відносно просту задачу, за своїм характером аналогічну тій, яка розглядалася при вивченні дифузії.

Припустимо, що температура газу змінюється від точки до точки вздовж якого-небудь напрямку в газі, наприклад уздовж осі x , тобто є функцією координати x , тоді як у площині, перпендикулярній до цієї осі, температура скрізь однакова (рис. 5.8).

Зміна температури вздовж осі x характеризується градієнтом $\frac{dT}{dx}$. Суть градієнта полягає в тому, що він дорівнює зміні температури від одної точки до другої, віднесеної до одиниці відстані

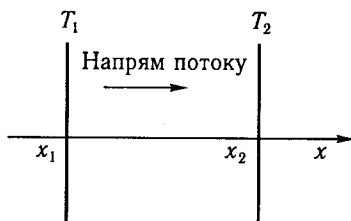


Рис. 5.8

між ними. Існування градієнта температури є важливою умовою для виникнення теплопровідності.

Напрямок потоку теплоти збігається з напрямком падіння температури. Якщо зростанню координати x (тобто $dx > 0$) відповідає зменшення температури ($dT < 0$), то теплота тече в напрямі зростання x : потік теплоти спрямований так, щоб зменшити існуючий градієнт температури, який його викликав. Досвід показує, що *потік теплоти Q пропорційний градієнту температури, площі поверхні, яку перетинає, часу протікання (закон Фур'є):*

$$Q = -k \frac{dT}{dx} st. \quad (5.23)$$

Потік теплоти передбачає ту кількість теплоти, яка протікає через одиничну площадку за одиницю часу:

$$Q = -k \frac{dT}{dx}. \quad (5.24)$$

Коефіцієнт k у виразах (5.23) і (5.24) називають *коефіцієнтом теплопровідності*. Як бачимо з цих рівнянь, він чисельно дорівнює потоку теплоти при градієнті температури $\frac{dT}{dx}$, що дорівнює одиниці. Одиниці дорівнюють також площа поверхні s і час t , за який відбувається потік теплоти. Із рівняння (5.23) видно, що коефіцієнт теплопровідності в СІ виражається в джоулях на метр-секунду-кельвін [Дж/(м · с · К)], у системі СГС в ергах на сантиметр-секунду-кельвін [ерг/(см · с · К)]. У техніці його часто виражають у кілоджоулях на метр-секунду-кельвін [кДж/(м · с · К)].

Коли на газ, в якому існує градієнт температури, не діють сторонні сили, тобто до нього ззовні не підводиться енергія, теплопровідність приводить до вирівнювання температури. Спочатку розглянемо нестационарну теплопровідність.

5.9. Нестационарна теплопровідність

Розглянемо знову дві посудини I і II, як для випадку нестационарної дифузії (див. рис. 5.3), об'єми яких відповідно рівні V_1 і V_2 , але наповнюються тепер однорідним за складом газом при однаковому в обох посудинах тиску. Ці посудини з'єднані трубкою l з площиною перерізу s . Припустімо, що в деякий момент часу температури газу в цих посудинах дорівнюють T_1 і T_2 , і для визначеності візьмемо $T_1 > T_2$.

Якщо на газ не діють зовнішні впливи, то внаслідок теплопровідності температури газу в обох посудинах вирівнюватимуться, тобто різниця температур

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

зменшуватиметься з плином часу. Цей процес можна було б ще назвати «дифузією температури». Принагідно сказати, що у цьому разі відбувається також дифузія в загальноприйнятому розумінні цього слова.

Знайдемо закон зменшення різниці температур з плином часу. Відповідно до рівняння (5.24) потік теплоти через трубку визначають рівнянням

$$Q = -k \frac{dT}{dx}.$$

Припустімо також, що температура вздовж з'єднувальної трубки змінюється рівномірно, так що на будь-яку одиницю довжини припадає одна й та сама різниця температур. Тоді немає потреби користуватися нескінченно малими величинами і можна записати:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Delta T}{l}; \quad Q = -k \frac{\Delta T}{l}.$$

За нескінченно малий проміжок часу dt із посудини I у посудину II через трубку перейде кількість теплоти, яка дорівнює

$$dQ = -k \frac{\Delta T}{l} s dt. \quad (5.25)$$

Унаслідок цього температура газу в посудині I зменшиться на деяку величину dT_1 , а в посудині II підвищиться на величину dT_2 . Ця зміна температур залежить від теплоємності газу c_V , яка дорівнює добутку питомої теплоємності газу c_V на його масу m . Із відомих співвідношень між кількістю теплоти і температурою зрозуміло, що

$$dT_1 = -\frac{dQ}{m_1 c_V}, \quad dT_2 = \frac{dQ}{m_2 c_V},$$

де m_1 і m_2 — маси газу в посудинах I і II відповідно; dT_1 і dT_2 — абсолютні значення зміни температури.

Якщо густина газу в посудинах дорівнює ρ , то

$$m_1 = \rho V_1, \quad m_2 = \rho V_2,$$

тому можна записати попередні вирази у такому вигляді:

$$dT_1 = -\frac{dQ}{\rho V_1 c_V}, \quad dT_2 = \frac{dQ}{\rho V_2 c_V}.$$

Зменшення температури в посудині I на dT_1 і збільшення її на dT_2 в посудині II приводить до зменшення різниці температур між ними на величину

$$d(\Delta T) = dT_2 - dT_1 = \frac{dQ}{\rho c_V} \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right) = \frac{dQ}{\rho c_V} \frac{V_1 + V_2}{V_1 V_2}.$$

Підставивши сюди значення із співвідношення (5.25), дістанемо

$$d(\Delta T) = -\frac{ks\Delta T}{l\rho c_V} \frac{V_1 + V_2}{V_1 V_2} dt.$$

Позначимо, як і для дифузії, зведений об'єм $\frac{V_1 V_2}{V_1 + V_2}$ через V_0 і перепишемо попередній вираз:

$$d(\Delta T) = -\frac{ks\Delta T}{l\rho c_V} \frac{1}{V_0} dt, \quad \text{або} \quad \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = -\frac{ks}{l\rho c_V V_0} dt.$$

Зінтегрувавши цей вираз, матимемо

$$\ln(\Delta T) = -\frac{ks}{l\rho c_V V_0} t + \ln A, \quad (5.26)$$

де A — стала інтегрування. Її легко визначити, виходячи з тих міркувань, що різниця температур у початковий момент, тобто за $t = 0$, становить $(\Delta T)_0$. Підставивши у вираз (5.26) $t = 0$ і $\Delta T = (\Delta T)_0$, дістанемо $A = (\Delta T)_0$. Отже,

$$\Delta T = (\Delta T_0) \exp\left(-\frac{ks}{l\rho c_V V_0} t\right). \quad (5.27)$$

Рівняння (5.27) виражає закон вирівнювання температури з плином часу шляхом теплопровідності. Цей закон аналогічний закону вирівнювання концентрацій дифузیهю (5.17). В обох випадках вирівнювання відбувається за експоненціальним законом. Якщо порівняти (5.27) з (5.17)

$$\Delta n = (\Delta n)_0 \exp\left(-\frac{Ds}{V_0 l} t\right),$$

то видно, що експоненціальні множники в правій частині обох рівнянь збігаються за умови, що $\frac{k}{\rho c_V} = D$. Отже, вираз $\frac{k}{\rho c_V}$ можна вважати коефіцієнтом «дифузії температури». Величина $k/\rho c_V$, яка залежить від властивостей газу, характеризує швидкість вирівнювання температури, тому вона називається *коефіцієнтом температуропровідності* газу (або будь-якого іншого тіла). Множник $s/(V_0 l)$ є суто геометричним і характеризує лише апаратуру.

Неважко переконатися, що коефіцієнт температуропровідності так само, як і коефіцієнт дифузії, виражається в квадратних метрах на

секунду ($\text{м}^2/\text{с}$). Як і під час розгляду дифузії, введемо *сталу часу теплопровідності* τ , що є проміжком часу, протягом якого різниця температур між двома об'ємами внаслідок теплопровідності газу зменшиться в e разів,

$$\tau = \frac{\rho c_V l V_0}{k s}.$$

5.10. Стаціонарна теплопровідність. Коефіцієнт теплопровідності

Унаслідок теплового руху молекул будь-який переріз в об'ємі, який займає газ, перетинається молекулами. Розглянемо деяку площадку s (рис. 5.9), перпендикулярну до осі x , уздовж якої підтримується стала різниця температур (процес стаціонарний). Припустимо, що температура T_1 більша, ніж T_2 ($T_1 > T_2$).

Через площадку s проходять молекули як зліва направо, так і справа наліво. Якщо при цьому тиск газу в усіх точках один і той самий, то число молекул, що перетинають за 1 с одиницю площі s , зліва і справа має бути однаковим. Проте молекули, що рухаються зліва, несуть із собою більшу енергію, ніж молекули, які надходять до площадки справа, оскільки вони рухаються із зони більш високої температури. Унаслідок цього виникає потік теплоти (зліва направо), який дорівнює різниці енергій, що переносять молекули зліва і справа.

Як відомо, число молекул N_1 , які перетинають 1 см^2 площадки s зліва направо, дорівнює $\frac{1}{6} n \bar{v}$. Справа наліво проходить N_2 молекул, де це число також становить $\frac{1}{6} n \bar{v}$. Нагадаємо, що \bar{v} — середня швидкість теплового руху молекул і n — число молекул в одиниці об'єму. Хоча $N_1 = N_2$, проте енергії вони несуть різні. Знайдемо спочатку ці енергії.

Молекули, які надходять до площадки s зліва, рухаються до неї з тією самою енергією, яку вони мали після останнього перед площиною зіткнення. Довжина вільного пробігу в різних молекул різна, але грубо можна прийняти, що молекули, які надходять до площадки s , мали останнє зіткнення на відстані від неї, що дорівнює середній довжині вільного пробігу $\bar{\lambda}$. Відповідно до цих міркувань можна вважати, що молекули, які надійшли до площадки зліва, мають середню енергію \bar{U}_1 , яка відповідає температурі T' у точці на відстані $\bar{\lambda}$ від пло-

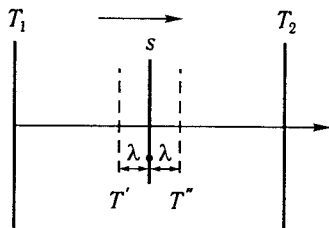


Рис. 5.9

щадки s . Кількість енергії, яку приносять молекули за 1 с до 1 см² площадки, становить

$$Q_1 = \frac{1}{6} n \bar{v} \bar{U}_1.$$

Аналогічно кількість енергії, яку приносять молекули справа до площадки, дорівнює

$$Q_2 = \frac{1}{6} n \bar{v} \bar{U}_2,$$

де \bar{U}_2 — середня енергія молекул, яка відповідає температурі T'' у точці, що лежить від площадки s на відстані $\bar{\lambda}$ справа. Отже, результуюче значення кількості енергії, яка протікає через 1 см² площадки s за 1 с, становить

$$Q = Q_1 - Q_2 = \frac{1}{6} n \bar{v} (\bar{U}_1 - \bar{U}_2), \quad (5.28)$$

де \bar{U}_1 і \bar{U}_2 — середні значення енергії молекул, які відповідають температурам T' і T'' у точках, що розміщуються одна від одної на відстані $2\bar{\lambda}$.

Середня енергія однієї молекули \bar{U} пропорційна температурі, її можна виразити через теплоємність газу C_V . Середня енергія молекули дорівнює $\frac{i}{2} kT$, де i — число ступенів вільності. Молярна теплоємність газу $C_V = \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} kN_0T$, де N_0 — число Авогадро; k — стала Больцмана. Тому

$$U = \frac{i}{2} kT = \frac{C_V}{N_0} T.$$

Отже, вираз для теплоти Q можна записати у такому вигляді:

$$Q = \frac{1}{6} n \bar{v} \frac{C_V}{N_0} (T' - T'').$$

Різницю температур $T' - T''$ між точками, які лежать по обидва боки площадки s на відстані $\bar{\lambda}$ від неї, можна визначити із значення градієнта температури:

$$T' - T'' = -2\bar{\lambda} \frac{dT}{dx},$$

оскільки градієнт температури $\frac{dT}{dx}$ є зміною температури на одиницю довжини. Знак мінус вказує на те, що зростанню x відповідає зменшення T . Звідси

$$Q = -\frac{1}{3} n \bar{v} \bar{\lambda} \frac{C_V}{N_0} \frac{dT}{dx}. \quad (5.29)$$

Зіставляючи співвідношення (5.29) і (5.24), дістанемо вираз для коефіцієнта теплопровідності:

$$k = \frac{1}{3} n \bar{v} \bar{\lambda} \frac{C_V}{N_0}. \quad (5.30)$$

Якщо врахувати, що $C_V = \mu c_V$, де c_V — питома теплоємність, а μ — молярна маса і $\mu / N_0 = m$ — маса однієї молекули, то формулу (5.30) можна записати у вигляді

$$k = \frac{1}{3} m n \bar{v} \bar{\lambda} c_V = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{\lambda} c_V, \quad (5.31)$$

де, як уже відомо, $\rho = m n$ (добуток маси молекули на число молекул в одиниці об'єму).

Вирази (5.30) і (5.31) дають лише наближене значення коефіцієнта теплопровідності газу, оскільки чисельний множник у цих формулах залежить від припущень, зроблених під час розрахунків, і лише приблизно дорівнює $1/3$. Точно розрахувати цей множник досить важко.

5.11. Співвідношення між коефіцієнтами перенесення

Якщо порівняти вирази (5.18) і (5.22) для коефіцієнтів дифузії і в'язкості, то легко встановити, що вони між собою зв'язані таким співвідношенням:

$$D = \eta / \rho. \quad (5.32)$$

Величину η / ρ , як ми вже знаємо, називають *кінематичною в'язкістю*. Вона має таку саму розмірність, що й коефіцієнт дифузії, і чисельно йому дорівнює. Коефіцієнт в'язкості η — це деякий потік імпульсу (віднесений до одиничного градієнта швидкості). З іншого боку, добуток густини газу ρ на швидкість v імпульсом одиниці об'єму. Тому відношення потоку імпульсу η до густини ρ становить *потік швидкості*. Це й дає нам право називати коефіцієнт кінематичної в'язкості *коефіцієнтом дифузії швидкості*.

Порівнюючи вирази для коефіцієнта теплопровідності (5.31) і коефіцієнта дифузії (5.18), дістанемо таке співвідношення:

$$D = \frac{k}{\rho c_V}, \quad (5.33)$$

де c_V — питома теплоємність.

Зростання $k / \rho c_V$ ми спостерігали, розглядаючи процес вирівнювання температури (див. підрозділ 5.9), і назвали його коефіцієнтом температуропровідності. Цей коефіцієнт, як зазначалося, за суттю є

коефіцієнтом дифузії температури. У цьому легко переконатися з аналізу правої частини (5.33). Справді, коефіцієнт теплопровідності k визначає потік кількості теплоти, яка переноситься газом. Величина ρc_V є теплоємністю одиниці об'єму газу. Зміна температури газу, як відомо, визначається співвідношенням між наданою кількістю теплоти і теплоємністю газу ($\Delta T = \Delta Q / c_V$). Тому відношення потоку кількості теплоти до теплоємності, тобто $k / \rho c_V$, становить потік температури при градієнті температури, що дорівнює одиниці, тобто коефіцієнт дифузії температури.

Порівнюючи вирази для коефіцієнтів теплопровідності (5.31) і в'язкості (5.22), бачимо, що між ними існує просте співвідношення:

$$k = \eta c_V, \quad (5.34)$$

де c_V — питома теплоємність при сталому об'ємі. Це рівняння встановлює зв'язок між суто механічними (коефіцієнт внутрішнього тертя) і тепловими (коефіцієнт теплопровідності) явищами для газів. Величини, які входять до нього, безпосередньо визначаються експериментально.

Отже, розглянуті явища перенесення можна тлумачити як процеси дифузії речовини, температури і швидкості відповідно. Цим і пояснюються наведені кількісні співвідношення між коефіцієнтами перенесення D , k і η , які підтверджуються експериментально.

За допомогою будь-якого з коефіцієнтів перенесення, одержаного експериментально, можна оцінити середню довжину вільного пробігу λ молекули, а отже, і розміри молекули. Розраховані значення перерізів молекул певного газу з різних коефіцієнтів перенесення збігаються і називаються *газокінетичними перерізами*.

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення середньої довжини вільного пробігу молекул.
 2. Як визначити сталу Сезерленда за в'язкістю?
 3. Визначте число Авогадро, виходячи із броунівського руху.
 4. Дайте визначення закону Фіка для дифузії.
 5. Виведіть формулу для нестационарної дифузії.
 6. Вирахуйте коефіцієнт дифузії газів.
 7. Дайте визначення закону Ньютона для в'язкості.
 8. Вирахуйте коефіцієнт в'язкості газів.
 9. Дайте визначення закону Фур'є для теплопровідності.
 10. Виведіть формулу для нестационарної теплопровідності газів.
 11. Вирахуйте коефіцієнт теплопровідності.
 12. Який зв'язок існує між коефіцієнтами перенесення газів? Запишіть його в аналітичному вигляді.
-

Розділ 6 БУДОВА І ВЛАСТИВОСТІ РЕЧОВИНИ В КОНДЕНСОВАНОМУ СТАНІ

6.1. Будова і властивості кристалів

Істотною особливістю кристалічного тіла є впорядкованість у розміщенні частинок, з яких воно побудоване: атомів, молекул, йонів тощо. Зручним способом описання цього розміщення частинок є просторові ґратки.

Унаслідок упорядкованого розміщення частинок кристали набувають властивостей, яких не мають некристалічні тіла. Однією з таких властивостей є плоскогранність і сталість кутів між гранями монокристалів. Ця особливість кристалічних тіл часто відразу впадає в око, тому зовнішню форму кристалів було вивчено значно раніше, ніж експериментально досліджено їхню внутрішню будову. Якщо ми говоримо про який-небудь кристал, то у нас виникає образ тіла, що має певну правильну форму, а не уявлення про впорядкованість у розміщенні частинок, хоч останнє є основною властивістю кристала. Найважливішими властивостями кристала, зумовленими закономірним розподілом частинок у ньому, є анізотропія, симетрія в розподілі напрямів з однаковими фізичними властивостями, однорідність.

У XIX ст. накопичено великий експериментальний матеріал з вивчення кристалів. Було видано одинадцятитомну працю російського вченого М. І. Кокшарова (1818—1892) «Матеріали з мінералогії Росії». Проте зібраний на той час матеріал ще не мав теоретичного обґрунтування й узагальнення. Спроби деяких учених зустрічали уперту протидію з боку німецької формальної школи, представники якої заперечували реальне існування атомів. Є. С. Федоров, на відміну від формальної школи німецьких кристалографів, створив теорію кристалів, поклавши в основу її єдиний геометричний базис. У 1885 р. вийшла у світ перша монографія Є. С. Федорова «Начала вчення про фігури». З цього моменту в історії кристалографії починається новий період.

Є. С. Федоров показав, що існує чотири типи просторових фігур (багатогранників), що заповнюють простір. Перші три типи фєдорівських ґраток — кубічні, четверта — гексагональна. Отже, за Федоровим, існують два основних типи просторових ґраток: кубічні та гексагональні. Йому належать також відкриття 32 сукупностей елементів симетрії для кристалічних тіл, 230 способів розміщення частинок у кристалах, відкриття кристалохімічного аналізу і створення спеціальної апаратури та методів дослідження кристалів.

Велике наукове значення має застосування рентгенівського випромінювання для дослідження мікроструктури кристалів. Розробляючи теорію розсіювання рентгенівського випромінювання кристалами, Г. В. Вульф у Росії та Л. Брегг в Англії вивели важливе рівняння, яке називають формулою Вульфа — Брегга:

$$2d \sin \Theta = n\lambda, \quad (6.1)$$

де d — відстань між паралельними атомними площинами; Θ — кут між напрямом падаючого променя і відбивальною атомною площиною кристала; λ — довжина хвилі рентгенівського випромінювання; $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула Вульфа — Брегга характеризує особливість відбивання рентгенівського випромінювання кристалом, яка є наслідком інтерпретації проміння, розсіяного атомами, розміщеними у вузлах просторової ґратки.

Для визначення будови кристалів за допомогою рентгенівського випромінювання використовують рентгенівський аналіз, призначений для розшифрування рентгенограм. Для цього широко використовують метод спроб і помилок, який полягає в побудові такої моделі кристала, коли теоретично обчислена рентгеноструктурна картина збігається з експериментальною.

У 1946 р. на основі ідеї щільного упакування молекул О. І. Китайгородський розробив геометричний метод структурного аналізу, що дає змогу визначити орієнтацію молекул у кристалі. Щоб скористатися цим методом, треба знати тільки елементарну комірку і симетрію кристала.

У розробці методів рентгенографічного вивчення структури велика роль належить М. В. Белову. Останнім часом широко використовуються електронграфічний та нейтронграфічний методи вивчення будови кристалів.

Одним з результатів упорядкованого розміщення частинок у кристалічних тілах є неоднаковість багатьох фізичних властивостей монокристалів у різних напрямках. Так, від напрямку залежить теплопровідність, електричний опір, коефіцієнт теплового розширення, міцність на розрив, показник заломлення світла, діелектрична проникність тощо. Проте є й такі кристали, для яких не всі перелічені властивості залежать від напрямку. Наприклад, у кристалах, елементарна комірка яких має форму куба, не залежать від напрямку такі властивості, як електричний опір, коефіцієнт теплопровідності, показник заломлення світла і деякі інші. Є й такі властивості, що ніколи не залежать від напрямку, хоч би яка була будова кристала, наприклад густина.

Залежність фізичних властивостей від напрямку називають *анізотропією*. Тіла, для яких якась властивість залежить від напрямку, називають *анізотропними*. Тіла, фізичні властивості яких від напрямку

не залежать, називають *ізотропними*. Монокристали є анізотропними, принаймні щодо деяких фізичних властивостей. Полікристали взагалі ізотропні, але можуть стати анізотропними під впливом зовнішніх дій (теплових, механічних тощо). Зовнішніми діями можна зробити анізотропними навіть некристалічні тіла.

Отже, хоч анізотропія — властивість кристала, яка виникає внаслідок упорядкованого розміщення частинок, вона не є якісною особливістю кристала. І в некристалічних тілах може виникнути анізотропія, якщо в них унаслідок впливу зовнішніх факторів утворюється певний ступінь упорядкованості в розміщенні молекул.

На початку ХХ ст. остаточно склалися уявлення про роль сил притягання та відштовхування у кристалі. Якщо на кристал не діють будь-які зовнішні сили, то розміщення частинок відповідає рівності сил притягання і відштовхування, що діють на кожну частинку з усіх боків. У разі дії на кристалічне тіло зовнішніх сил, які намагаються розтягнути його, відстань між частинками збільшується, а сили притягання переважають над силами відштовхування і після припинення дії зовнішньої сили повертають частинки в початкове положення. Навпаки, при спробі стиснути тіло, воно чинить опір, оскільки переважають сили відштовхування.

Згідно з сучасними уявленнями існує чотири типи зв'язку в твердих тілах: йонний, ковалентний, металічний і вандерваальсовий. Відповідно до характеру сил зв'язку всі кристали поділяються на чотири групи. До першої групи належать йонні кристали. Типовим прикладом йонних кристалів є кристали NaCl, що складаються з по черезно розміщених позитивних йонів Na і негативних йонів Cl (рис. 6.1). Йонні кристали звичайно не проводять електричного струму, оскільки в них електрони міцно утримуються на орбітах окремих йонів. Проте при нагріванні йонні кристали стають провідниками з йонною провідністю.

До другої групи належать атомні кристали. Вони побудовані з атомів, які зв'язані один з одним ковалентним зв'язком, тобто таким, який здійснюється внаслідок того, що у двох або кількох атомів є спільні електрони. До атомних кристалів належать, наприклад, кристали алмазу, сірки. На рис. 6.2 показано будову кристалічної ґратки алмазу. Атомні кристали не проводять електричного струму не лише за середніх, а й за високих температур і навіть у розплавленому стані.

У разі ковалентного зв'язку сили зв'язку мають напрямлений характер. Так, у атомів алмазу зв'язки здійснюються у чотирьох напрямках, які утворюють один з одним кути $109^{\circ} 30'$. Другою особливіс-

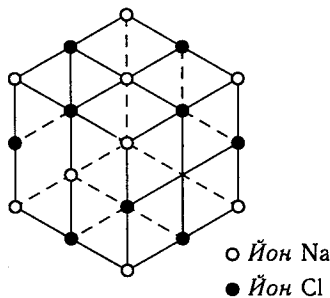


Рис. 6.1

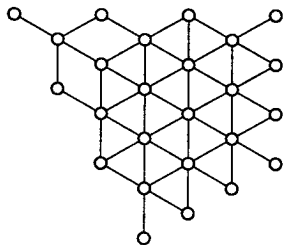


Рис. 6.2

тю ковалентного зв'язку є те, що сили діють як у напрямі прямої, що сполучає частинки, так і в напрямі, перпендикулярному до неї.

Особливу групу кристалів становлять метали. З погляду міжатомних зв'язків метали і сплави металів можна розглядати як сукупність позитивних йонів, які містяться в середовищі вільних електронів, що хаотично рухаються. Природа металічного зв'язку істотно відрізняється від йонного зв'язку, але спільним для них є незалежність сил зв'язку

від взаємної орієнтації частинок. Метали відрізняються від інших кристалічних речовин доброю тепло- і електропровідністю, оптичною непрозорістю і високою відбивною здатністю (блиском).

Ще одну групу кристалів становлять молекулярні кристали з вандерваальсовим зв'язком, що зумовлений електричною взаємодією між молекулярними диполями. Прикладами можуть бути кристали CO_2 , O_2 , N_2 в твердому стані. Низька точка плавлення, великі стисливість і коефіцієнт теплового розширення цих тіл свідчать про те, що цей тип зв'язку дуже слабкий. У деяких твердих тілах здійснюється не один, а два і більше типів зв'язку. Так, у кристалах графіту є три типи зв'язку: ковалентний і металічний у межах одного плоского шару та вандерваальсовий між шарами. Всі тіла, в тому числі й метали, розширюються при нагріванні. Дослід засвідчує, що лише збільшенням амплітуди коливань атомів теплове розширення тіл пояснити не можна. Треба, крім того, взяти до уваги характер сил, які діють між атомами і спричинюють коливання атомів навколо положення рівноваги. Якби всі ці сили були гармонічними, тобто пропорційними зміщенню атома від положення рівноваги, то теплового розширення не було б. Насправді ці сили ангармонічні, що і зумовлює теплове розширення.

Криву потенціальної енергії двох атомів, що взаємодіють, зображено на рис. 6.3. Положенню рівноваги, або центру коливань, відповідає мінімум потенціальної енергії. Це положення характеризується віддаллю r_0 між атомами і відповідає рівності сил притягання і сил відштовхування між атомами. На віддалі $r < r_0$ переважає сила відштовхування, а на віддалі $r > r_0$ — сила притягання. При малому зміщенні атома з положення рівноваги сила, що його повертає в положення рівноваги, прямо пропорційна зміщенню. Проте при значному зміщенні пропорційність між зміщенням і зворотною силою порушується.

Якщо пересікти криву потенціальної енергії горизонтальними прямими, то повна енергія атома, що коливається, визначатиметься віддаллю відповідної прямої від осі абсцис. Точка, яка поділяє пополам кожен з цих прямих, визначає відповідне положення рівноваги.

Беручи до уваги, що на рис. 6.3 повна енергія зростає знизу вгору, і порівнюючи положення точок рівноваги, або центрів коливань, при різних енергіях, бачимо, що при збільшенні енергії атома, що коливається, положення центра коливань зміщується вправо. Отже, при нагріванні відстань між центрами коливань атомів має зростати, тобто тіло має розширюватися, що ми й спостерігаємо насправді.

Речовина у твердому стані може бути як кристалічною, так і аморфною. Прикладами твердих аморфних тіл є янтар, скло, різні пластмаси. За своєю молекулярною будовою аморфні тіла займають проміжне положення між рідинами і кристалами. Тверді аморфні тіла мають будову, що характеризується наявністю близького порядку в розміщенні частинок. Цим вони подібні до рідин і відрізняються від кристалів, у яких крім близького порядку є також далекий порядок. Тверді аморфні тіла, як і рідини, ізотропні, тобто їхні фізичні властивості однакові в усіх напрямках (якщо зовнішні впливи не спричиняють анізотропії). На відміну від рідин, де ближній порядок змінюється зі зміною температури, в аморфних тілах він зберігається в досить широких межах температур.

Із рідкого стану в твердий аморфний стан речовина переходить не за певної температури, а в деякому інтервалі температур. Під час переходу речовини з рідкого стану в аморфний, а також під час зворотного переходу з аморфного в рідкий усі фізичні властивості — питомий об'єм, питома теплоємність, діелектрична стала тощо — змінюються безперервно, на відміну від явища кристалізації, коли ці властивості змінюються стрибкоподібно.

Особливий науковий інтерес становить також рідкокристалічний (або мезоморфний) стан речовини, що має структурні властивості, які є проміжними між властивостями твердого кристала і рідини.

6.2. Будова і властивості рідин

На діаграмі стану речовини рідина займає проміжне положення між кристалом і газом. Тому при вивченні рідин виходили з подібності їх до газів або кристалів.

До 20-х років ХХ ст. перевага віддавалась аналогії рідина — газ. Вважали, що рідина відрізняється від газу лише тим, що в ній менше хаосу в розміщенні й русі частинок, більша густина, тобто рідина відрізняється від газу лише кількісно. Відмінність між рідиною і кристалом, що має як близький, так і далекий порядок, вважалась якісною, принциповою. Розвитку таких поглядів на природу рідин

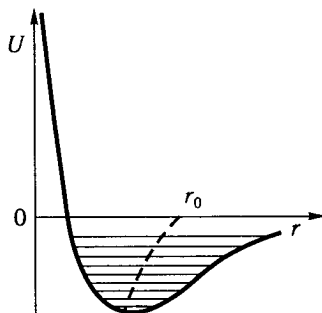


Рис. 6.3

значно сприяла теорія Ван дер Ваальса, яка підтверджувалась експериментами Т. Ендрюса і з якої логічно випливає безперервний перехід рідина — газ.

Проте аналіз експериментальних даних засвідчив, що рідина має також багато спільного і з твердим тілом. Про подібність рідини до твердого стану свідчить багато фактів. Так, відносна зміна об'єму тіл при плавленні дуже мала порівняно зі зміною об'єму при переході рідини в пару. Наприклад, питомий об'єм водяної пари в 1650 разів більший від питомого об'єму води за нормального тиску, а при плавленні твердих тіл збільшення об'єму не перевищує 10 %. Це відповідає збільшенню відстані між молекулами в середньому на 3,3 % і дає змогу дійти висновку про те, що в рідинах молекули упаковані майже так само щільно, як і у твердих тілах.

При малому збільшенні міжатомних віддалей при плавленні сили, які зв'язують атоми один з одним у кристалічній ґратці, продовжують діяти і після плавлення кристала, через що розміщення атомів у рідині зберігає сліди тієї впорядкованості, яка була в кристалі. Справді, так звана прихована теплота плавлення твердого тіла значно менша (в 30—40 разів) від прихованої теплоти випаровування. Прихована теплота — це кількість енергії, яку вбирає або віддає тіло при переході з одного стану в інший за сталої температури. Якщо віднести цю енергію до однієї молекули (атома), то вона може бути мірою роботи, яку треба затратити, щоб відокремити один атом від кристала або від рідини. Отже, теплоту плавлення або теплоту випаровування, віднесену до однієї молекули (атома), можна розглядати як міру того, наскільки в одному стані зв'язок між молекулами міцніший, ніж в іншому. Дослід показує, що зміна сил зв'язку при переході речовини з твердого стану в рідкий у багато разів менша, ніж при переході з рідкого в газоподібний стан.

Теплоємність тіл практично не змінюється при плавленні, що свідчить про збереження того характеру теплового руху молекул в рідині, який властивий для твердих тіл, тобто молекули рідини також здійснюють коливання навколо положень рівноваги. Незначні зміни теплоємності при плавленні стають зрозумілими, коли взяти до уваги, що характер теплового руху молекул залежить від сил взаємодії між ними, а значення цих сил майже не змінюється при переході речовини з твердого стану в рідкий, бо при цьому віддалі між молекулами майже не змінюються. Встановленню нових уявлень про природу рідини значною мірою сприяли результати дослідження молекулярної структури рідин рентгенографічним методом. Як правило, на рентгенограмах рідин можна виявити два-три досить чітких максимуми.

На рис. 6.4 зображено криву атомного розподілу для рідкої ртуті. Після відповідного опрацювання рентгенограм дістають залежність інтенсивності розсіяного рентгенівського випромінювання від кута

розсіяння. З цієї залежності визначають функцію радіального розподілу частинок. Якщо порівняти криву розподілу, наприклад, атомів у рідких металах з рентгенограмою для тих самих металів у твердому стані, то виявляється, що максимуми кривої розподілу в рідині практично збігаються з максимальними лініями на рентгенограмі твердого тіла. Звідси можна зробити висновок, що розплавлена кристалічна речовина, принай-

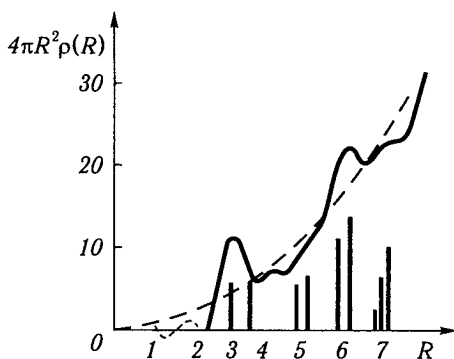


Рис. 6.4

ні поблизу точки плавлення, зберігає сліди тієї будови, яку вона мала у твердому кристалічному стані. При підвищенні температури рідини вище від точки плавлення максимуми на кривій розподілу атомів (молекул) знижуються. Отже, з підвищенням температури розподіл частинок у рідині стає дедалі безладнішим.

Основи теорії рентгенографічного дослідження рідин розробили вчені П. Дебай, Ф. Принс і Д. Уоррен. Для кількісної характеристики взаємного розміщення частинок в рідині П. Дебай 1927 р. запропонував радіальну функцію міжатомних віддалей, а Ф. Церніке і А. Принс запропонували функцію розподілу атомної густини. Ці функції визначають за експериментальними кривими інтенсивності. Розроблений метод дістав назву Фур'є-аналізу кривих інтенсивності.

На початку 30-х років ХХ ст. Д. Уоррен запропонував метод Фур'є-аналізу кривих інтенсивності кристалічних порошків і твердих аморфних тіл, ввів функцію розподілу електронної густини. Пізніше цей метод було поширено на молекулярні рідини та розчини.

Рентгенографічні дослідження рідин в Україні започаткували В. І. Данилов і І. В. Радченко у 1934—1936 рр. Вони дослідили дифракційні ефекти для деяких легкоплавких металів та їхніх сплавів у рідкому стані з різною кристалічною структурою в твердому стані (свинець, олово, вісмут). Пізніше їхні учні та послідовники А. Ф. Скришевський, О. В. Романова, Я. Й. Дутчак та інші вчені продовжили експериментальні дослідження структури рідин різного типу сучасними рентгенографічними методами і багато зробили для вдосконалення уявлень про молекулярну будову рідин.

Крім рентгенографії широко застосовують метод електроннографії, який з успіхом використовують при дослідженні будови молекул газів, кристалічної та аморфної структури тонких шарів, кінетики кристалізації та будови їх. Великі можливості має також метод нейтронографії, який ґрунтується на явищі розсіяння повільних нейтронів. Цим методом досліджуються розподіл та орієнтація магнітних мо-

ментів атомів у магнітних речовинах, атомна динаміка, структура сполук, що містять водень, з дуже близькими атомними номерами та сполук, що містять ізотопи того самого елемента. Рентгенографія, електроннографія та нейтронографія доповнюють одна одну і є прямими методами вивчення молекулярної будови речовини.

Експериментальні методи дослідження структури рідин, що підтверджують спільність між рідким і твердим станами речовини, узагальнив Я. І. Френкель. Вони стали експериментальною основою для розвитку теорії рідин. Молекули газу, перебуваючи в безперервному русі, переходять з місця на місце, рухаючись між двома послідовними зіткненнями по прямій лінії і змінюючи напрям руху лише при зіткненнях. Молекули твердих тіл звичайно коливаються навколо вузлів ґраток, як навколо положень рівноваги, але час від часу зриваються зі своїх місць, переходячи в міжвузля або на вакантні місця у вузлах ґраток. Молекули рідини не зв'язані з будь-якими вузлами, як у кристалів, але й не рухаються так вільно, як у газах. Кожна молекула рідини оточена тісним кільцем інших молекул, які перебувають від неї на середній віддалі порядку діаметра самої молекули. Її рух можна образно уявити собі як спроби вийти з оточення, в якому вона перебуває, щоб перейти в інше місце, де вона також робитиме коливальні рухи, поки є сприятливі умови для переміщення в нове місце.

За обчисленнями Я. І. Френкеля, молекули води за одну секунду встигають змінити своє місце перебування $10^{10} \dots 10^{11}$ разів, роблячи між двома переходами з місця на місце близько 100 коливань. Отже, молекули рідини коливаються подібно до молекул твердих тіл, але положення рівноваги, відносно яких ці коливання відбуваються, лишаються незмінними тільки протягом незначного проміжку часу. Я. І. Френкель описав рух довільної молекули рідини як «дрейфування» серед інших молекул того центра, навколо якого ця молекула коливається.

Рідини є текучими, а не твердими, оскільки вони не мають пружності на зсув. Проте молекулярна теорія засвідчує, що такі уявлення неправильні, неправильне саме протиставлення твердості й текучості. Адже текучість рідини полягає в тому, що молекули рідини легко піддаються дії зовнішньої сили, переміщаючись у напрямі дії цієї сили і не повертаючись на попереднє місце при як завгодно малому зсуві. Проте це можливо лише за умови, що зовнішня сила діє на рідину в одному й тому самому напрямі протягом досить довгого проміжку часу. Оцінити цей проміжок часу можна, виходячи з уявлень про молекулярний рух у рідині.

Молекули рідини перебувають у стані коливального руху навколо центрів, які не лишаються нерухомими і змінюють своє місцезнаходження з часом. Нехай t буде час, протягом якого центр коливань молекули лишається нерухожим. Якщо тривалість дії зовнішньої сили

t мала порівняно з τ , то ця сила може спричинити тільки пружні зсуви центрів коливань молекул, які зникають після припинення дії сили. У цьому разі рідина не тече і протистоїть дії зовнішньої сили як пружне тверде тіло. Проте якщо зовнішня сила діє в один бік протягом часу, який значно перевищує час τ , то зовнішня сила змусить молекули переміщатися переважно у тому напрямі, в якому вона діє.

За нормальних умов час τ , протягом якого центр коливань молекули лишається нерухомим, має порядок 10^{-13} с. Зі зниженням температури він значно подовжується. Згідно з теорією Я. І. Френкеля τ можна обчислити за такою формулою:

$$\tau = \tau_0 e^{E/(kT)}, \quad (6.2)$$

де τ — час осілого життя молекули; E — енергія, потрібна для того, щоб молекула могла залишити своє місце і перейти на нове, сусіднє; k — стала Больцмана; T — абсолютна температура. Отже, чим нижча температура, тим довше має діяти сила в одному й тому самому напрямі, щоб спричинити текучість. Дослід показує, що зі зниженням температури текучість рідини зменшується. Винятком є рідкий гелій за дуже низьких температур. Гелій останнім з газів переведений у рідкий стан (1908 р.). Згодом виявилось, що в рідкому стані він відрізняється від інших рідин деякими особливими властивостями, зокрема під тиском своєї пари гелій не переходить у твердий стан навіть за температур, близьких до абсолютного нуля, і може закристалізуватися тільки під тиском $23 \cdot 10^5$ Па. Проте найцікавішою особливістю гелію є те, що, охолоджуючись, він переходить за температури 2,19 К у новий стан, в якому багато його властивостей різко змінюється (питома теплоємність, швидкість звуку, текучість). Вище від температури 2,19 К (так звана α -точка) гелій називається He I, а нижче від α -точки — He II. Згідно з теорією Л. Д. Ландау гелій нижче від λ -точки є сумішшю гелію в двох різних станах: у нормальному, в якому він перебуває вище від λ -точки, і в особливому, надтекучому, в якому весь гелій перебував би при абсолютному нулі. Чим ближче до абсолютного нуля, тим більша частина гелію перебуває в надтекучому стані, але за температури, вищої ніж $T = 2,19$ К, весь гелій перебуває в нормальному стані. В'язкість He II не перевищує 10^{-12} Па·с, тобто в'язкість гелію за $T < 2,19$ К значно менша навіть від в'язкості повітря, яка при 0°C становить $1,18 \cdot 10^{-9}$ Па·с. Тому He II називають надтекучою рідиною. Явище надтекучості відкрив П. Л. Капіца.

Явище переходу He I в He II — це приклад фазових переходів другого роду. Іншими прикладами фазових переходів другого роду є перехід феромагнетика в парамагнетик, сегнетоелектрика в діелектрик, а також явище впорядкування в бінарних сплавах.

За певних умов можна виявити крихкість рідин. Наприклад, струмись рідини, що витікає з отвору в дні посудини, обтікає переривник при малих швидкостях його руху і руйнується як крихке тіло при великих швидкостях. Так, струмись рідини, в'язкість якої становить близько $50 \text{ Па} \cdot \text{с}$, ламається подібно до скляної палички при швидкості руху переривника 23 м/с .

Багато властивостей, які здаються несумісними з рідким станом, ми не помічаємо лише тому, що вони маскуються іншими, до деякої міри протилежними їм властивостями (наприклад, твердість рідини маскується її текучістю). Однак за певних умов, коли усувається маскувальний ефект, заховані раніше властивості виявляються повною мірою.

Можна ще наводити приклади на користь аналогії рідина — кристал, але існує багато наукових даних, що свідчать про подібність рідкого та газоподібного станів речовини.

Тривалий час подібність рідини абсолютизувалась до твердого тіла при вивченні будови та властивостей рідин. Тепер спостерігається тенденція критично переосмислити не тільки експериментальні дані, які стосуються будови і властивостей рідин, а й механізм теплового руху молекул у рідинах. Новий погляд на природу рідин особливо чітко виявляється в роботах, присвячених вивченню дифузії в рідких металах і сплавах. Одержані результати з дифузії можна пояснити, якщо виходити з припущення про безактиваційний механізм руху частинок. При цьому частинки переміщуються колективно на довільні відстані, менші за міжатомні, для чого немає потреби в накопиченні енергії окремими молекулами.

Критично слід розуміти також схожість будови у разі рідкого і кристалічного станів речовини. Близький порядок у рідині, встановлений рентгенографічним методом, якісно відрізняється від ближнього порядку у відповідному кристалі. Якщо в кристалі близький порядок визначається числом z , яке практично не змінюється з часом, то близький порядок у рідинах — термодинамічна величина, для якої властиві флуктуації. Під подібністю структур розуміють насамперед наявність ближнього порядку в рідині й кристалі. При цьому слід брати до уваги цю якісну відмінність між ними. Водночас крива радіального розподілу атомів для рідини подібна до відповідної кривої для газів великої густини.

Отже, досить обґрунтованим можна вважати той факт, що рідина за своєю молекулярною будовою і властивостями займає проміжне місце між твердим і газоподібним станами. За високих температур і великих питомих об'ємів властивості рідини наближаються до властивостей газів; за температур, що наближаються до точки кристалізації, і малих питомих об'ємів багато властивостей рідин подібні до властивостей твердого тіла. В рідині діалектично поєднуються протилежні властивості газів і кристалів. Тому невиправданою є абсолютизація якогось одного з цих підходів.

Розвитку і ствердженню сучасних уявлень про природу рідин багато в чому сприяли науково-дослідні праці вчених М. М. Боголюбова, І. Р. Юхновського, Й. З. Фішера, О. З. Голика, І. Г. Михайлова, А. Р. Регеля, М. П. Вукса та інших.

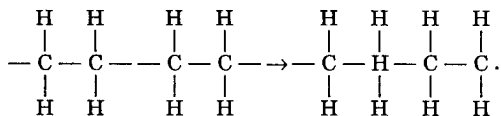
6.3. Будова і властивості полімерів

Деякі з матеріалів, які нині називають полімерами, відомі давно. Близько ста років тому були вивчені характерні властивості натуральних полімерних матеріалів, таких як папір, шовк, бавовна, смоли та ін.

Основними методами одержання синтетичних полімерів є *полімеризація* і *поліконденсація*. Розглянемо ці процеси на конкретних при-

кладах. Структурна формула етилену має вигляд $\begin{array}{c} \text{H} \quad \text{H} \\ | \quad | \\ \text{C} = \text{C} \\ | \quad | \\ \text{H} \quad \text{H} \end{array}$. За певних

умов, наприклад під впливом тепла, світла, йонізуючого випромінювання або хімічним шляхом, подвійний зв'язок між атомами карбону вдається розірвати. Тоді дві найближчі молекули, що мають вільні зв'язки, можуть утворити більш складні сполуки:



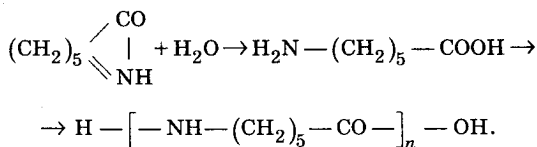
До такої сполуки можуть ще приєднатися молекули з вільними зв'язками, молекулярний ланцюг при цьому збільшиться аж до довгих ланцюгових молекул, що будуть молекулами *поліетилену*. Отже, *полімеризація* — це реакція сполучення молекул мономера, що приводить до утворення полімерних ланцюгів. Загальна схема такої реакції



де M — молекула мономера; M_n — полімерна молекула; n — ступінь полімеризації. Полімеризацію можна здійснити лише тоді, коли вихідні низькомолекулярні сполуки містять подвійні й потрібні зв'язки. Зазначимо, що реакція полімеризації проходить без виділення сторонніх продуктів. Ступінь полімеризації в полімерів може змінюватися від кількох десятків одиниць до 10 000.

Полімери можна одержувати з мономерів, що не мають подвійних зв'язків. При цьому використовується реакція поліконденсації. Макромолекула створюється в результаті процесу, що супроводжується відщепленням від вихідної молекули атомів або атомних угруповань, здатних до хімічної взаємодії. Виникнення при цьому вільних

хімічних зв'язків забезпечує сполучення в макромолекули. Реакція поліконденсації відбувається з виділенням сторонніх продуктів, таких як вода, аміак тощо. Для прикладу розглянемо реакцію поліконденсації, яку використовують для одержання капрону (нейлону-6). Вихідним продуктом тут є ϵ -капролактан, який термічно обробляють водою:





Усі природні й синтетичні полімерні речовини є сумішшю молекул з різним ступенем полімеризації, тобто в полімері завжди є молекули різних довжин і, отже, різних молекулярних мас. Знаючи молекулярну масу ланки M і середній ступінь полімеризації \bar{n} , можна підрахувати середню молекулярну масу полімера $M_n = M\bar{n}$. Наприклад, молекулярна маса поліетилену досягає 140 кг/моль, а капрону — 26 кг/моль.

Узагалі твердим полімерам більш властивий аморфний стан, ніж кристалічний (табл. 6.1). Деякі полімери можна одержати аморфними, якщо вони здатні навіть кристалізуватися при швидкому охолодженні розплаву (каучук, полівінілхлорид). Інші полімери, подібні до поліетилену і тетрафторетилену, ніколи не вдавалось одержати в переохолодженому стані*.

Аморфні полімери залежно від температури можуть бути у склоподібному, високоеластичному та в'язкотекучому (рідкому) станах. При цьому збільшення температури спричинює їхню зміну в зазначеній вище послідовності. Зміна стану аморфного полімеру залежно від температури позначається на фізичних властивостях, зокрема деформації. Якщо взяти полімерний зразок у вигляді стрижня і розтягувати його сталою за значенням силою, то відносна деформація $\epsilon = \Delta l / l$ виявляється залежною від температури. На рис. 6.5 зображено залежність $\epsilon = f(T)$ (графік називається термомеханічною кривою). Залежність $\epsilon = f(T)$ від 0 до T_c (температура склування) характеризується невеликими зворотними деформаціями (ділянка склоподібного стану полімеру). Вище від температури T_c виникає високоеластичний стан, який зберігається до температури текучості T_t . Подальше нагрівання спричинює перехід речовини у в'язкотекучий стан (рідкий). За дуже високих температур настає деструкція полімерів.

Температура склування є однією з найважливіших характеристик аморфних полімерів. Значення цієї температури для деяких полімерів наведено в табл. 6.2.

*Гросберг А. Ю., Хохлов А. Р. Физика в мире полимеров. — М.: Наука, 1989.

Мономер	Формула мономера	Полімер	Формула ланки молекули полімеру
Етилен	$\text{CH}_2 = \text{CH}_2$	Поліетилен	$-\text{CH}_2 - \text{CH}_2 -$
Пропилен	$\text{CH}_3 - \text{CH} = \text{CH}_2$	Поліпропилен	$-\text{CH}_2 - \text{CH}_2 -$ CH_3
Стирол	$\text{CH}_2 = \text{CH}$ 	Полістирол	$\text{CH}_2 - \text{CH}$ 
Ізопрен	$\text{CH}_2 = \text{CH} - \text{C} - \text{CH}_2$ CH_3	Поліізопрен (природний і синтетичний каучук)	$-\text{CH}_2 - \text{CH} = \text{C} - \text{CH}_2 -$ CH_3
Вініл-хлорид	$\text{CH}_2 = \text{CHCl}$	Полівініл-хлорид	$-\text{CH}_2 - \text{CHCl} -$
Метил-метакрилат	$\text{CH}_2 = \text{C}(\text{CH}_3)\text{COOCH}_3$	Поліметил-метакрилат	$-\text{C} - \text{CH} -$ CH_3 COOCH_3
Тетрафтор-етилен	$\text{CF}_2 = \text{CF}_2$	Політетрафторетилен	$-\text{CF}_2 - \text{CF}_2 -$

Температура склування більшості пластиків становить $-80 \dots +140$ °С. Її можна підвищити шляхом вулканізації — процесу встановлення хімічних зв'язків між сусідніми молекулами, що приводить до обмеження їхніх відносних переміщень.

При текучості полімерів послідовно переміщуються окремі сегменти молекулярних ланцюгів. Унаслідок текучості молекули поступово розпрямляються вздовж ліній потоку, в результаті чого в

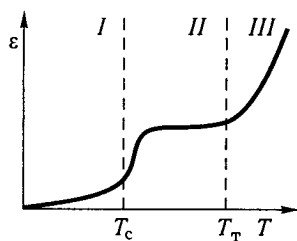


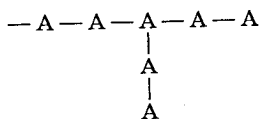
Рис. 6.5

Таблиця 6.2

Полімер	t , °С
Силіконовий каучук	-123
Натуральний каучук	-72
Полівінілацетат	29
Полівінілхлорид	80
Полістирол	90
Поліметилметакрилат	105

потоці збільшується міжмолекулярна взаємодія, полімер стає більш жорстким і переходить із в'язкотекучого у склоподібний стан. Це явище називається *механічним склуванням*.

Залежно від форми і будови молекул полімери можуть бути лінійними, розгалуженими і сітчастими. Лінійні полімери мають форму $-A-A-A-A-$, де A означає маномерну ланку. Форма розгалужених полімерів відрізняється наявністю крім основного ланцюга сторонніх відгалужень (сторонні ланцюги):



Сітчасті полімери характеризуються тим, що їхні ланцюги утворюють структури, зв'язані в просторову сітку.

Якщо ланки, які входять до складу макромолекули, однакові, то такі полімери називають *гомopolімерами* (поліетилен, політетрафторетилен та ін.). Якщо макромолекула складається з різних за складом ланок, то такі сполуки називаються *сополімерами*.

Зміна властивостей зі збільшенням ступеня полімеризації пояснюється зростанням міжмолекулярних сил унаслідок збільшення кількості ланок, які взаємодіють між собою, що належать різним полімерним молекулам. Здатність того чи іншого полімеру бути пластичним чи еластомером визначається структурою молекулярних ланцюгів і міжмолекулярною взаємодією. Чим сильніша взаємодія між ланцюгами, тим більша ймовірність того, що за кімнатної температури полімер буде склоподібним. Як правило, всі склоподібні полімери одержують із полярних мономерів зі значною взаємодією ланцюгів.

Повну енергію, потрібну для відщеплення молекули від агрегату, називають *енергією когезії*, яка є мірою взаємодії однієї молекули системи з усіма іншими молекулами. В низькомолекулярних сполуках енергія когезії завжди менша від енергії хімічних внутрішньо-молекулярних зв'язків, тому вони завжди легко перетворюються в пару (газоподібний стан). У типових полімерах молекули взаємодіють багатьма десятками своїх ланок, унаслідок чого їхня енергія когезії значно перевищує енергію хімічного зв'язку між ланками молекулярного ланцюга. Це пояснює той факт, що полімер може перебувати лише у твердому і рідкому станах.

Для кристалізації полімерів, очевидно, необхідний деякий вільний тепловий рух молекул та їхніх частин (сегментів), який би давав їм змогу здійснювати зміщення і повороти для утворення кристалічних структур. Такий вільний тепловий рух може відбуватися лише у високоеластичному стані. Саме тому полімери кристалізуються за температур, вищих від температур склування їх. Виникнення в полі-

мерах кристалічної структури супроводжується зміною механічних властивостей, зокрема у полімеру зникає високоеластичність.

Кристалічні полімери утворюються у вигляді полікристалічних агрегатів. Початкова стадія кристалізації в більшості полімерів пов'язана з виникненням кристалічних пачок ланцюгових молекул, які залежно від умов складаються в стрічки, пластини або так звані сферолітні утворення. При утворенні сферолітів пачки молекул ростуть із спільного центра, як це схематично показано на рис. 6.6.

У кристалічних полімерах сферолітні структури бувають досить часто. Розміри сферолітів можуть бути від кількох мікрометрів до одного міліметра.

Структура полікристалічного полімеру значною мірою залежить від швидкості росту кристалів і від концентрації в зразку центрів кристалізації. В загальному випадку вона характеризується розподілом кристалічних ділянок у масі аморфного полімеру. При цьому одна і та сама молекула полімеру може переходити через кілька кристалічних і аморфних ділянок, як це схематично зображено на рис. 6.7.

Такий взаємозв'язок ділянок зумовлює значну міцність полімерних зразків.

Кристалічні полімери характеризуються частками в кристалічному стані матеріалу, розмірами, формою і орієнтацією кристалів, а також температурою плавлення $T_{пл}$, вище від якої зникають усі кристалічні ділянки. Низькомолекулярним кристалам властива певна температура плавлення. Плавлення полімерних кристалів відбувається за температури 3...4 °С. Це пояснюється тим, що в полімерних кристалах є досить помітне відхилення від строго просторового розподілу ланок молекул як на поверхні, так і в об'ємі кристала.

Особливий інтерес становлять біологічні макромолекули (біополімери) білків, РНК і ДНК, головна особливість яких полягає в тому, що ланцюг білка, РНК або ДНК — це не лише молекула якоїсь речовини, а й своєрідна машина (або автомат), яка виконує певні операції. Наприклад, послідовність ланок молекули ДНК (дезоксирибонуклеїнової кислоти) містить запис інформації (генетичної), і вона кодує «тексти» білків так званим генетичним кодом. Білок з одним текстом приймає кванти світла в сітківці ока, з другим — створює зусилля у м'язах, з третім — працює в системі імунітету і т. д. Як прочитується текст ДНК і як за інструкцією, що міститься в ньому,

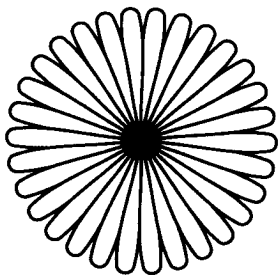


Рис. 6.6

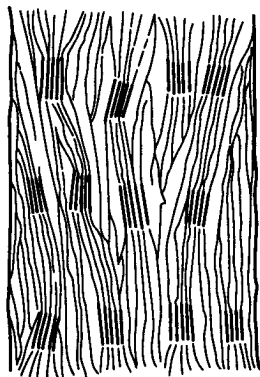


Рис. 6.7

будується білок? Ці та подібні питання належать до фізики біополімерів.

Важливим поштовхом до розвитку фізики полімерів стала книга австрійського фізика Е. Шредінгера, видана 1944 р.* Послідовниками Е. Шредінгера були наукові співробітники Кавендишської лабораторії Дж. Уотсон, Ф. Крік і М. Уїлкінс. Ці вчені здійснили одне з найбільш значних відкриттів у біології ХХ ст.: установили структуру молекули ДНК — генетичного матеріалу клітини, який зберігає інформацію про спадкові ознаки організму. За це відкриття 1962 р. їм було присуджено Нобелівську премію**. Було встановлено, зокрема, що ДНК є основною молекулою живої природи. Нових законів фізики в біології не було встановлено, але ключову проблему — проблему будови гена — розв'язати вдалося.

Відкриття структури ДНК відіграло в розвитку біології таку саму роль, як і відкриття атомного ядра у фізиці. Вивчення будови атома привело до виникнення квантової фізики, а відкриття будови ДНК — до створення молекулярної біології.

Раніше рівень технічного розвитку тієї чи іншої країни визначався за обсягом виплавки сталі й заліза. З розвитком практичного використання синтетичних матеріалів потреба в металах не зменшується і їхнє виробництво неперервно зростає. Водночас значення полімерних матеріалів стало настільки великим, що вже рівень технічного прогресу держав визначається не лише обсягом виробництва і використання металів, а й обсягом одержання полімерних матеріалів, асортиментом і напрямками використання їх.

6.4. Структура і властивості рідких кристалів

Наприкінці ХІХ ст. були відкриті речовини, внутрішня структура яких у рідкому стані мала властивості, характерні як для рідин (велика текучість, здатність перебувати в краплеподібному стані, злиття краплин при зіткненні), так і для твердих тіл (анізотропія). Такий стан речовин було названо мезоморфним, що означає стан з проміжною структурою, а самі речовини пізніше почали називати рідкими кристалами. Трапляються вони досить часто. Із двохсот заново синтезованих речовин щонайменше одна — рідкокристалічна. Нині кількість рідких кристалів перевищує 3000.

У 1888 р. ботанік Ф. Рейнітцер (Австрія) опублікував свої спостереження про поведінку синтезованого ним холестерилбензоату при зміні температури. Кристали цієї речовини плавивись за температурою 145,5 °С і перетворювалися в каламутну рідину. Ця рідина става-

*Шредінгер Э. Что такое жизнь? (С точки зрения физика). — М.: Атомиздат, 1972.

**Уотсон Дж. Двойная спираль. — М.: Мир, 1969.

ла прозорою за температури 175,5 °С і такою залишалася при подальшому підвищенні температури.

О. Леман (Німеччина) вивчив цю речовину за допомогою поляризаційного мікроскопа і встановив, що каламутна фаза оптично анізотропна. Препарат становив сукупність хаотично орієнтованих мікроскопічних ділянок спонтанної оптичної анізотропії. Розсіяння світла на межі цих ділянок зумовлювало каламутність препарату. Пізніше О. Леман установив, що такі самі властивості притаманні й іншим сполукам: *n*-азоксианізолу, *n*-азоксифенетолу, етиловому ефіру *n*-азоксибензойної кислоти.

Сам факт існування речовини в рідкокристалічному стані ставився під сумнів ще протягом 20 років. Проте численні дослідження О. Лемана, Г. Шенка та інших учених переконливо довели, що рідкокристалічний стан є самостійним термодинамічним станом речовини, а рідкі кристали відрізняються від звичайних рідин не лише своїми оптичними властивостями, а й електричними, магнітними тощо. О. Леман поділив рідкі кристали на два види: «власне рідкі кристали», в'язкість яких близька до в'язкості води, і «текучі кристали», в'язкість яких перевищує в'язкість перших у 10 разів.

Ж. Фрідель, як і О. Леман, розрізняв два рідкокристалічних стани. Для них він увів нові терміни: «*сметичний*» і «*нематичний*» стани. Вони об'єднуються загальною назвою — «*мезоморфний*» стан. Слово «*сметичний*» походить від грецького слова «смегма» — мило, оскільки цей стан властивий багатьом милам, а «*нематичний*» — від грецького «*нема*» — нитка: для речовин у цьому стані під мікроскопом спостерігаються тонкі рухливі нитки. Термін «*мезоморфний*» («*мезо*» означає проміжний) вказує на те, що сметичному й нематичному станам властива молекулярна впорядкованість, проміжна між впорядкованістю молекул у кристалах і аморфних тілах.

Слід також зазначити, що мезофази можуть виникати не лише при нагріванні чи охолодженні певних органічних речовин, а й при розчиненні неорганічних і органічних сполук у певних розчинниках. Такі рідкі кристали називають *ліотропними*, на відміну від *термотропних*. До ліотропних рідких кристалів належать, наприклад, водні системи багатьох мил, деяких поліпептидів тощо. Зі збільшенням концентрації розчинника система стає спочатку сметичною, потім нематичною і, нарешті, ізотропною рідиною. Багато речовин утворюють рідкокристалічний стан лише одного типу.

Рідкі кристали довгий час не застосовувалися в техніці. Починаючи з середини 60-х років інтерес до рідких кристалів небувало зріс у зв'язку з успішним використанням їх в оптико- і мікроелектроніці, в різних індикаторних пристроях і т. д. За останні десятиріччя було створено основи фізики рідких кристалів, одержано нові типи рідких кристалів, вивчено їхні властивості, які все ширше застосовуються в науці та техніці.

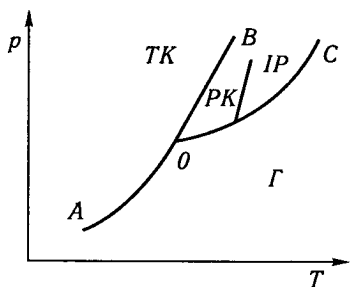


Рис. 6.8

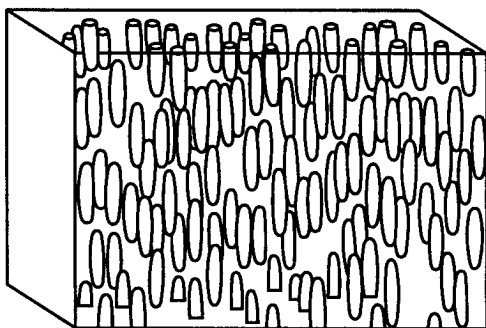


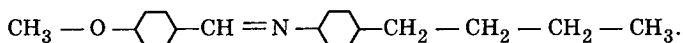
Рис. 6.9

Теоретично і експериментально доведено, що рідкокристалічний стан речовини є самостійним термодинамічним станом. Отже, можна умовно зазначити ділянку його існування на діаграмі стану (рис. 6.8).

Нині загальноприйнятою є класифікація рідких кристалів на три основних стани: нематичний, холестеричний і смектичний.

Нематичний стан рідких кристалів. Нематичні рідкі кристали (нематика, скорочено позначають НРК) характеризуються такою структурою: центри тяжіння видовжених молекул розміщені хаотично, а їхні довгі осі орієнтовані вздовж певного напрямку. Паралельна орієнтація сусідніх молекул в нематичній мезофазі пояснюється тим, що потенціальна енергія взаємодії їх має різко виражений мінімум. Будову НРК схематично зображено на рис. 6.9.

Типовим нематичним кристалом є метоксибензиліден-*n*-бутиланилін (МББА). Він має таку структурну формулу:



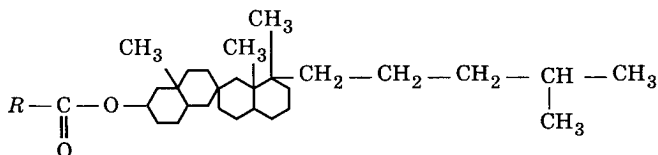
Нематична мезофаза цієї речовини існує в доступному для дослідження інтервалі температур 22...49 °С. У першому наближенні молекули нематиків можна вважати простими стрижнями.

Використовуючи різні методи орієнтації молекул, можна одержати тонкі шари, в яких молекули орієнтовані в одному напрямі, тобто однорідні тексти, які можуть бути використані для дослідження властивостей НРК.

В оптичному відношенні нематичні рідкі кристали мають усі властивості одноосьових кристалів.

Холестеричний стан рідких кристалів. Холестеричні рідкі кристали (холестерики, скорочено позначають ХРК) на відстанях порядку розмірів молекул нічим не відрізняються від нематиків: довгі осі всіх молекул орієнтовані в одному напрямі. Проте на великих відстанях напрям переважної орієнтації закономірно змінюється: всі молекули

поступово повертаються, утворюючи спіральну структуру. Будову ХРК схематично зображено на рис. 6.10. Крок спіралі в різних сполуках різний: від десятка ангстрем до мікрометрів. Якщо крок спіралі має порядок довжини хвилі видимого світла, то періодичність структури приводить до бреггівського дифракційного розсіяння світла на ній і такі холестерики здаються зафарбованими. Це явище називається селективним відбиванням світла і є типовим для складних ефірів холестерину. Оскільки похідні холестерину були першими представниками рідких кристалів, то від них походить назва всього типу цих кристалів. Ефіри холестерину мають досить складну молекулярну структуру:



(R — радикал жирної кислоти). Якщо $R = C_8H_7$, то дістанемо структурну формулу холестерилцинамату. Рідкокристалічний стан його реалізується за температур $156...197\text{ }^\circ\text{C}$. На відміну від нематиків просторова будова молекул холестериків більш складна, ці молекули є хіральними, тобто не мають осей симетрії, поперечних площин і центрів симетрії. Хіральність молекул — головна ознака холестеричної мезофази, про що свідчить той факт,

що добавка хіральних молекул у звичайний нематик перетворює його в холестерик. Для холестериків характерним є утворення гомогенної структури, яка називається *планарною*. У ній молекули лежать уздовж опорного скла, а вісь спіралі перпендикулярна до них, як це показано на рис. 6.10.

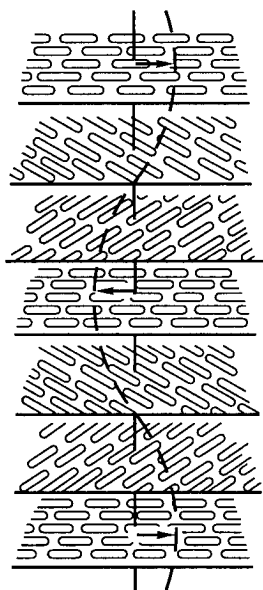


Рис. 6.10

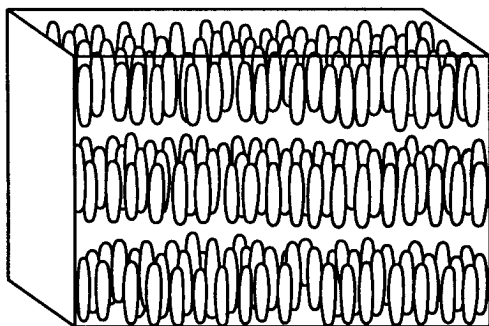
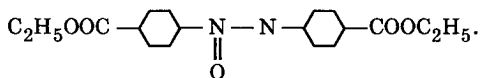


Рис. 6.11

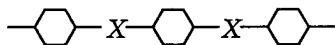
Смектичний стан рідких кристалів. Смектичні рідкі кристали (смектики, скорочено позначають СРК) за своїми властивостями ближчі до твердого тіла, ніж НРК. Будову смектичної мезофази схематично зображено на рис. 6.11. Центри тяжіння видовжених молекул знаходяться в площинах, які містяться на однаковій відстані одна від одної. Типовим представником смектиків є етиловий ефір *n*-азоксибензойної кислоти, смектична мезофаза якого зберігається за температури 114...120 °С. Його структурна формула така:



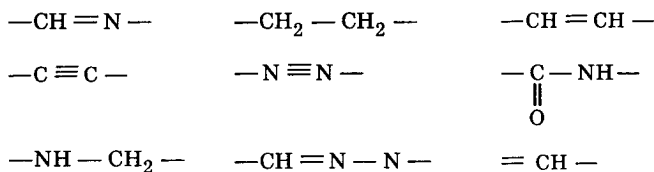
Тверді кристали цього ефіру плавляться за температури 114 °С і переходять у рідкі кристали смектичного типу, молекули яких розміщені шарами. За температури 120 °С рідкі кристали перетворюються в звичайну ізотропну рідину. При зниженні температури рідкокристалічні зародки випадають у формі паличок, швидкість зростання їх в осьовому напрямі приблизно в 65 разів більша, ніж в радіальному.

Оптичні дослідження дають змогу визначити структуру зразків, не доповнюючи результати досліджень даними інших методів. При дослідженні однорідного смектичного рідкого кристала етилового ефіру — азоксибензойної кислоти в поляризованому світлі (з одним поляризатором) легко виявити явище дихроїзму (плеохроїзму). Під час обертання препарат змінює своє забарвлення від темно-жовтого до білого. Дихроїзм установлено також для інших смектичних рідких кристалів.

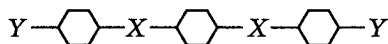
Рідкі кристали утворюються з тих сполук, молекули яких мають видовжену планкоподібну або пластинчасту форму. Наявність розгалужених молекул з боковими ланцюгами гальмує виникнення рідких кристалів. Багато речовин, для яких властивий рідкокристалічний стан, належать до ароматичних сполук. Більшість з них мають бензольні кільця із заміщенням в параположенні (в орто- і метаположенні рідкокристалічний стан не виникає). Схильність до утворення рідких кристалів зростає зі збільшенням кількості сполучених бензольних кілець. Велике значення мають групи атомів X, які поєднують бензольні ядра в ланцюг



Рідкокристалічний стан реалізується частіше у сполук з такими X-групами атомів:



Подібний вплив мають і кінцеві групи Y

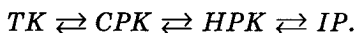


Речовини, які утворюють термотропні рідкі кристали, можуть перебувати в рідкокристалічному стані лише в певному інтервалі температур. Нижче межі існування мезофази центри тяжіння молекул утворюють тривимірну кристалічну ґратку звичайного кристала молекулярного типу. З підвищенням температури речовини до температури плавлення відбувається фазовий перехід твердого тіла в рідкий кристал, при якому зникає далекий порядок у розміщенні центрів тяжіння молекул (координаційне плавлення), але зберігається порядок в орієнтації молекулярних осей. При цьому спостерігається досить каламутна рідина, якій властиве сильне двопронезаломлення. Це і є рідкокристалічний стан речовини.

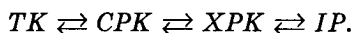
Подальше підвищення температури приводить до фазового переходу, який супроводжується втратою орієнтаційного порядку, в результаті чого виникає ізотропна, а отже, прозора рідина. Такий фазовий перехід називають *орієнтаційним плавленням*. Температуру, за якої це відбувається, називають *температурою просвітлення*. Температури плавлення і просвітлення визначають інтервал температури, в якому мезофаза термодинамічно стала.

Зазначимо, що обидва ці переходи (плавлення і просвітлення) є фазовими переходами першого роду, на що вказують існування прихованої теплоти переходу і стрибкоподібна зміна густини.

Рідким кристалам властиве явище поліморфізму, тобто мезогенні сполуки можуть мати кілька різних мезофаз. При нагріванні чи охолодженні речовини, молекули якої мають право-ліву симетрію, фазові перетворення в ній від твердих кристалів (*TK*) до ізотропної рідини (*IP*) відбуваються звичайно за схемою



У речовинах, молекули яких оптично активні, фазові переходи здійснюються за такою схемою:



Можуть бути також інші схеми переходів, але ніколи не спостерігається перехід $HPK \rightleftharpoons XPK$. Можливості застосування рідких кристалів дуже широкі (реєстрація температури і тиску в індикаторних пристроях; візуалізація теплових полів у медичній діагностиці й мікроелектроніці; пристрої відображення інформації; неруйнівний контроль деталей; візуалізація електромагнітного випромінювання, полів НВЧ, ультразвукових хвиль тощо). Дослідження в цьому напрямку, пошук нових матеріалів на основі рідких кристалів належать до найважливіших питань, які визначають прогрес у цій галузі.

Контрольні запитання і завдання

1. Назвіть основні характеристики структури кристалів і методи їх визначення.
 2. Які основні особливості фізичних властивостей кристалів, на відміну від інших агрегатних станів?
 3. Якими параметрами визначають структуру рідин?
 4. Який характер теплового руху молекул у рідинах?
 5. Дайте визначення полімеризації.
 6. Наведіть приклади аморфних і кристалічних полімерів, охарактеризуйте особливості їхніх фізичних властивостей.
 7. Які ви знаєте біополімери та яке їхнє значення для живих організмів?
 8. Дайте визначення рідких кристалів.
 9. Яка структура смектичних, немагичних та холестеричних рідких кристалів?
 10. Де застосовуються рідкі кристали?
-

Розділ 7 ОСНОВИ ТЕРМОДИНАМІКИ

7.1. Параметри термодинамічної системи. Стан системи. Процес

Термодинаміка вивчає фізичні процеси з погляду перетворення енергії, що відбувається в них з урахуванням двох форм її передавання: роботи та теплообміну. Проте, на відміну від молекулярно-кінетичної теорії, термодинаміка вивчає макроскопічні властивості тіл і явищ природи, залишаючи поза увагою їхню внутрішню будову. Не розглядаючи молекул і атомів, обминаючи мікроскопічний розгляд процесів, термодинаміка дає змогу зробити висновки щодо протікання їх.

Термодинаміка ґрунтується на кількох фундаментальних законах, які називають *принципами термодинаміки* і які є узагальненням результатів численних дослідних фактів. Унаслідок цього висновки термодинаміки мають досить загальний характер.

Термодинаміка розглядає широке коло явищ. Закони термодинаміки можна застосовувати до процесів, що відбуваються у гальванічних елементах, до магнітних явищ, процесів усередині зірок та ін. Взагалі немає такої галузі фізики й хімії, в якій не можна було б застосувати термодинамічний метод. Бурхливий розвиток термодинаміки, становлення її як науки припадає на XVIII — першу половину XIX ст. У механіці Ньютона різні процеси і закономірності пояснювали за допомогою «сили». Це поняття було основним. У термодинаміці аналогічну роль відіграє поняття «енергія».

Термодинамічна система складається з тіл, взаємодія яких із середовищем полягає в обміні енергією через роботу та через нагрівання. Середовищем вважаються всі тіла, що оточують систему, але до

її складу не входять. Прикладом термодинамічної системи може бути газ або вода і пара над нею в закритій посудині.

Фізичний стан системи характеризується сукупністю числових значень фізичних величин, якими визначаються властивості системи. Такими величинами є тиск, температура, об'єм, діелектрична проникність, показник заломлення світла тощо.

У термодинаміці для характеристики стану системи звичайно користуються такими трьома величинами: тиском p , об'ємом V і температурою T . Ці величини називаються *параметрами термодинамічної системи*. При цьому параметри можуть бути внутрішніми, які стосуються цієї системи, і зовнішніми, що характеризують зовнішні тіла. Наприклад, об'єм газу вважається зовнішнім параметром, оскільки він залежить від розмірів посудини. Тиск газу — внутрішній параметр, він залежить від середньої кінетичної енергії молекул [формула (6.13)]. Для характеристики термодинамічного стану сумішей використовують параметр, що називається *концентрацією*. Параметри стану зв'язані між собою так, що при зміні одного з них змінюється принаймні ще один. Зв'язок між параметрами стану термодинамічної системи можна виразити, як зазначалося раніше, рівнянням стану. У найпростішому випадку для ідеального газу залежність між об'ємом, тиском і температурою виражається рівнянням Менделєєва — Клапейрона. *Якщо параметри стану термодинамічної системи мають цілком певне значення і з часом не змінюються при незмінних зовнішніх умовах, то така система перебуває в стані рівноваги. Коли ж параметри стану змінюються з часом, то в системі відбувається термодинамічний процес.* Прикладом термодинамічного процесу може бути зміна об'єму газу, що супроводжується зміною тиску й температури.

Рівноважний стан системи можна зобразити графічно точкою на площині з прямокутними координатами, якщо відкласти по координатних осях значення будь-яких двох параметрів. Нерівноважний стан не можна так показати, оскільки в цьому разі хоч один з параметрів не матиме певного значення.

Графічно можна зобразити тільки рівноважний стан системи. Якщо термодинамічний стан системи характеризується спочатку точкою A , а потім точками B і C на діаграмі, то це означає, що система перейшла з одного стану в інший (рис. 7.1). Отже, в системі відбувається певний процес.

Будь-який процес, тобто перехід системи з одного стану в інший, пов'язаний з порушенням рівноваги в системі. Отже, якщо в системі відбуватиметься будь-який процес, то вона проходить через послідовність нерівноважних станів.

Процес називають рівноважним, якщо система в будь-який момент часу перебуває в стані рівноваги. Практично до рівноважного процесу

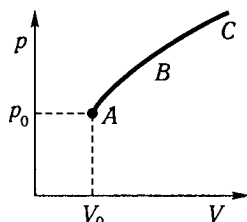


Рис. 7.1

наближаються такі процеси, які відбуваються дуже повільно. Якщо в системі відбуватиметься такий процес, то система пройдётиме через ряд нескінченно близьких один до одного станів, а точка, що зображає стан, переміщуватиметься по якійсь кривій (наприклад, по кривій ABC).

Оборотним називають такий процес, який відбувається в обох напрямках (наприклад, $ABC—CBA$) так, що система повертається у вихідне положення без будь-яких змін у навколишньому середовищі. Для необоротних процесів ця вимога порушується. В основу класифікації термодинамічних процесів можна покласти ознаку незмінності будь-якого з параметрів стану. Термодинамічний процес називають *ізобарним*, якщо залишається сталим тиск, *ізохорним* — коли не змінюється об'єм, *ізотермічним* — за сталої температури. Процес, що відбувається без теплообміну із зовнішнім середовищем, називають *адіабатичним*. *Коловим процесом*, або *циклом*, називають такий процес, при якому система виходить з якогось термодинамічного стану і, зазнавши змін, повертається до того самого стану.

7.2. Робота термодинамічної системи

Нехай газ міститься в циліндрі з легкорухомим поршнем. Пісок, насипаний на поршень, підтримує його в рівновазі. При цьому газ перебуває під тиском $p = \frac{F}{s}$, де F — вага піску і поршня; s — площа поршня. Якщо підвищити температуру газу на величину dT або трохи зняти пісок, то газ розшириться і поршень переміститься на відстань dh . При цьому тиск газу можна вважати сталим унаслідок незначного збільшення об'єму. Елементарна робота, яку виконує газ при розширенні,

$$dA = Fdh = psdh = pdV, \quad (7.1)$$

тобто дорівнює добутку тиску на приріст об'єму. Такою самою формулою визначатиметься елементарна робота розширення довільного тіла, а не тільки газу, бо при виведенні формули (7.1) ми не користувалися будь-якими особливостями газоподібного стану.

Якщо при підвищенні температури від T_1 до T_2 об'єм збільшується від V_1 до V_2 , а тиск залишається сталим, то робота буде

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p(V_2 - V_1). \quad (7.2)$$

Отже, робота ізобарного розширення газу, тобто розширення за незмінного тиску, дорівнює добутку тиску на приріст об'єму. Формулу (7.2) можна перетворити, скориставшись рівнянням стану ідеального газу для довільної маси.

Запишемо рівняння стану ідеального газу, в якого маса m і молекулярна маса μ , до розширення:

$$pV_1 = \frac{m}{\mu} RT_1$$

і після розширення:

$$pV_2 = \frac{m}{\mu} RT_2.$$

Віднявши від другого рівняння відповідно ліву і праву частини першого рівняння, дістанемо

$$p(V_2 - V_1) = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1).$$

Беручи до уваги (7.2), маємо

$$A = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1). \quad (7.3)$$

Отже, *робота ізобарного розширення ідеального газу дорівнює добутку універсальної газової сталої на підвищення температури та на число молів газу.*

Із співвідношення (7.3) можна зрозуміти фізичний зміст універсальної газової сталої: якщо $m = \mu$, а $T_2 - T_1 = 1$, то $R = A$. Отже, *універсальна газова стала чисельно дорівнює роботі ізобарного розширення моля ідеального газу при нагріванні на один градус.*

Аналітичний вираз роботи ізотермічного розширення ідеального газу дістанемо так: за рівнянням Менделєєва — Клапейрона $p = n \frac{RT}{V}$, а елементарна робота $dA = pdV$, тоді

$$A = \int_{V_1}^{V_2} dA = \int_{V_1}^{V_2} nRT \frac{dV}{V}. \quad (7.4)$$

Оскільки $T = \text{const}$, після інтегрування маємо

$$A = nRT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (7.5)$$

де n — число молів; V_1 і V_2 — початковий і кінцевий об'єми відповідно. Співвідношення (7.5) визначає *роботу ізотермічного розширення ідеального газу.*

Розглянемо графічне зображення роботи термодинамічної системи. На рис. 7.2 подано ізобару ідеального газу в координатній системі $p - V$. Точка B показує початковий стан, точка C — кінцевий.

Робота A ізобарного розширення обчислюється за формулою (7.2) і чисельно дорівнює площі $ABCD$ під ізобарою BC .

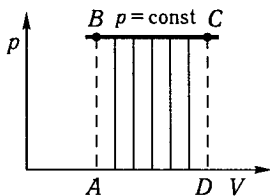


Рис. 7.2

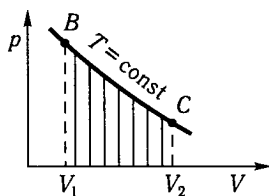


Рис. 7.3

Якщо розширення ідеального газу від одного стану до іншого відбувається ізотермічно, то робота зображується площиною під відповідною частиною ізотерми, як показано на рис. 7.3. Отже, робота в цьому разі визначається площею, яка обмежена ізотермою BC , двома ординатами (BV_1 та CV_2), що відповідають початковому та кінцевому станам, і відрізком V_1V_2 по осі абсцис.

7.3. Енергія, робота і теплота

У природі існують різні форми руху матерії: механічний, тепловий, хімічний та ін. Ці якісно відмінні форми руху можна кількісно порівнювати тільки тому, що всі форми руху матерії мають спільну міру руху — *енергію*. Поняття енергії не можна ототожнювати з поняттям самої форми руху. Енергія є однією з характеристик тієї чи іншої форми руху. Це знаходить своє відображення в тому, що та сама форма руху характеризується кількісно не тільки за допомогою поняття енергії, а й інших понять, що не виводяться з поняття енергії. Наприклад, механічний рух характеризується крім енергії ще імпульсом, моментом імпульсу тощо. В XIX ст. було встановлено закон збереження і перетворення енергії.

З поняттям «енергія» тісно пов'язане поняття «робота». Робота — це зміна форми руху, яка розглядається з її кількісного боку. Основною умовою будь-якої фізичної роботи є якісна зміна — зміна форми руху.

Зміна форми руху є завжди процесом, що відбувається принаймні між двома тілами, з яких одне втрачає певну кількість руху такої-то якості (наприклад, теплоту), а друге дістає відповідну кількість руху такої-то іншої якості (механічний рух, електрика, хімічний розклад). Дуже поширене визначення енергії як здатності тіла виконувати роботу не зовсім правильне, оскільки воно передбачає, що дано визначення поняття «робота», яке можна сформулювати тільки через поняття «енергія».

Три величини — енергія, робота й теплота — мають однакову розмірність (можуть виражатися в однакових одиницях), але якісно відрізняються. Теплота, як і робота, є способом передавання енергії від одного тіла до іншого. Отже, функції роботи й теплоти еквіва-

лентні, хоча самі поняття їх не тотожні. Завжди, коли виконується робота або передається теплота, в системі має бути принаймні два тіла: одне, яке віддає енергію, і друге, яке її отримує.

Робота й теплота — це дві єдино можливі форми передавання енергії від одного тіла до іншого. Одна з цих еквівалентних величин — кількість роботи або кількість теплоти — залежно від способу передавання енергії від одного тіла до іншого є кількісною мірою її. Теплота — це така форма передавання енергії, яка є сукупністю мікрофізичних процесів (обмін енергії при зіткненні молекул, випромінювання квантів світла тощо), це мікрофізична форма передавання енергії. Робота — це макрофізична форма передавання енергії. В цьому й полягає істотна відмінність між роботою і теплотою.

Внутрішня енергія термодинамічної системи — це сума всіх енергій системи, крім тієї частини кінетичної енергії молекул, яка зумовлена рухом системи як цілого, і тієї частини потенціальної енергії, що зумовлена положенням системи як цілого.

Теплота й робота є нерівноцінними формами передавання енергії. Вони нерівноцінні насамперед тому, що робота може бути безпосередньо здійснена для поповнення запасу будь-якого виду енергії (наприклад, потенціальної енергії тяжіння, електричної, магнітної), а теплота безпосередньо, тобто без перетворення в роботу, може витратитися на поповнення лише внутрішньої енергії системи. Нерівноцінність теплоти й роботи в такому розумінні пов'язана з визначенням цих понять: робота — макрофізична, а теплота — мікрофізична форми передавання енергії.

Дослід засвідчує, що одна форма руху матерії може переходити в іншу. Так, механічний рух може перейти в безладний рух молекул тіла, тобто в теплову форму руху. В деяких випадках тепловий рух, навпаки, може частково перейти у впорядкований рух, тобто в механічний. Відомо, що електричний струм спричинює нагрівання провідників. Цей факт свідчить про перехід електричної форми руху матерії в теплову. Можна було б навести багато інших прикладів, проте вже з наведених видно, що різні форми руху матерії взаємно пов'язані між собою і можуть переходити одна в іншу.

Численними дослідими та аналізом було доведено: при переході однієї форми руху матерії в іншу зменшення енергії, що пов'язана з рухом однієї форми, дорівнює приросту енергії, що зумовлена рухом іншої форми. В цьому полягає один з основних законів природи — закон збереження енергії. Оскільки енергія — міра руху, то цей закон має глибокий філософський зміст: рух матерії незнищений і не може виникнути з нічого. Матерія і рух нероздільні.

Щоб визначити, яка кількість енергії перейшла з однієї форми в іншу, треба підрахувати енергію тіла (системи) до переходу і енергію, що залишилася після того, як частина її перейшла в іншу форму, а після цього знайти різницю цих енергій. Цю різницю енергій

називають роботою. Слід зазначити, що робота і кількість теплоти залежать не лише від початкового і кінцевого станів тіла, а й від шляху, яким відбувається перехід. Тому не можна розглядати тепловий ефект процесу як різницю кількостей теплоти в кінцевому і початковому станах. Безглуздість такого поняття особливо наочно виявляється у разі колових процесів, коли система повертається у вихідний стан, тимчасом як загальна кількість теплоти, що поглинається (або виділяється), не дорівнює нулю. Лише внутрішня енергія U є *функцією стану*: кожному певному стану системи відповідає певне значення внутрішньої енергії. Тому зміна внутрішньої енергії системи є величиною, що залежить лише від кінцевого і початкового станів, тобто вона дорівнює різниці енергій у цих станах $U_2 - U_1$. Зокрема, у разі колового процесу зміна внутрішньої енергії дорівнює нулю, а кількість теплоти Q , що поглинається тілом, і робота A , яку воно виконує, відмінні від нуля.

Отже, предмет термодинаміки, статистичної механіки і молекулярної фізики той самий. Ці три науки однорідні, розвиваються паралельно, але методи їх істотно відмінні. В основу термодинаміки покладено два основних та один додатковий закони фізики, встановлені з повною вірогідністю дослідно. Тому всі висновки є настільки вірогідними, як і закони, покладені в її основу. Термодинаміка як самостійна наука виникла тоді, коли були відкриті два основних її закони. Їх ще називають *принципами термодинаміки*. Третій закон (так звана теплова теорема Нернста) було встановлено пізніше, він є основою тільки для деяких додаткових розділів термодинаміки. Сфера поширення термодинаміки обмежена розмірами об'єктів дослідження, які мають бути досить великими, щоб забезпечити вирівнювання випадкових явищ мікросвіту. Однак цю вимогу задовольняють навіть розміри піщинки, яка містить молекул більше, ніж відер води Каспійське море. Проте завдяки прогресу експериментальної техніки, науковому вивченню стали доступні частинки речовини, які складаються з порівняно невеликої кількості частинок. Зрозуміло, що для з'ясування властивостей окремої такої частинки закони статистики непридатні, до них не можна застосувати і другий принцип термодинаміки.

Властивості великої сукупності частинок (властивості «цілого») не є простою сумою властивостей окремих молекул (властивостей складових частин). На певному ступені збільшення кількості частинок у системі виникає нова «якість». Другий принцип термодинаміки не можна застосовувати до окремих молекул і ультрамікроскопічних частинок речовини, але він вступає у свої права при певній (великій) кількості молекул у системі. Отже, термодинаміка вивчає процеси, що відбуваються у тілах скінченних, а не елементарно малих розмірів.

7.4. Перший принцип термодинаміки

Перший принцип термодинаміки є узагальнювальним законом збереження і перетворення енергії, сформульованим щодо процесів, у яких бере участь теплота.

Перший принцип термодинаміки можна сформулювати так: *надана системі теплота витрачається на збільшення її внутрішньої енергії, а також на роботу проти зовнішніх сил.*

Цим принципом було підведено підсумок численним експериментам щодо створення «вічного двигуна». Перший проект такого двигуна відомий ще в XIII ст. Проте вже 1775 р. Французька академія наук вирішила не брати на розгляд проекти вічних двигунів. Перший принцип стверджує: *«перпетуум мобіле»* (від латин. *perpetuum mobile* — вічно рухомий) *першого роду неможливий*. Під вічним двигуном першого роду розуміють такий двигун, який, повторюючи довільне число разів той самий процес, здатний виконати більшу роботу порівняно з тією кількістю енергії, яку він поглинає ззовні. Інакше кажучи, *«перпетуум мобіле» першого роду — це такий двигун, який сам би породжував енергію*. Якби вдалося побудувати «перпетуум мобіле» першого роду, людству не потрібно було б більше турбуватися про паливо, хімічна енергія якого перетворюється в двигунах внутрішнього згоряння і в парових машинах в енергію механічну, споруджувати греблі на ріках для гідросилових установок тощо.

Тому не дивно, що було надто багато спроб побудувати такий вічний двигун. Проте це нікому не вдалось. Відповідь на запитання «чому?» дає перший принцип термодинаміки. З філософського погляду це формулювання першого принципу термодинаміки, а отже, і закону збереження енергії менш задовільне, ніж попереднє, бо воно заперечне. Всяке твердження, подане в заперечній формі, має меншу пізнавальну та наукову цінність, ніж твердження, подане у стверджувальній формі. У заперечній формі закону збереження енергії криється його конкретний, реальний зміст як універсального і абсолютного закону природи. Найголовніше в законі збереження й перетворення енергії — це перетворюваність форм руху матерії з однієї в іншу. Проте в заперечному формулюванні закон збереження енергії зводиться до простого констатування про неможливість сконструювати машину, яка б працювала, не витрачаючи енергії. Цим обмеженим змістом закону збереження енергії в зазначеній заперечній формі користувались махісти у своїй боротьбі проти матеріалізму. Е. Мах, наприклад, намагався довести, що закон про неможливість створення вічного двигуна першого роду тотожний закону причинності. Отже, він не бачив нічого нового в законі збереження енергії, крім простого констатування причинного зв'язку між явищами. Саму причинність Е. Мах розумів ідеалістично, як обмеженість нашого суб'єктивного очікування, а не закон природи. Розглянемо термодинаміч-

ну систему, повна енергія якої

$$E = E_{\text{п}} + E_{\text{к}} + U, \quad (7.6)$$

де $E_{\text{п}}$ — потенціальна енергія системи; $E_{\text{к}}$ — кінетична енергія системи; U — її внутрішня енергія. Припустимо, що взаємодії системи із зовнішнім середовищем немає, тоді $E_{\text{п}} = 0$. Якщо система нерухома відносно зовнішніх тіл, то і $E_{\text{к}} = 0$.

Внутрішня енергія системи складається з кінетичної і потенціальної енергій складових її елементів:

$$U = U_{\text{к}} + U_{\text{п}}. \quad (7.7)$$

Припустимо, що в системі відбувається довільний коловий процес, коли система, зазнавши змін, повертається до самого початкового стану, як це схематично зображено на рис. 7.4. Чи зміниться енергія системи в стані B після колового процесу $BaCbB$? На підставі багатовікового досвіду, узагальненого в законі збереження й перетворення енергії, можна відповісти на це запитання так: внутрішня енергія системи в певному стані є величиною сталою і не залежить від того, як саме система прийшла до цього стану.

Якщо система, переходячи із стану B у стан C , унаслідок взаємодії з середовищем дістане енергію U_1 , а потім, повертаючись до стану B , віддасть середовищу енергію U_2 , то ці енергії дорівнюватимуть одна одній: $U_1 = U_2$. Інакше виходило б, якби енергія виникала з нічого або зникала безслідно, це суперечило б закону збереження й перетворення енергії. Звідси випливає важливий висновок: *внутрішня енергія термодинамічної системи є однозначною функцією стану, тобто кожному стану відповідає певне значення внутрішньої енергії*. Зрозуміло, що обернене твердження — кожному значенню внутрішньої енергії відповідає певний стан — цілком неправильне, бо певному значенню внутрішньої енергії можуть відповідати різні стани. Енергія є мірою руху. Рух є невід'ємною властивістю матерії. Тому збільшення чи зменшення енергії системи означає зміну в ній руху в кількісному та якісному відношеннях. Зміна руху супроводжується зміною властивостей системи, її фізичного стану, який характеризується певними параметрами. Припущення, що в тому са-

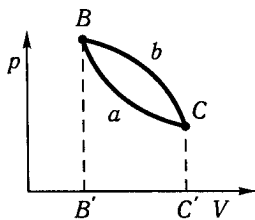


Рис. 7.4

мому стані системи енергія може бути неоднаковою за значенням, рівнозначне припущенню, що рух не зв'язаний з матерією, а є чимось зовнішнім відносно неї. Проте це суперечить основам матеріалістичної діалектики про нерозривний зв'язок матерії й руху. Внутрішня енергія — однозначна функція термодинамічного стану. Внутрішня енергія системи в станах B і C (див. рис. 7.4) визначається станами системи і не залежить від того, як саме система пере-

йшла, наприклад, зі стану B у C (BaC чи BbC). Отже, зміна внутрішньої енергії системи при переході з одного стану в інший не залежить від способу (шляху) переходу; вона залежить тільки від початкового й кінцевого станів. Це є ще одним формулюванням першого принципу термодинаміки.

Перейдемо до кількісного формулювання його. Розглянемо термодинамічну систему, наприклад газ у циліндрі з поршнем, що переміщується. Внаслідок взаємодії з середовищем енергія переходить до системи або, навпаки, від системи до середовища. Обмін енергією може здійснюватися тільки двома способами: в результаті роботи або нагрівання. Ці два способи не виключають один одного і можуть діяти одночасно: наприклад, енергію газу можна збільшити одночасним стисканням і нагріванням. Якщо тіло не одержує ззовні ніякої енергії, то робота, що її виконує газ при своєму розширенні, виконується за рахунок його внутрішньої енергії. Ця енергія U складається з кінетичної енергії теплового руху молекул та потенціальної енергії взаємодії їх.

Проте зміна внутрішньої енергії тіла при довільному процесі, взагалі кажучи, не збігається з виконаною роботою, бо тіло може одержувати (або віддавати) енергію також через безпосередній перехід від інших тіл. При цьому механічна робота не виконується. Одержану таким чином енергію називають *кількістю теплоти*. Вважатимемо цю величину додатною, якщо тіло дістає деяку кількість теплоти, і від'ємною, якщо воно віддає її.

Нехай газу під поршнем надали кількість теплоти $\Delta Q = Q_2 - Q_1$. Внаслідок розширення газу поршень підніметься на висоту Δh . Якщо тиск над поршнем залишається сталим ($p = \text{const}$), то робота, яку виконує газ, визначається формулою

$$\Delta A = p\Delta hs = p\Delta V. \quad (7.8)$$

Проте $\Delta Q \neq \Delta A$, оскільки частина підведеної до системи теплоти перетворюється у внутрішню енергію газу ΔU . Тоді справедлива така рівність:

$$\Delta Q = \Delta A + \Delta U, \quad (7.9)$$

де ΔQ — одержана кількість теплоти; ΔA — робота, що виконується; ΔU — зміна внутрішньої енергії системи при переведенні її під час нагрівання з одного стану в інший. Співвідношення (7.9) є кількісним виразом закону збереження енергії при теплових процесах, тобто є першим принципом термодинаміки, який можна сформулювати так: *кількість теплоти, надана системі, витрачається на приріст внутрішньої енергії та на виконання системою роботи над зовнішніми тілами*.

Повернімося до рис. 7.4. Нехай система при нагріванні переходить зі стану B у стан C спочатку шляхом BaC , а потім — шляхом BbC . Робота, яку виконає система при цьому, визначатиметься пло-

щею, охопленою кривою VaC , ординатами BB' і CC' та віссю об'ємів у першому випадку, і площею, охопленою кривою VbC , ординатами BB' і CC' і віссю об'ємів — у другому випадку. З рис. 7.4 видно, що ці площі різні: при переході зі стану V у стан C шляхом VaC система виконує більшу роботу, ніж при переході шляхом VbC . Отже, робота, яку виконує система при переході з одного стану в інший, залежить від шляху переходу. Оскільки ΔU у рівнянні (7.9) є величиною сталою для даних початкового й кінцевого станів, а кількість виконуваної роботи не є величиною сталою і залежить від шляху, то очевидно, що кількість теплоти, яку треба видати системі, щоб перехід відбувся, також залежить від шляху переходу. Як випливає з (7.9), для переходу зі стану V у стан C шляхом VaC система має дістати більшу кількість теплоти, ніж для переходу шляхом VbC .

Отже, як робота, виконана системою, так і кількість теплоти, яку дістає система при переході з одного стану в інший, залежать від шляху переходу.

Цілком зрозуміло, що наведені міркування залишаються в силі і тоді, коли система при переході віддає теплоту або коли над системою виконується робота.

Таким чином, коли відомі тільки початковий і кінцевий стани системи, а шлях, яким відбувся перехід, невідомий, то не можна нічого сказати про те, скільки енергії система дістала (або втратила) в результаті роботи і скільки від нагрівання: *кількість роботи й кількість теплоти не є функціями стану термодинамічної системи*. Отже, зміст першого принципу термодинаміки можна розкрити за допомогою внутрішньої енергії системи і двох єдино можливих еквівалентних форм передавання енергії — роботи й теплоти.

7.5. Адіабатичний процес. Рівняння адіабати

Адіабатичним називають такий процес, який відбувається без теплообміну системи з навколишнім середовищем. Для здійснення адіабатичного процесу треба оточити систему такою оболонкою, яка не пропускає теплоти, але заважає тому, щоб система виконувала роботу або робота виконувалась над системою. Таку оболонку називають *адіабатичною*. Прикладом оболонки, близької до адіабатичної, може бути оболонка з поганого провідника теплоти. При адіабатичному процесі система обмінюється енергією із середовищем тільки в результаті роботи, при цьому вона не дістає і не віддає теплоти, тобто $\Delta Q = 0$. Перший принцип термодинаміки для цього випадку і нескінченно малих величин має вигляд

$$dU + \delta A = 0, \quad (7.10)$$

де dU — повний диференціал; δA — неповний диференціал. Нехай моль ідеального газу знаходиться під поршнем. Закріпивши поршень,

підвищимо температуру газу на dT . Оскільки об'єм газу залишається сталим, то кількість теплоти, що потрібна для такого нагрівання, дорівнює $C_V dT$. А оскільки при цьому не виконується робота, то ця кількість теплоти дорівнює збільшенню внутрішньої енергії газу $dU = C_V dT$.

Якщо початковий стан (T, V) буде таким самим, що й у попередньому досліді, але поршень не закріплений, а може вільно переміщуватися при незмінному зовнішньому тиску p , то газ виконуватиме роботу $\delta A = p dV$. Оскільки внутрішня енергія газу залежить тільки від температури, то вона змінюється так само, як і у попередньому випадку.

Отже, при адіабатичному процесі система виконує роботу за рахунок внутрішньої енергії, яка зв'язана з температурою. Зміна внутрішньої енергії при адіабатичному процесі приводить до зміни температури системи. Враховуючи, що $\Delta A = p \Delta V$ [див. формулу (7.2)] і $\Delta U = C_V \Delta T$, формула (7.10) набере такого вигляду:

$$C_V \Delta T + p \Delta V = 0. \quad (7.11)$$

При адіабатичному розширенні газу, коли збільшується об'єм ($\Delta V > 0$), з формули (7.11) видно, що температура знижується ($\Delta T < 0$), тобто газ охолоджується. Якщо ж $\Delta V < 0$, то $\Delta T > 0$, тобто газ нагрівається. До речі, властивість газів охолоджуватись при розширенні їх в адіабатичних умовах покладено в основу принципу дії холодильників. Отже, при адіабатичному процесі температура системи може змінюватись, хоча системі теплота не передається. Звідси випливає, що теплоємність системи при адіабатичному процесі дорівнює нулю. Проте нуль — це сталие число, а процес, при якому теплоємність залишається сталою, називають *політропним*. Тому адіабатичний процес є окремим випадком політропного процесу, а саме таким політропним процесом, при якому теплоємність дорівнює нулю. Рівняння адіабати ідеального газу має такий вигляд:

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (7.12)$$

де $\gamma = C_p / C_V$ — відношення теплоємності газу при сталому тиску і сталому об'ємі. Рівняння (7.12) називають *рівнянням Пуассона*. Із співвідношення (7.11) дістанемо вираз для роботи, якщо система адіабатично переходить із одного стану в інший:

$$dA = p dV = -C_V dT,$$

$$A = \int_{T_2}^{T_1} C_V dT = C_V (T_1 - T_2) = C_V T_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (7.13)$$

Можна показати, що для адіабатичного процесу

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}. \quad (7.14)$$

Замінивши в (7.13) відношення температур відношенням об'ємів відповідно до (7.14), дістанемо вираз для роботи при адіабатичному розширенні ідеального газу

$$A = C_V T_2 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (7.15)$$

7.6. Енергетизм і причини його виникнення

У середині XIX ст. у фізиці було обґрунтовано один із її найважливіших принципів — принцип збереження енергії. Він дав змогу з єдиного погляду пояснити багато фізичних процесів, які до того вважались істотно різними і незалежними один від одного. У фізиці виник надзвичайно ефективний метод пізнання, який називається *енергетичним* (термодинамічним або феноменологічним) і який широко застосовувався у другій половині XIX ст. в описовій (феноменологічній) термодинаміці.

Феноменологічний метод ще називають методом принципів. Цей метод не висуває ніяких гіпотез про внутрішній механізм досліджуваних явищ. Дослідні факти узагальнюються і вважаються принципами. Прикладом таких принципів крім закону збереження енергії може бути принцип сталості швидкості світла, а типовими дисциплінами, побудованими за таким методом, — феноменологічна термодинаміка та електродинаміка Максвелла (макроскопічна електродинаміка). Метод принципів безпосередньо спирається на дослідні факти, дає сумарну характеристику і не заглиблюється у внутрішні деталі досліджуваних процесів. У цьому сила й слабкість методу принципів.

Крім методу принципів у фізиці широко застосовується метод модельних гіпотез. Яскравими прикладами застосування цього методу є молекулярно-кінетична теорія (класична статистична механіка) та електронна теорія (мікроскопічна електродинаміка).

Теорії, побудовані з урахуванням внутрішньої структури, внутрішніх механізмів процесів, розвивають і поглиблюють відповідні феноменологічні дисципліни. В історії науки методи принципів і гіпотез взаємно доповнюють один одного і однаково потрібні для її успішного розвитку. При цьому в різні періоди і в різних сферах дослідження то один, то другий з цих методів може відігравати і відіграє провідну роль, проте це не дає ніяких підстав абсолютизувати жоден із них.

У зв'язку з бурхливим розвитком термодинаміки в другій половині XIX ст. виникла нова філософська течія — енергетизм. Виникнення філософського енергетизму спричинене метафізичною абсолютизацією термодинамічного методу В. Оствальдом, Е. Махом та їхніми послідовниками. Прихильники енергетизму виступали проти визнання існування атомів, вважали єдиним завданням фізики відшукати і описати енергетичні співвідношення. Е. Мах, наприклад, порівнював визнання фізиками реального існування атомів з вірою середньовічних обскурантів та відьом і називав атомістичну гіпотезу «шабашем відьом». Разом із запереченням існування атомів прихильники енергетизму взагалі заперечували наявність матеріального носія енергії, вважали, що енергія існує сама по собі. При цьому послідовники В. Оствальда не вважали себе ідеалістами. Вони заявляли, що енергетизм стоїть над матеріалізмом й ідеалізмом, немовби долає протилежність їх.

У термінах «енергетики» так само можна виразити матеріалізм й ідеалізм з більшою чи меншою послідовністю. Якщо оголосити все існуюче енергією, а енергію субстанцією, яка існує поза і незалежно від свідомості, то ми залишимося на позиціях матеріалізму, правда, плутаного й непослідовного. Чіткий термін для позначення об'єктивної реальності «матерія» замінено двозначним у такому розумінні терміном «енергія». Проте прихильники енергетизму ввели у філософський вжиток поняття енергії зовсім не для того, щоб позначити ним об'єктивне джерело наших знань, а, навпаки, щоб під благовидними підставами не визнавати такого джерела. Прихильники енергетизму, метафізично роздуваючи глибоко розкриту природознавством неможливість існування об'єктів поза рухом, оголошують, що існує тільки один рух.

Отже, намагання подати енергію як фундаментальну філософську категорію безпідставне і не витримує критики. Поняття енергії не долає протилежності матерії і свідомості, а, навпаки, є спробою заплутати, завуалювати ці протилежності. Неправомірні намагання також з фізичного погляду подати енергію єдиним об'єктом фізичного дослідження, вони є результатом метафізичної абсолютизації ролі енергетичного методу в фізичному дослідженні.

Праці А. Ейнштейна і М. Смолуховського з вивчення броунівського руху остаточно довели реальне існування атомів і молекул. В. Оствальд, який за кілька років до цього оголосив, що через 50 років атоми будуть лише в «пилу бібліотек», змушений був визнати реальне існування їх — в «пилу бібліотек» опинився енергетизм, а не атоми.

7.7. Другий принцип термодинаміки

Перший принцип термодинаміки стверджує, що не можна створити таку машину, яка б породжувала енергію. Проте він нічого не говорить, наприклад, про таку теплову машину, яка б усю теплоту,

відібрану в тіла, повністю перетворювала в роботу і обходилась, отже, без холодильника або будь-якого тіла, яке б заміняло його. (У парових машинах холодильником є конденсатор або в менш економічних — атмосферне повітря.) Якби це стало практично можливим, то така машина була б вічним двигуном другого роду.

Під *вічним двигуном другого роду* розуміють такий тепловий двигун, який, повторюючи довільне число разів той самий процес, був би здатний повністю перетворити в роботу всю теплоту, що надходить від якого-небудь тіла або тіл, які є джерелом теплоти, і при цьому обходиться без інших тіл, які б відбирали теплоту, не перетворену в роботу. Якби за допомогою вічного двигуна другого роду ми навчилися безпосередньо перетворювати одержану від води океанів теплоту в роботу, то океан був би, по суті, невичерпним джерелом енергії. Так, при зниженні температури світового океану лише на соту частину градуса енергії, яку б дістали від нього, вистачило б для всього людства на 1700 років.

Досвід засвідчує, що описані вічні двигуни першого й другого роду можуть існувати тільки в людській фантазії, реально їх бути не може. Намагання побудувати вічні двигуни заздалегідь приречені на невдачу. Зусилля потрібно спрямувати не на здійснення їх, а насамперед на те, щоб усвідомити, чому такі двигуни не можуть існувати.

Другий принцип вказує на те, що процес, при якому відбувається перехід теплоти в роботу, можливий тільки тоді, коли він компенсується певними змінами термодинамічного стану тіл, що беруть участь у процесі. Некомпенсований перехід теплоти в роботу неможливий. Під компенсацією розуміють зміну стану робочого тіла або якогось третього тіла, залученого до процесу. Другий принцип дещо обмежує перетворення однієї форми передачі енергії — теплоти — в іншу форму передачі енергії — роботу. Внаслідок цього для розуміння суті другого принципу завжди треба сукупно розглядати принаймні три тіла: перше — віддає деяку кількість теплоти (нагрівник), друге — теплоту відбирає від першого (робоче тіло) і третє — від другого дістає енергію у формі роботи. Якщо ж потрібно, щоб у кінці процесу одне з цих тіл (робоче) повернулося до свого початкового стану, то залучають у процес ще четверте тіло — холодильник.

Перший принцип термодинаміки встановив кількісний зв'язок між теплотою, роботою і внутрішньою енергією системи, проте нічого не говорить про напрям процесу. Другий принцип термодинаміки якраз вказує на напрям теплових процесів. Отже, неможливі такі процеси, єдиним кінцевим результатом яких був би перехід деякої кількості теплоти від тіла менш нагрітого до тіла більш нагрітого. Другий принцип термодинаміки можна сформулювати так: *«перпетуум мобіле» другого роду неможливий.*

Тепер розглянемо таке питання: чи може тепловий двигун перетворити всю передану йому теплоту в роботу, чи може ККД (коефіцієнт

корисної дії) теплового двигуна дорівнювати одиниці. Нехай робочим тілом буде ідеальний газ. Внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури. Отже, при ізотермічному рівноважному розширенні ідеального газу (нехай газ діє на поршень, під яким він міститься) внутрішня енергія залишиться незмінною і вся передана теплота перетвориться в роботу, виконану газом при розширенні. За першим принципом термодинаміки $\Delta Q = \Delta A + \Delta U$. Якщо $U = \text{const}$, то збільшення Q приведе до збільшення лише A . Проте при використанні газу як робочого тіла в тепловому двигуні після розширення його потрібно повернути до початкового об'єму. На це треба затратити непродуктивно частину роботи, виконаної газом. Для здійснення цього переходу слід залучити в процес ще третє тіло — холодильник, якому у вигляді теплоти буде віддана робота, затрачена на стиснення газу. Тому другий принцип термодинаміки можна ще сформулювати так: *неможливий процес, єдиним результатом якого було б повне перетворення всієї теплоти, яку одержали від тіла, в роботу.*

Отже, в циклічно діючій тепловій машині лише частина теплоти від нагрівника перетворюється в роботу, а друга частина (і досить значна) віддається холодильнику. Тому ККД теплової машини, навіть тоді, коли б вона була сконструйована ідеально (без втрат на тертя), ніколи не дорівнюватиме одиниці. ККД теплової машини залежить від форми циклу і меж температур, в яких робоча речовина виконує цикл. Особливості фізичної і хімічної природи робочої речовини не впливають на ККД. Для теплових машин оптимальним є цикл, описаний вперше основоположником термодинаміки Саді Карно (1796—1832).

7.8. Цикл Карно

Саді Карно, вивчаючи проблему можливого підвищення ККД теплових машин, показав, що *найбільший ККД теплової машини не залежить від природи тіла і повністю визначається граничними температурами, в яких машина виконує цикл.*

Знайдемо ККД машини, в якій ідеальний газ здійснює цикл, обмежений двома адіабатами і двома ізотермами (цикл Карно) (рис. 7.5). Під час першої, ізотермічної стадії розширення (крива 1—2) нагрівник віддає, а ідеальний газ — робоче тіло — дістає теплоту Q_1 , що дорівнює роботі розширення газу від об'єму V_1 до об'єму V_2 :

$$Q_1 = nRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (7.16)$$

де n — число молів газу. В другій, адіабатичній стадії розширення (крива 2—3) робота виконується за рахунок зменшення внутрішньої

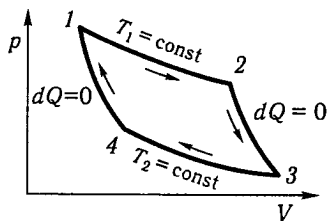


Рис. 7.5

енергії газу, тобто внаслідок зниження температури газу від температури нагрівника до температури холодильника. При цьому газ не дістає і не віддає теплоти.

Потім ідеальний газ стискається ізотермічно від об'єму V_3 до об'єму V_4 . На це стиснення газу (крива 3—4) має затратитися робота, яка внаслідок ізотермічності процесу повністю перетвориться в теплоту, що газ віддає холодильнику:

$$Q_2 = nRT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}. \quad (7.17)$$

Цикл завершується адіабатичним стисненням газу до початкового об'єму V_1 ; при цьому затрачена робота йде на підвищення температури газу до початкового значення, тобто до температури нагрівника.

Отже, за повний цикл газ дістає теплоту Q_1 і віддає Q_2 .

Оскільки в кінці циклу газ повертається у свій початковий стан і, отже, внутрішня енергія, яка визначається станом системи, набуває свого початкового значення, різниця теплот $Q_1 - Q_2$ дорівнюватиме роботі A , виконаній газом за цикл.

За визначенням, ККД є відношенням цієї роботи до кількості теплоти, яку дістало робоче тіло від нагрівника:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (7.18)$$

Якщо використати співвідношення (7.16) і (7.17) та взяти до уваги, що $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_4}{V_3}$, то неважко дістати для ККД теплової машини такий вираз:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (7.19)$$

Тобто ККД циклу Карно для ідеальної теплової машини дорівнює різниці температур нагрівника й холодильника до абсолютної температури нагрівника.

ККД теплових машин, що працюють за циклом Карно з одними і тими самими нагрівником і холодильником, однакові й не залежать від робочої речовини та конструкції машини, яка здійснює цикл. ККД теплових машин у разі необоротних процесів завжди менший від ККД у разі оборотних процесів.

Основними елементами теплової установки є нагрівник, циліндр з робочою речовиною (пара) і холодильник. Часто роль холодильни-

ка виконує навколишнє середовище, зокрема повітря. ККД парових машин дуже низький. Для його збільшення підвищують температуру нагрівника (котла) і знижують температуру холодильника, використовуючи тепловідбираюче тіло. Так досягають збільшення різниці $T_1 - T_2$, а отже, і ККД, що видно зі співвідношення (7.19). Наприклад, знайдемо максимальний ККД парової машини, що працює за циклом Карно, якщо температура пари становить 500 К, температура холодильника — 300 К:

$$\eta = \frac{500 - 300}{500} = 0,4,$$

тобто в оптимальному випадку ККД теплової машини дорівнюватиме 40 %.

Зауважимо, що звичайні парові машини за цих температур пари й холодильника мають менший ККД — близько 20 %. Пояснюється це тим, що парові машини, як і всі інші теплові машини, не працюють за циклом Карно, а також тим, що в усіх звичайних машинах відбуваються необоротні процеси. Проте загальною особливістю роботи теплових машин є те, що частина енергії, яку дістає робоче тіло від нагрівника, обов'язково віддається холодильнику. Якщо механічна енергія рухомих тіл (поршня) при всіх перетвореннях повністю переходить у внутрішню енергію тіла (газу, пари), то внутрішня енергія лише частково перетворюється в енергію руху механізмів. Хаотичний рух молекул не може бути таким, щоб усі молекули одночасно передали тілу (поршню) весь запас кінетичної енергії. Якщо навіть припустити, що це стало можливим, то частина внутрішньої енергії залишиться у вигляді потенціальної за наявності взаємодії між частинками. *Внутрішня енергія тіл не може повністю перетворюватися у механічну енергію рухомих механізмів.* Якщо два тіла мають різні температури і $T_1 > T_2$, то теплота передаватиметься від першого до другого тіла, а при $T_1 = T_2$ настане теплова рівновага. Чи може теплота сама по собі передаватися від другого до першого тіла тоді, коли температура другого тіла нижча від температури першого? Такий процес не суперечив би першому принципу, але суперечив би другому.

У. Томсон дав таке формулювання другого принципу термодинаміки: *неможливий коловий процес, єдиним результатом якого було б виконання роботи тільки за рахунок охолодження теплового резервуара.*

Під тепловим резервуаром розуміють тіло або систему тіл, що перебувають у стані термодинамічної рівноваги і мають певний запас внутрішньої енергії. Сам тепловий резервуар не виконує макроскопічної роботи, він може тільки віддавати внутрішню енергію іншому тілу або системі тіл. Якщо така система виконує роботу за раху-

нок внутрішньої енергії теплового резервуара, то в термодинаміці її називають *робочим тілом*. За У. Томсоном, неможливий коловий процес, єдиним результатом якого було б виконання роботи за рахунок зменшення внутрішньої енергії теплового резервуара.

М. Планк сформулював другий принцип термодинаміки так: *неможливо побудувати періодично діючу машину, єдиним результатом якої було б підняття вантажу за рахунок охолодження теплового резервуара*.

Вказівка на періодичність дії машини у формулюванні М. Планка істотна так само, як істотний у формулюванні У. Томсона той факт, що процес має бути коловим. Формулювання М. Планка відрізняється від формулювання У. Томсона лише за формою. В обох випадках розглядається коловий процес, єдиним результатом якого є виконання роботи за рахунок охолодження теплового резервуара.

Інше формулювання другого принципу термодинаміки дав 1850 р. Р. Клаузіус: *теплота не може сама по собі переходити від тіла менш нагрітого до тіла більш нагрітого*. Під теплою тут слід розуміти внутрішню енергію тіла. Зміст формулювання Р. Клаузіуса полягає в тому, що немає жодного способу, яким можна було б відібрати теплоту від менш нагрітого тіла і цілком передати її більш нагрітому, до того ж так, щоб у природі не відбулося жодних змін.

7.9. Ентропія

Розглянемо ідеальну теплову машину, що працює за циклом Карно. Для обчислення її ККД скористаємося співвідношенням (7.18) і зробимо такі перетворення:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (7.20)$$

Крім того, ККД такої машини можна визначити за формулою (7.19):

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Прирівнюючи праві частини цього виразу і виразу (7.20), дістанемо

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \quad \text{або} \quad \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0. \quad (7.21)$$

Відношення $\frac{Q}{T}$ називають *зведеною теплотою*. Формулу (7.21) можна прочитати так: якщо система виконує оборотний процес, який графічно зображується у вигляді відрізків двох ізотерм та двох адіабат, то алгебраїчна сума зведених теплот дорівнює нулю. Нескінчен-

но малим відріzkам ізотерм відповідають нескінченно малі кількості теплоти δQ . Отже, для суми зведених теплот для оборотного процесу дістанемо таке співвідношення:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (7.22)$$

Кружечок на інтегралі означає, що інтеграл береться по замкненому контуру, який зображує процес. Отже, для обчислення інтеграла (7.22) треба знати діаграму процесу. Формула (7.22) є кількісним виразом другого принципу термодинаміки. Проте цю формулу можна застосувати лише до оборотних циклів.

Щоб дістати загальний вираз другого принципу термодинаміки, який можна застосувати до будь-якого термодинамічного процесу, треба насамперед увести поняття про нову фізичну величину, яку називають *ентропією*. У 1865 р. у фізику це поняття ввів Р. Клаузіус.

Введемо функцію стану системи S , зміна якої при переході системи зі стану 1 у стан 2 визначається інтегралом $\int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$. Цю функцію називають *ентропією*. Якщо ентропію в стані 1 позначити S_1 , а в стані 2 — S_2 , то зміна ентропії при переході зі стану 1 у стан 2 буде

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (7.23)$$

Для нескінченно малих змін ентропії можна записати

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (7.24)$$

Ентропія є функцією стану системи, і в цьому неважко переконатися. Розглянемо два стани системи 1 і 2, подані на рис. 7.6. Застосуємо другий принцип до оборотного процесу $1A2B1$:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (7.25)$$

Запишемо цей інтеграл як суму двох інтегралів:

$$(A) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + (B) \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (7.26)$$

Якщо ж система перейшла зі стану 1 у стан 2 шляхом $1C2B1$, то можна записати

$$(C) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + (B) \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (7.27)$$

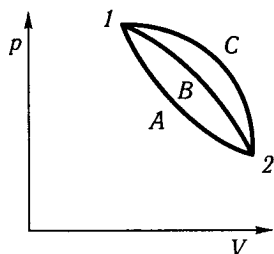


Рис. 7.6

У виразах (7.26) і (7.27) один доданок спільний, тому

$$(A) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = (C) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (7.28)$$

Із виразу (7.28) видно, що ентропія системи при оборотному процесі не залежить від шляху переходу з одного стану в інший. Можна показати, що при переході системи з одного стану в інший при необоротному процесі сума зведених теплот $\sum \frac{\delta Q}{T}$ менша від зміни ентропії dS . Для елементарного необоротного процесу

$$dS > \frac{\delta Q}{T}. \quad (7.29)$$

Отже, загальний вираз другого принципу термодинаміки має такий вигляд:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T}, \quad (7.30)$$

де знак рівності стосується оборотних процесів, а знак нерівності — необоротних.

При переході системи з одного стану в інший ентропія може збільшуватись або зменшуватись залежно від того, чи дістає система теплоту, чи віддає її. При плавленні тіла ентропія збільшується, при кристалізації — зменшується; при випаровуванні — збільшується, при конденсації — зменшується.

Якщо система складається з кількох тіл і під час процесу ентропія одного з них змінюється на ΔS_1 , другого на ΔS_2 , третього на ΔS_3 і т. д., то зміна ентропії системи буде

$$\Delta S = \sum_{i=1}^n \Delta S_i. \quad (7.31)$$

Ентропія є величиною адитивною, тобто ентропія системи дорівнює алгебраїчній сумі ентропій тіл, які входять до складу системи. Звідси випливає, що під час процесу зміна ентропії може дорівнювати нулю, тобто ентропія системи може залишатися сталою. Припустімо, що система повністю ізольована. Тоді вона ізольована і в тепловому відношенні, теплообміну немає, тобто $\delta Q = 0$. Якщо в цій системі відбуваються оборотні процеси, то

$$\int \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad dS = 0, \quad \text{а} \quad S = \text{const}. \quad (7.32)$$

Отже, ентропія ізольованої системи, в якій відбуваються оборотні процеси, залишається сталою. Якщо в ізольованій системі відбува-

ються необоротні процеси, то згідно з (7.29) $dS > \frac{\delta Q}{T}$. Оскільки в ізольованій системі процеси відбуваються адіабатично і $\delta Q = 0$, то

$$dS > 0. \quad (7.33)$$

Тобто при необоротному процесі в ізольованій системі ентропія системи зростає.

Оскільки всі реальні процеси необоротні, ми доходимо висновку: *в замкнених системах усі процеси відбуваються в напрямі зростання ентропії*. Коли настає рівновага, процеси припиняються і ентропія досягає найбільшого з можливих значень. Отже, з погляду термодинаміки виходить, що *умовою рівноваги в замкненій системі є максимум ентропії*. Це дало підставу Р. Клаузіусу сформулювати другий принцип термодинаміки так: *ентропія будь-якої ізольованої системи прямує до максимуму*.

Якщо закон зростання ентропії (другий принцип) вказує на напрям перебігу процесів, то закон збереження енергії (перший принцип) вказує на те, як має відбуватися той чи інший процес.

Другий принцип стверджує, що в усіх ізольованих системах ентропія залишається сталою при оборотних процесах або збільшується при необоротних. Оскільки повністю оборотні процеси є граничним ідеалізованим випадком, то фактично в усіх замкнених системах ентропія зростає, в чому виявляється наближення системи до термодинамічної рівноваги.

Слід зазначити, що зміни в системі у напрямі статистичної рівноваги властиві тільки ізольованим системам. Якщо система незамкнена, то в ній не може настати статистична рівновага. Наприклад, життя на Землі постійно розвивається, і живі організми не виявляють тенденції до переходу в стан з максимальною ентропією. Проте це не означає, що процеси в організмах суперечать другому закону термодинаміки або організми є «антиентропійними» системами. Другий принцип з його вимогою про необхідність статистичної рівноваги можна застосовувати лише до замкнених систем, організми ж є незамкненими, або відкритими, системами. Вони постійно взаємодіють із навколишнім середовищем, дістаючи від нього продукти харчування, повітря, світло, теплоту. Щодо таких систем другий принцип не містить у собі жодних тверджень. Якщо ж організм повністю ізолювати від навколишнього середовища і перетворити його в замкнену систему, то зрозуміло, що без повітря і обміну речовин він дуже швидко перейде в стан термодинамічної рівноваги з середовищем. Отже, тенденція до дезорганізації і невпорядкованого руху превалює в замкнених системах, тоді як у незамкнених системах, для яких характерний високий рівень організації, можливий як завжди довго впорядкований рух і розвиток по висхідній лінії. Такі

системи прийнято характеризувати негентропією, яка за фізичною суттю зв'язана з ентропією і для відкритих систем також зростає з часом.

7.10. Статистичний зміст другого принципу термодинаміки

На відміну від першого другий принцип термодинаміки має статистичну основу. Явища мікросвіту (зіткнення молекул, теплове випромінювання атомів) підлягають закону розподілу випадкових подій, так званому закону великих чисел; це виявляється в нерівноцінності теплоти і роботи, або, що те саме, в неможливості некомпенсованого перетворення теплоти в роботу.

Другому принципу не підлягає одна або кілька молекул, бо до однієї (кількох) молекули не можна застосувати закон великих чисел.

Такі поняття, як теплота, температура, ентропія, мають фізичний зміст тільки щодо досить великої кількості молекул. Статистичний зміст другого принципу відкрив Л. Больцман. З погляду молекулярно-кінетичної теорії суть другого принципу полягає у тому, що *природа прагне від станів менш імовірних до станів більш імовірних*. Для газу найбільш імовірним станом є рівномірний розподіл молекул в усьому об'ємі, а також максвеллівський розподіл молекул за швидкостями.

Якщо в різних точках системи буде різною густина або температура, то в такій системі відбуватиметься відповідно дифузія або теплопровідність. У цих випадках (при дифузії і теплопровідності) початковий стан є менш імовірним, ніж кінцевий, і процеси здійснюються від менш імовірних станів до більш імовірних, аж поки настане рівновага. Отже, статистика відповідає на запитання про напрям термодинамічних процесів так: *у замкненій системі, яку залишили саму на себе, відбувається довільний перехід її від стану менш імовірного до більш імовірного*. Час, за який система переходить до найбільш імовірного стану, називається *часом релаксації*.

Між відповідями про напрям термодинамічних процесів, які дають статистика і термодинаміка, має існувати певний зв'язок. Закони термодинаміки та всі термодинамічні функції можна одержати за допомогою статистики, ґрунтуючись на уявленні про молекулярну будову речовини. Для знаходження такого зв'язку спочатку введемо поняття термодинамічної ймовірності. Якщо розглядати систему з молекул газу, то в ній молекули не відрізняються одна від одної і фізичні властивості такої системи не залежать від того, де міститься та чи інша молекула, а тільки від того, як вони розподілені. Отже, фізичні властивості газу залежать від макростану. Цими фізичними властивостями є тиск, температура, енергія, тобто всі ті величини, які вважаємо характеристиками термодинамічного стану. *Термоди-*

намічний стан із статистичного погляду є макростаном, і цьому макростану може відповідати багато мікростанів. Слід зауважити, що в загальному випадку макростан системи характеризується не тільки координатами, а й енергіями або імпульсами молекул. Кількість мікророзподілів, яка відповідає одному макророзподілу, називатимемо термодинамічною ймовірністю цього розподілу.

Уявімо, що досліджувана система поділена на дві частини a і b , які характеризуються ентропією і термодинамічною ймовірністю S_a , S_b , W_a , W_b відповідно. Виходячи з властивості адитивності для ентропії, ентропія системи в цілому буде

$$S = S_a + S_b. \quad (7.34)$$

Ймовірність будь-якої сукупної події дорівнює добутку ймовірностей окремих подій. Наприклад, нехай ймовірність виграшу по одному лотерейному білету P_1 , а по другому — P_2 . Ймовірність виграшу хоча б по одному з них $P_1 + P_2$, ймовірність одночасного виграшу по обох білетах дорівнює добутку $P_1 P_2$. Аналогічно термодинамічна ймовірність стану системи дорівнює добутку ймовірностей його частин:

$$W = W_a W_b. \quad (7.35)$$

Отже, додавання ентропій відповідає добутку термодинамічних ймовірностей. Такого типу зв'язок між величинами існує тоді, коли перша з цих величин S пропорційна логарифму другої величини W . Звідси випливає, що ентропія газу пропорційна логарифму його термодинамічної ймовірності:

$$S = k \ln W. \quad (7.36)$$

Це рівняння обґрунтував Л. Больцман. Тут k — стала Больцмана. Таким чином, чим більша ймовірність того чи іншого стану, тим більша ентропія в цьому стані. Ймовірність рівноважного стану максимальна. Ентропія в цьому стані також максимальна.

Отже, другий принцип термодинаміки можна сформулювати так: якщо замкнена система в деякий момент часу перебуває в нерівноважному макроскопічному стані, то найімовірнішим наслідком в наступні моменти часу буде монотонне зростання ентропії системи. Ентропію називають також мірою безпорядку в системі.

Говорячи про «найімовірніший» наслідок, треба мати на увазі, що в дійсності ймовірність переходу до стану з більшою ентропією настільки переважає порівняно з ймовірністю скількись помітного зменшення, що останнє фактично ніколи не спостерігалось в природі.

Якщо ж ми спробуємо застосувати статистику до світу в цілому, що розглядається як єдина замкнена система, то відразу зіткнемося

із суперечністю між теорією і досвідом. Відповідно до результатів статистики Всесвіт мав би бути у стані повної статистичної рівноваги, точніше в рівновазі мала б перебувати як завгодно велика, але скінченна його частина, час релаксації якої в усякому разі скінченний. Проте дослід свідчить, що властивості природи не мають нічого спільного з властивостями рівноважної системи. Те саме стосується і всієї доступної нашому спостереженню колосальної частини Всесвіту.

Вихід з цієї суперечності треба шукати в загальній теорії відносності. Справа в тому, що під час розгляду частини Всесвіту важливу роль починає відігравати гравітаційне поле. «Істотно, що гравітаційне поле саме не може бути включене до складу замкненої системи через те, що при цьому перетворилися б на тотожності закони збереження, які є основою статистики. Внаслідок цього в загальній теорії відносності світ як ціле має розглядатися не як замкнена система, а як система, що перебуває в змінному гравітаційному полі: у зв'язку з цим застосування закону зростання ентропії не приводить до висновку про необхідність статистичної рівноваги»*.

Отже, питання про фізичні основи закону монотонного зростання ентропії залишається відкритим.

Резюмуючи, ще раз нагадаємо загальне формулювання закону зростання ентропії: *в усіх існуючих у природі замкнених системах ентропія ніколи не зменшується — вона збільшується або залишається сталою, коли система досягає рівноважного стану.*

7.11. Філософські висновки з другого принципу термодинаміки

Другий принцип термодинаміки є узагальненням величезної кількості експериментального матеріалу і блискуче підтверджується для всіх відомих макроскопічних процесів. Проте висновки з нього різні вчені робили діаметрально протилежні. Вже автори другого принципу У. Томсон (Кельвін) і Р. Клаузіус поширили його на світ у цілому і зробили висновок про неминучу теплову смерть світу.

Закон зростання ентропії визначає напрям енергетичних перетворень: усі вони в замкнених системах відбуваються лише в одному напрямі. Досягнення замкненою системою максимально можливої ентропії відповідає досягненню в ній теплової рівноваги. Різниця температур, які характеризують окремі частини системи, зникає, і макроскопічні процеси стають неможливими. Вся властива системі енергія перетворюється в енергію неупорядкованого, хаотичного руху мікрочастинок системи, і зворотний перехід теплоти в роботу неможливий. З цього погляду ентропія характеризує здатність енергії до перетво-

*Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика: В 3 ч. — М.: Наука, 1976. — Ч. 1. — С. 46.

рень. Це можна зрозуміти з аналізу поняття *вільної енергії* $\Psi = U - TS$, де Ψ — вільна енергія; T — абсолютна температура; S — ентропія. В роботу може бути перетворена не вся енергія U , а лише частина її за винятком величини TS . Цю величину можна назвати зв'язаною, «знеціненою» енергією, яка не може бути перетворена в роботу. Отже, чим більша ентропія, тим менша вільна енергія і тим більше знецінена повна енергія, хоч якісно вона залишається тією самою.

За Клаузіусом, усі процеси в природі відбуваються в напрямі зростання ентропії, що означає неухильне знецінення енергії, пов'язане з її перетворенням у теплоту, і вирівнювання температур унаслідок теплообміну. Рано чи пізно це приведе до абсолютної теплової рівноваги у Всесвіті й, отже, до теплової смерті. Енергія хоч і збережеться кількісно, але зникне в якісному відношенні. Цю думку в лаконічній формі виклав Р. Клаузіус так: енергія Всесвіту стала, ентропія Всесвіту прагне до максимуму.

Розглядаючи другий принцип термодинаміки як закон «знецінення» енергії у Всесвіті, Дж. Джинс вважав, що при повному перетворенні речовини у випромінювання температура світового простору підніметься лише на кілька десятків градусів, залишаючись усе-таки значно нижчою від температури рідкого повітря.

До висновків Дж. Джинса приєднався також А. Еддінгтон, який вважав, що з часом уся речовина Всесвіту перетвориться у випромінювання і світ нагадуватиме радіохвильову кулю, що розширюється. А. Еддінгтон якраз вважав зростання ентропії показником напрямку зміни часу від минулого до майбутнього. Оскільки при теплової смерті ентропія досягне максимуму, то час у цьому разі зупиниться. Якщо за кінець світу А. Еддінгтон брав стан його термодинамічної рівноваги, то за початок — такий стан світу, коли матерія й енергія мали максимум можливої організації. Виходить, що за другим принципом кінець світу має бути з настанням його теплової смерті, то тоді має існувати початок його, як твердить А. Еддінгтон. Прихильником теплової смерті був, наприклад, відомий американський учений Н. Вінер — один із творців кібернетики.

З критикою теорії теплової смерті Всесвіту виступив видатний фізик-матеріаліст Л. Больцман (1844—1906). У класичній термодинаміці вважається, що при досягненні в системі теплової рівноваги в ній припиняються будь-які активні процеси, пов'язані з відхиленням від цього стану. Л. Больцман підійшов до проблеми теплової рівноваги з позицій молекулярно-кінетичної теорії теплоти, пов'язав поняття ентропії зі станом молекулярної системи, з його ймовірністю (7.36). Проте він допускав можливість зміни стану системи навіть при статистичній рівновазі. Оскільки стан найбільшої ймовірності близький до стану дещо меншої ймовірності, то в системі відбуватимуться невеликі відхилення від цього стану, або флуктуації, протягом яких ентропія зменшуватиметься. За Больцманом, ентропія

замкненої системи з часом збільшується, але в окремі моменти часу спостерігається її зменшення, зумовлене флуктуаціями речовини.

Л. Больцман переніс ці уявлення на Всесвіт. Він вважав, що другий принцип справедливий для Всесвіту, який у цілому перебуває вже в стані теплової рівноваги. В окремих частинах його зі зменшенням ентропії відбуваються відхилення від цього стану, або флуктуації, які охоплюють іноді гігантські за розмірами області. Подібні флуктуації характеризуються законами ймовірності, після кожної з таких флуктуацій система повертається в попередній стан рівноваги. Л. Больцман допускав, що область зіркового простору, яка оточує нас, є саме такою гігантською за розмірами флуктуацією, під час якої виникли можливості для виникнення життя на Землі.

Флуктуаційна гіпотеза Л. Больцмана відіграла прогресивну роль у боротьбі проти теорії теплової смерті, оскільки вона допускала можливість постійних змін у світі. Проте вчений обстоював позиції метафізичного і механістичного матеріалізму і висунута ним гіпотеза мала принципові недоліки, які знецінювали її позитивний критичний зміст. Давши статистичне тлумачення другому принципу, він відкинув лише ідею незмінності Всесвіту після встановлення теплової рівноваги, але не саме положення про теплову рівновагу.

Якщо застосувати положення статистичної механіки до Всесвіту, який існує необмежено в часі, то ми, здавалося б, з необхідністю повинні дійти висновку, що Всесвіт (точніше, будь-яка як завгодно велика його область) має перебувати в стані термодинамічної рівноваги. Час релаксації будь-якої скінченної області не може бути *нескінченним*. Насправді ж нічого такого не спостерігається. Вся та область Всесвіту, з якої доходить до нас інформація, перебуває в стані дуже далекому від рівноваги. Сконцентрована в галактиках та зірках матерія безперервно втрачає енергію, яка розсіюється у просторі, а це веде до складної еволюції зіркових систем, зірок і планет.

Одним із перших глибоку критику теорії теплової смерті Всесвіту дав Ф. Енгельс. Він вказував на несумісність цієї теорії з матеріалістичним світоглядом. Вона суперечить принципу незнищенності руху, тому має бути відкинута філософією. Спростовуючи твердження про немінучість перетворення всіх форм руху в теплоту, яка необоротно розсіюється в простір, Ф. Енгельс зазначав, що рух матерії зберігається в кількісному і якісному відношеннях, тобто необмежено перетворюється з одних форм в інші. Він писав, що випромінена у світовий простір теплота повинна мати можливість якимсь шляхом — шляхом, встановлення якого буде колись у майбутньому завданням природознавства, — перетворитися в іншу форму руху, в якій вона може знову зосередитися і почати активно функціонувати.

Неважко переконатися, що другий принцип термодинаміки має обмежену сферу дії, характеризує не всі форми руху, а лише ті, які пов'язані з перетворенням теплоти. Він не поширюється на граві-

таційні, ядерні та електромагнітні процеси, хоча саме вони зумовлюють концентрацію розсіяної матерії і залучають її в нові цикли розвитку. Другий принцип не поширюється також на броунівський рух, який не виявляє ніякої тенденції до припинення, тому його не можна вважати таким загальним законом, яким є, наприклад, закон збереження енергії, що діє в усіх без винятку процесах, як одиничних, так і масових. Крім того, при узагальненнях треба мати на увазі ту межу, де кількісні нагромадження в системі приводять до нових якостей. Ентропією також можна характеризувати великі й малі тіла, але вона не має смислу щодо окремих молекул. Деякі фізичні поняття й закони якісно змінюються при переході від макрофізичних процесів до процесів мегасвіту. Суть методологічної помилки у висновку про теплову смерть криється також у нехтуванні якісних змін основних понять (ізолювана система, ентропія, рівноважний стан) при поширенні термодинаміки на світ у цілому. Закон зростання ентропії діє лише в замкненій, тобто скінченній, системі. Світ же нескінченний у просторі й часі і є незамкненою сукупністю систем. Тому безпідставно поширювати закон, справедливий для обмежених областей, який діє на Всесвіт тільки за певних умов. При цьому допускається абсолютизація другого принципу. Навіть якщо вважати, що світ нескінченний у просторі й скінченний у часі, як це допускається в концепції теплової смерті, то й тоді вона ніколи б не настала. Досвід засвідчує, що будь-які взаємодії поширюються зі скінченною швидкістю. Тоді світ, нескінченний у просторі, прийшов би до теплової смерті лише через нескінченно великий проміжок часу, тобто практично ніколи не зміг би прийти до термодинамічної рівноваги.

Ентропія — це єдина відома функція стану, яка однозначно збільшується з часом. Ця особливість ентропії дає змогу інколи вважати її своєрідним показником напрямку часу від минулого до майбутнього. Спроба пов'язати плинність часу зі зміною ентропії має деякі підстави. Напряму часу не можна вивести з ускладнення матерії в процесі розвитку, оскільки розпад систем потрібно було б пов'язати зі зворотним напрямом плинності часу, що неприпустимо. Проте зростання ентропії не можна вважати єдиним і універсальним показником напрямку часу для всіх процесів. Для процесів, до яких поняття ентропії незастосовне, показник напрямку часу має бути іншим. Цей показник не завжди дійсний і для тих процесів, до яких можна застосовувати поняття ентропії. Ці процеси пов'язані в основному з тепловою формою руху. Наприклад, якщо в ізолюваній системі настає термодинамічна рівновага, ентропія досягає свого найбільшого з можливих значень, то потрібно було б визнати, що при цьому час у такій системі зупинився б. Такий висновок не має смислу, оскільки навіть після встановлення статистичної рівноваги рух у системі не припиняється. Хоча в середньому швидкості молекул стануть приблизно однаковими, проте вони будуть значно відрізнятись

від нуля. Відбуватиметься також рух атомів у молекулах, елементарних частинок у атомах, різна взаємодія їх. Ці форми руху принципово незнищенні, а саме їхнє існування передбачає плинність часу, який виступає як об'єктивна міра тривалості будь-якої зміни. Поняття ентропії до них застосувати неможливо.

Проте у випадку макроскопічних явищ виникають значні труднощі й суперечності у зв'язку з таким розумінням ентропії. Іноді, як показав Больцман, можливе не лише зростання, а й зменшення ентропії за рахунок флуктуацій. Якщо плинність часу від минулого до майбутнього ототожнювати зі зростанням ентропії, то зменшення ентропії слід би пов'язати із зворотним напрямом часу — від майбутнього до минулого.

Отже, зростання ентропії не можна вважати критерієм плинності часу до майбутнього. Не час є похідним від окремої фізичної характеристики — ентропії, а, навпаки, зростання ентропії є похідним щодо змін матерії в часі.

Збільшення ентропії на ділянці розширення Всесвіту узгоджується із законами класичної механіки. Лише в надгустих станах Всесвіту, мабуть, виявиться необхідним урахування квантових ефектів, а отже, характер зміни ентропії зумовлений на певних етапах еволюції Всесвіту квантовими законами поведінки частинок.

Швидкий розвиток теорії еволюції Всесвіту став можливим лише на основі нової теорії гравітації, яка враховує релятивістську космологію. Сучасні уявлення про розвиток Всесвіту викладені в підрозділі 14.15.

7.12. Третій принцип термодинаміки. Від'ємні температури

У 1906 р. принципи термодинаміки було доповнено тепловою теоремою Нернста. Ця теорема не впливає з першого і другого принципів, а виражає новий закон природи, тому її часто називають *третьим принципом термодинаміки*. Суть його полягає в тому, що при абсолютному нулі температур будь-які зміни стану відбуваються без зміни ентропії, або нульова ізотерма збігається з нульовою адіабатою. Адже при абсолютному нулі рівноважна система перебуває у певному єдиному стані з найменшою енергією E_0 . Термодинамічна ймовірність W такого стану дорівнює одиниці. Проте з формули Больцмана (7.36) випливає, що при $T = 0$ $W = 1$, а ентропія $S = 0$.

Теорема Нернста приводить до висновку, що не можна досягнути температури абсолютного нуля. За допомогою сучасної техніки можна одержати низькі температури близько 10^{-5} К. Недосяжність абсолютного нуля температури приводить лише до неможливості переходу від додатних до від'ємних абсолютних температур. Проте теорема Нернста не виключає можливості існування поряд із додатними від'ємних абсолютних температур.

Якщо виходити з того, що температура пропорційна середній кінетичній енергії частинок, то для атомних систем, яким властива лише кінетична енергія руху частинок, від'ємна температура не має фізичного змісту. Крім молекулярно-кінетичного тлумачення температури її розглядають як величину, що визначає розподіл частинок за енергіями. Якщо скористатися цим більш загальним питанням температури, то дійдемо висновку про існування і від'ємних температур.

Якщо газ перебуває в якомусь силовому полі, а отже, його частинкам властива деяка потенціальна енергія, то кількість частинок, що мають певну енергію U , визначають за формулою

$$n = n_0 e^{-U/kT}. \quad (7.37)$$

Вираз (7.37) називають *формулою Больцмана*. За допомогою цієї формули можна визначити відносну кількість частинок, що мають в умовах теплової рівноваги енергію U :

$$\frac{n}{n_0} = e^{-U/kT}. \quad (7.38)$$

Із формули (7.38) видно, що відносна кількість n/n_0 частинок з енергією U залежить не лише від цієї енергії, а й від температури. Тому температуру використовують як величину, що зумовлює розподіл частинок за енергіями. З формули (7.38) видно, що чим більша U , тим менша відносна кількість частинок n/n_0 , які мають цю енергію. Зрозуміло, що в рівноважному стані, для якого справедливий закон Больцмана, n завжди менше від n_0 . Логарифмуючи рівність (7.38), дістанемо

$$\ln n/n_0 = -\frac{U}{kT}, \quad (7.39)$$

звідки

$$T = -\frac{U}{k \ln n/n_0}. \quad (7.40)$$

Отже, якщо $n < n_0$, то $T > 0$. Для атомної системи, в якій n може бути і більшим за n_0 , температура може бути також від'ємною, оскільки при $n > n_0$ T стає від'ємною.

Умови реалізації такого випадку легше зрозуміти, якщо розглянути не класичну систему, де від'ємна температура не може бути реалізована, а квантову і скористатися поняттям ентропії, що визначає ступінь хаосу в системі.

При абсолютному нулі температур усі частинки системи перебувають на своїх звичайних енергетичних рівнях, а всі інші рівні порожні. Система в таких умовах максимально впорядкована, і її ентропія дорівнює нулю (дорівнює нулю і її теплоємність).

У разі збільшення температури системи наданням їй енергії частинки переходитимуть також на вищі рівні енергії. При цьому чим вища температура, тим більша «населеність» більш високих енергетичних рівнів.

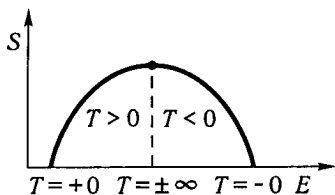


Рис. 7.7

Розподіл частинок на енергетичних рівнях визначають за формулою Больцмана (7.37). «Розселення» частинок на багатьох рівнях збільшує, звичайно, хаос у системі, і ентропія її зростає з підвищенням температури. Найбільший хаос, а отже, і максимум ентропії відповідали б такому розподілу частинок за енергіями, коли вони рівномірно розподілялись на всіх енергетичних рівнях.

Такий розподіл означав би, що у формулі (7.37) $n = n_0$ і, отже, $T = \infty$. Таким чином, рівномірний розподіл частинок за енергіями відповідає нескінченно високій температурі та максимальній ентропії.

Якщо надати системі, що вже перебуває при нескінченно високій температурі, додаткову енергію, то частинки змушені будуть підніматися на більш високі енергетичні рівні, а це приведе до того, що «заселеність» цих рівнів буде більшою від найнижчого рівня. Таке переважне накопичення частинок на більш високих рівнях відповідає вже деякому впорядкуванню порівняно з тим повним хаосом, який був при $T = \infty$, тобто при рівномірному розподілі частинок за енергіями. Ентропія, що досягає максимуму при $T = \infty$, починає зменшуватися при подальшому наданні системі енергії. Проте якщо зі зростанням енергії ентропія системи не збільшується, а зменшується, то це означає, що температура її не додатна, а від'ємна.

Чим більша енергія підводиться до системи, тим більше частинок опиниться на найвищих енергетичних рівнях. У граничному випадку можна уявити стан, коли всі частинки зберуться на найвищих рівнях. Такий стан, очевидно, є також повністю впорядкованим, і ентропія його дорівнює нулю. Тому температуру, за якої встановлюється цей повністю впорядкований стан, позначають через -0 , на відміну від звичайного абсолютного нуля ($+0$) (рис. 7.7).

Відмінність між цими двома нулями полягає в тому, що до першого з них ми підходимо з боку від'ємних, а до другого — з боку додатних температур.

Отже, можливі температури системи не обмежуються інтервалом від абсолютного нуля до нескінченності, а поширюються від $+0$ до $+\infty$, від $-\infty$ до -0 , до того ж $+\infty$ і $-\infty$ збігаються одна з одною. З погляду впорядкованості, а отже, і ентропії можливі такі три стани:

1. Повне впорядкування — частинки сконцентровані на найнижчих рівнях енергії. Цей стан відповідає «звичайному» абсолютному нулю температур ($+0$).

2. Повний хаос — частинки рівномірно розподілені на всіх енергетичних рівнях. Цьому станові відповідає температура $\pm\infty$.

3. Повне впорядкування — частинки займають лише найвищі енергетичні рівні. Температури, що відповідає цьому стану, приписують значення -0 .

Існує дуже важлива відмінність між цими двома впорядкованими станами з температурами $+0$ і -0 . Стан «звичайного» абсолютного нуля, якщо його можна було б створити в системі, є станом стійкої рівноваги, з якого система сама по собі, без втручання ззовні, не може вийти. Це пов'язано з тим, що енергія системи в такому стані набуває мінімального значення.

Стан негативного абсолютного нуля є станом надто нерівноважним, оскільки в цьому разі енергія системи максимальна. Якщо можна було б привести систему в такий стан, а потім залишити її саму на себе, то вона відразу вийшла б з цього нерівноважного, нестійкого стану. Його можна було б зберегти, тільки неперервно надаючи системі енергію. Без цього частинки, що розміщуються на вищих енергетичних рівнях, обов'язково переходитимуть на нижчі рівні.

Загальною властивістю обох «нулів» є недосяжність їх: для досягнення їх треба затратити нескінченно велику енергію.

Нестійким, нерівноважним є не тільки стан, що відповідає температурі -0 , а й усі стани з від'ємними температурами. Всім їм відповідають значення $n > n_0$, а для рівноваги потрібне протилежне співвідношення n та n_0 ($n < n_0$).

Слід зазначити, що атомні системи, в яких можливі стани з від'ємними температурами, — це не тільки уявна теоретична побудова. Такі системи реально існують, і в них можна здійснити від'ємні температури. Випромінювання, що виникає при переході зі стану з від'ємною в стан зі звичайною температурою, практично використовують у спеціальних приладах — молекулярних генераторах і підсилювачах (мазерах та лазерах), про які йтиметься в підрозділі 15.13.

Контрольні запитання і завдання

1. Назвіть основні параметри термодинамічної системи. Які ви знаєте стани системи та термодинамічні процеси?
 2. Знайдіть вираз для роботи термодинамічної системи за сталих тиску і температури.
 3. Дайте визначення енергії, роботи, теплоти, охарактеризуйте зв'язок та відмінність між ними.
 4. Сформулюйте перший принцип термодинаміки. Запишіть його в диференціальній формі.
 5. Який процес називається коловим (цикловим)?
 6. Для яких процесів справедливий цикл Карно?
 7. Сформулюйте другий принцип термодинаміки.
 8. Як змінюється ентропія ізольованої системи для оборотних і необоротних процесів?
 9. Яким співвідношенням зв'язані між собою ентропія S і ймовірність W стану системи?
 10. Дайте визначення третьому принципу термодинаміки.
 11. Що таке від'ємні температури та за яких умов їх реалізують?
-

ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ

Природа електрики. Електричне поле та принцип близькодії. Постійний струм та його характеристики. Атомарна структура електрики. Магнетизм. Магнітні й електричні явища. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо — Савара — Лапласа. Закон Ампера. Рух зарядженої частинки в магнітному та електричному полях, сили Лоренца. Електромагнітна індукція, закон Фарадея. Правило Ленца. Взаємозв'язок електричного і магнітного полів.

Розділ 8 ЕЛЕКТРИКА

8.1. Розвиток уявлень про електрику

Ще в давнину людині були знайомі електричні явища. Давньогрецький мислитель Фалес Мілетський за шість століть до нашої ери звернув увагу на спостереження ткачів за здатністю янтарних човників притягувати легкі тіла. Від грецького слова «електрон» — янтар — і походить введений 1600 р. У. Гільбертом, придворним лікарем англійської королеви Єлизавети, термін «електрика».

С. Грей 1729 р. поділив тіла на провідники і непровідники електрики, а через шість років показав, що існують два роди електрики — позитивна і негативна — і що однойменні електричні заряди відштовхуються, а різнойменні — притягуються.

При електризації тіл тертям завжди одночасно електризуються обидва тіла, причому одне з них дістає позитивний заряд, а друге — негативний. Позитивний заряд виникає, наприклад, на склі, натертому шкірою, а негативний — на янтарі, натертому шерстю. Позитивний заряд першого тіла завжди точно дорівнює негативному заряду другого тіла, якщо до електризації обидва тіла не були заряджені. Це положення відоме під назвою закону збереження електричного заряду: *електричні заряди не виникають і не зникають, вони можуть лише передаватися від одного тіла до іншого або змішу-*

ватися всередині цього тіла. З цього закону випливає, що в будь-якій нейтральній речовині є заряди обох знаків і до того ж в однакових кількостях. Унаслідок стикання двох тіл при терті частина зарядів переходить від одного тіла до іншого. Рівність у кожному з цих тіл суми позитивних і негативних зарядів порушується, і вони заряджаються різноманітним чином. Наелектризувати тіла можна не лише тертям, а й помістивши поблизу них електрично заряджене тіло (електризація через вплив). При електризації тіла внаслідок впливу в ньому порушується рівномірний розподіл зарядів. Заряди перерозподіляються так, що в одній частині тіла виникає надлишок позитивних зарядів, а в другій — негативних.

На основі дослідів, які розглянемо далі, встановлено, що електричний заряд будь-якого тіла складається з цілого числа елементарних зарядів, «атомів електрики», що дорівнює $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Носієм елементарного негативного заряду є *електрон*. Маса електрона становить $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Найменша стабільна частинка, що має елементарний позитивний заряд, називається *протоном*. Маса протона наближено дорівнює масі атома гідрогену $1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Протони і електрони входять до складу всіх атомів і молекул.

У 1749 р. Б. Франклін довів, що при електризації завжди одночасно виникають обидва роди електрики. Важливі дослідження в галузі атмосферної електрики зробили в середині XVIII ст. М. В. Ломоносов і Г. В. Ріхман. Кількісне вивчення сил взаємодії нерухомих електричних зарядів провів Ш. Кулон (1785 р.). Велике значення в розвитку знань про електрику мали дослідження Л. Гальвані (1789 р.) і А. Вольта (1792 р.), які привели до створення джерел електричного струму, що працюють тривалий час, — гальванічних елементів. З цього часу електрика все ширше застосовується на практиці.

У 1802 р. В. В. Петров відкрив явище електричної дуги, а в 1876 р. П. М. Яблочков застосував її для освітлення. М. Г. Слав'янов і М. М. Бенардос використали її для електрозварювання металів.

Створення джерел постійного струму привело до винайдення і вдосконалення електровимірювальних приладів, відкриття електромагнетизму Х. Ерстедом (1820 р.) і електромагнітної індукції М. Фарадеєм (1831 р.). М. Фарадей привернув увагу експериментаторів на дослідження середовища, в якому містяться заряджені тіла і діють електричні сили. Цим він поклав початок вченню про електромагнітне поле.

Ідея М. Фарадея дістала подальший розвиток і математичне оформлення в електромагнітній теорії Дж. Максвелла (1865 р.). Експериментально теорію Дж. Максвелла підтвердив Г. Герц (1888 р.). Своїми дослідженнями він довів, що вільні електромагнітні хвилі можна справді дістати і спостерігати. Блискучим застосуванням електромагнітних хвиль на практиці був винахід радіо О. С. Поповим (1895 р.), який заклав фундамент сучасної радіотехніки.

Усі тіла поділяють на провідники й діелектрики. Провідником називають тіло, що містить вільні електричні заряди, які можуть рухатися по всьому його об'єму. Якщо провідниками є рідини або гази, то в них рухаються як позитивно, так і негативно заряджені частинки: позитивно та негативно заряджені йони й електрони. В металах провідність зумовлена лише рухом електронів.

Діелектриком є будь-яке середовище (газ, рідина або тверде тіло), в якому тривалий час може існувати електричне поле. На відміну від провідників у діелектриках немає вільних електричних зарядів. Зовнішнє електричне поле спричинює в них поляризацію атомів, молекул або йонів, сумарне електричне поле яких є оберненим полем поляризації.

До провідників належать усі метали, розчини кислот, солей і лугів, розплавлені солі, розігріті гази, до діелектриків — янтар, скло, каучук, масло, сірка, слюда, ебоніт, гази за звичайних температур. Взагалі поділ тіл на провідники й діелектрики умовний, оскільки здатність тіл гірше чи краще проводити електрику залежить від тих умов, у яких вони перебувають. Наприклад, гази або скло за високої температури стають провідниками. Крім того, є велика група речовин напівпровідників, які за своїми електричними властивостями займають проміжне положення між провідниками й діелектриками.

8.2. Закон Кулона

Закон взаємодії електричних зарядів установив 1785 р. Ш. Кулон експериментально за допомогою крутильних терезів, принцип дії яких використано в досліді Г. Кавендіша з визначення гравітаційної сталої. Ш. Кулон установив, що сила взаємодії F між двома невеликими зарядженими металевими кульками обернено пропорційна квадрату відстані між ними і залежить від цих зарядів q_1 та q_2 :

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (8.1)$$

де k — коефіцієнт пропорційності; r — відстань між центрами заряджених кульок. Закон Кулона справедливий лише для взаємодії точкових електричних зарядів, тобто таких заряджених тіл, лінійними розмірами яких можна нехтувати порівняно з відстанню між ними. Крім того, він визначає силу взаємодії між нерухомими електричними зарядами, тобто цей закон електростатичний.

Закон Кулона можна сформулювати так: *сила електростатичної взаємодії між двома точковими електричними зарядами прямо пропорційна добутку зарядів, обернено пропорційна квадрату відстані між ними і напрямлена вздовж прямої, що з'єднує ці заряди.*

Будь-яке заряджене тіло можна розглядати як сукупність точкових зарядів аналогічно тому, як у механіці можна будь-яке тіло вва-

жати сукупністю матеріальних точок. Тоді електростатична сила, з якою одне заряджене тіло діє на інше, дорівнює векторній сумі сил, прикладених до всіх точкових зарядів другого тіла з боку кожного точкового заряду першого тіла. Розрахунки показують, що закон Кулона у формі (8.1) справедливий також для взаємодіючих заряджених тіл кульової форми, якщо заряди q_1 і q_2 розподілені рівномірно по всьому об'єму або по всій поверхні цих тіл. При цьому радіуси тіл можуть бути такого самого порядку, як і відстані між їхніми центрами. Ш. Кулон також установив, що сили, які діють на заряди, є центральними, тобто вони напрямлені вздовж прямої, яка з'єднує заряди. Проте дослідник вивчав взаємодію між зарядами, що перебували в повітрі. Наступні експериментальні дослідження показали, що за інших однакових умов сила електричної взаємодії між двома точковими зарядами залежить від властивостей середовища, в якому ці заряди перебувають.

Вплив середовища на силу електростатичної взаємодії між зарядами враховується в законі Кулона коефіцієнтом k , який залежить також від вибору одиниць виміру величин, що входять у формулу (8.1). У зв'язку з цим зручно подати коефіцієнт k у вигляді відношення двох коефіцієнтів:

$$k = \frac{k_1}{\epsilon},$$

де k_1 — коефіцієнт, що залежить від вибору системи одиниць; ϵ — відносна діелектрична проникність середовища — безрозмірна величина, що характеризує його електричні властивості. Для вакууму $\epsilon = 1$.

В СІ $k_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ і закон Кулона набирає вигляду

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}, \quad (8.2)$$

де ϵ_0 — електрична стала ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$).

Таку форму запису закону Кулона називають раціоналізованою.

За одиницю кількості електрики (одиницю заряду) в СІ беруть 1 кулон (1 Кл) — кількість електрики, що проходить за 1 с через поперечний переріз провідника, по якому проходить струм силою 1 А.

У системі СГСЕ $k_1 = 1$ і закон Кулона набирає вигляду

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}.$$

Систему, що складається з двох точкових однакових за значенням і протилежних за знаком зарядів, відстань між якими l , називають *диполем*.

Таку систему в фізиці розглядають тому, що центри позитивних і негативних зарядів молекул багатьох речовин мають певне зміщення один відносно одного і, отже, є природними диполями. Уявлення про диполі дає змогу, наприклад, з певним наближенням описати взаємодію молекул різних речовин. Модель дипольної будови речовини покладено в основу теорії діелектриків.

Добуток позитивного заряду на відстань між зарядами називають *електричним моментом диполя*

$$p = ql. \quad (8.3)$$

Якщо відстань між зарядами розглядати як вектор, що напрямлений від негативного заряду до позитивного, то електричний момент диполя буде також вектором

$$\vec{p} = q\vec{l}, \quad (8.4)$$

де l — плече диполя.

8.3. Електростатичне поле

Простір, у якому перебуває електричний заряд, характеризується певними фізичними властивостями. Так, на довільний заряд, внесений у цей простір, діють електростатичні сили Кулона. Якщо у просторі діють якісь інші сили, то вважають, що в ньому існує силове поле. Таким є, наприклад, поле тяжіння. Було б помилкою під полем розуміти власне простір, у якому діють певні сили. Простір, як і час, є формою існування матерії. З того, що поле існує у просторі, зовсім не випливає, що воно є простором, у якому діють сили, бо форму існування матерії не можна сплутувати з самою матерією.

Поле є видом матерії, що здійснює взаємодію між частинками речовини. Електростатичне поле характеризується енергією, властивістю інерції, воно зумовлює передачу силових взаємодій між електричними зарядами. У фізиці мікросвіту буде показано можливість взаємного переходу речовини і поля — двох видів матерії.

Вивчення властивостей різних полів — одне з найважливіших завдань фізики. У цьому розділі розглянемо властивості стаціонарних електричних полів, тобто таких, що не змінюються з часом і створюються нерухожими електричними зарядами. Саме такі поля називають *електростатичними*.

Для характеристики електричного поля вводять фізичну величину, що дістала назву його *напруженості*. Напруженістю \vec{E} електричного поля у певній точці називають величину, що дорівнює відношенню сили \vec{F} , з якою поле діє на позитивний заряд, вміщений у цю точку, до цього заряду q , тобто

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (8.5)$$

Підставивши $F = 1 \text{ Н}$, $q = 1 \text{ Кл}$, дістанемо одиницю напруженості електричного поля в СІ:

$$[E] = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ Кл}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}.$$

Ньютон на кулон дорівнює напруженості в такій точці електричного поля, де на точковий заряд в 1 Кл діє сила в 1 Н.

Напруженість — величина векторна. Напрямок вектора напруженості збігається з напрямом сили, що діє на позитивний заряд, вміщений у певну точку поля. Виходячи із закону Кулона (8.2) та формули (8.5), напруженість поля, утвореного точковим зарядом q_0 на відстані r від нього в середовищі з діелектричною сталою ϵ ,

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{\epsilon r^2}. \quad (8.6)$$

Основне завдання електростатики полягає у знаходженні довжини й напрямку вектора напруженості \vec{E} в кожній точці поля за заданим розподілом у просторі та значенням джерел поля — електричних зарядів. *Напруженість електричного поля системи точкових зарядів дорівнює векторній сумі напруженостей полів, утворених кожним із цих зарядів окремо:*

$$E = \sum_{i=1}^n E_i. \quad (8.7)$$

Цю властивість називають принципом незалежності дії електричних полів, або *принципом суперпозиції їх*.

У розвитку фізики велику роль відігравала боротьба двох концепцій — далекодії і близькодії. Згідно з теорією далекодії всі електричні явища зводяться до миттєвої взаємодії зарядів незалежно від відстані між ними.

За теорією близькодії всі електричні явища зводяться до зміни полів зарядів, які поширюються в просторі зі скінченною швидкістю. При вивченні електростатичних полів обидві концепції приводять до однакових результатів: побудовані на них теорії однаково добре узгоджуються з експериментальними даними. Проте вивчення явищ, пов'язаних із рухом електричних зарядів, виявило непридатність теорії далекодії. Принцип далекодії суперечить також основним положенням діелектричного матеріалізму, він передбачає рух із нескінченною швидкістю в пустоті, що, по суті, означає відрив руху від матерії. Фізика за допомогою поняття «поле» стверджує принцип близькодії і поширює його на немеханічні явища.

8.4. Розподіл електричних зарядів у просторі

Нерухомі електричні заряди розміщуються в просторі або дискретно — в окремих точках, або неперервно — вздовж якоїсь лінії, на поверхні якого-небудь тіла, або, нарешті, в якомусь об'ємі. Для випадку неперервного розподілу електричних зарядів вводиться поняття густини зарядів. При неперервному розподілі зарядів уздовж лінії вводять *лінійну густину електричних зарядів*

$$\tau = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl},$$

де Δq — заряд ділянки лінії завдовжки Δl .

Якщо заряд неперервно розміщений по якійсь поверхні, то користуються *поверхневою густиною зарядів*

$$\sigma = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta s} = \frac{dq}{ds}, \quad (8.9)$$

де Δq — заряд ділянки поверхні, площа якої Δs .

Неперервний розподіл зарядів у будь-якому об'ємі характеризується *об'ємною густиною зарядів*

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}, \quad (8.10)$$

де Δq — заряд об'єму ΔV .

Електростатичне поле однозначно визначене, якщо відомий вектор напруженості в кожній його точці. Це завдання можна розв'язати аналогічно, виражаючи залежність напруженості поля від координат у вигляді формул. Проте цю залежність можна подати і графічно. Для цього користуються силовими лініями (лініями напруженості). Метод зображення електростатичних полів за допомогою силових ліній запропонував М. Фарадей. *Силовими лініями називають криві, дотичні до яких у кожній точці збігаються з напрямом вектора напруженості поля.* Умовно прийнято, що вони починаються на позитивних зарядах, а закінчуються на негативних.

Щоб за допомогою силових ліній можна було характеризувати електричні поля з кількісного боку, умовились проводити їх так, щоб кількість силових ліній, що проходять через одиницю поверхні, розміщеної перпендикулярно до них, чисельно дорівнювала напруженості поля. Там, де лінії густіші, напруженість більша і навпаки. На рис. 8.1 зображено плоскі перерізи електростатичних полів точкових зарядів, а на рис. 8.2 — електричне поле двох зарядів різних знаків. Лінії напруженості ніколи не перетинаються, оскільки у кожній точці поля вектор напруженості \vec{E} має тільки один напрям.

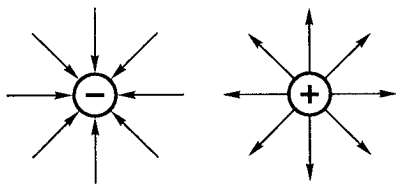


Рис. 8.1

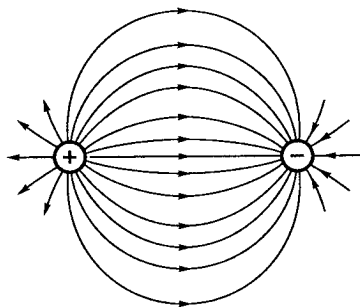


Рис. 8.2

М. Фарадей був переконаний у реальному існуванні силових ліній електричного поля, які він уявляв як пружні нитки в ефірі. Насправді лінії електричного поля є тільки засобом наочного зображення електричного поля.

Силкові лінії не слід ототожнювати з траєкторіями руху в електростатичному полі дуже легких заряджених тіл нескінченно малих розмірів. Траєкторія руху тіла характеризується властивістю, за якою в кожній її точці по дотичній до неї напрямлена швидкість тіла. По дотичній до силової лінії напрямлена сила, що діє на заряджене тіло, а отже, і на прискорення, з яким воно рухається. Заряджені тіла рухаються вздовж силових ліній тільки тоді, коли силові лінії прямолінійні, а початкові швидкості тіл збігаються за напрямом із силовими лініями або дорівнюють нулю.

8.5. Вектор електричної індукції. Теорема Остроградського—Гаусса

Припустімо, що точковий заряд q міститься в центрі сферичного повітряного пухирця, який перебуває в певному середовищі, наприклад у маслі, діелектрична проникність якого $\epsilon = 2$. Напруженість електричного поля поблизу межі поділу повітря — масло на відстані r від заряду, меншій за радіус пухирця,

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}. \quad (8.11)$$

Досить лише перейти межу поділу, як напруженість поля у точці, що розміщується в маслі нескінченно близько до межі поділу, стане меншою в ϵ разів ($\epsilon = 2$):

$$E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2}. \quad (8.12)$$

Отже, напруженість на межі поділу двох середовищ стрибкоподібно змінюється. Тому зображення електричного поля за допомогою силових ліній ускладнюється. Якщо середовище, в якому реалізується електростатичне поле, неоднорідне, тобто характеризується різними

значеннями діелектричної проникності, то для характеристики поля зручніше використати іншу величину, яка, на відміну від напруженості, не змінюється стрибкоподібно поблизу поверхні поділу двох різних діелектриків. Цю величину називають *вектором електричної індукції* \vec{D} . Вона пов'язана з вектором напруженості таким співвідношенням:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}. \quad (8.13)$$

Із наведеної рівності випливає, що індукція при переході через межу поділу двох діелектриків залишається незмінною, оскільки зміна \vec{E} при переході в середовище з діелектричною проникністю ϵ компенсується відповідним множником.

Оскільки для вакууму і практично для повітря $\epsilon = 1$, то для них $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$.

Якщо електричне поле створено одним точковим зарядом q , то вектор електричної індукції на відстані r від заряду буде

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}. \quad (8.14)$$

За аналогією з силовими лініями (лініями напруженості) для графічного зображення електростатичних полів використовують лінії електричної індукції. Кількість ліній індукції, що проходять через довільну поверхню, проведену в полі, називають *потокм вектора електричної індукції* через цю поверхню.

Обчислимо потік вектора електричної індукції \vec{N} через поверхню сфери радіуса r , у центрі якої міститься заряд q , що створює електричне поле. Оскільки напруженість електричного поля в кожній точці сферичної поверхні $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\pi r^2}$, то через одиницю поверхні проходить E ліній напруженості або D ліній індукції. Тоді потік вектора електричної індукції, що пронизує поверхню сфери радіуса r , можна визначити так:

$$N = D 4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} 4\pi r^2 = q. \quad (8.15)$$

Неважко довести, що отриманий результат справедливий не тільки для випадку сферичної поверхні, а й для будь-якої замкненої поверхні, всередині якої у довільній точці міститься точковий заряд q .

Формулу (8.15) можна узагальнити і на випадок, коли поле створене системою точкових зарядів q_1, q_2, \dots, q_n . Урахувавши принцип суперпозиції електричних полів, дістанемо

$$N = q_1 + q_2 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i. \quad (8.16)$$

Отже, потік вектора електричної індукції через довільну замкнену поверхню не залежить від діелектричних властивостей середовища і дорівнює алгебраїчній сумі електричних зарядів, що містяться всередині цієї поверхні. Отриманий результат називають *теоремою Остроградського — Гаусса*.

Теорему Остроградського — Гаусса застосовують для розрахунку індукції (або напруженості) полів, які створюються довільним зарядом, оскільки будь-який заряд можна подати у вигляді суми нескінченно великої кількості точкових зарядів.

8.6. Робота в електростатичному полі

Розглянемо однорідне електричне поле. Воно утворюється між зарядженими площинами, якщо вони паралельні й нескінченно великі. Практично можна вважати однорідним електричне поле між скінченними паралельними зарядженими площинами, якщо розміри їх значно більші, ніж відстань d між ними. Розглянемо переміщення полем позитивного заряду q у трьох випадках. Нехай поле переміщує цей заряд з точки a в точку a' (рис. 8.3). Робота поля в цьому разі

$$A = Fs_1 = qEd. \quad (8.17)$$

Якщо поле переміщує заряд із точки b у точку a' , то робота

$$A = Fs_2 \cos \varphi = Fd = qEd. \quad (8.18)$$

Підрахуємо тепер роботу поля з переміщення електричного заряду із точки c у точку a' . Розіб'ємо криву s_3 на велику кількість ділянок, кожна з яких можна з великою точністю взяти за пряму. Нехай таких ділянок буде n . Тоді

$$A = \sum_{i=1}^n Fs_i \cos \alpha_i = F \sum_{i=1}^n d_i = Fd = qEd. \quad (8.19)$$

Оскільки поле однорідне, сила \vec{F} залишається сталою для всіх ділянок.

Із наведених прикладів можна зробити висновок, що робота електростатичного поля не залежить від шляху: вона для трьох випадків однакова, хоча траєкторія переміщення електричного заряду різна.

Нехай електричне поле утворене точковим зарядом q . Обчислимо роботу сил поля, яка виконується при переміщенні вздовж силової лінії заряду q_0 з точки 1, що перебуває на відстані r_1 від джерела поля, в точку 2 на відстані r_2 від нього (рис. 8.4). Робота dA з переміщення заряду на нескінченно малому шляху dr визначиться $dA = Fdr$. Оскільки $F = q_0E$, то

$$dA = q_0E dr.$$

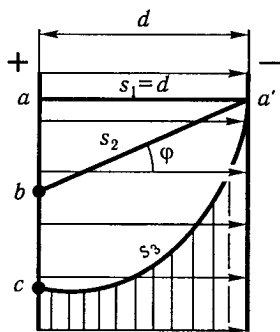


Рис. 8.3

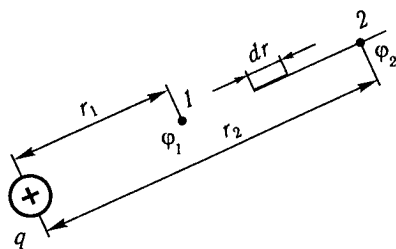


Рис. 8.4

Для поля точкового заряду $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2}$, тому

$$dA = q_0 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} dr. \quad (8.20)$$

Тоді вся робота з переміщення заряду q_0 з точки 1 в точку 2 буде

$$\begin{aligned} A &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} dr = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \\ &= q_0 \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_1} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_2} \right). \end{aligned} \quad (8.21)$$

Величини $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_1}$ і $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_2}$ позначаються через ϕ_1 і ϕ_2 й називаються потенціалами точок 1 і 2 відповідно. Отже,

$$A = q(\phi_1 - \phi_2). \quad (8.22)$$

Робота з переміщення заряду в електростатичному полі дорівнює добутку заряду на різницю потенціалів між початковою і кінцевою точками. Звідси видно також, що ця робота не залежить від форми шляху. Якщо $r_2 = \infty$, то $A = q_0 \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_1} = q_0 \phi_1$, звідки

$$\phi_1 = \frac{A}{q_0}. \quad (8.23)$$

Отже, потенціал — це фізична величина, що чисельно дорівнює роботі, яку виконує електричне поле з переміщення одиничного пози-

тивного заряду з певної точки поля на нескінченність. Або потенціал певної точки поля — це величина, що чисельно дорівнює роботі, яку має виконати зовнішня сила з переміщення одиничного позитивного заряду із нескінченності в цю точку. Потенціал даної точки поля визначає потенціальну енергію одиничного позитивного заряду, вміщеного в цю точку. Якщо кожний із зарядів q_1, q_2, \dots, q_n утворює в певній точці поле з потенціалом відповідно $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$, то потенціал поля, утвореного у цій точці всіма зарядами, дорівнюватиме алгебраїчній сумі потенціалів полів, утворених кожним зарядом окремо:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n. \quad (8.24)$$

На практиці потенціал Землі умовно взято таким, що дорівнює нулю. Тому заземлений провідник має нульовий потенціал. У теоретичних розрахунках зручніше нульовий потенціал пов'язати з точкою, що міститься на нескінченності.

Одиницю різниці потенціалу можна ввести, скориставшись формулою

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0}.$$

У СІ за одиницю різниці потенціалів узято вольт (1 В). Це різниця потенціалів між такими двома точками, перенесення заряду в один кулон між якими супроводжується виконанням роботи в 1 Дж:

$$1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ Кл}}.$$

У системі СГСЕ за одиницю різниці потенціалів узято різницю потенціалів між такими двома точками, перенесення заряду в одну абсолютну електростатичну одиницю заряду між якими супроводжується виконанням роботи в 1 ерг:

$$1 \text{ СГСЕ}_\varphi = \frac{1 \text{ ерг}}{1 \text{ СГСЕ}_q}.$$

Оскільки $1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ ерг}$ і $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЕ}_q$, то

$$1 \text{ В} = \frac{1}{300} \text{ СГСЕ}_\varphi.$$

Часто користуються позасистемною одиницею роботи і енергії, яка називається електрон-вольтом (еВ). *Один електрон-вольт дорівнює роботі, яка виконується при переміщенні заряду, що дорівнює заряду електрона, між двома точками поля з різницею потенціалів у 1 В.* Заряд електрона дорівнює $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, тоді

$$1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ ерг}.$$

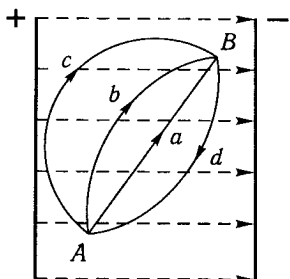


Рис. 8.5

Запишемо значення роботи однорідного електричного поля з переміщення електричного заряду q на відстань d від точки з потенціалом φ_1 у точку з потенціалом φ_2 . Тоді

$$A = qEd = q(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (8.25)$$

звідки

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}.$$

Геометричне місце точок з однаковим потенціалом називають *еквіпотенціальною поверхнею*. Зрозуміло, що робота, яку виконує поле з переміщення електричного заряду по тій самій еквіпотенціальній поверхні, дорівнює нулю. Оскільки сила, що діє з боку поля на заряд, не дорівнює нулю, то робота з переміщення заряду може дорівнювати нулю тільки тоді, коли напрям дії сили перпендикулярний до напрямку переміщення. Враховуючи, що напрям дії сили на заряд збігається з напрямом вектора напруженості поля, можна зробити висновок про перпендикулярність лінії напруженості до еквіпотенціальних поверхонь.

Електростатичне поле можна зобразити графічно не тільки за допомогою силових ліній, а й за допомогою еквіпотенціальних поверхонь. Навколо кожної системи зарядів проводять нескінченну множину еквіпотенціальних поверхонь. Їх прийнято проводити так, щоб різниці потенціалів між будь-якими сусідніми еквіпотенціальними поверхнями були однакові.

Знаючи розміщення силових ліній електростатичного поля, можна побудувати еквіпотенціальні поверхні і, навпаки, за відомим розміщенням еквіпотенціальних поверхонь можна в кожній точці поля визначити розміщення силових ліній.

Оскільки робота електростатичного поля з переміщення заряду не залежить від форми шляху, а визначається тільки потенціалами кінцевих точок, то виходить, що робота по замкнутому контуру (рис. 8.5) в електростатичному полі ($AaBdA$, $AbBdA$, $AcBdA$) дорівнює нулю.

Поля, для яких робота по замкнутому контуру дорівнює нулю, називають *потенціальними*.

8.7. Електроємність

Розглянемо спочатку відокремлений провідник, тобто такий, що міститься досить далеко від інших тіл. Якщо такому провіднику надавати різні заряди q_1, q_2, \dots, q_n , то він заряджатиметься відповідно до потенціалів $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$. Зі збільшенням заряду q зростатиме

й потенціал ϕ , який змінюється так, що відношення заряду до потенціалу є величиною сталою:

$$\frac{q_1}{\phi_1} = \frac{q_2}{\phi_2} = \dots = \frac{q_n}{\phi_n} = C. \quad (8.26)$$

Це відношення називають *електроємністю*, або просто *ємністю*, провідника. Отже,

$$C = \frac{q}{\phi}. \quad (8.27)$$

Електроємністю відокремленого провідника називають фізичну величину, яка чисельно дорівнює електричному заряду, що змінює його потенціал на одиницю.

За одиницю електроємності в СІ взято ємність конденсатора, на пруга між обкладинками якого становить 1 В при заряді 1 Кл. Цю одиницю називають *фарад*:

$$1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}. \quad (8.28)$$

Одиниця електроємності в системі СГСЕ дорівнює

$$1 \text{ СГСЕ}_C = \frac{1 \text{ СГСЕ}_q}{\text{СГСЕ}_\phi}.$$

Неважко переконатися, що розмірність електроємності в системі СГСЕ збігається з розмірністю довжини. Тому одиницею електроємності в системі СГСЕ є сантиметр. Можна довести, що в СГСЕ одиниця електроємності дорівнює електроємності ізолюваної кулі радіуса 1 см.

Оскільки $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЕ}_q$ і $1 \text{ В} = \frac{1}{300} \text{ СГСЕ}_\phi$, то $1 \text{ Ф} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}$. На практиці використовують також інші одиниці електроємності:

$$1 \text{ мікрофарад (1 мкФ)} = 10^{-6} \text{ Ф} = 9 \cdot 10^5 \text{ см};$$

$$1 \text{ пікофарад (1 пФ)} = 10^{-12} \text{ Ф} = 0,9 \text{ см}.$$

Якщо підрахувати електроємність Землі, вважаючи її провідною кулею радіуса 6400 км, то вона дорівнюватиме 711 мкФ.

Електроємність провідників залежить не від матеріалу, а від їхніх розмірів і форми, діелектричних властивостей навколишнього середовища, а також наявності поблизу провідника інших провідників.

Поняття електроємності можна застосувати і до системи провідників, найпростішою з яких є плоский конденсатор — система з двох металевих паралельних пластин, розділених шаром діелектри-

ка завтовшки d і однаково наелектризованих різнойменними зарядами.

При наданні обкладкам конденсатора зарядів $+q$ і $-q$ вони заряджатимуться до потенціалів φ_1 і φ_2 . Електроємністю конденсатора називають відношення заряду q на одній із його обкладок до різниці потенціалів між обкладками:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (8.29)$$

Виходячи з теореми Остроградського — Гауса, можна визначити напруженість однорідного електричного поля плоского конденсатора

$$E = k_1 \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} = k_1 \frac{4\pi q}{\varepsilon S},$$

де S — площа обкладок; $\sigma = q/S$ — поверхнева густина зарядів на обкладках; k_1 — коефіцієнт, що залежить від вибору одиниць виміру (в СІ $k_1 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$). Для однорідного поля справедливе співвідношення (8.25), тому

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = qd / (\varepsilon_0 \varepsilon S). \quad (8.30)$$

Підставивши цей вираз у (8.29), дістанемо формулу для обчислення електроємності плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (8.31)$$

На практиці доводиться з'єднувати конденсатори в батареї. При паралельному з'єднанні конденсаторів їхня загальна ємність дорівнює сумі ємностей:

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i. \quad (8.32)$$

Ємність батареї послідовно з'єднаних конденсаторів визначають за формулою

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (8.33)$$

Отже, при паралельному з'єднанні конденсаторів ємності їх додаються, а при послідовному — додаються величини, обернені до їхніх ємностей.

Сферичний конденсатор складається з двох концентричних сферичних обкладок, розділених сферичним шаром діелектрика. Якщо

внутрішній обкладці такого конденсатора надати заряд $+q$, то на зовнішній обкладці, що заземлена, наводиться заряд $-q$. Поле сферичного конденсатора зосереджене між його обкладками і є таким, ніби заряд зосереджений у центрі сфери. Тому потенціали обкладок обчислюють за такими формулами:

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_1 r_1}; \quad \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2 r_2}.$$

Тоді різниця потенціалів між обкладками

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{q(r_2 - r_1)}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2},$$

а електроємність сферичного конденсатора відповідно до формули (8.29)

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1}{1 - \frac{r_1}{r_2}}. \quad (8.34)$$

Якщо зовнішній радіус сферичного конденсатора набагато більший за внутрішній ($r_2 \gg r_1$), то формула (8.34) спрощується і має такий вигляд:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1. \quad (8.35)$$

Якщо $r_2 \rightarrow \infty$, то внутрішню обкладку сферичного конденсатора можна розглядати як відокремлену кулю, а формула (8.35) визначатиме її електроємність. У системі СГСЕ ємність відокремленої кулі вимірюється її радіусом r , якщо $\epsilon = 1$.

8.8. Енергія електростатичного поля. Густина енергії

Припустімо, що окремі електричні заряди і заряджені тіла перебувають в однорідному ізотропному середовищі, якому не притаманні сегнетоелектричні властивості. Щоб зарядити будь-який провідник, треба виконати певну роботу проти кулонівських сил відштовхування між однойменними електричними зарядами. Ця робота витрачається на збільшення електричної енергії зарядженого провідника.

Нехай ми маємо провідник, електроємність, заряд і потенціал якого відповідно C , q , φ . Робота, що виконується проти сил електростатичного поля при перенесенні заряду dq із нескінченності на провідник,

$$dA = -\varphi dq = -C\varphi d\varphi. \quad (8.36)$$

Щоб зарядити тіло до потенціалу φ , потрібно виконати роботу

$$A = -\int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi = -\frac{C\varphi^2}{2}. \quad (8.37)$$

Енергію зарядженого провідника W_E визначають за формулою

$$W_E = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (8.38)$$

Вираз $\frac{C\varphi^2}{2}$ називають власною енергією зарядженого тіла. Проте електростатичне поле пов'язане із зарядом провідника. Тому формула (8.38) виражає енергію електростатичного поля. Очевидно, що енергію зарядженого конденсатора також визначають за формулою (8.38), де φ — різниця потенціалів між його обкладками.

Визначимо енергію електричного поля плоского конденсатора спочатку для випадку $\epsilon = 1$, якщо відомі напруженість його поля E , відстань між пластинами конденсатора d , їхня площа s :

$$W_E = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2}; \quad C = \frac{\epsilon_0 s}{d}; \quad \varphi_1 - \varphi_2 = Ed;$$

$$W_E = \frac{\epsilon_0 s E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} S d = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V, \quad (8.39)$$

де V — об'єм простору між пластинами конденсатора. Тоді в загальному випадку, коли $\epsilon \neq 1$, енергію електростатичного поля конденсатора визначають за формулою

$$W_E = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V. \quad (8.40)$$

Звідси неважко визначити об'ємну густину енергії однорідного електростатичного поля

$$\omega_E = \frac{W_E}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2}. \quad (8.41)$$

У разі неоднорідного електричного поля об'ємну густину енергії в будь-якій точці поля визначають так:

$$\omega_E = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W_E}{\Delta V} \right), \quad (8.42)$$

де ΔW_E — енергія поля в об'ємі ΔV .

8.9. Постійний електричний струм. Закони постійного струму

Якщо в провіднику створити електричне поле, то носії зарядів почнуть рухатись упорядковано: носії позитивних зарядів у напрямі поля, негативних — у протилежний бік. Упорядкований рух зарядів називають *електричним струмом*. Його характеризують *силою струму* — скалярною величиною, що чисельно дорівнює електричному заряду, який проходить через поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad (8.43)$$

де dq — електричний заряд, що проходить через переріз провідника за нескінченно малий проміжок часу dt .

У загальному випадку електричний струм може зумовлюватися рухом як позитивних, так і негативних зарядів. При цьому перенесення позитивного заряду в одному напрямі еквівалентне перенесенню такого самого за значенням негативного заряду в протилежному напрямі. Якщо за час dt через деякий переріз провідника позитивні носії переносять заряд dq_+ , а негативні в протилежному напрямі dq_- , то

$$I = \frac{dq_+}{dt} + \frac{dq_-}{dt}. \quad (8.44)$$

За напрям струму беруть напрям руху позитивних зарядів. Електричний струм називають постійним, якщо з часом залишаються постійними сила струму та його напрям.

Одиниця сили струму в СІ — ампер (А) — визначається на основі електромагнітної взаємодії двох паралельних прямолінійних провідників, по яких проходить постійний струм.

Розрізняють *струм провідності* і *конвекційний струм*. Струм провідності зумовлюється напрямленим переміщенням заряджених частинок (електронів, йонів) усередині нерухомого провідника (твердого, рідкого чи газоподібного) за наявності в ньому електричного поля. Проте упорядкований рух електричних зарядів можна здійснити й іншим способом — переміщенням у просторі зарядженого макроскопічного тіла (провідника або діелектрика). Такий струм називають *конвекційним*. Прикладом конвекційного струму може бути орбітальний рух Землі, яка має надлишок негативних зарядів.

Обмежимося вивченням струму провідності, оскільки він найпростіший і має велике практичне значення. Для появи й існування струму провідності потрібні такі умови:

1) наявність у певному середовищі електричних зарядів, які б мали можливість у ньому рухатися. Такими зарядами у разі металевих провідників є вільні електрони, у напівпровідниках — електрони

і «дірки», в електролітах — позитивні й негативні йони, в газах — переважно позитивні йони і електрони;

2) наявність у певному середовищі електричного поля, енергія якого витрачається на переміщення зарядів. Отже, має бути різниця потенціалів між двома точками провідника. Для того щоб струм був тривалим, енергію електричного поля потрібно поповнювати, тобто підтримувати різницю потенціалів на кінцях провідника. Для цього до кінців провідника під'єднують спеціальний пристрій — джерело струму. Отже, для утворення неперервного електричного струму треба створити електричне коло.

Електричним колом називають сукупність джерел струму, споживача електричної енергії, вимірювальних і регулювальних приладів, вимикачів та інших елементів, з'єднаних провідниками. Найпростіше електричне коло складається з провідника, кінці якого під'єднано до джерела струму. В такому електричному колі струм проходить по зовнішній його частині — провіднику і внутрішній — джерелу струму. Джерело струму має два полюси: позитивний і негативний. При розімкненому зовнішньому колі на негативному полюсі джерела струму буде надлишок електронів, а на позитивному їх не вистачатиме. Зрозуміло, що таке розділення зарядів у межах джерела струму відбувається під дією сил, що мають некулонівську природу, оскільки під впливом кулонівської сили різнойменні заряди притягуються. Ці додаткові сили неелектричного походження, що діють у межах джерела струму, називаються *сторонніми*. Природа сторонніх сил може бути хімічною (гальванічні елементи, акумулятори), тепловою (термоелементи) тощо.

Розділення і перенесення зарядів у межах джерела струму гальмується його внутрішнім електричним полем і опором з боку середовища джерела струму. Тому в разі замкненого електричного кола сторонні сили джерела струму виконуватимуть роботу A , яка складається з роботи A_1 , що виконується проти сил електричного поля джерела струму, і роботи A' , яка здійснюється проти механічних сил опору середовища цього джерела:

$$A = A_1 + A'. \quad (8.45)$$

Роботу, яку виконують сторонні сили при переміщенні одиничного позитивного електричного заряду, називають електрорушійною силою (ЕРС) і визначають так:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} = \frac{A_1 + A'}{q}. \quad (8.46)$$

Електрорушійна сила в одиницях СІ виражається у *вольтах*. Термін «електрорушійна сила» є невдалим, оскільки ЕРС характеризує джерело струму з енергетичного боку.

Якщо полюси джерела струму розімкнені, то $A' = 0$, бо при цьому стороння сила не переміщує зарядів, а тільки підтримує розподіл їх. Тоді

$$\mathcal{E} = \frac{A_1}{q}. \quad (8.47)$$

Проте, за визначенням, робота проти сил електричного поля буде

$$A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (8.48)$$

і

$$\mathcal{E} = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (8.49)$$

Отже, електрорушійна сила дорівнює різниці потенціалів на полюсах розімкненого джерела струму.

У разі замкненого електричного кола на будь-якій ділянці його зовнішньої частини є деяка різниця потенціалів $\varphi' - \varphi'' = U$, її називають *напругою*, або спадом напруги, на цій ділянці кола.

У 1826 р. німецький фізик Г. Ом дослідно встановив, що сила струму в провіднику прямо пропорційна напрузі на кінцях провідника і обернено пропорційна опорю цього провідника:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (8.50)$$

Співвідношення (8.50) називають *законом Ома для ділянки кола*.

Користуючись ним, можна дістати одиницю опорю. В СІ опір провідника виражається в *омах*. Ом — опір такого провідника, в якому виникає сила струму в один ампер, коли різниця потенціалів на його кінцях становить один вольт.

Якщо замкнене коло складається з джерела струму з ЕРС \mathcal{E} і внутрішнім опором r і зовнішньої частини з опором R , то силу струму в колі визначають за співвідношенням

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \quad (8.51)$$

Співвідношення (8.51) називають *законом Ома для повного кола*.

Дослід засвідчує, що опір провідника залежить від його геометричних розмірів, матеріалу, зовнішніх умов (особливо температури). Згідно з експериментальними дослідженнями Г. Ома опір однорідного провідника прямо пропорційний його довжині й обернено пропорційний площі поперечного перерізу:

$$R = \rho \frac{l}{s}. \quad (8.52)$$

Коефіцієнт пропорційності ρ , що характеризує матеріал, з якого виготовлено провідник, називають *питомим опором* речовини провідника.

Питомий опір, а отже, і опір провідника залежать від температури. У загальному випадку така залежність досить складна. Проте для металевих провідників за невеликих інтервалів температур можна користуватися наближеними формулами

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t); \quad R = R_0 (1 + \alpha t), \quad (8.53)$$

де ρ_0 і R_0 — відповідно питомий опір за температури 0°C ; α — температурний коефіцієнт опору; t — температура, $^\circ\text{C}$. При точних розрахунках треба враховувати залежність α від температури.

За дуже низьких температур, близьких до абсолютного нуля ($0,5\dots 8\text{ K}$), опір деяких металів (алюміній, цинк, свинець та ін.) стрибкоподібно зменшується майже до нуля. Таке явище називають *надпровідністю*. Його відкрив 1911 р. Г. Камерлінг-Оннес. Природа явища надпровідності розкривається у квантовій теорії.

У 1986 і 1987 рр. було відкрито високотемпературні надпровідники — металооксидні сполуки з температурою надпровідного переходу близько 100 K , що значно вище від температури кипіння рідкого азоту (77 K) — дешевого і доступного холодоагента, що випускається промисловістю у великих кількостях.

У 1987 р. вийшла у світ стаття вчених із м. Цюріха І. Беднорца і К. Мюллера під назвою «Можливість високотемпературної надпровідності в системі $\text{Ba} - \text{La} - \text{Cu} - \text{O}$ », в якій повідомлялось про виявлення різкого зменшення опору кераміки цього типу за температур $30\dots 35\text{ K}$. Досліджена кераміка була сумішшю кількох фаз. Було встановлено, що зменшення опору супроводжується діамагнітною аномалією і відповідає надпровідному переходу.

У січні 1987 р. були опубліковані повідомлення з Хьюстонського університету і лабораторії Белла, в яких уже називалася фаза, відповідальна за надпровідність. Ця фаза описується хімічними формулами $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ для барієвої кераміки і $\text{La}_{2-x}\text{SrCuO}_4$ для стронцієвої. Важливо, що для кераміки $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$ спостерігається дуже вузький надпровідний перехід за $T_c = 36\text{ K}$, що на 13 градусів вище від попереднього рекорду за T_c ($23,2\text{ K}$ для Nb_3G).

Після цього успіху всі провідні лабораторії світу, які вивчали надпровідність, розпочали пошук і дослідження нових металооксидних надпровідників. У березні 1987 р. зроблено нове відкриття в Алабамському і Хьюстонському університетах на кераміці $\text{Y} - \text{Ba} - \text{Cu} - \text{O}$, де була досягнута температура надпровідного переходу $T_c = 92\text{ K}$. Так було подолано азотний бар'єр за T_c на шляху широкого практичного використання надпровідників, і це ще більше привернуло увагу дослідників до нових високотемпературних надпровідників.

Отже, фізика високотемпературної надпровідності перебуває на початковій стадії. Нині в ній інтенсивно накопичуються експери-

ментальні дані, що характеризують властивості металооксидних сполук у нормальній і надпровідній фазах.

Проходження струму через провідник, якщо він не перебуває в стані надпровідності, супроводжується його нагріванням. Це пояснюється тим, що електричні заряди, рухаючись напрямлено, зазнають опору в середовищі провідника. Вивчаючи теплову дію струму, англійський фізик Дж. Джоуль (1818—1889) і російський фізик Е. Х. Ленц (1804—1865) незалежно один від одного дійшли такого висновку: *кількість теплоти Q , що виділяється на певній ділянці провідника, прямо пропорційна силі струму I , що проходить через провідник, напрузі на його кінцях U і часу t проходження струму:*

$$Q = IUt. \quad (8.54)$$

Цей висновок називається *законом Джоуля — Ленца*. Якщо силу струму взято в амперах, напругу у вольтах, а час у секундах, то кількість теплоти, що виділяється, виражається у джоулях.

Крім нагрівання провідників енергія електричного струму може зазнавати найрізноманітніших перетворень. Так, за наявності у зовнішньому колі електродвигуна частина електричної енергії джерела струму перетворюється в механічну енергію. Проходження електричного струму через провідник другого роду — електроліт — супроводжується перетворенням частини енергії джерела в хімічну. Якщо зовнішня частина електричного кола складається лише з металевих провідників, то за великих температур енергія електричного струму частково витратиться на випромінювання.

8.10. Електропровідність електролітів. Закони Фарадея

Електроліти — розчини солей, кислот, лугів у рідинах — є добрими провідниками електричного струму. Струм у електролітах супроводжується електролізом — виділенням на електродах, занурених у розчин, складових частин електроліту. На відміну від металів, яким властива електронна провідність, струм в електролітах зумовлений напрямленим рухом йонів. Йони виникають унаслідок взаємодії молекул розчиненої речовини з молекулами розчинника. Процес розщеплення молекул розчинної речовини на йони називають *електролітичною дисоціацією*. Позитивні йони, що рухаються до катода, називають *катіонами*, а негативні йони, що рухаються до анода, — *аніонами* (рис. 8.6).

Якщо в електроліт занурити два електроди і створити між ними різницю потенціалів, то виникне впорядкований рух йонів або сольватів (сольват складається з йона та сольватної оболонки, що містить кілька шарів молекул розчинника).

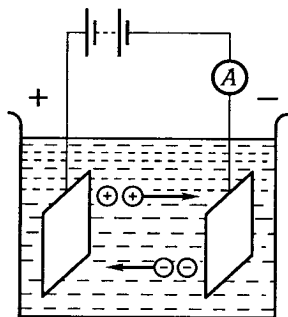


Рис. 8.6

Нехай в одиниці об'єму міститься n^+ позитивних і n^- негативних носіїв електричного заряду. Абсолютне значення зарядів носіїв дорівнює відповідно q^+ і q^- . Якщо під дією поля носії набувають швидкостей v^+ та v^- , то за одиницю часу через одиничну площину пройде n^+v^+ позитивних носіїв, які перенесуть заряд $q^+n^+v^+$. Аналогічно негативні носії перенесуть заряд $q^-n^-v^-$. Отже, *густина струму* визначатиметься за такою формулою:

$$j = q^+n^+v^+ + q^-n^-v^-. \quad (8.55)$$

Із закону збереження електричного заряду (умова електронейтральності розчину електроліту) впливає рівність сумарних позитивних та негативних зарядів:

$$q^+n^+ = q^-n^- = qn = \alpha qn_0, \quad (8.56)$$

де n — кількість дисоційованих молекул для одно-одновалентних солей; n_0 — концентрація молекул розчиненої речовини; α — коефіцієнт дисоціації, що дорівнює відношенню концентрації йонів одного знака до концентрації молекул розчиненої речовини. Тоді густина струму

$$j = qn(v^+ + v^-). \quad (8.57)$$

Швидкість упорядкованого руху йонів (сольватів) можна знайти з таких міркувань. На окремий йон діє сила з боку електричного поля $\vec{F}_q = q\vec{E}$ та сила тертя Стокса $\vec{F}_\eta = 6\pi r\bar{v}\eta$ (r — радіус йона; \bar{v} — швидкість руху йона; η — коефіцієнт в'язкості рідини).

Йон рухатиметься рівномірно, якщо сила \vec{F}_η дорівнює силі \vec{F}_q ($6\pi r\bar{v}\eta = q\vec{E}$). Звідси дістанемо вираз для швидкості йона

$$\bar{v} = \frac{q\vec{E}}{6\pi r\eta}, \quad (8.58)$$

а для його рухливості

$$u = \frac{v}{E} = \frac{q}{6\pi r\eta}. \quad (8.59)$$

Із формул (8.57) та (8.59) випливає, що для електролітів закон Ома має такий вигляд:

$$\vec{j} = qn(\bar{u}_+ + \bar{u}_-)\vec{E} = \sigma\vec{E}, \quad (8.60)$$

де σ — електропровідність електроліту, що дорівнює

$$\sigma = qn(u_+ + u_-). \quad (8.61)$$

Електропровідність електролітів значно менша, ніж електропровідність металів. З підвищенням температури електропровідність електролітів швидко зростає, що зумовлено збільшенням ступеня дисоціації розчину та зменшенням в'язкості електроліту.

Основні закони електролізу експериментально встановив М. Фарадей 1834 р.

Перший закон Фарадея: *маса речовини, яка виділяється на електроді, прямо пропорційна кількості електрики q , що пройшла через електроліт:*

$$m = kq = kIt, \quad (8.62)$$

де I — сила струму; t — час проходження струму. Коефіцієнт пропорційності k , який чисельно дорівнює масі речовини, що виділяється на електроді при проходженні через електроліт одиниці кількості електрики, називається *електрохімічним еквівалентом речовини*.

Другий закон Фарадея: *електрохімічні еквіваленти елементів прямо пропорційні їхнім хімічним еквівалентам. Хімічним еквівалентом елемента називають відношення його атомної маси A до валентності Z . Тому*

$$k = c \frac{A}{Z}. \quad (8.63)$$

Згідно з другим законом Фарадея коефіцієнт c є універсальною сталою для всіх елементів. Звичайно замість сталої c користуються оберненою до неї величиною $F = \frac{1}{c}$, яку називають *числом Фарадея*. Отже,

$$k = \frac{1}{F} \frac{A}{Z}. \quad (8.64)$$

Підставимо цей вираз у (8.62) і дістанемо формулу, що об'єднає обидва закони Фарадея:

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} It, \quad m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} q. \quad (8.65)$$

Звідси неважко з'ясувати фізичний зміст сталої Фарадея. Справді, якщо при електролізі виділяється $m/A = 1/Z$ молів речовини, то заряд q , що пройшов через електроліт, чисельно дорівнює F . Дослід показує, що $F = 96485,309$ Кл/моль.

Проходження струму через електроліти нерозривно пов'язане з переміщенням речовини. Звідси випливає, що в електролітах, на відміну від металевих провідників (провідників першого роду), носіями струму є не вільні електрони, а йони — заряджені частинки речовини. Йони — це атоми або групи атомів, які мають надлишок або недостачу електронів порівняно з нейтральними атомами й молекулами.

Із законів Фарадея випливає, що будь-який електричний заряд складається з цілого числа елементарних зарядів — «атомів електрики». На це вперше звернув увагу Г. Гельмгольц 1881 р. у промові, присвяченій пам'яті Фарадея, де він підкреслив, що, приймаючи існування атомів хімічних елементів, не можна уникнути подальшого висновку про атомність електрики. Справді, для виділення на електроді одного моля одновалентної речовини потрібно, щоб через електрод пройшла кількість електрики, яка дорівнює числу Фарадея F . Якщо речовина має валентність Z , то для виділення на електроді одного моля потрібна кількість електрики, що дорівнює ZF . Оскільки при цьому переноситься те саме число N_A частинок (йонів) речовини (число Авогадро), то на окрему частинку Z -валентної речовини припадає заряд

$$q = \frac{ZF}{N_A}, \quad (8.66)$$

а у випадку одновалентної речовини ($Z = 1$)

$$q = \frac{F}{N_A}. \quad (8.67)$$

Звідси можна зробити два висновки: 1) заряди Z -валентних йонів різні, але середнє значення їх дорівнює $\frac{ZF}{N_A}$ (подібно до того, як молекули газу мають різну кінетичну енергію поступального руху, а середнє значення її дорівнює $\frac{3}{2}kT$); 2) кожний йон має певний заряд $q = \frac{ZF}{N_A}$. Причому заряди йонів можуть відрізнятися лише на значення, кратні елементарному заряду, що дорівнює заряду одновалентного йона $e = \frac{F}{N_A}$. Другий висновок еквівалентний припущенню про атомну («зернисту») будову всіх електричних зарядів. Досліди підтвердили справедливність такого висновку.

8.11. Атомна структура електрики. Досліди Йоффе, Міллікена

Досліди А. Ф. Йоффе, виконані 1912 р., присвячені встановленню атомної структури електрики. Негативно заряджена металева пилінка вміщувалась між пластинами конденсатора, напруженість поля якого добиралась такою, щоб пилінка перебувала в рівновазі, тобто $qE = mg$. Після цього пилінку освітлювали ультрафіолетовим світлом. Унаслідок фотоефекту негативний заряд пилінки поступово зменшувався і для збереження рівноваги в конденсаторі доводи-

лось відповідно змінювати напруженість електричного поля:

$$mg = q_0 E_0 = \\ = q_1 E_1 = q_2 E_2 = \dots, \quad (8.68)$$

звідки

$$q : q_1 : q_2 : \dots = \\ = \frac{1}{E_0} : \frac{1}{E_1} : \frac{1}{E_2} : \dots$$

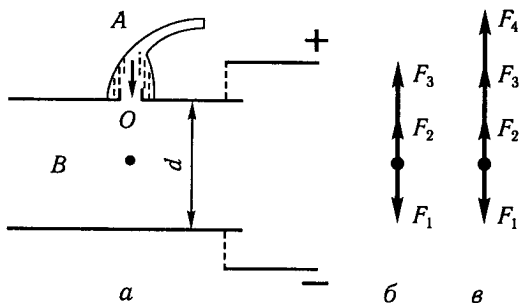


Рис. 8.7

Виявилося, що заряд пилінки може набирати лише дискретних значень.

У 1909—1914 рр. американський фізик Р. Міллікен провів дослід, на підставі яких не лише встановив атомність електрики, що доводилося дослідями Йоффе, а й визначив значення елементарного електричного заряду. Схему установки Р. Міллікена зображено на рис. 8.7, а.

Основною частиною приладу є плоский конденсатор, пластини якого під'єднуються до джерела напруги в кілька тисяч вольтів. Напругу між пластинами конденсатора можна змінювати і точно вимірювати. Р. Міллікен спостерігав рух дрібних електрично заряджених краплин. За допомогою спеціального пульверизатора А дрібні краплини масла вдувались у досліджувальну камеру, де вони падали на дно. Багато з цих краплин унаслідок тертя в пульверизаторі виявлялися зарядженими. Деякі з них, падаючи, попадали в отвір О і крізь нього — в електричне поле конденсатора. Тут рух краплин можна було спостерігати через невелике віконце за допомогою короткофокусної труби (окуляра).

Розглянемо спочатку випадок, коли електричного поля в конденсаторі немає. Тоді на краплину, що рухається з малою швидкістю у в'язкому середовищі, крім сили тяжіння F_1 і виштовхувальної сили F_2 , яка визначається за законом Архімеда, діятиме сила тертя F_3 . У разі сферичної краплини силу тертя можна визначити за законом Стокса:

$$F_3 = 6\pi r\eta v, \quad (8.69)$$

де r — радіус краплини; v — швидкість її руху; η — коефіцієнт в'язкості середовища. Напрямок сил F_1, F_2, F_3 зображено на рис. 8.7, б. Збільшення швидкості руху краплини v приводить до зростання сили F_3 , і в деякий момент часу рівнодійна сил, що діють на краплину, дорівнюватиме нулю, тобто $F_1 = F_2 + F_3$. Починаючи з цього моменту часу краплина рухатиметься рівномірно. Оскільки $F_1 = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g$

(ρ — густина масла) і $F_2 = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g$ (ρ_0 — густина середовища), то

$$\frac{4}{3}\pi r^3 (\rho - \rho_0) g = 6\pi r v \eta. \quad (8.70)$$

Вимірявши швидкість рівномірного падіння краплини і знаючи характеристики середовища ρ_0, η та речовини краплини ρ , неважко визначити радіус краплини:

$$r = \sqrt{\frac{9\eta v}{2g(\rho - \rho_0)}}. \quad (8.71)$$

Якщо тепер між пластинами конденсатора створити поле напруженістю $E = \frac{U}{d}$, напрямлене так, що воно сповільнює рух краплини, то на неї з боку поля діятиме додаткова сила F_4 (її напрям показано на рис. 8.7, в):

$$F_4 = qE = q \frac{U}{d}, \quad (8.72)$$

де q — заряд краплини; U — різниця потенціалів на пластинах конденсатора; d — відстань між ними. Тоді у разі рівноваги сил, що діють на краплину,

$$\frac{4}{3}\pi r^3 (\rho - \rho_0) g - q \frac{U}{d} = 6\pi r v \eta. \quad (8.73)$$

У рівнянні (8.73) всі величини або задано (η, ρ, ρ_0, U, d), або визначено під час експерименту (v, r), тому можна визначити електричний заряд краплини:

$$q = \frac{d}{U} \left[\frac{4}{3}\pi r^3 (\rho - \rho_0) g - 6\pi r v \eta \right]. \quad (8.74)$$

Так Р. Міллікен обчислив заряд краплин для численних випадків. Потім він знайшов довільні різниці між електричними зарядами, які несли на собі краплини масла:

$$\begin{aligned} q_1 - q_2 &= q_{12}, & q_1 - q_3 &= q_{13}, & \dots, \\ q_2 - q_3 &= q_{23}, & q_2 - q_4 &= q_{24}, & \dots, \\ q_3 - q_4 &= q_{34}, & q_3 - q_5 &= q_{35}, & \dots, \\ & \dots & & & \dots \end{aligned} \quad (8.75)$$

Цими розрахунками він установив, що серед усіх численних різниць між зарядами краплин не було меншої від заряду електрона, вони були кратні заряду електрона або дорівнювали йому. Таким чином було доведено атомну структуру електрики і наявність еле-

ментарного електричного заряду, що дорівнює заряду електрона: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Отже, заряд електрона є атомом електрики, а не середньостатистичною величиною. Цим також було спростовано гіпотезу про існування субелектронів — частинок, що мають заряд у десятки, сотні й навіть тисячі разів менший, ніж заряд електрона.

Тепер у зв'язку з вивченням структури елементарних частинок висловлено гіпотезу про існування так званих кварків і допускається існування електричних зарядів, менших від заряду електрона (див. підрозділ 18.8).

Контрольні запитання і завдання

1. Сформулюйте закон Кулона для точкових електричних зарядів.
2. Назвіть основні характеристики електростатичного поля.
3. Сформулюйте закон збереження електричного заряду.
4. Яке числове значення одиниці електричної сталої і яка її розмірність?
5. Що називають напруженістю електричного поля?
6. Яке практичне застосування має теорема Остроградського — Гаусса?
7. Сформулюйте визначення потенціалу точки електричного поля.
8. Що називають вольтом і яка його розмірність?
9. Чому дорівнює робота з переміщення електричного заряду вздовж екіпотенціальної поверхні?
10. Яким співвідношенням зв'язані між собою напруженість і потенціал електричного поля?
11. Дайте визначення фаради.
12. Чому дипольна поляризація діелектрика ліквідується при усуненні зовнішнього електричного поля, яке спричинило цю поляризацію?
13. Що характеризує відносна діелектрична проникність?
14. Від чого і як залежить густина енергії електричного поля?
15. Сформулюйте основні закони постійного електричного струму.
16. Запишіть і дайте визначення законів Фарадея для електролітів.
17. Як Р. Міллікен у своїх експериментах визначив мінімальний електричний заряд? Чому він дорівнює?

Розділ 9 МАГНЕТИЗМ. МАГНІТНЕ ПОЛЕ ЕЛЕКТРИЧНОГО СТРУМУ

9.1. Зовнішні аналогії між магнітними і електричними явищами

Магнітами називають тіла, здатні притягувати залізо, нікель і кобальт. Магнітні властивості притаманні, наприклад, такій залізній руді, як магнітний залізняк, що є природним магнітом. Більш яскраво вони виражені у штучно виготовлених магнітів. Особливо сильно магнітні властивості виявляються поблизу кінців магніту. Ці місця

називають *полюсами* (N — північний, S — південний). Одноіменні полюси магнітів відштовхуються, різнойменні — притягуються. У зв'язку з цим постійні магніти діють орієнтуюче на магнітну стрілку, яка розміщена поблизу них так, що може вільно обертатися навколо своєї осі. Така дія постійного магніту на магнітну стрілку передається через магнітне поле — вид матерії, що існує у просторі навколо магнітів. Магнітна стрілка є «пробним тілом», яке дає змогу встановити факт існування магнітного поля.

Хоч магнітні й електричні явища були відомі ще до нашої ери, вперше чітко розмежував їх наприкінці XVI ст. У. Гільберт, який поклав початок науковому вивченню магнітних явищ. Вивчаючи магнітні явища, маємо справу з двома полюсами різних типів. Закономірності взаємодії зарядів у електриці й полюси у магнетизмі аналогічні. Проте до наелектризованого тіла притягуються будь-які легкі тіла, тоді як до магнітного полюса тільки певні тіла, а саме: виготовлені із заліза, нікелю, кобальту або їхніх сплавів.

При електризації завжди утворюються два роди однакових за значенням зарядів — негативний і позитивний, які можна відокремити один від одного. Магніт також завжди має два полюси — північний і південний, проте розділити їх неможливо. Як би ми не ділили магніт, завжди дістанемо новий магніт, більш короткий, але з обома полюсами. Вже з часів Ампера, який дав пояснення електричної природи магнетизму, відомо, що магнетизму як особливої субстанції не виявлено, що ті «магнітні заряди», про які говорив У. Гільберт, і «магнітні маси», на існуванні яких наголошував Ш. Кулон, є абстракціями. Подібно до явища електростатичної індукції спостерігається намагнічення заліза при наближенні до магніту.

Для вивчення взаємодії між полюсами магнітів Ш. Кулон застосував метод крутильних терезів. Магніти у вигляді довгих дротин вчений брав для того, щоб можна було нехтувати взаємодією віддалених полюсів. Кожний полюс він характеризував «кількістю магнетизму», або «магнітною масою» m . На підставі дослідів Ш. Кулон дійшов висновку, що різнойменні магнітні полюси притягуються, а однойменні — відштовхуються: два магнітних полюси взаємодіють між собою у вакуумі з силою, пропорційною добутку їхніх магнітних мас і обернено пропорційною квадрату відстані r між ними:

$$F = k \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (9.1)$$

де k — коефіцієнт пропорційності, значення і розмірність якого залежать від вибору системи одиниць. Як засвідчує досвід, на взаємодію магнітних полюсів впливає навколишнє середовище. Цей вплив ураховують введенням спеціальної величини, яку, за пропозицією В. Томсона, називають *магнітною проникністю середовища* і позна-

чають через μ . В однорідному ізотропному середовищі взаємодію магнітних полюсів визначатимуть законом Кулона

$$F = k \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}. \quad (9.2)$$

В абсолютній електромагнітній системі одиниць СГСМ (в основу її покладено основні одиниці системи СГС для механічних величин) $k = 1$, а в СІ $k = \frac{1}{4\pi\mu_0}$. Тоді

$$F = \frac{m_1 m_2}{4\pi\mu_0 \mu r^2}, \quad (9.3)$$

де μ_0 — магнітна стала.

Аналогічно можна визначити напруженість та індукцію магнітного поля. Проте такий підхід до визначення їх становить лише історичний інтерес.

9.2. Природа магнетизму. Досліди Ейхенвальда

Вивчаючи магнетизм, У. Гільберт 1600 р. висловив думку про те, що, незважаючи на деяку зовнішню аналогію, яка є між електричними й магнітними явищами, природа їх різна. Проте вже в середині XVIII ст. наука мала у своєму розпорядженні окремі дані, що свідчили про тісний зв'язок між електричними й магнітними явищами. До них належить спостереження за намагнічуванням кусків заліза та перемагнічуванням стрілки компаса, якщо поблизу них відбувався грозвий розряд. Зрозуміло, що такі окремі дані лише наводили на думку про існування зв'язку між електричними й магнітними явищами, але не були доказом його. Потрібні були систематичні експериментальні дослідження, якими стали дослідження Х. Ерстеда, проведені ним 1820 р. Спостерігаючи за розміщеною поблизу прямолінійного провідника магнітною стрілкою, Х. Ерстед встановив, що при проходженні струму через провідник магнітна стрілка відхиляється від свого попереднього положення і намагається розміститися так, щоб її вісь була перпендикулярною до провідника. Зі зміною напрямку струму змінюється напрям відхилення стрілки. Подальші експериментальні дослідження впливу на магнітну стрілку електричних струмів, що проходять по провідниках довільної форми, дали змогу зробити остаточний висновок: при проходженні струму через провідник навколо нього виникає магнітне поле, яке впливає на орієнтацію магнітної стрілки.

Якщо замість металевого провідника електричний струм пропускати через електроліт або газорозрядну трубку, то магнітна стрілка

ка також відхилитиметься. В 1911 р. А. Ф. Йоффе експериментально довів тотожність магнітного поля електронного пучка і прямого струму.

Дуже просте експериментальне підтвердження справедливості положення про те, що магнітне поле утворюється будь-якими рухомими зарядами (струмом), зробив О. О. Ейхенвальд 1901 р. Схему одного з дослідів О. О. Ейхенвальда зображено на рис. 9.1. Два паралельних металевих диски D_1 і D_2 могли обертатися навколо осі OO' . Поблизу дисків на тонкій нитці підвісили невелику магнітну стрілку A , вісь якої паралельна площині дисків. Для спостереження за зміщенням стрілки до неї прикріпили невелике дзеркальце. Стрілка містилась усередині провідного кожуха, що захищав її від дії електричного поля і від потоків повітря при обертанні дисків. Обидва диски заряджали різномірно і швидко обертали. При цьому обертася або один із дисків, або обидва диски разом як в одному, так і в протилежних напрямках. Досліди показали, що при обертанні дисків магнітна стрілка відхиляється, що вказує на появу магнітного поля. Якщо між дисками D_1 і D_2 помістити диск D_3 із діелектрика з діелектричною проникністю ϵ , то заряд на металевих дисках збільшиться в ϵ разів і дорівнюватиме ϵq . Тому при обертанні дисків і нерухомому діелектрику магнітне поле збільшиться також в ϵ разів.

На поверхні діелектрика виникають поляризаційні заряди, які на кожній поверхні диска D_3 дорівнюють $(\epsilon - 1)q$. Якщо залишити диски D_1 і D_2 нерухомими, а обертати диск D_3 , то також виникне магнітне поле. Проте це поле буде значно меншим, ніж при обертанні диска D_1 або D_2 , оскільки на диску D_3 виникають заряди двох знаків і його дія аналогічна двом коловим струмам, напрямленим протилежно. Якщо обертати весь конденсатор з діелектриком як ціле, то на кожному металевому диску буде переміщатися заряд ϵq , а на прилеглий до нього поверхні діелектрика — заряд протилежного знака — $(\epsilon - 1)q$. Тому магнітна дія буде пропорційна $\epsilon q - (\epsilon - 1)q = q$, тобто буде такою, як і без діелектрика. Всі ці випадки О. О. Ейхенвальд перевіряв експериментально. Досліди показали, що *магнітне поле виникає при русі будь-яких електричних зарядів незалежно від природи їх, у тому числі й поляризаційних.*

Отже, магнітне поле виникає не тільки поблизу природних і штучних магнітів, а й біля провідників, по яких проходить електричний струм, причому магнітне поле постійних магнітів нічим не відрізняється від магнітного поля струму.

Основною характеристикою магнітного поля є *вектор магнітної індукції* \vec{B} , який у даній точці поля пропорційний силі, що діє на північний полюс нескінченно малої магнітної стрілки, вміщеної в цю точку магнітного поля. Сила, що діє з боку магнітного поля на південний полюс стрілки, напрямлена протилежно вектору \vec{B} . Не-

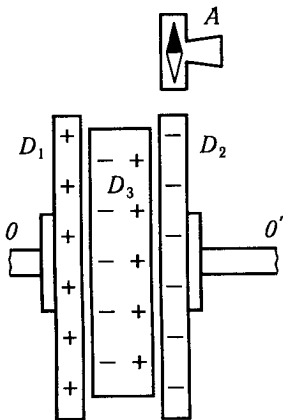


Рис. 9.1

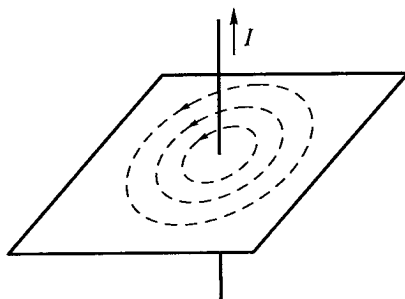


Рис. 9.2

скінченно мала магнітна стрілка не змінює істотно магнітного поля, в яке вона вноситься. Обидва полюси такої стрілки містяться в нескінченно близьких точках поля. Отже, сили, що діють на полюси, чисельно дорівнюють одна одній і напрямлені протилежно. Під дією такої пари сил магнітна стрілка повертається так, щоб вісь стрілки, яка з'єднує південний і північний полюси, збіглася з напрямом поля, тобто з напрямом вектора \vec{B} .

Як і електростатичні поля, магнітні поля можна зображати графічно за допомогою ліній вектора магнітної індукції. Лініями вектора магнітної індукції (магнітними силовими лініями) називають криві, дотичні до яких в кожній точці збігаються з напрямом вектора \vec{B} у цих точках. Конфігурацію магнітних силових ліній можна встановити в кожному конкретному випадку за допомогою магнітної стрілки, яка орієнтується вздовж цих ліній. Як відомо зі шкільного курсу фізики, наочне уявлення про лінії магнітної індукції можна дістати за допомогою дрібних залізних ошукрок, які намагнічуються в досліджуваному полі й поводять себе подібно до мініатюрних магнітних стрілок. На рис. 9.2 зображено плоский переріз магнітного поля прямого струму. Для визначення напрямку ліній індукції магнітного поля струму можна скористатися правилом свердлика: *якщо свердлик закручувати так, щоб напрям його поступального руху збігався з напрямом струму, то напрям обертального руху рукоятки покаже напрям ліній вектора магнітної індукції.*

Наочне уявлення про магнітне поле струму, що проходить по кільцевому провіднику, дає рис. 9.3. Із нього видно, що силові лінії магнітного поля охоплюють провідник так, що з одного боку вони виходять із контуру витка, а з другого входять у нього. Магнітне поле колового струму подібне до магнітного поля короткого магніту.

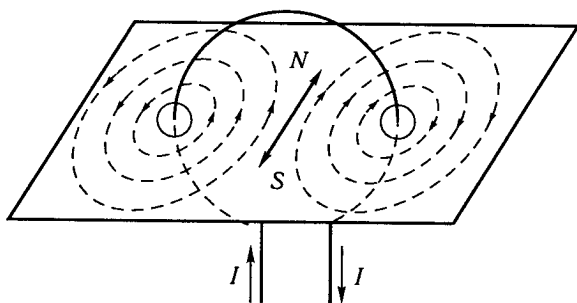


Рис. 9.3

Один бік витка діє на магнітну стрілку як північний полюс магніту, другий — як південний. Зі зміною напрямку струму змінюються полюси витка.

Якщо скласти схему з паралельних колових струмів одного напрямку, то магнітні поля їх дадуть сумарне магнітне поле, подібне до поля штабового магніту. Систему паралельних колових струмів одного напрямку називають *соленоїдом*. Північний полюс магніту збігається з тим кінцем соленоїда, з якого струм у витках напрямлений проти ходу стрілки годинника.

З рис. 9.2 і 9.3 видно, що лінії вектора магнітної індукції, на відміну від силових ліній електростатичного поля, завжди замкнені й охоплюють провідник зі струмом. На перший погляд здається, що у разі штабових магнітів лінії магнітної індукції розімкнені. Проте це не так. Проведені дослідження показали, що всередині штабових магнітів існує поле, яке нагадує поле всередині соленоїда. Лінії магнітної індукції цього поля є продовженням ліній індукції поля, що існує ззовні штабового магніту.

Повна аналогія між магнітними полями штабових магнітів і соленоїдів дала змогу видатному фізику А. Амперу 1821 р. висловити гіпотезу, що магнітні властивості постійних магнітів зумовлені мікрострумами, що існують у них. Природу й характер цих мікрострумів А. Ампер не міг пояснити, оскільки в той час вчення про будову речовини було в початковій стадії. Тільки після відкриття електрона і з'ясування будови атомів і молекул, тобто майже через 100 років, гіпотеза Ампера була підтверджена і стала основою сучасних уявлень про магнітні властивості речовини. Гіпотетичні мікроструми Ампера дістали просте й наочне тлумачення. Відомо, що в атомах усіх тіл є електрони, що рухаються по замкнених орбітах. Вони подібно до витка зі струмом утворюють магнітні поля. Якщо в якомусь тілі елементарні струми, зумовлені рухом електронів, розміщені так, що їхні магнітні поля взаємно підсилюють одне одного (як у соленоїда), то результуюче магнітне поле може бути значним і таке тіло

буде магнітом. У немагніченому тілі всі елементарні струми розміщені хаотично. Процес намагнічення тіл полягає в тому, що під дією зовнішнього магнітного поля елементарні струми більшою чи меншою мірою, залежно від величини зовнішнього поля, встановлюються паралельно один одному і утворюють результуюче магнітне поле.

Отже, джерелом магнітного поля є електричний струм, тобто рухомий електричний заряд. Існування магнітного поля є необхідною і достатньою умовою для виявлення зв'язаного з ним електричного струму. Магнітне поле — один із проявів електричного струму — не може існувати окремо й незалежно від нього. Воно, як і електричне, є одним із видів матерії.

9.3. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо — Савара — Лапласа

У 1820 р. французькі вчені Ж. Біо і Ф. Савар дослідили магнітні поля, створені в повітрі прямолінійним струмом, коловим струмом, соленоїдом тощо. На основі багатьох дослідів вони дійшли таких висновків:

а) в усіх випадках індукція B магнітного поля електричного струму пропорційна силі струму;

б) магнітна індукція залежить від форми й розмірів провідника зі струмом;

в) магнітна індукція B у довільній точці поля залежить від положення цієї точки щодо провідника зі струмом.

Ж. Біо і Ф. Савар намагалися знайти загальний закон, який би дав змогу визначити індукцію в кожній точці магнітного поля, утвореного електричним струмом, що проходить по провідниках довільної форми. Проте зробити це їм не вдалося. На їхнє прохання це завдання розв'язав видатний французький учений П. Лаплас. Урававши векторний характер індукції B , він висловив важливу гіпотезу про те, що індукція \vec{B} у кожній точці магнітного поля довільного провідника зі струмом є векторною сумою індукцій $\Delta\vec{B}$ елементарних магнітних полів, утворених кожною ділянкою Δl цього провідника (рис. 9.4). Інакше кажучи, П. Лаплас скористався принципом суперпозиції для магнітних полів. Він узагальнив результати експериментів Ж. Біо і Ф. Савара у вигляді диференціаль-

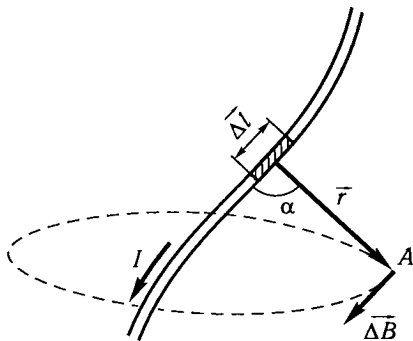


Рис. 9.4

ного закону, який пізніше дістав назву *закону Біо — Савара — Лапласа*:

$$\Delta B = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (9.4)$$

У векторній формі закон Біо — Савара — Лапласа має такий вигляд:

$$\Delta \vec{B} = k' \frac{I [\vec{\Delta l}, \vec{r}]}{r^3}, \quad (9.5)$$

де I — сила струму, що проходить по провіднику; $\vec{\Delta l}$ — вектор, що чисельно дорівнює довжині Δl елемента провідника і за напрямом збігається з напрямом електричного струму; \vec{r} — радіус-вектор, проведений від елемента провідника Δl у досліджувану точку поля; r — модуль радіуса-вектора \vec{r} ; α — кут між Δl і радіусом-вектором \vec{r} ; k' — коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору одиниць фізичних величин, які входять у формули (9.4) і (9.5), а також від магнітних властивостей навколишнього середовища. Напрямок вектора $\Delta \vec{B}$ визначається напрямом векторного добутку $[\vec{\Delta l}, \vec{r}]$, а тому вектор $\Delta \vec{B}$ перпендикулярний до площини, що містить вектори $\vec{\Delta l}$ і \vec{r} , і напрямлений так, що з кінця вектора $\Delta \vec{B}$ поворот від вектора $\vec{\Delta l}$ до суміщення з вектором \vec{r} за найкоротшим шляхом відбувається проти ходу стрілки годинника.

У СІ $k' = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi}$, де μ — відносна магнітна проникність середовища, а μ_0 — магнітна стала. Тоді

$$\Delta \vec{B} = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{I [\vec{\Delta l}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (9.6)$$

Таку форму запису закону Біо — Савара — Лапласа називають раціоналізованою. Далі користуватимемося саме нею.

Формули (9.4)—(9.6) визначають індукцію магнітного поля, що спричинюється в даній точці A елементом струму Δl . Повна індукція магнітного поля \vec{B} у точці A дорівнюватиме векторній сумі $\Delta \vec{B}$ полів усіх елементів, на які умовно розбито контур зі струмом:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{\Delta B}_i. \quad (9.7)$$

Крім магнітної індукції \vec{B} вводиться також інша векторна характеристика магнітного поля, яку називають *напруженістю*. Напруженість магнітного поля \vec{H} не залежить від магнітних властивостей середовища і характеризує магнітне поле, що його створює струм.

У випадку однорідного й ізотропного середовища

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}. \quad (9.8)$$

Закон Біо — Савара — Лапласа можна записати і для напруженості магнітного поля

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (9.9)$$

або у векторній формі

$$\vec{\Delta H} = \frac{1}{4\pi r^3} [\vec{\Delta l}, \vec{r}]. \quad (9.10)$$

Порівняння векторних характеристик електростатичного (\vec{E} і \vec{D}) та магнітного (\vec{B} і \vec{H}) полів показує, що аналогом вектора напруженості електростатичного поля \vec{E} є вектор магнітної індукції \vec{B} , оскільки \vec{E} і \vec{B} визначають силові дії полів і залежать від властивостей середовища, в якому створено відповідні поля. У свою чергу, аналогом вектора електричної індукції \vec{D} є вектор напруженості \vec{H} магнітного поля.

Розглянемо застосування закону Біо — Савара — Лапласа до розрахунків конкретних полів.

Визначимо індукцію магнітного поля струму, що проходить по нескінченно довгому прямолінійному провіднику, в точці A , яка розміщена на відстані R від провідника (рис. 9.5). За законом Біо — Савара — Лапласа елемент Δl_i провідника зі струмом I створює в точці A магнітне поле з індукцією

$$\Delta B_i = \frac{\mu_0 I \Delta l_i \sin \alpha_i}{4\pi r_i^2}. \quad (9.11)$$

Оскільки вектори $\vec{\Delta l}_i$ і \vec{r}_i для всіх ділянок прямолінійного провідника містяться у площині рисунка, всі вектори $\vec{\Delta B}_i$, що характеризують магнітні поля, від окремих елементів провідника в точці A напрямлені перпендикулярно до площини рисунка (до читача). Це спрощує визначення індукції \vec{B} результуючого магнітного поля. Вектор \vec{B} напрямлений також перпендикулярно до площини рисунка, а його модуль дорівнює алгебраїчній сумі модулів векторів $\vec{\Delta B}$:

$$B = \sum_{i=1}^n \Delta B_i = \sum_{i=1}^n \frac{\mu_0 I \Delta l_i \sin \alpha_i}{4\pi r_i^2}. \quad (9.12)$$

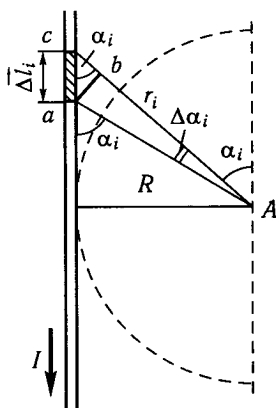


Рис. 9.5

Із трикутників abc і Aba (див. рис. 9.5), які мають спільну сторону ab , випливає, що $\Delta l_i \sin \alpha_i = r_i \Delta \alpha_i$. Звідси

$$\Delta l_i = \frac{r_i \Delta \alpha_i}{\sin \alpha_i}. \quad (9.13)$$

Розділивши ліву і праву частини рівності (9.13) на r_i^2 і замінивши $r_i \sin \alpha_i = R$, дістанемо

$$\frac{\Delta l_i}{r_i^2} = \frac{\Delta \alpha_i}{R}. \quad (9.14)$$

Підставивши вираз (9.14) у (9.12), перейдемо до інтегрування, беручи $\Delta \alpha_i$ та Δl_i нескінченно малими. У випадку нескінченно довгого прямолінійного провідника кут ϕ змінюватиметься від 0 до π . Ці значення візьмемо за межі інтегрування. Тоді можна записати

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I}{R}. \quad (9.15)$$

Отже, індукція B у кожній точці магнітного поля нескінченно довгого прямолінійного провідника зі струмом I прямо пропорційна силі струму і обернено пропорційна найкоротшій відстані цієї точки від провідника зі струмом.

Напруженість магнітного поля нескінченно довгого прямолінійного провідника зі струмом визначають за формулою

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{2I}{R}. \quad (9.16)$$

Обчислимо індукцію магнітного поля в центрі колового струму. Нехай струм проходить по кільцевому провіднику радіуса R . Тоді, за законом Біо — Савара — Лапласа, індукція магнітного поля dB від елемента dl у центрі кільця буде

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}. \quad (9.17)$$

Оскільки в цьому разі $r = R$ і $\alpha = \frac{\pi}{2}$, то

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}. \quad (9.18)$$

Напруженість магнітного поля в центрі колового струму визначають зі співвідношення

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{I}{2R}. \quad (9.19)$$

Аналогічно можна показати, що індукція та напруженість магнітного поля нескінченно довгого соленоїда на його осі

$$B = \mu_0 \mu n I, \quad H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = n I, \quad (9.20)$$

де n — число витків, що припадає на одиницю довжини соленоїда.

9.4. Дія магнітного поля на струм. Взаємодія струмів. Закон Ампера

У попередніх підрозділах йшлося про те, що провідники зі струмом утворюють навколо себе магнітне поле і діють на постійні магніти (магнітні стрілки), розташовані поблизу них, а магнітне поле діє на провідник зі струмом.

Закони дії магнітного поля на струм установив А. Ампер у 1820—1821 рр. Тоді ж було з'ясовано, що закономірності, знайдені А. Ампером теоретично і ним же підтвержені експериментально, можна розглядати як наслідок закону Біо — Савара — Лапласа, доповненого принципом рівності дії і протидії.

Якщо прямолінійний жорсткий провідник із довжиною l , по якому проходить струм силою I , помістити в однорідне магнітне поле з індукцією B , то на нього діятиме з боку поля сила F , яку можна виміряти. Як показали дослідження А. Ампера, в цьому разі

$$F = k I B l \sin \alpha, \quad (9.21)$$

де α — кут між напрямками струму й індукції магнітного поля; k — коефіцієнт пропорційності, який визначають доборою одиниць фізичних величин, що входять у формулу (9.21). В одиницях СІ $k = 1$, а тому далі коефіцієнт опускаємо.

Співвідношення (9.21) називають *законом Ампера*. Аналіз формули (9.21) показує, що на прямолінійний жорсткий провідник зі струмом, вміщений в однорідне магнітне поле, діє з боку поля найбільша сила тоді, коли $\alpha = 90^\circ$, тобто коли магнітні силові лінії перетинають провідник під прямим кутом. Тоді

$$F = I B l. \quad (9.22)$$

На прямий струм, орієнтований уздовж поля, сила не діятиме ($F = 0$, оскільки $\alpha = 0$). Напрямок сили F можна знайти за правилом лівої руки: для цього ліву руку розміщують так, щоб лінії індукції магніт-

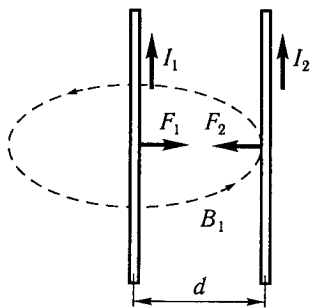


Рис. 9.6

ного поля входили в долоню, а витягнуті пальці збігалися з напрямом струму, тоді відігнутий великий палець вкаже напрям сили, що діє на провідник з боку поля. За допомогою формули (9.22) можна з'ясувати фізичний зміст магнітної індукції. З неї випливає, що магнітна індукція B чисельно дорівнює силі, що діє з боку поля на одиницю довжини провідника, по якому проходить струм одиничної сили, перпендикулярний до напрямку магнітного поля.

Розглянемо взаємодію двох прямих нескінченно довгих провідників зі струмом, розміщених паралельно один одному на відстані d (рис. 9.6). Дослід показує, що такі провідники притягуються один до одного, якщо струми в них мають однаковий напрям (паралельні), і відштовхуються, коли струми напрямлені протилежно (антипаралельні). Взаємодію паралельних струмів неважко пояснити, якщо врахувати, що кожний із провідників створює магнітне поле, яке, за законом Ампера, діє на інший провідник зі струмом. Визначимо спочатку силу F_1 , з якою діє магнітне поле з індукцією B_2 , що створюється струмом I_2 , на провідник зі струмом I_1 :

$$F_1 = I_1 B_2 l \sin \alpha, \quad (9.23)$$

де l — довжина елемента першого провідника, на який діє сила F_1 . Ураховуючи, що в цьому разі $\sin \alpha = 1$ і $B_2 = \frac{\mu_0 \mu 2 I_2}{4 \pi d}$ [див. формулу (9.15)], маємо

$$F_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4 \pi} \frac{2 I_1 I_2}{d} l, \quad (9.24)$$

де d — відстань між провідниками.

Аналогічно можна дістати формулу для сили F_2 , з якою магнітне поле, що створюється струмом I_1 , діє на провідник зі струмом I_2 :

$$F_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4 \pi} \frac{2 I_1 I_2}{d} l. \quad (9.25)$$

Отже, сили F_1 і F_2 однакові за значенням і напрямлені протилежно, що видно з рис. 9.6.

Таким чином, сила взаємодії двох прямолінійних нескінченно довгих паралельних провідників у розрахунку на відрізок l провідника прямо пропорційна добутку сил струмів і обернено пропорційна відстані між ними. Це твердження називається законом взаємодії струмів.

Користуючись законом взаємодії струмів, можна встановити одиницю сили струму, за яку в СІ беруть *ампер* (А) — силу такого постійного струму, при проходженні якого по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної довжини і дуже малої площі колового поперечного перерізу, що містяться у вакуумі на відстані 1 м один від одного, виникає сила електромагнітної взаємодії між провідниками, яка дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ Н на кожний метр довжини.

Виходячи з цього визначення ампера та формули (9.25), неважко довести, що

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{м}}.$$

Магнітна індукція виражається в *теслах* (Тл). *Тесла* — магнітна індукція такого однорідного магнітного поля, що діє з силою 1 Н на кожний метр довжини прямолінійного провідника, який розміщений перпендикулярно до напрямку поля, якщо по цьому провіднику проходить струм силою 1 А:

$$1 \text{ Тл} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}.$$

За одиницю напруженості магнітного поля, яку називають *ампер на метр* (А/м), беруть напруженість такого поля, магнітна індукція якого у вакуумі дорівнює $4\pi \cdot 10^{-7}$ Тл.

Крім СІ, якій надається перевага в практиці електромагнітних вимірювань, користуються також абсолютною електромагнітною системою одиниць (СГСМ) і системою Гауса. Не зупиняючись на принципах побудови цих систем, наведемо лише співвідношення між одиницями магнітних величин у системах СГСМ і СІ.

Гаус (Гс) — одиниця магнітної індукції в системі СГСМ — пов'язаний із теслою — одиницею магнітної індукції в СІ — так: $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}$.

Напруженість магнітного поля в системі СГСМ виражається в *ерстедах* (Е). Зв'язок між ерстедами та одиницею напруженості в СІ такий: $1 \text{ Е} = \frac{10^3}{4\pi} \frac{\text{А}}{\text{м}}$.

9.5. Магнітне поле Землі

Застосування компаса, магнітна стрілка якого завжди встановлюється цілком певно в кожному місці Землі, свідчить про те, що Земля є магнітом і що у навколосемному просторі існує магнітне поле. Магнітні полюси Землі не збігаються з географічними полюсами. Південний магнітний полюс Землі розміщується у північній півкулі. Його координати: $70^\circ 50'$ північної широти і 96° західної

довготи. Північний магнітний полюс лежить у південній півкулі на $70^{\circ} 10'$ південної широти і $150^{\circ} 5'$ східної довготи. Магнітні полюси дрейфують з часом. Наприклад, 1600 р. магнітний полюс у північній півкулі був на 78° північної широти і 59° західної довготи, знаходився на відстані близько 1300 км від географічного полюса. Тепер ця відстань становить близько 2100 км (він лежить за кілька сот кілометрів від берегів Північної Америки). Внаслідок незбігання магнітних і географічних полюсів між площинами магнітного (у цій площині встановлюється стрілка компаса) і географічного меридіанів для кожного місця на Землі існує певний кут, який називають *кутом схилення*. Компасна стрілка встановлюється не горизонтально до поверхні Землі, а під деяким кутом, який називають *кутом нахилу*. Це означає, що лінії магнітного поля не паралельні поверхні Землі, а дещо нахилені. Кут нахилу неоднаковий для різних точок Землі. Силкові лінії магнітного поля Землі на екваторі напрямлені горизонтально до її поверхні, біля магнітних полюсів Землі — вертикально, а в усіх інших місцях — під деяким кутом. Магнітне поле у кожній точці Землі характеризується горизонтальною складовою напруженості магнітного поля (проекцією напруженості магнітного поля на горизонтальну площину), *кутами схилення і нахилу*.

Напруженість магнітного поля Землі незначна. Вона змінюється від 0,34 Е на екваторі до 0,66 Е біля полюсів. Винятком є окремі райони магнітної аномалії, де напруженість магнітного поля Землі більша у зв'язку із покладами магнетитових та інших залізних руд. Наприклад, у зоні найсильнішої у світі Курської аномалії над потужними пластами залізних руд вертикальна складова напруженості поля в деяких місцях досягає 2 Е, а горизонтальна — 1,1 Е (замість звичайних 0,2 Е для цієї широти).

Магнітне поле Землі зазнає дуже повільних змін. Це так звані вікові зміни. Крім того, вивчено річні й добові зміни. Іноді ці зміни виникають швидко і різко. Такі явища називають *магнітними бурями*. У роки великої сонячної активності кількість магнітних бурь досягає максимуму. Періоди найбільшого підвищення сонячної активності повторюються через 11,5 років.

9.6. Рух зарядженої частинки в магнітному та електричному полях. Сила Лоренца

Провідник, по якому проходить струм, відрізняється від провідника без струму тим, що в ньому відбувається впорядкований рух носіїв зарядів. Це наводить на думку про те, що сила, яка діє на провідник зі струмом, уміщений у магнітне поле, зумовлена дією сил на окремі рухомі заряди. А вже від цих зарядів дія передається провіднику, по якому вони переміщуються. Такий підхід дає змогу визначити силу, яка діє на окремий заряд, що рухається в магнітному полі. Її називають *силою Лоренца*.

Нехай електрон, що має швидкість \vec{v} , влітає в однорідне магнітне поле з індукцією \vec{B} , як показано на рис. 9.7. Лінії індукції магнітного поля позначені хрестиком і напрямлені від читача перпендикулярно до площини рисунка. Рухома заряджена частинка є електричним мікрострумом. Тоді для визначення сили, з якою магнітне поле діє на рухомий заряд e (e — заряд електрона), можна скористатися законом Ампера. За законом Ампера на елемент l прямолінійного струму однорідне магнітне поле з індукцією \vec{B} діє з силою, що дорівнює $IlB \sin \alpha$ [формула (9.21)] (α — кут між напрямками поля і струму). Нехай рухомий заряд e за час t переміститься на відстань l . Це подібно до елемента струму, сила якого $I = \frac{e}{t}$. Підставивши цей вираз для I у формулу (9.21), дістанемо $\frac{e}{t}lB \sin \alpha$. Урахувавши, що у цьому разі $\sin \alpha = 1$ і $l/t = v$, остаточно дістанемо вираз для сили Лоренца:

$$F_{\text{Л}} = evB. \quad (9.26)$$

Для визначення напрямку сили Лоренца можна застосувати *правило лівої руки*. Проте в цьому разі пальці потрібно розмістити не в напрямі руху електрона, а проти руху його, оскільки електрон заряджений негативно, а за напрям струму взято напрям руху позитивних зарядів. Скориставшись поняттям про векторний добуток, формулу (9.26) можна подати у такому вигляді:

$$\vec{F}_{\text{Л}} = e[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (9.27)$$

Тоді співвідношення (9.27) одночасно зі значенням визначатиме і напрям сили, що діє в магнітному полі на рухомий електрон. Напрямок сили, що діє в магнітному полі на позитивно заряджену частинку, збігається з напрямом векторного добутку $[\vec{v}, \vec{B}]$, тобто

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q^+[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (9.28)$$

Формули (9.27) і (9.28) можна об'єднати:

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q[\vec{v}, \vec{B}], \quad (9.29)$$

але під q треба розуміти алгебраїчне значення заряду, що рухається ($q > 0$ для позитивних зарядів і $q < 0$ для негативних). На рис. 9.7 показано взаємне розташування векторів $\vec{F}_{\text{Л}}$, \vec{v} , \vec{B} для позитивного і негативного зарядів.

Оскільки сила Лоренца $\vec{F}_{\text{Л}}$ завжди напрямлена перпендикулярно до швидкості руху зарядженої частинки, то вона не виконує роботи, а лише змінює напрям руху зарядженої частинки в магнітному полі. Абсолютне значення швидкості зарядженої частинки і кінетична енер-

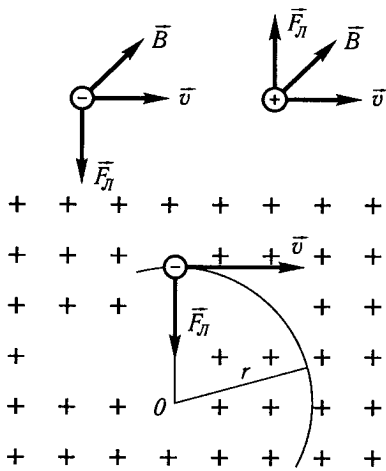


Рис. 9.7

гія при цьому не змінюються. Сила Лоренца є доцентровою силою і надає зарядженій частинці доцентрового прискорення, що дорівнює $\frac{v^2}{r}$, де v — швидкість руху електрона; r — радіус кривизни траєкторії електрона в магнітному полі. Тоді, враховуючи перпендикулярність векторів \vec{v} і \vec{B} , запишемо

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (9.30)$$

де q — заряд частинки; m — її маса.

Із формули (9.30) видно, що траєкторія зарядженої частинки, яка влітає в однорідне магнітне поле ($\vec{B} = \text{const}$) під кутом $\frac{\pi}{2}$ до лінії магнітної індукції, має однакову кривизну, отже, є колом, радіус якого, виходячи з

рівності (9.30), дорівнює

$$r = \frac{mv}{eB}. \quad (9.31)$$

Якщо у просторі, де рухається заряджена частинка, створити магнітне поле, напрямлене під кутом α до її швидкості, то подальший рух частинки можна розглядати як геометричну суму двох рухів, що відбуваються одночасно, а саме: обертання по колу зі швидкістю $v \sin \alpha$ у площині, перпендикулярній до силових ліній, та переміщення вздовж поля зі швидкістю $v \cos \alpha$. Отже, траєкторія частинки в цьому разі набуває форми гвинтової лінії, вісь якої паралельна напрямку вектора \vec{B} (рис. 9.8).

Вплив електричного поля на рух електрона або іншої зарядженої частинки істотно відрізняється від впливу магнітного поля. Електричне поле змінює кінетичну енергію електрона, тоді як магнітне поле змінює тільки напрям руху, а не його швидкість. Рух зарядженої частинки, наприклад електрона, в електричному полі в загальному випадку подібний до руху тіла в гравітаційному полі: якщо початкова швидкість електрона протилежна напрямку силових ліній однорідного електричного поля, то сила, що діє на нього, збігається з напрямком швидкості — електрон рухається рівноприскорено. При зворотному напрямку швидкості він рухатиметься рівносповільнено. Якщо початкова швидкість електрона перпендикулярна до напрямку силових ліній однорідного електричного поля, то електрон рухатиметься по параболі.

Сила, що діє з боку однорідного електричного поля на електрон, який влітає в нього перпендикулярно до ліній напруженості, лише в початковий момент є доцентровою. Отже, радіус кривизни r такого електрона для початкової точки параболи можна обчислити зі співвідношення

$$eE = \frac{mv^2}{r}, \quad (9.32)$$

де E — напруженість електричного поля; m — маса електрона. Таким чином, для електронів, що відхиляються поперечним електричним полем, радіус кривизни траєкторії пропорційний квадрату швидкості:

$$r = \frac{mv^2}{eE}. \quad (9.33)$$

У загальному випадку на рухомий електричний заряд q може одночасно діяти магнітне поле з індукцією \vec{B} і електричне поле, що характеризується напруженістю \vec{E} . Тоді результуюча сила \vec{F} , що діє на заряд, дорівнює векторній сумі сили $\vec{F}_e = q\vec{E}$, яка діє на заряд з боку електричного поля, і сили Лоренца $\vec{F}_Л = q[\vec{v}, \vec{B}]$:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (9.34)$$

Цей вираз називають *формулою Лоренца*. Згідно з (9.31) при відхиленні електрона магнітним полем радіус кривизни його траєкторії пропорційний першому степеню швидкості. Цю особливість використовують для вимірювання швидкості руху електронів методом взаємної компенсації дії електричного й магнітного полів на рух електрона.

Якщо розмістити плоскі полюси електромагніта так, щоб магнітні силові лінії були перпендикулярні до силових ліній електричного

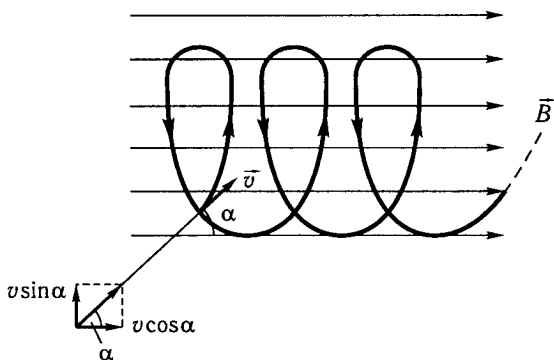


Рис. 9.8

поля і потік електронів проходив одночасно між полюсами електромагніта і пластинами плоского конденсатора, то, регулюючи силу струму в обмотці електромагніта (змінюючи індукцію магнітного поля), відхилення електронів від прямолінійного шляху, спричинене електричним полем, можна повністю компенсувати однаковим за значенням, але протилежним за напрямом відхиленням, спричиненим магнітним полем. Із формул для радіусів кривизни траєкторії електронів у поперечному електричному (9.33) і магнітному (9.31) полях видно, що відхилення можна взаємно компенсувати, якщо виконується співвідношення $\frac{mv^2}{eE} = \frac{mv}{eB}$, або

$$v = \frac{E}{B}. \quad (9.35)$$

Ця формула дає змогу визначити швидкість заряджених частинок (електронів) вимірюванням напруженості електричного й індукції магнітного полів, підібраних так, щоб їхні відхильні дії взаємно компенсувались. Якщо після цього усунути електричне поле і виміряти відхилення електронів у магнітному полі, то за r , E і B можна визначити питомий заряд електрона — відношення заряду електрона до його маси. Формулу для обчислення цього відношення можна дістати із (9.31) і (9.35):

$$\frac{e}{m} = \frac{E}{rB^2}. \quad (9.36)$$

Питомий заряд електрона був уперше визначений Дж. Томсоном. На основі вимірювань відхилення катодних променів у електричному і магнітному полях було встановлено, що

$$\frac{e}{m} = -1,758 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}.$$

Ураховуючи, що елементарний заряд $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл, і знаючи e/m , дістанемо, що маса електрона $m = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг.

Розглянутий метод визначення e/m можна застосовувати тоді, коли всі частинки в потоці мають однакову швидкість. Усі електрони, що утворюють пучок, прискорюються однією і тією самою різницею потенціалів, яку прикладено між катодом, з якого вони вилітають, і анодом; тому розкид значень швидкостей електронів у потоці дуже малий.

Позитивні йони утворюються за рахунок йонізації молекул газу. Виникаючи в різних місцях, йони долають неоднакову різницю потенціалів, унаслідок чого швидкості різних йонів відрізняються одна від одної. Тому метод, за допомогою якого було визначено питомий заряд електронів, не можна застосовувати до йонів.

У 1907 р. Дж. Томсон розробив «метод парабол», за допомогою якого можна визначити питомий заряд йонів.

Виконавши дослід з хімічно чистим неоном, Дж. Томсон з'ясував, що цей газ утворював дві параболи, які відповідають атомним масам 20 та 22. Спроби пояснити цей результат привели до припущення про існування двох хімічно неподільних різновидів атомів неону (за сучасною термінологією — два ізотопи неону). Довів це припущення Ф. Астон, який удосконалив метод визначення питомого заряду йонів. Прилад, за допомогою якого можна визначити e/m різних йонів, Ф. Астон назвав мас-спектрографом.

9.7. Магнітні властивості речовини. Діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики

Дослід і теорія засвідчують, що всі речовини, вміщені в магнітне поле, набувають магнітних властивостей, тобто намагнічуються. Макроскопічні тіла, здатні намагнічуватися під впливом зовнішнього магнітного поля, називають *магнетиками*. До магнетиків належать усі без винятку тіла, але намагнічуються вони по-різному. У багатьох магнетиків магнітні властивості виявляються дуже слабо. Вони виявляються не лише у разі макроскопічних тіл, а й характерні для окремих молекул, атомів, атомних ядер, електронів. Магнітні властивості речовини визначаються структурою їхніх атомів і характером взаємодії між ними.

Подібно до того, як діелектрик, вміщений у зовнішнє електричне поле, поляризується і в ньому виникає внутрішнє електричне поле, в будь-якій речовині, вміщеній у зовнішнє магнітне поле, створюється внутрішнє магнітне поле. Вектор магнітної індукції \vec{B} у магнетик у дорівнює сумі векторів магнітної індукції зовнішнього поля \vec{B}_0 та магнітної індукції власного поля магнетика \vec{B}' :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (9.37)$$

причому \vec{B}' визначається тільки магнітними властивостями середовища. Магнітна індукція \vec{B} , що характеризує внутрішнє магнітне поле в речовині, пов'язана з напруженістю поля \vec{H} співвідношенням $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, де μ — *відносна магнітна проникність середовища*. У свою чергу, $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$. Тоді

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0. \quad (9.38)$$

Звідси стає зрозумілим фізичний зміст величини μ : *відносна магнітна проникність середовища показує, у скільки разів змінюється індукція магнітного поля, якщо простір, у якому воно існує, заповнити певним магнетиком. Залежно від значення магнітної проникності μ усі речовини поділяють на три групи: діамагнетики, пара-*

магнетики і феромагнетики. Для діамагнетиків магнітна проникність $\mu < 1$, для парамагнетиків $\mu > 1$ і для феромагнетиків $\mu \gg 1$. У випадку діамагнетиків і парамагнетиків μ дуже мало відрізняється від одиниці.

Фізичні принципи існування середовищ із різними магнітними властивостями криються насамперед у магнетизмі складових частинок речовини — атомів і молекул. В атомах і молекулах будь-якої речовини існують колові струми, зумовлені рухом електронів по орбітах навколо ядер, — орбітальні струми. Кожному такому орбітальному струму відповідає певний магнітний момент — орбітальний магнітний момент, який визначається добутком сили колового струму на площу, яку він охоплює. Вектор орбітального магнітного моменту напрямлений уздовж осі колового струму (збігається з напрямом індукції магнітного поля в центрі колового струму). До того ж для електронів характерний власний, або спіновий, магнітний момент. Власний магнітний момент мають ядра атомів. Геометрична сума орбітальних та спінових магнітних моментів електронів і власного магнітного моменту ядра утворює магнітний момент \vec{p}_m атома (молекули) речовини. При накладанні зовнішнього магнітного поля відбувається впорядкування напрямів векторів магнітних моментів атомів і молекул магнетика, внаслідок чого макроскопічний об'єм V магнетика набуває певного сумарного магнітного моменту — речовина намагнічується.

Для характеристики намагнічування речовин уведено фізичну величину, яку називають *інтенсивністю намагнічення*. Вектором інтенсивності намагнічення \vec{I} називають границю відношення магнітного моменту будь-якого об'єму речовин до цього об'єму:

$$\vec{I} = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi} \right), \quad (9.39)$$

де n — кількість частинок, що містяться в об'ємі V речовини; \vec{p}_{mi} — магнітний момент окремої частинки (атома або молекули). Експериментально встановлено, що інтенсивність намагнічення пропорційна напруженості зовнішнього магнітного поля, тобто

$$I = \chi H. \quad (9.40)$$

Величину χ , яка чисельно дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму речовини, внесеної в магнітне поле з одиничною напруженістю, називають *магнітною сприйнятливістю речовини*. На відміну від магнітної проникності, що характеризує вплив середовища на магнітне поле, магнітна сприйнятливість характеризує вплив поля на речовину. Відповідні теоретичні розрахунки показують, що μ і χ пов'язані між собою співвідношенням

$$\mu = 1 + \chi. \quad (9.41)$$

Магнітна сприйнятливість — безрозмірна величина. Для діаманетиків $\chi < 0$, а для парамагнетиків $\chi > 0$. У випадку феромагнетиків магнітна сприйнятливість також додатна величина, але на відміну від парамагнетиків має великі числові значення. До того ж для них характерна залежність магнітної сприйнятливості від напруженості зовнішнього магнітного поля. Такої залежності немає у парамагнетиків і діаманетиків.

До діаманетиків належать речовини, магнітні моменти атомів і молекул яких при відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнюють нулю. Діаманетиками є інертні гази, більшість органічних сполук, багато металів (вісмут, цинк, золото, мідь, срібло, ртуть та ін.), смоли, вода, скло тощо. В цих речовинах орбітальні магнітні моменти всіх електронів атома чи молекули взаємно компенсують один одного.

При внесенні діаманетичної речовини у магнітне поле в кожному її атомі виникає магнітний момент \vec{p}_{mi} , напрямлений протилежно вектору напруженості $-\vec{H}$ магнітного поля.

Значення магнітної сприйнятливості діаманетиків дуже мале (порядку 10^{-6}). Тому діаманетичний ефект незначний. Істотно, що цей ефект виникає в усіх без винятку речовинах, внесених у магнітне поле. Проте в пара- й феромагнетиках діаманетичний ефект непомітний.

Якщо векторна сума орбітальних магнітних моментів у всіх електронів атома (або молекули) не дорівнює нулю, то атом в цілому має певний магнітний момент \vec{p}_m . Такі атоми (молекули) називають парамагнітними, а речовини, що з них складаються, — парамагнетиками. До парамагнетиків належать: кисень, оксид азоту, алюміній, платина, рідкісноземельні елементи, лужні й лужноземельні метали тощо. Процес намагнічування парамагнетика полягає в упорядкуванні розміщення магнітних моментів його атомів (або молекул) щодо напрямку магнітного поля, в подоланні при цьому впливу теплового руху, що зумовлює, якщо немає поля, хаотичний розподіл цих моментів. Магнітний момент окремого атома p_{mi} має значення порядку 10^{-23} Дж/Тл (10^{-20} ерг/Гс), але сукупна дія магнітних моментів усіх атомів, які містяться в одиниці об'єму речовини, приводить до ефекту намагнічування, що значно перевищує діаманетичний ефект. У парамагнітному тілі виникає власне магнітне поле, напрямлене в той самий бік, що й зовнішнє магнітне поле.

Магнітна сприйнятливість парамагнетиків $\chi > 0$, і її значення за звичайних температур перебуває в межах $10^{-3} \dots 10^{-5}$. Здатність парамагнетиків намагнічуватись різна за різних температур, тобто їхня магнітна сприйнятливість залежить від температури: вона зменшується з підвищенням температури. Магнітна сприйнятливість діаманетиків практично не залежить від температури. Для багатьох

парамагнітних речовин залежність χ від температури описується законом Кюрі:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (9.42)$$

де C — стала Кюрі, що залежить від роду речовини; T — абсолютна температура. Магнітна сприйнятливість таких речовин монотонно змінюється з температурою. Подібні речовини, прикладом яких є багато солей елементів рідкісноземельної групи і групи заліза, називають *нормальними парамагнетиками*. За дуже низьких температур спостерігаються відхилення від закону Кюрі. Другу групу парамагнетиків становлять речовини з *аномальним парамагнітним ефектом*, який полягає в тому, що для них χ практично не залежить від температури. Прикладом таких парамагнетиків є лужні і лужно-галоїдні метали — ванадій, манган тощо.

Феромагнітними речовинами — феромагнетиками — називають такі речовини, в яких внутрішнє (власне) магнітне поле може в сотні й тисячі разів перевищувати зовнішнє магнітне поле, що його спричинило. До феромагнетиків належать залізо, нікель, кобальт і ряд сплавів, причому феромагнетизм виявлено лише у кристалічно-металічному стані перелічених речовин.

Експериментальне вивчення феромагнетиків 1871 р. було розпочато О. Г. Столетовим. Він досліджував залежність інтенсивності намагнічування заліза від напруженості намагнічувального магнітного поля. Цю залежність показано на рис. 9.9. З нього видно, що, починаючи з деякого значення $H = H_n$, числове значення вектора інтенсивності намагнічування практично залишається сталим і дорівнює I_n . Це явище О. Г. Столетов назвав *магнітним насиченням*. На рис. 9.10 зображено криву залежності магнітної індукції \vec{B} від напруженості \vec{H} магнітного поля. Вона відрізняється від попередньої кривої тим, що не має горизонтальної частини. Це можна пояснити, якщо врахувати, що вектор магнітної індукції \vec{B} результуючого магнітного поля в магнетик дорівнює векторній сумі магнітних індукцій зовнішнього (намагнічувального) і внутрішнього (власного) полів й визначається співвідношенням

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{I}). \quad (9.43)$$

Справді, як тільки настає стан насичення, другий доданок у формулі (9.43) залишається незмінним і \vec{B} збільшується лише за рахунок першого доданка.

Істотною особливістю феромагнетиків є залежність μ від H . Відносна магнітна проникність μ феромагнетика спочатку швидко зростає зі збільшенням H , досягає максимуму і потім спадає, наближаючись до одиниці при сильних намагнічувальних полях (рис. 9.11). Це лег-

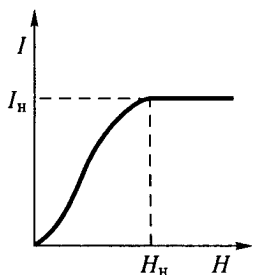


Рис. 9.9

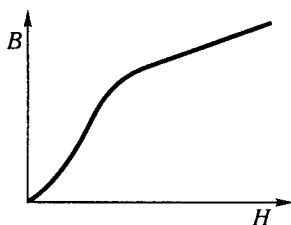


Рис. 9.10

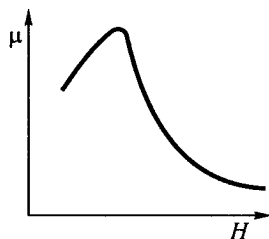


Рис. 9.11

ко пояснити, виходячи з того, що $\mu = 1 + \chi = 1 + \frac{I}{H}$. При насиченні $I = \text{const}$. Тоді якщо напруженість зовнішнього магнітного поля H прямує до нескінченності, а $\frac{I}{H} \rightarrow 0$, то $\mu \rightarrow 1$. Максимальні значення μ для феромагнетиків дуже великі. Так, для заліза $\mu_{\text{max}} = 5000$, для силіцевого заліза (що містить 3,3 % Si) — 10 000, для чавуну (3 % C) — 2000 і для пермалюю (78 % Ni і 22 % Fe) — 100 000.

Для феромагнетиків характерна ще одна особливість: за певної для кожного феромагнетика температури T_K , яку називають точкою Кюрі, вони втрачають притаманні їм властивості й перетворюються в звичайний парамагнетик. Залежність магнітної сприйнятливості χ від температури для таких парамагнетиків описується законом Кюрі — Вейса:

$$\chi = \frac{C'}{T - T_K}, \quad (9.44)$$

де C' — стала, що залежить від роду речовини; T — абсолютна температура; T_K — температура Кюрі. Температура Кюрі неоднакова для різних феромагнетиків. Наприклад, для заліза вона становить 780 °C, для кобальту — 1150, для нікелю — 358 °C.

Праці О. Г. Столетова дали змогу створити теорію феромагнітних явищ. *Класичну теорію феромагнетизму* розробив французький фізик П. Вейс. В основу цієї теорії покладено дві гіпотези. Перша з них полягає в тому, що в певних межах температур (від абсолютного нуля до точки Кюрі) феромагнетикам властиве *спонтанне* намагнічування, яке не залежить від наявності зовнішнього намагнічувального поля. Проте досліди показали, що у разі відсутності зовнішнього поля, якщо не враховувати явища магнітного гістерезису, про яке йтиметься далі, будь-яке феромагнітне тіло в цілому буде розмагнічене. Це змусило ввести другу гіпотезу про те, що нижче від точки Кюрі будь-яке феромагнітне тіло розбивається на малі ділянки, яким характерне однорідне спонтанне намагнічування. Такі ділянки

ки називаються *доменами*. Лінійні розміри доменів досягають $10^{-2} \dots 10^{-3}$ см.

Без зовнішнього магнітного поля вектори магнітних моментів окремих доменів орієнтовані в просторі хаотично, тому результуючий магнітний момент усього тіла дорівнює нулю. Зовнішнє магнітне поле, що діє на феромагнетик, орієнтує магнітні моменти не окремих частинок, як це було у випадку парамагнетиків, а цілих ділянок спонтанного намагнічування. Очевидно, магнітне насичення настає тоді, коли вектори магнітних моментів у всіх ділянках спонтанного намагнічування встановлюються паралельно зовнішньому магнітному полю.

О. Г. Столетов вивчав також явище намагнічування феромагнетика в змінному за значенням і напрямом зовнішньому магнітному полі й установив важливу властивість феромагнетиків: здатність зберігати намагнічування після того, як зовнішнє магнітне поле перестає діяти.

Нехай намагнічування феромагнетика до насичення (точка *a*, рис. 9.12) відбувається по кривій *Oa*. Якщо далі зменшувати напруженість *H* намагнічувального поля, то при цьому інтенсивність намагнічування *I* змінюється за кривою, розміщеною вище від кривої *aO*. При *H* = 0 інтенсивність намагнічування *I* виявляється відмінною від нуля: у феромагнетик спостерігається *залишкова інтенсивність намагнічування* I_R , зумовлена тим, що й після припинення дії зовнішнього поля в частини доменів зберігається переважна орієнтація їхніх магнітних моментів. Щоб повністю розмагнітити цей зразок, треба створити магнітне поле з напруженістю, що дорівнює H_K , напрямлене в протилежний бік. Величину H_K називають *коерцитивною* (затримувальною) *силою*. При подальшому збільшенні магнітного поля, протилежного початковому, намагнічування зростає знову досягне насичення (точка *b*). Повертаючись поступово до напруженості намагнічувального поля $+H_H$, дістанемо замкнену криву, яка називається *петлею гістерезису*. Коерцитивна сила характеризує властивість феромагнетика зберігати намагніченість і разом з магнітною проникністю визначає можливість його застосування для тих чи інших практичних цілей.

При намагнічуванні феромагнетика змінюється його форма і об'єм. Це явище називають *магнітострикцією*. У 1842 р. явище магнітострикції відкрив Дж. Джоуль. Уперше правильне пояснення цьому явищу дав М. С. Акулов 1928 р. Проте не всі особливості в поведінці фізичних властивостей феромагнетиків, у тому числі і явище спон-

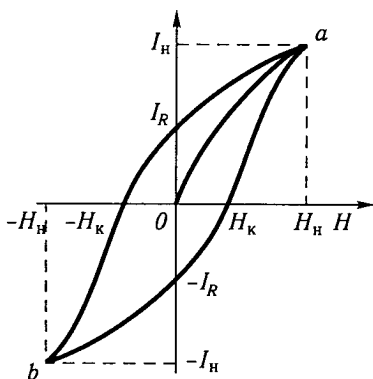


Рис. 9.12

танного намагнічування, можна пояснити, виходячи з класичної теорії магнетизму.

Сучасну теорію феромагнетизму 1928 р. побудували Я. І. Френкель і В. Гейзенберг. Відповідальними за діамагнітні властивості феромагнетиків є власні магнітні моменти електронів (спінові магнітні моменти). За певних умов у кристалах виникають так звані обмінні сили, які примушують магнітні моменти електронів установлюватись паралельно один одному, внаслідок чого і виникають ділянки спонтанного (самодовільного) намагнічування, що називаються доменами.

9.8. Електромагнітна індукція

Якщо електричні й магнітні явища взаємопов'язані й навколо провідника зі струмом виникає магнітне поле, то можливе і зворотнє явище — виникнення електричного струму в замкненому провіднику під дією магнітного поля. Саме такі міркування навели англійського фізика М. Фарадея на думку про необхідність дослідження електричної дії магнітного поля. У 1831 р. він експериментально встановив, що незмінні магнітні поля не спричиняють ніякої електричної дії, а змінні магнітні поля викликають електрорушійну силу в провідниках, що розміщуються в цих полях. Кожного разу, коли магнітне поле змінюється, в провіднику, вміщеному в це поле, виникає електрорушійна сила (ЕРС), яку називають *електрорушійною силою індукції*. Якщо кінці провідника з'єднано так, що утворюється замкнене коло, то в ньому виникає струм, який називають *індукційним*. Саме явище виникнення струму в замкненому контурі під впливом змінного магнітного поля називають явищем *електромагнітної індукції*.

Якщо взяти провідник у формі котушки, до кінців якої приєднано гальванометр (рис. 9.13), і переміщувати вздовж її осі магніт, то в такому колі виникає індукційний струм, який виявляється за відхиленням стрілки гальванометра. Ефект зберігається, якщо переміщувати котушку відносно нерухомого магніту. Можна замінити магнітне поле магніту магнітним полем іншої котушки А (рис. 9.14). Щоразу, коли вмикаємо і вимикаємо струм у котушці А, в котушці В, розміщеній поблизу, виникає ЕРС індукції, яка спричинятиме струм у ній. Струм можна виявити за відхиленням стрілки гальванометра, який ввімкнули в коло котушки В. Електрорушійна сила індукції виникатиме в колі котушки В і тоді, коли в котушці А проходить змінний струм. Перед тим як аналізувати добуті експериментальні дані, введемо поняття про магнітний потік. *Потоком вектора магнітної індукції, або магнітним потоком, $d\Phi$ через елементарну по-*

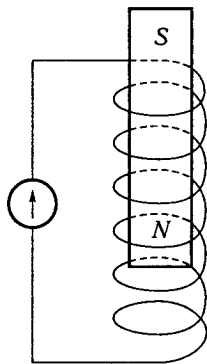


Рис. 9.13

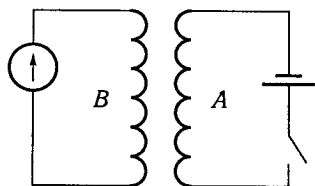


Рис. 9.14

верхню ds називають скалярну величину, що дорівнює добутку проекції B_n вектора індукції на нормаль n до елемента поверхні на площу цього елемента, тобто

$$d\Phi = B_n ds = B \cos \alpha ds, \quad (9.45)$$

де α — кут між напрямками нормалі \vec{n} і вектора магнітної індукції \vec{B} .

Повний потік через поверхню s знайдемо зі співвідношення

$$\Phi = \int_S B_n ds. \quad (9.46)$$

У випадку однорідного магнітного поля і плоскої поверхні s , перпендикулярної до \vec{B} , потік магнітної індукції

$$\Phi = Bs. \quad (9.47)$$

Одиницею потоку магнітної індукції в СІ є вебер (Вб). Вебер дорівнює потоку через 1 м^2 поверхні, яка розташована перпендикулярно до лінії магнітної індукції в однорідному магнітному полі з індукцією в 1 Тл .

Умовимось лінії магнітної індукції проводити так, щоб кількість ліній, що пронизують одиничну площадку, розміщену перпендикулярно до \vec{B} , чисельно дорівнювала вектору магнітної індукції B у даній точці поля. Тоді магнітний потік через довільну площину дорівнюватиме кількості ліній магнітної індукції, що її пронизують.

Повертаючись до аналізу дослідів М. Фарадея, неважко помітити: характерною особливістю є те, що в кожному з них відбувається зміна магнітного потоку через контур, у якому спостерігається виникнення індукційного струму. Згідно із законом Ома електричний струм у замкненому колі може виникнути лише тоді, коли в ньому виникає електрорушійна сила. Отже, необхідною умовою виникнення ЕРС індукції є зміна магнітного потоку, який проходить через контур (у цьому випадку котушка з дроту).

Напрямок ЕРС індукції та індукційного струму завжди пов'язаний з характером зміни магнітного поля. Якщо при збільшенні магнітного потоку, що проходить через контур (котушку), виникає струм одного напрямку, то при зменшенні магнітного потоку напрям ЕРС індукції та індукційного струму зміниться на протилежний. Е. Х. Ленц установив таке правило для визначення напрямку індукційного струму: *напрямок індукційного струму завжди такий, що його магнітне поле протидіє зміні магнітного потоку, який спричинює цей струм*. Це означає, що при введенні в замкнену на гальванометр котушку північ-

ного полюса штабового магніту струм, який виникає в ній, матиме такий напрям, що у верхній частині котушки виникне північний полюс, який перешкоджатиме наближенню магніту. Навпаки, при віддаленні магніту від котушки напрям індукційного струму буде такий, що у верхній частині котушки виникне південний полюс, який перешкоджатиме віддаленню магніту.

Для визначення напрямку індукційного струму в тому випадку, коли провідник рухається у магнітному полі, використовують правило, відоме під назвою правила правої руки: *якщо розмістити праву руку так, щоб у долоню впадали силові лінії магнітного поля, а напрям відігнутого великого пальця збігався з напрямом руху провідника, то решта витягнутих пальців вкаже напрям індукційного струму.*

Струм у провіднику, тобто напрямлений рух електричних зарядів, є ознакою наявності в ньому електричного поля. Не треба думати, що провідник відіграє якусь роль у виникненні індукованого електричного поля. І провідник, і гальванометр призначені тільки для виявлення електричного поля. Якщо замість провідника взяти контур з діелектрика, то індуковане електричне поле спричинює поляризацію цього діелектрика. Електричне поле індукуватиметься змінним магнітним полем незалежно від наявності провідника електричного поля (контур). Наприклад, при розсуненні один від одного магнітних полюсів у просторі між ними індукується електричне поле. Проте електричні поля, індуковані змінами магнітного поля, мають некулонівський характер. Силові лінії таких полів замкнені, вони концентрично охоплюють змінний магнітний потік. Індуковане електричне поле можна виявити дією його на електричні заряди, що знаходяться поблизу. Поле електричних, але в загальному випадку вже некулонівських сил, спричинене змінним магнітним полем, називають *електромагнітним*. В електромагнітному полі електричні силові лінії та пов'язані з ними магнітні лінії можуть стати настільки незалежними від зарядів, що здатні переміщуватись у просторі. Електромагнітне поле — це різновид матерії, що діалектично поєднує властивості електричних і магнітних полів. Проте його характеризують більш складні заховані рухи, що виявляються у виникненні сил, значення і напрям яких визначається швидкістю зміни магнітного потоку.

Існування електромагнітного поля вперше 1831 р. виявив дослідами М. Фарадей. Згодом М. Фарадей і Е. Х. Ленц відкрили закони електромагнітної індукції. Не можна переоцінити значення відкриття явища електромагнітної індукції й тепер. Усі сучасні потужні генератори електроенергії ґрунтуються на цьому явищі.

9.9. Основний закон електромагнітної індукції. Самоіндукція

Вимірюючи силу індукційного струму, що виникає у контурах різної форми та розмірів, М. Фарадей сформулював такий закон: *ЕРС електромагнітної індукції \mathcal{E}_i у контурі чисельно дорівнює і протилежна за знаком швидкості зміни магнітного потоку Φ крізь поверхню, обмежену цим контуром:*

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (9.48)$$

Напрямок індукційного струму визначається за законом Ленца.

Знак мінус у формулі (9.48) свідчить про те, що електрорушійна сила індукції \mathcal{E}_i напрямлена так, що магнітне поле індукційного струму перешкоджає зміні потоку магнітної індукції: якщо магнітний потік збільшується ($d\Phi > 0$), то $\mathcal{E}_i < 0$ і поле індукційного струму напрямлене назустріч магнітному потоку; якщо ж магнітний потік зменшується ($d\Phi < 0$), то $\mathcal{E}_i > 0$, його напрям і напрям магнітного поля індукційного струму збігаються.

Явищем самоіндукції називають виникнення ЕРС індукції внаслідок зміни сили струму в колі. Якщо, наприклад, змінюється сила струму в котушці, то ЕРС індукції виникає не тільки у найближчих до котушки провідниках, а й у самій котушці, оскільки вона перебуває у магнітному полі власного струму. Цю ЕРС індукції називають *ЕРС самоіндукції*. За законом Біо — Савара — Лапласа індукція магнітного поля струму в будь-якій заданій точці поля пропорційна силі струму I . Тому кількість ліній магнітної індукції Φ , що перетинають поверхню, обмежену контуром струму, при збільшенні сили струму зростає пропорційно його значенню:

$$\Phi = LI. \quad (9.49)$$

При заданій силі струму провідники різних форм і розмірів охоплюють неоднакову кількість ліній магнітної індукції. Це враховують, вводячи у формулу (9.49) коефіцієнт пропорційності L , який називають *коефіцієнтом самоіндукції*, або *індуктивністю контуру*.

Коефіцієнтом самоіндукції, або індуктивністю контуру, називають величину, що чисельно дорівнює потоку магнітної індукції через поверхню, обмежену контуром, якщо по цьому контуру проходить струм одиничної сили. За одиницю індуктивності в СІ беруть генрі (Гн) — індуктивність такого контуру, магнітний потік самоіндукції якого при силі струму 1 А становить 1 Вб:

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ А}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}.$$

У системі СГСМ за одиницю індуктивності беруть 1 см, оскільки розмірність індуктивності контуру в цій системі одиниць збігається

з розмірністю довжини. Індуктивність контуру дорівнює 1 сантиметру (см), якщо при силі струму в 1 одиницю СГСМ магнітний потік самоіндукції дорівнює 1 максвелу (Мкс). Оскільки $1 \text{ А} = 0,1 \text{ СГСМ}$, а $1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ Мкс}$, то $1 \text{ Гн} = 10^9 \text{ см}$.

Обчислити коефіцієнт самоіндукції L важко, тому його визначають безпосередньо на досліді. Виходячи з основного закону електромагнітної індукції і врахувавши, що $\Phi = L$ для випадку, коли L залишається незмінним (наприклад, при замиканні та розмиканні кола), дістанемо вираз для електрорушійної сили самоіндукції:

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (9.50)$$

Знак мінус у цій формулі означає, що при зростанні сили струму в колі ($dI > 0$) ЕРС самоіндукції намагається зменшити його, а при зменшенні сили струму ($dI < 0$) ЕРС самоіндукції, навпаки, намагається збільшити силу струму в колі. Наприклад, при замиканні електричного кола ЕРС самоіндукції, яка виникла в колі, перешкоджає струму набуті відразу значення, що визначається законом Ома. ЕРС самоіндукції виникає й при розмиканні кола, однак у цьому разі вона змінює напрям і намагається підтримати струм у колі. Це явище можна спостерігати при вимиканні та вмиканні електричних лампочок за певних умов.

9.10. Енергія магнітного і електромагнітного полів

Магнітне поле є виявом електричного струму. Струм завжди утворює навколо себе магнітне поле. Будь-яка зміна струму приводить до зміни індукції його магнітного поля, і, навпаки, всяка зміна індукції магнітного поля спричинює появу електричного поля, а отже, струму в колі. Це дає змогу зробити висновок, що енергія магнітного поля утворюється за рахунок кінетичної енергії рухомих електричних зарядів (у металах — електронів). Нехай маємо коло з опором R . Під'єднаємо до цього кола джерело ЕРС, що дорівнює \mathcal{E} . Під дією цієї ЕРС електрони почнуть упорядковано рухатися, виникне струм. Одночасно з цим виникає і магнітне поле. При цьому електрони в провіднику кола дістануть певну кінетичну енергію поступального руху вздовж електричного поля. Магнітне поле струму також набуде певного значення. До настання такого стаціонарного стану енергія електричного поля витрачалася на джоулеву теплоту і на збільшення кінетичної енергії електронів, тобто на створення магнітного поля струму.

Щоб обчислити енергію магнітного поля, треба визначити роботу, витрачену на його створення, тобто роботу проти ЕРС самоіндукції.

При силі струму в цей момент I потужність його $\mathcal{E}_c I = IL \frac{dI}{dt}$. Проте $\mathcal{E}_c I dt$ — це робота за час dt . Отже, $dA = LI dI$. Тоді

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (9.51)$$

Величину $\frac{LI^2}{2}$ називають власною енергією струму I в контурі з індуктивністю L . Збільшення сили струму в провіднику супроводжується підсиленням його магнітного поля. Тому природно допустити, що власна енергія струму є не що інше, як енергія його магнітного поля. Отже,

$$W_m = \frac{LI^2}{2}. \quad (9.52)$$

У цьому разі енергія поля виражена через параметри L та I , якими характеризується контур зі струмом. Бажано відшукати зв'язок енергії магнітного поля з параметрами, що характеризують саме поле: напруженість H , магнітна індукція B та об'єм V простору, в якому зосереджене поле. Для цього розглянемо магнітне поле, яке створює соленоїд, що має на кожен одиницю довжини n витків і по якому проходить струм I . Нехай соленоїд, довжина якого l , має N витків. Тоді кількість витків n , що припадає на одиницю довжини, дорівнює відношенню $\frac{N}{l}$. Визначимо енергію магнітного поля, що зосереджена в просторі, обмеженому соленоїдом. Використовуючи формулу (9.20), запишемо вираз для напруженості магнітного поля всередині соленоїда

$$H = nI = \frac{N}{l} I. \quad (9.53)$$

Магнітний потік через один виток

$$\Phi = Bs = \mu_0 \mu H s, \quad (9.54)$$

де s — площа витка. Магнітний потік через N витків

$$\begin{aligned} \Phi &= \mu_0 \mu H s N = \mu_0 \mu \frac{N}{l} I s N = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} I s l; \\ \Phi &= \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} I V, \end{aligned} \quad (9.55)$$

де $V = sl$ — об'єм соленоїда. Звідси можна визначити індуктивність соленоїда, виходячи з того, що $\Phi = LI$,

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} V = \mu_0 \mu n^2 V. \quad (9.56)$$

Виразивши силу струму через H , матимемо

$$I = \frac{H}{n}. \quad (9.57)$$

Підставивши значення I та L [формули (9.56) і (9.57)] у (9.52), дістанемо

$$W_M = \frac{LI^2}{2} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n^2 V \frac{H^2}{n^2} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 V = \frac{1}{2} BHV. \quad (9.58)$$

Отже, енергія магнітного поля, зосередженого в просторі об'ємом V , пропорційна напруженості поля і магнітній індукції. Виходячи з формули (9.58), неважко дістати вираз для густини енергії магнітного поля

$$\omega_M = \frac{W_M}{V} = \frac{BH}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (9.59)$$

У загальному випадку для будь-яких магнітних полів (неоднорідних) густина ω_M визначається так:

$$\omega_M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W_M}{\Delta V} \right). \quad (9.60)$$

Енергію електромагнітного поля можна визначити як суму енергій електричного й магнітного полів:

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \right) V. \quad (9.61)$$

Звідси неважко визначити густина енергії електромагнітного поля

$$\omega = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{1}{2} (ED + BH), \quad (9.62)$$

де E — напруженість електричного поля; D — електрична індукція; B — магнітна індукція; H — напруженість магнітного поля.

9.11. Взаємозв'язок електричного і магнітного полів

Завжди, коли електричні заряди починають рухатися, виникає магнітне поле, яке пов'язане з рухомими електричними зарядами; магнітні силові лінії концентрично охоплюють електричний струм. Магнітне поле завжди зумовлене електричним струмом. Воно виникає в просторі, що оточує металеві провідники зі струмом, електроліти при проходженні струму через них, рухомі заряджені частинки в

повітрі. Магнітне поле є істотною ознакою наявності електричного струму.

Експериментально встановлено (теоретично це передбачили М. Фарадей і Дж. Максвелл), що магнітне поле виникає також тоді, коли доволіно змінюється напруженість електричного поля. Так, якщо з'єднати пластини зарядженого конденсатора провідником, то магнітне поле існуватиме як навколо провідника, по якому проходить струм, так і між пластинами конденсатора навіть тоді, коли вони роз'єдані вакуумом.

Отже, в будь-якій точці простору, де відбувається збільшення або зменшення напруженості електричного поля, виникає магнітне поле, силові лінії якого концентрично охоплюють потік електричної індукції, що змінюється з часом. Справді, кількість силових ліній, що перетинають якусь площину, змінилась (тобто змінилась їхня густина — міра напруженості поля). Це сталося тому, що внаслідок поперечного переміщення силових ліній вони або ввійшли всередину певного контуру (якщо напруженість зросла), або вийшли з нього (якщо напруженість зменшилась). В обох випадках вони перетнули контур, що обмежує цю площину.

У магнітному полі виявляються ті заховані рухи в матеріальній основі електричного поля, які завжди супроводжують поперечне переміщення у просторі електричних силових ліній і зміну кількості їх з часом. *Якщо магнітне поле породжується електричним полем, то й електричне поле, в свою чергу, може бути спричинене не безпосередньо зарядами, а переміщенням і зміною магнітного поля.* Проте електричні силові лінії поля, яке виникає при цьому, істотно відрізняються від силових ліній кулонівських полів.

У полі кулонівських електричних сил не існує замкнених силових ліній, усі ці лінії виходять із позитивних зарядів і входять у негативні.

Замкнені електричні силові лінії властиві для полів, що утворюються рухомими зарядами, а рухомі електричні заряди пов'язані з магнітним полем.

Отже, ми підійшли до нерозривної єдності електричного й магнітного полів — до електромагнітного поля. Найбільш загальною властивістю, що об'єднує ці поля, є їхня об'єктивна реальність і матеріальність. Електричне й магнітне поля — окремі випадки більш загального, електромагнітного поля. Ці види матерії, породжені електричними зарядами, струмами та змінними полями, здійснюють електричну, магнітну й електромагнітну взаємодію. В сучасній фізиці встановлено, що ці силові взаємодії відбуваються зі скінченною швидкістю ($c = 299792,458$ км/с), а на зміну *принципу далекодії* в класичній фізиці, де швидкість поширення взаємодії тіл бралась нескінченною, прийшов *принцип близькодії*. Для згаданих полів існують істотні відмінності. Наприклад, електростатичне поле називають ще *потен-*

ціальним. У ньому робота з переміщення заряду по замкненому контуру дорівнює нулю. Магнітне, електричне (з некулонівськими силовими лініями) та електромагнітне поля називають *вихровими*. Їм не притаманна згадана вище властивість.

Контрольні запитання і завдання

1. Що називається магнітним полем?
 2. Що підтвердив Х. Ерстед своїм дослідом, проведеним 1820 р.?
 3. Яку форму і орієнтацію мають лінії магнітної індукції поля, що створюються струмом у прямолінійному провіднику?
 4. Що є первинним джерелом магнітних полів?
 5. Дайте визначення закону Біо — Савара — Лапласа для магнітного поля постійного електричного струму.
 6. За допомогою якого закону можна визначити силу взаємодії двох прямолінійних струмів?
 7. Який магнітний полюс Землі розміщений поблизу північного географічного полюса?
 8. Як буде вести себе стрілка компаса, розміщена на магнітному полюсі Землі?
 9. Що таке сила Лоренца?
 10. Назвіть основні фізичні відмінності між діамагнетиками, парамагнетиками і феромагнетиками.
 11. Яка фізична величина виражається у веберах? Дайте визначення цієї одиниці.
 12. Яка першопричина виникнення ЕРС індукції в замкненому контурі?
 13. Чи виникне індукційний струм у рамці з металевої дротини, яка поступово рухається в однорідному магнітному полі? Поясніть відповідь.
 14. Від чого і яким чином залежить ЕРС індукції, що виникає в контурі?
 15. Яка фізична величина виражається в генрі?
 16. Від чого залежить взаємна індукція двох контурів?
 17. Контур із провідника рівномірно обертається в однорідному магнітному полі. Струм якого характеру виникає при цьому в контурі?
 18. Напишіть формулу для енергії W електромагнітного поля.
-

ОПТИКА. СПЕЦІАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ

Електромагнітна теорія світла. Хвильові властивості світла: дисперсія, інтерференція, дифракція, поляризація. Корпускулярні властивості світла: теплове випромінювання тіл, фотоефект, закони Столетова та Ейнштейна, ефект Комптона. Корпускулярно-хвильова природа світла. Швидкість світла. Дослід Майкельсона. Перетворення Лоренца. Основні положення спеціальної теорії відносності. Принцип еквівалентності. Червоне зміщення в спектрах галактик. Сучасні уявлення про еволюцію Всесвіту. Теорія відносності і філософія.

Розділ 10 ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ТЕОРІЯ СВІТЛА

10.1. Розвиток уявлень про природу світла

Уся історія розвитку поглядів на природу світла свідчить про виняткове значення для науки положення матеріалістичної діалектики про єдність протилежностей.

Протягом багатьох віків точилася боротьба між корпускулярними, атомістичними і хвильовими уявленнями про світло. І лише в сучасній фізиці переконливо доведено корпускулярно-хвильову природу світла.

Питання про природу світла виникло давно. Наприклад, грецький мислитель Піфагор (бл. 580 до н. е.) вважав, що зорові відчуття виникають унаслідок «гарячих випаровувань», які виходять з ока до предметів. Грецький математик Евклід (бл. 450 — 380 до н. е.) розвинув теорію «зорових променів», послідовником якої був Птолемей (II ст. н. е.). Згідно з поглядами Евкліда з ока виходять чутливі нитки, які обмацують своїми кінцями тіла і створюють зорові відчуття.

Протилежний погляд на природу зорових відчуттів розвинули Демокріт (бл. 460 — 370 до н. е.), Емпедокл (бл. 490 — 430 до н. е.) і Епікур (341—270 до н. е.). Демокріт вважав, що зір зумовлений па-

дінням на поверхню ока атомів, які випромінюються тілами. Особливо різко виступав проти теорії «зорових променів» грецький філософ Арістотель (384—322 до н. е.). Він писав, що світло випромінюється джерелами і передається прозорим середовищем, яке є посередником у передачі руху, який і викликає зорові відчуття. Внаслідок цього Арістотель започаткував вчення про світлоносне середовище — ефір. Він зробив першу наївну спробу пояснити кольори. Різні кольори він пояснював змішуванням світла й темноти.

Застосування до вивчення світла математики дало можливість зробити ряд правильних висновків. Евклід заснував учення про прямолінійне поширення світла, відкрив закони відбивання і заломлення світла. Герон Александрійський (I ст. н. е.) встановив принцип, згідно з яким світло проходить між предметом і оком найкоротшим шляхом. Птолемей вивчав заломлення світла. Евклід і Птолемей займались теорією вгнутих дзеркал. Архімеду навіть приписували спалення ворожого флоту вгнутими дзеркалами, якими він немов би концентрував сонячні промені на ворожих кораблях.

Хоча погляди стародавніх мислителів ґрунтуються не на дослідах, а на найпростіших спостереженнях явищ природи, їх можна вважати лише здогадками, інколи геніальними, проте вони мали досить великий вплив на вчених більш пізніх часів.

У середньовіччя, в період панування схоластики, інквізиції, в період поширення лженаук помітних досліджень з оптики не було. Дослідження стосувалися насамперед вивчення ходу променів у дзеркалах і лінзах, а також анатомії і фізіології ока (Р. Бекон, бл. 1214—1294). Були винайдені також окуляри (бл. 1285). Цей винахід приписується італійцю С. Арматі.

Епоха Відродження була для Західної Європи перехідним етапом у розвитку від феодального до капіталістичного способу виробництва. Цей період характеризується загальним піднесенням економіки, культури, техніки, мистецтва і боротьбою прогресивних світоглядів із схоластикою середньовіччя. У сфері науки поступово перемагає експериментальний метод вивчення природи. В оптиці за цей період було досягнуто великих успіхів. Насамперед слід назвати винайдення оптичних інструментів. Г. Галілей удосконалив зорову трубу і застосував її в астрономії. Найвизначнішим досягненням цього періоду було відкриття дифракції світла італійським ученим Ф. Гримальді (1618—1663).

Друга половина XVII ст. характеризується подальшою перемогою експериментальних методів вивчення природи. Виникнення капіталістичного способу виробництва зумовило прогрес техніки. Значного розвитку набула математика. Все це сприяло й прогресу в галузі фізики, зокрема механіки й оптики. Найвизначніші відкриття цього періоду належать І. Ньютону. У 1666 р. він відкрив явище дисперсії світла. Ґрунтуючись на дослідах, пов'язаних з дисперсією світла,

І. Ньютон розробив теорію кольорів, яка стала важливим досягненням вчення про світло. Згідно з теорією кольорів І. Ньютона кожне тіло відбиває тільки промені того кольору, в який воно пофарбоване, тоді як інші воно поглинає.

І. Ньютону належать також роботи з дифракції та інтерференції світла. Він здійснив інтерференційний дослід, відомий під назвою кілець Ньютона, розглянув питання про природу світла, зокрема розвинув корпускулярну теорію світла, яку названо теорією витікання. Згідно з положенням ньютонівської теорії витікання, світло — це потік особливих найдрібніших частинок, що випромінюються тілами, які світяться. Розміри частинок для різних кольорів різні: вони більші для червоних променів, менші для фіолетових. Між цими граничними випадками розміщуються відповідні частинки проміжних розмірів.

Теорія витікання крім кольорів добре пояснювала прямолінійне поширення світла. Проте в теорії витікання при поясненні явищ відбивання і заломлення, інтерференції й дифракції виникли значні труднощі. Для узгодження теорії витікання з цими фактами І. Ньютону довелося доповнювати її різними додатковими гіпотезами, які були недостатньо обґрунтовані.

Незважаючи на те що хвильова теорія світла, розвинена сучасником І. Ньютона голландцем Х. Гюйгенсом (1629—1695), пояснювала ці факти, І. Ньютон відкрито заявив про свою прихильність до корпускулярної теорії. Завдяки величезному науковому авторитету І. Ньютона хвильова теорія світла була надовго відкинута і, отже, не розвивалась. Хвильову теорію світла крім Х. Гюйгенса розвивав англійський фізик Р. Гук (1635—1703). Ці вчені розуміли під світлом пружні хвилі, які поширюються в особливому світлоносному середовищі — ефірі. Коливання ефіру спричинюються рухом частинок, з яких складаються тіла, що світяться. Р. Гук вважав світлові хвилі поперечними, що потім було підтверджено. Проте Р. Гук не навів будь-яких фактів і доказів цього положення. Навпаки, Х. Гюйгенс вважав світлові хвилі поздовжніми (подібно до звукових). Х. Гюйгенсу вдалося досить добре пояснити заломлення, відбивання, подвійне заломлення променів. Проте він не зміг пояснити теорію кольорів, прямолінійне поширення світла і явище поляризації світла.

Усі ці недоліки хвильової теорії світла Гюйгенса призвели до того, що вона не змогла протистояти теорії витікання Ньютона, яка і панувала близько ста років після смерті І. Ньютона.

Проти теорії витікання виступив Л. Ейлер. Послідовним прихильником хвильової теорії світла був М. В. Ломоносов. Він вважав, що світло — це коливальний рух ефіру. Однак і цим видатним ученим не вдалося розхитати теорію витікання.

Хвильова теорія світла замінила корпускулярну лише у XIX ст. завдяки працям англійського фізика Т. Юнга (1773—1829). Він розробив основні положення про інтерференцію світлових хвиль. Проте

він вважав світлові хвилі поздовжніми. Розвиток хвильової теорії світла пов'язаний з ім'ям французького фізика О. Френеля (1788—1827). Він відродив принцип Гюйгенса і поєднав його з принципом інтерференції Юнга. Це дало йому змогу створити строгу математичну теорію дифракції світла і пояснити з погляду хвильової теорії прямолінійне поширення світла. О. Френель пояснив явище поляризації світла. З цією метою О. Френель і його прихильник Д. Араго (1786—1853) провели дослідження з інтерференції поляризованих променів і дійшли висновку, що світлові коливання можуть бути лише поперечними, а не поздовжніми.

Незважаючи на великі успіхи хвильової теорії, розробленої О. Френелем, більшість фізиків того часу вважали уявлення про поперечність світлових хвиль зовсім неймовірним, оскільки в цьому разі ефіру треба було б приписати властивості пружного твердого тіла. Виникло питання про те, як тоді в ефірі вільно може переміщатися Земля, Сонце та інші планети, космічні тіла. Внаслідок цього хвильова теорія світла спочатку мала менше прихильників, ніж теорія виткання.

Крім того, явища, виявлені у цей період, не можна було пояснити з погляду хвильової теорії світла, зокрема явища флюоресценції, фосфоресценції, фотохімії. Хвильова теорія також не могла пояснити виникнення лінійчастих спектрів, теплове випромінювання. Внаслідок цього в хвильовій теорії вже тоді виявились суперечності, які були розв'язані пізніше на основі квантової теорії світла.

Проте хвильова теорія, незважаючи на ці труднощі, продовжувала з успіхом розвиватись. Відкриття поперечності світлових хвиль привело до того, що О. Френель, зробивши чимало незвичайних припущень, створив пружну теорію світла, яка дала змогу пояснити досить велике коло оптичних явищ. Після О. Френеля багато відомих фізиків намагалися знайти інше розв'язання цієї проблеми, користуючись методами теорії пружності. У 1865 р. англійський фізик Дж. Максвелл розробив електромагнітну теорію світла. Внаслідок цього зменшився інтерес до механічних теорій світла, оскільки тепер будь-яка механічна теорія, що претендувала на пояснення оптичних явищ, мала пояснити і електричні явища. Це завдання було непосильним для механічної теорії світла, внаслідок чого з розвитком електромагнітної теорії вона була відкинута переважною більшістю фізиків.

Значний інтерес становило поширення світла в рухомих тілах, зокрема вивчення взаємодії рухомих тіл і ефіру. Варті особливої уваги результати дослідження А. Майкельсоном руху Землі відносно ефіру, які стали експериментальною основою для створення 1905 р. А. Ейнштейном спеціальної теорії відносності. Кінець XIX — початок XX ст. характеризуються відкриттям фізичних явищ, які привели до революції в фізиці завдяки принципово новим поглядам на природу випромінювання світла. Німецький фізик М. Планк 1900 р. висунув гіпотезу про квантову природу випромінювання. У 1905 р. А. Ейнштейн

розробив квантову теорію фотоефекту. З позицій квантової механіки і квантової електродинаміки вдалося пояснити численні спектральні закономірності й особливості процесів випромінювання.

10.2. Електромагнітна теорія світла

У середині XIX ст. встановлено чимало фактів, що вказують на зв'язок електричних і магнітних явищ з оптичними.

Англійський фізик М. Фарадей установив зв'язок електрики й магнетизму, а 1845 р. відкрив обертання площини поляризації в магнітному полі. Розвиваючи уявлення А. Ампера і М. Фарадея про взаємозв'язок електричних і магнітних явищ, Дж. Максвелл відкрив електромагнітне поле і встановив основні закони для процесів, що відбуваються в змінних електричних і магнітних полях у вільному просторі. Найважливішим висновком теорії електромагнітного поля, розробленої Дж. Максвеллом у 1860—1865 рр., є те, що у вільному просторі можуть поширюватись електромагнітні хвилі, швидкість яких дорівнює швидкості світла. На основі цього Дж. Максвелл створив електромагнітну теорію світла, згідно з якою світло — це електромагнітні хвилі дуже короткої довжини. Через 23 роки, 1888 р., німецький фізик Г. Герц експериментально одержав електромагнітні хвилі у вільному просторі, а російський фізик О. С. Попов (1859—1906) використав ці хвилі для здійснення бездротового телеграфу.

Якщо в просторі змінюється електричне поле, то внаслідок індукції воно спричинює в цій області простору і прилеглих до нього областях змінне магнітне поле. Змінне магнітне поле, у свою чергу, породжує змінне електричне поле і т. д. Сукупність таких змінних електричних і магнітних полів створює *електромагнітне поле*. Виникнувши в певному місці, змінне електромагнітне поле передається від однієї точки простору до іншої з певною швидкістю. Цей процес поширення змінного електромагнітного поля в просторі називають *електромагнітною хвилею*.

Напрямы векторів напруженості електричного і магнітного полів, а також напрям поширення електромагнітних хвиль взаємно перпендикулярні.

Отже, електромагнітні хвилі — поперечні. На рис. 10.1 схематично зображено плоску електромагнітну хвилю. В цьому разі вектор напруженості електричного поля \vec{E} коливається у вертикальній площині zOx , а вектор напруженості магнітного поля \vec{H} в горизонтальній площині yOx .

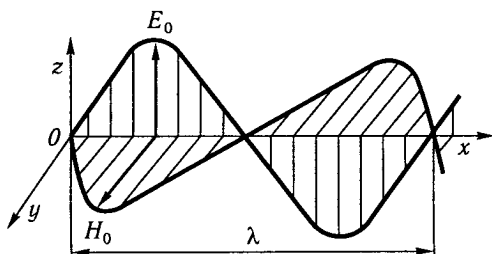


Рис. 10.1

Аналізуючи закон електромагнітної індукції М. Фарадея, Дж. Максвелл висунув гіпотезу, що змінне в часі магнітне поле породжує вихрове електричне, тобто силові лінії електричного поля замкнені й охоплюють силові лінії магнітного поля. Щоб формально узгодити свою теорію із законом збереження заряду, Дж. Максвеллу довелося припустити, що не тільки змінне в часі магнітне поле породжує вихрове електричне, а й навпаки: змінне в часі електричне поле породжує вихрове магнітне поле.

Точний запис сформульованого закону містить додаткове припущення про так званий *струм зміщення*, який Дж. Максвелл визначив як (локальну) похідну по часу від вектора електричної індукції \vec{D} . Цю гіпотезу покладено в основу одного з рівнянь Максвелла, що цілком узгоджується з експериментом.

Отже, за Максвеллом, змінне в часі електричне й магнітне поля породжують одне одного, і цей процес може поширюватися від точки до точки в просторі, збуджуючи електромагнітні хвилі.

Основою теорії є *рівняння Максвелла*. У вченні про електромагнетизм ці рівняння відіграють таку саму роль, як і закони Ньютона в механіці або основні закони (принципи) в термодинаміці. Рівняння Максвелла підлягає поширенню електромагнітних хвиль.

У диференціальній формі рівняння Максвелла набувають вигляду

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0; \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \vec{D} = \rho, \end{aligned} \quad (10.1)$$

де $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$, $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ (ε_0 і μ_0 — електрична і магнітна сталі, ε і μ — відносні діелектрична і магнітна проникності середовища), \vec{j} — густина струму провідності; ρ — об'ємна густина електричних зарядів. Для з'ясування основних закономірностей, що характеризують поширення електромагнітних хвиль, розглянемо поширення плоскої електромагнітної хвилі в однорідному непровідному середовищі ($\rho = 0$, $j = 0$). Якщо вісь x напрямити перпендикулярно до хвильових поверхонь, то \vec{E} і \vec{H} , а отже, і їхні складові не залежатимуть від координат y та z , тому $\frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial E_x}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$ і рівняння (10.1) спрощуються:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon_0\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}, \quad (10.2)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0\mu \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = -\varepsilon_0\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}. \quad (10.3)$$

Отже, саме поле хвилі не має складової вздовж осі x , тобто вектори \vec{E} і \vec{H} перпендикулярні до напрямку поширення хвилі. Рівняння (10.2) дають зв'язок між складовими E_y і H_z , а рівняння (10.3) зв'язують складові E_z і H_y . Щоб описати плоску електромагнітну хвилю, досить взяти одну із систем рівнянь, поклавши складові, що фігурують в іншій системі, такими, що дорівнюють нулю. Описуючи хвилю, візьмемо першу групу рівнянь (10.2), поклавши $E_z = H_y = 0$. Якщо здиференціювати перше рівняння (10.2) по x і врахувати, що

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

(це випливає із незалежності змінних x і t), то, підставивши потім $\frac{\partial H_z}{\partial x}$ з другого рівняння, дістанемо хвильове рівняння для E_y :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}. \quad (10.4)$$

Диференціюючи по x друге рівняння (10.2), матимемо після аналогічних перетворень хвильове рівняння для H_z :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (10.5)$$

Оскільки інші складові \vec{E} і \vec{H} дорівнюють нулю, то $E = E_y$ і $H = H_z$. Остаточне рівняння для плоскої електромагнітної хвилі матимуть такий вигляд:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (10.6)$$

Отже, обидва компоненти електромагнітного поля \vec{E} і \vec{H} описуються однаковим диференціальним рівнянням. Процеси, які описуються рівняннями (10.6), мають хвильовий характер. Зокрема, розв'язком рівняння (10.6) для складової електричного поля є така функція:

$$E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (10.7)$$

Цей вираз є *рівнянням плоскої біжучої хвилі*, що поширюється вздовж осі x з амплітудою E_0 , періодом коливань T і швидкістю поширення v . Справді, якщо позначити

$$\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = \varphi,$$

то рівняння (10.7) можна записати так:

$$E = E_0 \sin \varphi, \quad (10.8)$$

де φ — фаза хвилі.

Якщо розглядати хвильовий процес у будь-якій точці простору з часом, то ми маємо покласти $x = \text{const}$ і вважати змінною лише величину t . Для спрощення покладемо $x = 0$. Тоді фаза залежатиме від часу:

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} t. \quad (10.9)$$

Визначимо проміжок часу Δt , за який φ змінюється на 2π , а E повторює своє значення, що відповідає моменту t . Скориставшись співвідношенням (10.9), маємо

$$\varphi + 2\pi = \frac{2\pi}{T}(t + \Delta t) = \frac{2\pi}{T}t + \frac{2\pi}{T}\Delta t. \quad (10.10)$$

Звідси випливає, що зміна фази на величину 2π відбувається за $\Delta t = T$. Отже, напруженість електричного поля повторює свої значення в даній точці простору через проміжки часу T , тобто T є періодом коливань вектора напруженості електричного поля \vec{E} . На рис. 10.2 зображено залежність вектора напруженості електричного поля \vec{E} від часу. Якщо графічно зобразити стан процесу в певний момент часу $t = \text{const}$, наприклад при $t = t_0$, то утворений графік буде подібним до графіка на рис. 10.2, але змінною величиною в цьому разі стане координата x . Графік покаже миттєве положення хвилі у момент часу $t = t_0$ (рис. 10.3). Період зміни напруженості електричного поля \vec{E} в просторі можна знайти з таких умов. У точці x при $t = t_0$ фаза матиме значення $\varphi = \frac{2\pi}{T} \left(t_0 - \frac{x}{v} \right)$. Більш віддалені точки хвилі відповідатимуть більш раннім моментам проходження їх через точку $x = 0$. Нехай на відстані Δx від точки x фаза зменшиться на 2π , тобто дорівнюватиме $\varphi - 2\pi$. Тоді $\varphi - 2\pi = \frac{2\pi}{T} \left(t_0 - \frac{x + \Delta x}{v} \right)$. Звідси, враховуючи, що $\varphi = 2\pi \left(t_0 - \frac{x}{v} \right)$, дістанемо

$$\Delta x = vT. \quad (10.11)$$

Оскільки при зміні φ на 2π вектор \vec{E} здійснює повне коливання, то величина Δx є періодом зміни функції \vec{E} в просторі й називається *довжиною хвилі*. Цю величину позначають літерою λ . Довжину хвилі можна виразити через швидкість її поширення і період коливань:

$$\lambda = vT. \quad (10.12)$$

Довжиною хвилі є відстань, на яку поширюється хвильовий процес за час одного періоду коливань.

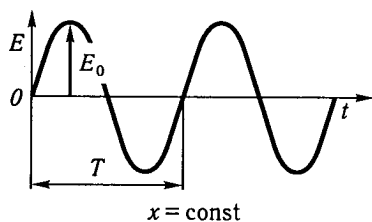


Рис. 10.2

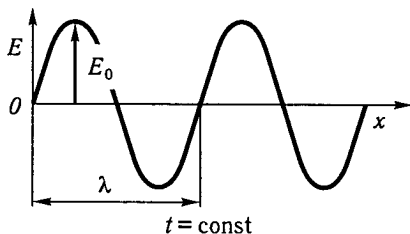


Рис. 10.3

У загальному випадку змінюються обидві величини, тобто t і x . Якщо спостерігати за якоюсь точкою хвилі, тоді слід вважати сталою величину φ :

$$t - \frac{x}{v} = \text{const.} \quad (10.13)$$

Рівняння (10.13) для кожного моменту часу є рівнянням площини. Площини сталої фази є хвильовими поверхнями електромагнітної хвилі, тобто ці хвилі плоскі. В більш загальному випадку поверхня хвилі, тобто геометричне місце точок, де фаза хвилі залишається сталою, може бути більш складною поверхнею — сферою, еліпсоїдом, циліндром тощо.

Диференціюючи вираз (10.13), дістанемо $dt - \frac{dx}{v} = 0$, або

$$v = \frac{dx}{dt}, \quad (10.14)$$

де v — швидкість поширення хвилі. Покажемо тепер, що рівняння хвилі (10.7) задовольняє диференціальне рівняння (10.6) і є його розв'язком. Для цього, диференціюючи вираз (10.7), знайдемо другі частинні похідні від E по t і x . Вони матимуть такі значення:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} E; \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2 v^2} E.$$

Знайдемо з обох виразів значення E і прирівняємо їх. Тоді після перетворень дістанемо

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (10.15)$$

Прирівнявши рівняння (10.6) і (10.15), неважко дістати вираз для швидкості поширення електромагнітної хвилі

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}. \quad (10.16)$$

Швидкість поширення світла у вакуумі $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Види хвиль	Довжина хвилі, м	Частота, Гц
Низькочастотні	$>10^4$	$<3 \cdot 10^4$
Радіохвилі	$10^4 \dots 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^{10}$
Ультрарадіохвилі	$10^{-1} \dots 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} \dots 3 \cdot 10^{12}$
Інфрачервоне випромінювання	$10^{-4} \dots 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} \dots 4 \cdot 10^{14}$
Видиме світлове випромінювання	$7,7 \cdot 10^{-7} \dots 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} \dots 7,5 \cdot 10^{14}$
Ультрафіолетове випромінювання	$4 \cdot 10^{-7} \dots 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{14} \dots 3 \cdot 10^{16}$
Рентгенівське випромінювання	$10^{-8} \dots 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} \dots 3 \cdot 10^{19}$
Гамма-випромінювання	$<10^{-11}$	$>3 \cdot 10^{19}$

Отже, швидкість поширення електромагнітного поля в середовищі дорівнює швидкості світла у вакуумі, поділений на $\sqrt{\epsilon\mu}$, де ϵ і μ відповідно відносна діелектрична і магнітна проникності середовища. Якщо електромагнітна хвиля поширюється у вакуумі, де $\epsilon = 1$, $\mu = 1$, то $v = c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с.

Звідси випливає, що швидкість поширення світла і швидкість поширення електромагнітних хвиль у вакуумі однакові. Це дало підставу Дж. Максвеллу ототожити світлові хвилі з електромагнітними. Так виникла електромагнітна теорія світла, згідно з якою світлові хвилі є електромагнітними хвилями дуже короткої довжини. Для неферромагнітних речовин $\mu = 1$, отже, $v = c/\sqrt{\epsilon}$ або

$$n = c/v = \sqrt{\epsilon}, \quad (10.17)$$

де n — абсолютний показник заломлення неферромагнітних речовин, тобто показник заломлення відносно вакууму. Згідно із співвідношенням (10.17) показник заломлення для них дорівнює квадратному кореню з діелектричної проникності. Це положення називають *законом Максвелла*.

До електромагнітних хвиль належать хвилі різної довжини від радіохвиль до гамма-випромінювання. Встановити які-небудь чіткі межі між різними видами електромагнітних випромінювань немає можливості, їх насправді не існує. Тому поділ електромагнітного спектра на певні ділянки має умовний характер, за винятком ділянки, що відповідає видимому випромінюванню, межі якого чітко визначені властивостями людського ока. В табл. 10.1 наведено діапазони, на які умовно поділяють шкалу електромагнітних хвиль.

10.3. Тиск світла. Дослід Лебедева

З електромагнітної теорії світла Максвелла випливає, що електромагнітній хвилі крім енергії властивий ще й імпульс. Тому світлові хвилі, що падають на будь-яке тіло, передаючи йому свій імпульс, мають чинити на нього тиск. У разі повного поглинання світла тілом світлові хвилі просто віддають йому свій імпульс. При повному відбиванні світла від тіла, як у випадку пружного удару кулі, світлові хвилі надають тілу подвійного імпульсу.

Ще з часів Й. Кеплера за допомогою уявлень про світловий тиск пояснювали форми хвостів комет. Проте ньютонівська теорія витікання, що панувала у той час, давала неправильне значення для світлового тиску. У хвильовій теорії світла ефект тиску стає менш наочним і характерно, що цей ефект до появи електромагнітної теорії взагалі не обговорювався з хвильової точки зору. Дж. Максвелл на основі електромагнітної теорії обчислив значення світлового тиску. Однак його підрахунки мали абстрактний і не зовсім строгий характер, а тому не відразу набули загального визнання.

Розглянемо дію електромагнітної (світлової) хвилі на поверхню тіла. Для спрощення вважатимемо, що світлові промені перпендикулярні до поверхні (а фронт хвилі паралельний їй). Дія електричного поля хвилі виявиться у тому, що в тілі виникнуть струми, паралельні поверхні. Взаємодія цих струмів із магнітним полем світлової хвилі приведе до виникнення сили, що діє на поверхню тіла в напрямі руху фронту хвилі, тобто перпендикулярно до поверхні. Виходячи з таких міркувань, можна дістати формулу для визначення світлового тиску:

$$p = \frac{E}{c}(1 + \rho), \quad (10.18)$$

де E — енергетична освітленість поверхні, тобто густина потоку світлової енергії, що падає на дану поверхню; c — швидкість світла; ρ — коефіцієнт відбивання. Числове значення світлового тиску дуже мале. Так, тиск сонячного проміння, що падає перпендикулярно на чорну поверхню, становить близько $4,7 \cdot 10^{-6}$ Па.

Експериментально існування світлового тиску вперше встановив 1900 р. російський фізик П. М. Лебедев (1866—1912). Досліди П. М. Лебедева повністю підтвердили формулу (10.18). Для вимірювання світлового тиску він спрямував інтенсивний світловий потік на легкі металеві пластинки, підвішені на тонкій нитці в балоні, з якого було викачано повітря. Пластинки лівого ряду підвісу були чорними, а пластинки правого — блискучими. Тому тиск світла на пластинки лівого ряду $p = E/c$ був меншим, ніж на пластинки правого ряду, де $p = E/c(1 + \rho)$. Унаслідок цього під впливом падаючого світла підвіс повертався на певний кут, за значенням якого можна було

визначити силу закручування і, отже, світловий тиск. На рис. 10.4 зображено рухома частину приладу Лебедева. Для здійснення експерименту треба було врахувати та максимально послабити побічні ефекти. До таких ефектів насамперед належить радіометричний ефект і конвекційні потоки. Радіометричний ефект зумовлений рухом молекул. При освітленні пластинки нагріватимуться неоднаково. З того боку, де на пластинку падатиме світло, вона нагріватиметься більше, ніж з протилежного. Тому молекули, вдаряючись об освітлену поверхню, відскакуватимуть від неї з більшою енергією і надаватимуть їй більшого імпульсу, ніж молекули, що падають на протилежний, неосвітлений бік пластинки. Тому тиск буде більший з того боку, де пластинка тепліша, оскільки там і газ нагрітий сильніше (з освітленого боку). Цей ефект пропорційний товщині пластинки і для товстих пластинок значно більший за світловий тиск. П. М. Лебедев, застосовуючи пластинки різної товщини, виключив радіометричний ефект і дістав надійні результати.

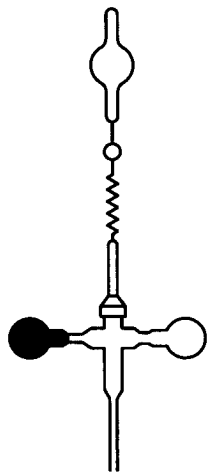


Рис. 10.4

Для зменшення радіометричного ефекту та уникнення конвекційних потоків П. М. Лебедев максимально зменшував густину газу в балоні, в якому містилася рухома частина приладу. П. М. Лебедеву вдалося досягти високого вакууму в балоні, що на той час було дуже складно. У 1908 р. він здійснив ще більш точні досліди і встановив та виміряв світловий тиск на газі. Ці досліди підтвердили справедливність гіпотези Ф. О. Бредихіна про утворення кометних хвостів унаслідок світлового тиску на частинки, що їх утворюють. Ці сили відштовхування зумовлені тиском на частинки з боку сонячних променів.

Значення дослідів П. М. Лебедева дуже велике і не вичерпується просто підтвердженням електромагнітної теорії світла. В цих дослідях встановлено наявність механічного імпульсу світла, що є істотним для розв'язання питання про інертну масу світла та більш загальної проблеми пропорційності маси і енергії.

Результати дослідів П. М. Лебедева спростували думку, яка панувала в ХІХ ст., про те, що світлу не властива маса, а це породжувало твердження про нематеріальність світла. Відкриття світлового тиску доводило, що світловий потік має не тільки енергію, а й масу і, отже, становить нерозривну єдність матерії і руху. П. М. Лебедев уперше експериментально встановив тиск світла і показав, що він незначний. Нині за допомогою оптичних квантових генераторів можна дістати практично досить великі світлові тиски. Наприклад, вихідна по-

тужність квантового генератора на рожевому рубіні за час короткого спалаху досягає 10 000 Вт у пучку з поперечним перерізом, меншим ніж 1 см². Хоча спалах випромінювання і короткий, його потужність у тисячу разів більша за ту, яку можна дістати фокусуванням сонячного світла. Теоретичне пояснення досліду П. М. Лебедева з визначення тиску світла можна дістати також, виходячи з корпускулярних уявлень про природу світла.

10.4. Філософські висновки з електромагнітної теорії Максвелла

Теорія Максвелла формувалась у той час, коли в фізиці ще панувала механічна картина світу. Внаслідок цього, починаючи з другої половини XVIII ст. протягом понад ста років були численні спроби побудувати теорію електричних та магнітних явищ, виходячи з механічних уявлень. Проте ці спроби успіху не мали. Електромагнітні явища виявились дуже специфічними, потребували іншого підходу.

Основи нової (електромагнітної) картини світу закладені М. Фарадеєм. Заслуги М. Фарадея щодо створення електродинамічної картини світу та електродинаміки можна порівняти із заслугами Г. Галілея зі створення механічної картини світу і механіки.

У програмі пояснення явищ природи, яку накреслив М. Фарадей, головну роль відігравала ідея про існування єдиного для всіх явищ природи суцільного матеріального середовища. У фізиці це було новим — континуальним — розумінням матерії, на відміну від ньютонівського корпускулярного розуміння.

Із поняттям суцільного матеріального середовища М. Фарадей пов'язував відповідні уявлення про рух (коливання суцільної сфери) та про взаємодію і взаємозв'язок (близькодію). Щоб фарадеївські уявлення про природу склали цілісну систему, їм не вистачало відповідного розуміння простору і часу, яке лише в невідомому вигляді містилось у нових уявленнях про матерію, рух і взаємозв'язок.

М. Фарадей заклав основи нової (електродинамічної) картини світу, яка краще пояснювала всю сукупність відомих на той час дослідних фактів.

Спираючись на ідеї М. Фарадея, Дж. Максвелл дав перше наукове визначення поняття електромагнітного поля. Розглядаючи поле і матеріальні тіла, що перебувають в електричному та магнітному станах, Дж. Максвелл вважав, що простір не є порожнім, що існує ефірне середовище, яке заповнює весь простір і пронизує всі тіла, є здатним до руху і таким, що передає рух.

Унаслідок великих досягнень теорії поля спочатку припинили побудову механічних моделей ефіру, а потім поняття поля дістало самостійне (і без ефіру) значення як одне з головних фізичних по-

нять, що розширюють наші уявлення про матерію і матеріальну єдність світу.

Ідея поля, яка розширювала конкретно фізичне уявлення про матерію і яку покладено в основу першої немеханічної картини світу, є однією з найважливіших ідей у фізиці другої половини ХІХ ст., а водночас однією із найважливіших теоретичних передумов теорії Максвелла.

Теоретичними передумовами механіки Ньютона були корпускулярне розуміння матерії та пов'язане з ним поняття далекодії, а ці поняття, у свою чергу, ґрунтувались на метафізико-матеріалістичних уявленнях про природу.

Шлях до побудови теорії електромагнітних явищ також починався з філософських ідей. Цими ідеями керувався М. Фарадей, вносячи в фізику континуальне розуміння матерії та пов'язане з ним поняття близькодії. Проте на відміну від ідей, що сприяли появі механічної картини світу, філософські ідеї, які зіграли позитивну роль у розвитку електродинамічної картини, були значною мірою стихійно-діалектичними.

Важливо зазначити, що, хоча поняття суцільного середовища, ефіру, енергії та її перетворень підводили до поняття поля, останнє спромоглося оформитись та укріпитись у фізиці лише тоді, коли М. Фарадей, керуючись новими філософськими поглядами на природу, поклав в основу фізичної картини світу континуальні уявлення про матерію.

Теорія Максвелла мала велике значення для розвитку класичної фізики. Вона дала змогу із загальної точки зору охопити велике коло явищ, починаючи від електростатичного поля нерухомих зарядів і закінчуючи електромагнітним полем і світлом зокрема.

Якщо М. Фарадей установив тісний зв'язок між електричним і магнітним полями, то Дж. Максвелл поширив цей зв'язок на світло і електромагнітне поле.

Теорія Максвелла є феноменологічною теорією електромагнітного поля. Це означає, що внутрішній механізм явищ, які відбуваються в середовищі й спричиняють появу електричних і магнітних полів, в теорії не розглядається. Електричні й магнітні властивості середовища характеризуються в теорії Максвелла відносною діелектричною проникністю ϵ і відносною магнітною проникністю μ . Залежність цих величин від властивостей середовища, фізичний зміст явищ, які відбуваються в середовищі при поляризації і намагнічуванні, в теорії Максвелла не розглядаються.

Теорія Максвелла є макроскопічною теорією електромагнітного поля. В ній розглядаються електричні й магнітні поля, утворені макроскопічними зарядами і струмами, тобто зарядами, що зосереджені в об'ємах, значно більших, ніж об'єми окремих атомів і молекул. Крім того, припускається, що відстань від джерел полів до точок

спостереження також значно більша, ніж розміри молекул. Тому помітні зміни полів, досліджуваних у теорії Максвелла, можливі лише на великих відстанях порівняно з розмірами атомів і молекул. Наразті, періоди змінних електричних і магнітних полів мають бути значно більшими за періоди внутрішньомолекулярних процесів.

Насправді макроскопічні заряди й струми є сукупністю мікроскопічних зарядів і струмів, які утворюють свої електричні й магнітні поля, що неперервно змінюються в кожній точці простору. Тому результуючі електричні й магнітні поля завжди змінні.

Отже, в теорії Максвелла розглядаються усереднені електричні й магнітні поля, причому усереднення відповідних мікрополів проводиться для проміжків часу значно більших за періоди обертання або коливання елементарних зарядів, а також для ділянок поля, розміри яких значно більші, ніж розміри атомів і молекул.

Теорія Максвелла, як і попередні уявлення Фарадея про електричні й магнітні поля, є послідовною теорією близькодії. Вона ґрунтується на тому, що електричні й магнітні взаємодії відбуваються через посередників — електричне й магнітне поля, в яких вони поширюються зі скінченною швидкістю. Дж. Максвелл довів, що швидкість поширення електричних і магнітних взаємодій дорівнює швидкості світла в певному середовищі. Саме це дало йому змогу розвинути електромагнітну теорію світла.

До відкриття електромагнітного поля речовина фактично ототожнювалась із матерією. З відкриттям поля речовина вже не могла бути єдиним представником матерії: поряд із речовиною другим видом матерії було поле. Це мало важливі філософські наслідки. Відкриття електромагнітного поля створює природничо-науковий фундамент узагальнення поняття матерії та визначення цієї філософської категорії.

Розвиток фізики продемонстрував, що рух мікрооб'єктів є специфічною формою, яка не зводиться до електромагнітного, а тим більше до механічного руху. Квантова механіка, що почала швидко розвиватися, встановила закони цього руху і довела, що їх не можна звести до законів класичної фізики.

Контрольні запитання і завдання

1. Поясніть корпускулярно-хвильовий аспект розвитку теорій про світло.
2. У чому полягає значення робіт М. Фарадея для встановлення електромагнітної природи світла?
3. Сформулюйте основні положення електромагнітної теорії Максвелла. Запишіть його основні рівняння.
4. Від яких характеристик середовища залежить швидкість поширення електромагнітних хвиль?
5. Запишіть вираз для швидкості світла у вакуумі.
6. Запишіть закон Максвелла для неферромагнітного середовища.
7. Дайте характеристику діапазонів шкали електромагнітних хвиль.

8. Розкрийте значення досліду П. М. Лебедева з визначення тиску світла для уточнення його природи.
 9. Чому із досліду П. М. Лебедева випливає, що світлу притаманна маса?
 10. Яке значення мають роботи Дж. Максвелла для утвердження електродинамічної картини світу?
-

Розділ 11 ОСНОВИ ФОТОМЕТРІЇ. ОСНОВНІ ЗАКОНИ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ОПТИКИ

11.1. Основні поняття фотометрії

Дія світла зумовлена насамперед наявністю певної світлової енергії. Безпосередньо світло, зумовлене дією світлової енергії, сприймається чутливими елементами ока. Те саме відбувається в будь-якому приймачі, здатному реагувати на світло, наприклад у фотоелементі, термоелементі, фотопластинці. Саме вимірювання світла зводиться до вимірювання світлової енергії або до вимірювання величин, з нею пов'язаних. Розділ оптики, що вивчає методи і засоби вимірювання променевої енергії, називається *фотометрією*.

Нехай через деяку площину за час t пройде світлова енергія E . Відношення

$$W = \frac{E}{t} \quad (11.1)$$

показує, яка кількість енергії проходить через площину за одиницю часу і називається *потокем променевої енергії* через цю площину.

Потік променевої енергії виражається в одиницях потужності, наприклад у ватах. Проте для сприйняття світлової енергії надзвичайно важливу роль відіграє око. Тому поряд з енергетичною оцінкою світла користуються оцінкою, заснованою на безпосередньому світловому сприйнятті ока. *Потік променевої енергії, оцінений за зоровими відчуттями, називається світловим потоком.* Отже, у світлових вимірюваннях користуються двома системами позначень і двома системами одиниць: одна з них ґрунтується на енергетичній оцінці світла, друга — на зорових відчуттях. Оскільки чутливість ока до світла різної довжини хвилі (різного кольору) неоднакова, то оцінки світлового потоку за зоровим відчуттям і його потужністю можуть істотно відрізнятися. Тому для зорової оцінки світлових потоків треба знати чутливість ока до світла різної довжини хвилі. Всі питання, пов'язані з визначенням світлових величин, просто розв'язуються тоді, коли джерело випромінює світло рівномірно в усіх напрямках. Таким джерелом є, наприклад, розжарена металева кулька. Кулька посилає світло рівномірно в усі боки. Світловий потік від неї поширюється в ізотропному

середовищі також рівномірно. Це означає, що дія цього джерела на будь-який приймач світла залежатиме лише від відстані R приймача від центра джерела світла і не залежатиме від напрямку радіуса, проведеного від центра кульки (джерела світла) до приймача.

Здебільшого дію світла визначають на відстані R , значно більшій від радіуса r світної кульки, тому розмірами її можна знехтувати. Тоді можна вважати, що світло випромінюється немов би з однієї точки — центра світної кульки. У таких випадках джерело світла називається *точковим*. Зрозуміло, що точкове джерело не є точкою в геометричному розумінні, а має, як і будь-яке фізичне тіло, скінченні розміри. Джерело безмежно малих розмірів не має фізичного змісту, бо таке джерело мало б з одиниці своєї поверхні випромінювати потік нескінченно великої потужності, що практично неможливо.

Крім того, джерело, яке вважають точковим, не завжди має бути малим. Істотним є не абсолютні розміри джерела, а співвідношення між його розмірами і тими відстанями від джерела, на яких досліджується його дія. Так, для всіх практичних цілей найкращим точковим джерелом є зірки, хоча вони мають величезні розміри, але їхні відстані від Землі в багато разів перевищують ці розміри.

Прообразом точкового джерела, як зазначалося вище, є рівномірно світна кулька. Джерело світла, що посиляє світло нерівномірно в різні боки, не є точковим, хоча б воно було і дуже малим порівняно з відстанню до точки спостереження.

Визначимо тепер більш точно, що розуміють під рівномірним випромінюванням світла в усі боки. Для цього скористаємось уявленнями про тілесний кут Ω , який дорівнює відношенню поверхні σ , вирізаної на сфері конусом із вершиною в її центрі, до квадрата радіуса сфери r^2 :

$$\Omega = \frac{\sigma}{r^2}. \quad (11.2)$$

Це відношення не залежить від радіуса, оскільки зі зростанням r поверхня σ , яку вирізує конус, збільшується пропорційно r^2 . Якщо $r = 1$, то $\Omega = \sigma$, тобто тілесний кут вимірюється поверхнею, вирізаною конусом на сфері одиничного радіуса. *Одиницею тілесного кута є стерадіан (ср) — такий тілесний кут, якому на сфері одиничного радіуса відповідає поверхня з площею, що дорівнює одиниці*. Тілесний кут, який охоплює весь простір навколо джерела, дорівнює 4π ср, бо повна поверхня сфери одиничного радіуса є 4π .

Повне випромінювання будь-якого джерела розподіляється в тілесному куті 4π ср. *Випромінювання називають рівномірним, якщо в однакові тілесні кути, виділені в будь-якому напрямі, випромінюється потік однакової потужності*. Звичайно, чим менші тілесні кути, в яких порівнюємо потужності, випромінювані джерелом, тим точніше перевіряємо рівномірність випромінювання.

Отже, точковим джерелом є таке джерело, розміри якого малі порівняно з відстанню до місця спостереження і яке посиляє світловий потік рівномірно в усі боки.

Повний світловий потік характеризує випромінювання, яке поширюється від джерела в усіх напрямках. Для практичних цілей часто потрібно знати не повний світловий потік, а той потік, який іде в певному напрямі й падає на певну площину. У зв'язку з цим встановлено два допоміжних поняття — силу світла I і освітленість E .

Силою світла називають світловий потік, розрахований на тілесний кут, що дорівнює стерadianу; вона вимірюється відношенням світлового потоку Φ , замкненого всередині тілесного кута Ω , до цього кута:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (11.3)$$

Освітленість — це світловий потік, розрахований на одиницю площини, яка орієнтована нормально до світлового потоку, що падає на неї; вона вимірюється відношенням світлового потоку Φ , що падає на таку площину, до цієї площини σ :

$$E = \frac{\Phi}{\sigma}. \quad (11.4)$$

Зрозуміло, що формули (11.3) і (11.4) визначають середню силу світла та середню освітленість. Вони будуть тим ближчими до істинних, чим рівномірніший потік, або чим менші Ω і σ . Виходячи із формул (11.2)—(11.4), можна дістати таку залежність:

$$E = \frac{I}{r^2}, \quad (11.5)$$

тобто освітленість площини, перпендикулярної до падаючого світлового потоку, дорівнює силі світла, поділеній на квадрат відстані до точкового джерела.

Порівнюючи освітленості площин, розміщених на різних відстанях від точкового джерела, знайдемо $E_1 = \frac{I}{r_1^2}$, $E_2 = \frac{I}{r_2^2}$ і т. д., або

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}, \quad (11.6)$$

тобто освітленості обернено пропорційні квадратам відстаней від освітлюваної площини до точкового джерела. Цей закон називають законом обернених квадратів.

Якщо площина, що освітлюється точковим джерелом, орієнтована в просторі так, що кут між напрямом падаючих променів і нор-

маллю до неї становить α , то співвідношення (11.5) набирає вигляду $E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha$, тобто освітленість площини прямо пропорційна косинусу кута між напрямом світлового потоку і нормаллю до площини.

Цей закон освітленості називають *законом косинуса*.

Досі йшлося тільки про точкові джерела світла. Проте в багатьох випадках джерела світла є протяжними: під час розгляду цих джерел око розрізняє їхню форму і розміри. Для таких джерел світла сила світла не є достатньою характеристикою. Справді, з двох джерел, що випромінюють світло однакової сили, але мають різні розміри (площі), менше здається більш яскравим, оскільки воно дає більшу силу світла з одиниці площі. Однією з характеристик протяжних джерел є *яскравість*. Яскравість протяжного джерела вимірюється силою світла, яка випромінюється одиницею поверхні, що світиться в заданому напрямі.

У системі світлових одиниць за вихідну величину взято *силу світла*. Одиницею сили світла є *кандела* (кд). Кандела — сила світла у заданому напрямі від джерела, що випромінює монохроматичне випромінювання частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямі становить $1/683$ Вт/ср. Кандела поряд з іншими одиницями виміру (метр, кілограм, секунда, моль, кельвін, ампер) належить до основних одиниць СІ.

За одиницю світлового потоку взято *люмен* (лм). Люмен — це світловий потік, випромінюваний точковим джерелом світла в одну канделу всередині одиничного тілесного кута (тобто кута в 1 ср). Якщо точкове джерело має силу світла 1 кд, то повний світловий потік, який воно створює в усіх напрямках, тобто всередині тілесного кута 4π ср, дорівнюватиме 4π лм.

За одиницю освітленості взято *люкс* (лк). Люкс — це освітленість такої поверхні, на 1 м^2 якої падає рівномірно розподілений по площині світловий потік в 1 лм. Освітленість в один люкс дістаємо на поверхні сфери радіуса 1 м, якщо в центрі її розміщується точкове джерело світла 1 кд.

Одиницею виміру яскравості є *кандела на квадратний метр* (кд/м²). Таку яскравість має плоска поверхня, що світиться, в напрямі нормалі до неї, якщо в цьому напрямі сила світла з одного квадратного метра поверхні дорівнює одній канделі.

11.2. Поширення світла. Відбивання та заломлення світла

Для вивчення питання про поширення хвиль потрібно розглянути процес передачі хвильового збурення від однієї точки середовища до іншої, взаємодію збурень, спричинених окремими частинами хвилі, а

також остаточний результат цієї взаємодії. Досвід засвідчує, що в більшості випадків, коли розміри розглядуваної ділянки хвилі великі порівняно з довжиною хвилі, прості закони полегшують розв'язання задачі про поширення хвиль. Напрямок поширення хвилі в ізотропному середовищі є перпендикулярним до лінії, якої досягає хвильове збурення одночасно. Цю лінію називають *фронтом хвилі*. Пряму, перпендикулярну до хвильового фронту, яка показує напрям поширення хвилі, називають *променем*. Отже, *промінь* — це *геометрична лінія, яка перпендикулярна до хвильового фронту і показує напрям поширення хвильового збурення в ізотропному середовищі*.

У кожній точці хвильового фронту можна провести перпендикуляр до фронту, тобто промінь. Якщо джерело хвиль точкове, то фронт хвиль матиме форму сфери, а промені збігатимуться з радіусами, проведеними з точки, з якої виходять хвилі (рис. 11.1). Під світловим променем розуміють не вузький світловий пучок, за допомогою якого можна встановити лише напрям променів, а геометричну лінію, що показує напрям поширення світла. Звичайно, чим вужчий світловий пучок, тим легше за його допомогою встановити напрям поширення світла, тобто визначити світловий промінь. Проте нескінченно вузький світловий пучок неможливо створити. Отже, світлові промені є геометричним поняттям. За їх допомогою можна встановити напрям поширення світлової енергії. Закони, що визначають зміну напрямку променів, дають змогу розв'язувати дуже важливі в оптиці задачі про зміну напрямку поширення світлової енергії. Для аналізу таких задач повністю виправданою буде заміна поняття «світлова хвиля» геометричним поняттям «промінь».

Проте не завжди питання про характер поширення світлових хвиль можна вирішити за допомогою поняття про світлові промені. Існує багато оптичних явищ, для розуміння яких треба звертатися безпосередньо до розгляду світлових явищ. Розгляд світлових явищ з хвильової точки зору потрібний, звичайно, і для розв'язання простіших задач, коли метод променів дає задовільні результати. Оскільки метод променів значно простіший, його застосовують для розгляду всіх питань, для яких він справедливий, критично оцінюючи при цьому його можливість.

Отже, метод оптики променів, або, як його часто називають, *геометричної чи променевої оптики*, є наближеним засобом, достатнім для розгляду певного кола питань. Тому одне із завдань вивчення оптики полягає в оволодінні методом променів та встановленні меж його застосування.

Закони відбивання та заломлення світла. Можливість бачити предмети, які самі не випромінюють світло, пов'язана з тим, що будь-яке тіло частково відбиває, а частково пропускає або погли-

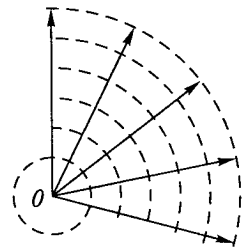


Рис. 11.1

нає світло, що на нього падає. Тіло ми бачимо з будь-якого боку внаслідок дифузійного відбивання, розсіяння в різних напрямках. Так, унаслідок розсіяного світла, хоч і слабкого, ми бачимо звідусіль навіть дзеркала, які мали б відбивати світло тільки в одному напрямі. Розсіяне світло в цьому разі зумовлене дрібними дефектами поверхні: подряпинами, наявністю пилинок тощо. Ми розглядатимемо закони напрямленого (дзеркального) відбивання і напрямленого пропускання (заломлення) світла.

Щоб відбувалося дзеркальне відбивання чи заломлення світла, тіло повинно мати досить гладеньку поверхню (нематову), а всередині бути однорідним (некаламутним). Це означає, що нерівності поверхні, як і неоднорідності внутрішньої будови, мають бути досить малими. Як і в будь-якому фізичному явищі, вираз «досить малий» або «досить великий» означає мале або велике порівняно з якоюсь іншою фізичною величиною, яка має певне значення для цього явища. В нашому випадку такою величиною є довжина світлової хвилі. А тому, щоб поверхня була оптично гладенькою, а тіло оптично однорідним, потрібно, щоб нерівності й неоднорідності були значно меншими від довжини хвилі ($\Lambda_{\text{фіол}} = 400 \text{ нм}$, $\Lambda_{\text{черв}} = 750 \text{ нм}$).

Дослідні дані дали змогу сформулювати закон відбивання світла: *промінь падаючий, промінь відбитий і перпендикуляр до відбиваючої поверхні лежать у одній площині, причому кут відбивання променя дорівнює куту падіння* (рис. 11.2).

Кути падіння i і відбивання i' прийнято вимірювати від перпендикуляра до відповідного променя. Точне вимірювання кута падіння i та кута заломлення r приводить до закону заломлення: *промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр до поверхні розділу суміжних середовищ лежать у одній площині; кут падіння i кут заломлення r пов'язані таким співвідношенням:*

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \quad (11.7)$$

де n — відносний показник заломлення (показник заломлення другого середовища відносно першого) є сталою величиною, яка не залежить від кута падіння і визначається оптичними властивостями граничних середовищ. Кути i та r завжди вимірюють у напрямі від перпендикуляра до відповідного променя.

Оборотність напрямку світлових променів. Як при відбиванні, так і при заломленні світло може проходити той самий шлях в обох протилежних напрямках. Цю властивість світла називають *оборотністю світлових променів*. Тобто, якщо показник заломлення при переході з першого середовища в друге дорівнює n , то при переході з другого

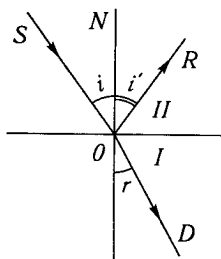


Рис. 11.2

середовища в перше він дорівнює $1/n$. Властивість оборотності світлових променів зберігається і при багатократних відбиваннях і заломленнях, які можуть відбуватися в будь-якій послідовності. Це випливає з того, що при кожному відбиванні чи заломленні напрям світлового променя може бути замінений на зворотний. Отже, якщо при виході світлового променя з будь-якої системи заломлюючих і відбиваючих середовищ примусити його на останньому етапі відбиватися точно назад, то він пройде всю систему в зворотному напрямі й повернеться до джерела.

Показник заломлення світла. Цей показник залежить від оптичних властивостей середовища, з якого промінь падає, й того середовища, в яке він входить. Якщо світло падає з вакууму на якесь середовище, то тоді показник заломлення цього середовища називають *абсолютним*.

Нехай абсолютний показник заломлення першого середовища n_1 , а другого — n_2 . Розглядаючи заломлення на межі першого й другого середовищ, можна переконатися, що показник заломлення n при переході з першого середовища в друге, так званий відносний показник заломлення, дорівнює відношенню абсолютних показників заломлення другого до першого середовища:

$$n = \frac{n_2}{n_1}. \quad (11.8)$$

Навпаки, при переході з другого середовища в перше відносний показник заломлення

$$n' = \frac{1}{n} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (11.9)$$

Середовище, що характеризується більшим показником заломлення, називають *оптично більш густим*. Як правило, показники заломлення різних середовищ вимірюються відносно повітря. Показник заломлення залежить від довжини хвилі світла. Різним довжинам хвиль відповідають різні показники заломлення. Це явище називають *дисперсією*, воно відіграє важливу роль в оптиці. Абсолютний показник заломлення повітря $n_{\text{п}} = 1,0003$. Отже, абсолютний показник заломлення будь-якого середовища n_a пов'язаний з його показниками заломлення відносно повітря $n_{\text{п}}$ такою формулою:

$$n_a = n_{\text{п}} n_{\text{в}} = 1,0003 n_{\text{в}}, \quad (11.10)$$

де $n_{\text{в}}$ — відносний показник заломлення середовища.

Повне внутрішнє відбивання. Цікаве явище спостерігається, якщо світло, що поширюється в якомусь середовищі, падає на межу поділу цього середовища з середовищем, оптично менш густим, тобто таким, що має менший абсолютний показник заломлення. Частина

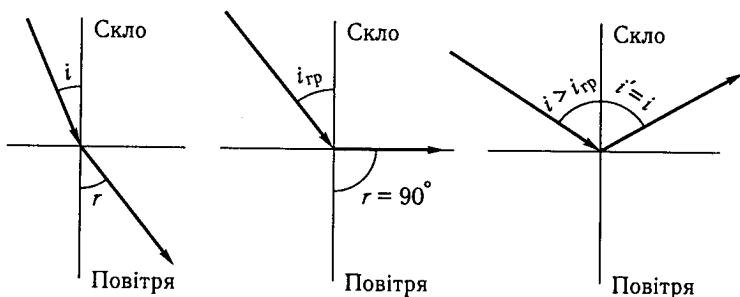


Рис. 11.3

відбитої енергії збільшується зі збільшенням кута падіння, а, починаючи з деякого кута падіння, вся світлова енергія відбивається від межі поділу. Це явище називають *повним внутрішнім відбиванням*.

Розглянемо, наприклад, падіння світла на межу поділу скла і повітря. Нехай світловий промінь падає зі скла на межу поділу під різними кутами (рис. 11.3). *Кут падіння $i_{гр}$, починаючи з якого вся світлова енергія відбивається від межі поділу, називають граничним кутом*.

Звернемо увагу на те, що при падінні світла на межу поділу під граничним кутом кут заломлення становить 90° . Отже, для цього випадку маємо $\frac{\sin i}{\sin r} = n$, а при $i = i_{гр}$ покладемо $r = 90^\circ$, або $\sin r = 1$, і

$$\sin i_{гр} = n. \quad (11.11)$$

При кутах падіння більших від $i_{гр}$ заломленого променя не існує. Граничний кут на межі з повітрям для води дорівнює 49° , для гліцерину — 43° , для алмазу — 24° .

Заломлення в плоскопаралельній пластинці. Нехай промінь AB падає на плоскопаралельну пластинку (рис. 11.4). У склі він заломлюється і йде в напрямі BC . У точці C він знову заломиться і вийде з пластинки в напрямі CD . Доведемо, що промінь CD , що вийшов із пластинки, паралельний променю AB , що падає на пластину.

Для заломлення в точці B маємо: $\sin i / \sin r = n$, де n — показник заломлення світла. Для заломлення в точці C закон заломлення дає $\sin r / \sin i_1 = 1/n$, оскільки в цьому разі промінь виходить із пластинки.

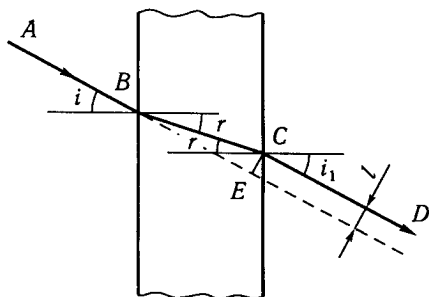


Рис. 11.4

тинки в повітря. Перемноживши ці два вирази, дістанемо $\sin i = \sin i_1$, або $i = i_1$. Звідси випливає, що промені AB і CD паралельні. Промінь CD зміщений відносно падаючого променя AB . Значення зміщення $l = EC$ залежить від товщини пластинки й кутів падіння та заломлення. Зміщення збільшується з товщиною пластинки.

Виходячи із законів відбивання і заломлення світла, можна, як це зроблено у попередньому випадку, проаналізувати хід світлових променів у лінзі, призмі та в різних оптичних системах.

11.3. Принцип Ферма

В оптично однорідному середовищі світло поширюється прямолінійно, тобто найкоротшим шляхом. При проходженні світла з одних середовищ в інші, як ми бачили, воно заломлюється і відбивається на їхніх межах, тобто шлях його стає ламаним. У неоднорідних середовищах, де коефіцієнт заломлення n неперервно змінюється, світлові промені викривлюються. Шлях, по якому поширюється світло в неоднорідному середовищі, можна визначити, керуючись принципом, встановленим 1662 р. французьким математиком П. Ферма.

За принципом Ферма світло поширюється по такому шляху, що час, необхідний для його проходження від однієї точки до іншої, має найменше значення.

Якщо середовище має показник заломлення n , то швидкість світла в ньому буде $v = c/n$, де c — швидкість світла у вакуумі. Отже, час, протягом якого світло проходить відстань l у середовищі з показником заломлення n , визначається співвідношенням $t = \frac{l}{v} = \frac{ln}{c}$.

Добуток геометричного шляху l на показник заломлення n називають *оптичним шляхом*. Нехай світло проходить кілька середовищ з показниками заломлень n_1, n_2, n_3 (рис. 11.5). Із точки A світло потрапляє в точку B шляхом $AMNB$, для якого час $t = \frac{AMn_1}{c} + \frac{MNn_2}{c} + \frac{NBn_3}{c}$ має найменше значення. Оскільки швидкість світла c у вакуумі є величиною сталою, то можна сформулювати принцип Ферма так: світло поширюється між точками A і B так, що оптичний шлях $L = AMn_1 + MNn_2 + NBn_3$ має мінімальне значення.

Проте для того щоб принцип Ферма відображав фактичний стан справ, йому треба дати більш загальне визначення, ніж це зроблено самим П. Ферма, а саме: *світло поширюється по шляху, оптична довжина якого екстремальна, тобто або мінімальна, або максимальна, або стаціонарна (однакова для всіх можливих шляхів).*

Прикладом стаціонарного значення оптичного шляху є випадок відбивання променів від внутрішньої дзеркальної поверхні еліпсоїда обертання, в одному з фокусів якого міститься точкове джерело S

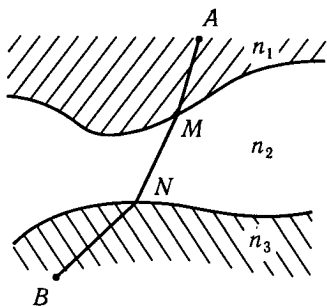


Рис. 11.5

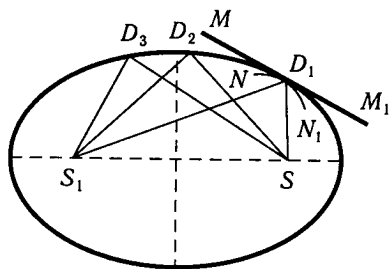


Рис. 11.6

(рис. 11.6). Світлові промені, що йдуть від точкового джерела S , після відбивання від довільних точок D_1, D_2, D_3 такого дзеркала, збігаються в другому фокусі еліпсоїда S_1 . За відомою властивістю еліпсоїда

$$SD_1 + D_1S_1 = SD_2 + D_2S_1 = SD_3 + D_3S_1.$$

Відбивання від поверхні меншої кривизни, наприклад від площини MM_1 , дотичної до еліпсоїда, відповідає мінімуму, а відбивання від поверхні NN_1 більшої кривизни — максимуму довжини шляху (або часу проходження).

П. Ферма вважав, що його принцип впливає з ще більш загального принципу цілеспрямованості: «природа завжди дотримується найкоротшого шляху». Таке теологічне тлумачення принципу Ферма було поширене в XVII і XVIII ст. Однак цьому тлумаченню різко суперечать усі випадки, що відповідають найбільшому часу. Можна довести, що принцип Ферма є одним із наслідків хвильової природи світла, але він справедливий лише для сфери застосування методів геометричної оптики.

Керуючись принципом Ферма, можна дістати закони геометричної оптики, наприклад закони заломлення та відбивання світла.

Контрольні запитання і завдання

1. Який розділ оптики називають фотометрією?
2. Що таке потік променевої енергії? В яких одиницях він виражається?
3. Яке джерело світла можна вважати точковим?
4. Дайте визначення силі світла. В яких одиницях вона виражається?
5. Що таке освітленість і в яких одиницях вона виражається?
6. Сформулюйте закон обернених квадратів.
7. Сформулюйте закони відбивання та заломлення світла.
8. Що таке абсолютний і відносний показники заломлення світла?
9. Поясніть причини повного внутрішнього відбивання світла.
10. Сформулюйте принцип Ферма для світла.

Розділ 12 ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

12.1. Дисперсія світла

Серед оптичних явищ особливе місце належить спектрам. Найпоширенішим прикладом є райдуга, що виникає в дощових краплях, освітлених Сонцем. У лабораторії для спостереження цього явища звичайно використовують скляну призму або дифракційну решітку. В усіх випадках ми бачимо замість білого світла смуги червоного кольору на одному кінці, які поступово переходять в оранжевий, жовтий, зелений, голубий, синій і закінчуються фіолетовим на другому.

І. Ньютон пояснив появу спектра тим, що біле світло насправді є сумішшю різних кольорів, а призма або дощова крапля лише відокремлюють їх один від одного. Спектр виникає внаслідок того, що промені різних кольорів, які входять до складу білого світла, заломлюються по-різному. На рис. 12.1 суцільною лінією показано шлях фіолетового світла, а штриховою — червоного.

Ми не будемо пояснювати причину заломлення, оскільки для цього потрібні знання атомної структури прозорих середовищ. Світло одного кольору можна виділити, пропускаючи, наприклад, біле світло через призму і ставлячи потім на його шляху непрозору пластинку із вузькою щілиною, яка виріже ділянку спектра цього кольору. Таке світло одного кольору, що відповідає певній довжині хвилі, називають *монохроматичним*. Прилади, за допомогою яких виділяють випромінювання (видиме й невидиме) певної довжини хвилі, називають *монохроматорами*. Можна дістати жовте монохроматичне світло безпосередньо від джерела, яке його випромінює. Для цього можна скористатися пальником, у полум'я якого помістити будь-яку речовину, що містить натрій, наприклад звичайну кухонну сіль. Натрій дає монохроматичне світло жовтого кольору. Проте не слід вважати, що саме І. Ньютону належить відкриття спектральних кольорів. С. І. Вавилов писав, що спектральні кольори були відомі ще задовго до І. Ньютона, про їх існування знали Леонардо да Вінчі, Г. Галілей і багато інших. І. Ньютон установив наявність залежності показника заломлення речовини від довжини світлової хвилі, яку називають *дисперсією світла*. Практично дисперсію характеризують заданням значень показника заломлення для кількох довжин хвиль, наприклад: червоної ($\lambda = 656,3$ нм), жовтої (589,3 нм), синьої (486,1 нм), фіолетової (434,1 нм).

Кожній прозорій речовині властива дисперсія, яка визначається так:

$$D = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{df(\lambda)}{d\lambda}, \quad (12.1)$$

де n_2 , n_1 — показники заломлення відповідно для λ_2 і λ_1 .

На рис. 12.2 показано залежність показника заломлення від довжини хвилі $n = f(\lambda)$. Така залежність може бути для всіх прозорих незабарвлених речовин в межах видимої частини спектра. Як видно з рисунка, зменшення довжини хвилі призводить до збільшення показника заломлення. Залежність $n = f(\lambda)$ має нелінійний характер. У випадку, зображеному на рис. 12.2, $\frac{dn}{d\lambda} < 0$. Таку дисперсію називають нормальною, на відміну від аномальної, для якої $\frac{dn}{d\lambda} > 0$.

Аномальна дисперсія спостерігається на ділянках поглинання. На ділянці нормальної дисперсії залежність показника заломлення від довжини хвилі можна наближено описати формулою

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \quad (12.2)$$

де A, B, C — константи речовини, які визначаються експериментально. Для більшості випадків можна обмежитись двома першими членами і записати $n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$. Тоді

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}. \quad (12.3)$$

Явище дисперсії лежить в основі утворення оптичних спектрів, а тригранну скляну призму використовують як складову частину спектрографа — приладу, за допомогою якого дістають такі спектри.

Найважливішими кількісними характеристиками оптичного (як і будь-якого електромагнітного) випромінювання є його інтенсивність і частота коливань (довжина хвилі), що характеризують таке випромінювання. У цілому ці величини визначають спектр випромінювання.

Якщо побудувати діаграму (рис. 12.3), на якій по осі абсцис відкласти довжини світлових хвиль λ (або частоти коливань), а по осі ординат — квадрати амплітуд електричного вектора (інтенсивність), то дістанемо графічне зображення спектра, який зображено на рис. 12.4. Довжина відрізків, зображених на рис. 12.3 для кожної світлової хвилі, пропорційна яскравості її спектральної

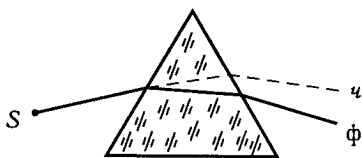


Рис. 12.1

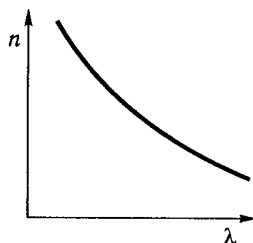


Рис. 12.2

лінії, які зображено на рис. 12.4. Зображені на рис. 12.3 випромінювання, що відповідають окремим спектральним лініям, є ідеально монохроматичними, тому лінії, що характеризують яскравість їхнього спектра, треба розуміти як геометричні. Насправді неможливо дістати ідеально монохроматичне випромінювання, оскільки воно мало б продовжуватися із незмінною амплітудою, частотою й фазою протягом нескінченного часу. Реальні світлові процеси мають скінченну тривалість, вони складаються з великої кількості скінченних випромінювань окремих атомів. Унаслідок цього замість ідеально вузьких ліній дістають спектральні лінії скінченної ширини, тобто «спектральні лінії» насправді є спектральними смугами більшої чи меншої ширини. Світло, що відповідає спектральній лінії дуже вузької, але скінченної ширини, на практиці беруть за монохроматичне (однокольорове). Його характеризують довжиною хвилі максимуму інтенсивності в спектральній лінії. Монохроматичність таких випромінювань наближена. Тому такі світлові випромінювання називають *квaziмонохроматичними*. Саме такими є всі реальні монохроматичні випромінювання.

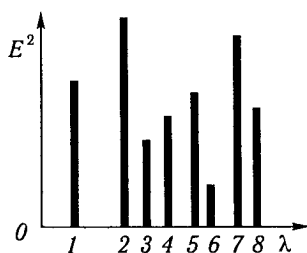


Рис. 12.3



Рис. 12.4

12.2. Інтерференція світла

Для світлових хвиль справджується принцип суперпозиції, внаслідок чого для них характерне векторне додавання напруженостей електричних полів окремих світлових хвиль. Справедливість принципу суперпозиції зумовлена тим, що наведені в середовищі дипольні моменти прямо пропорційні напруженості зовнішнього електричного поля, тобто електричні властивості середовища мають лінійний характер. Якби співвідношення між зовнішнім полем і результатом його впливу на середовище мали нелінійний характер, то принципу суперпозиції не було б. У цьому разі одне випромінювання заважало б поширенню другого, спотворювало б його. Проте в деяких випадках ця нелінійність існує, наприклад при поширенні електромагнітних хвиль у дуже йонізованому середовищі (плазмі). Характерно, що М. В. Ломоносов вважав справедливість принципу суперпозиції у сфері світлових явищ одним із основних аргументів на користь хвильової природи світла. За електромагнітною теорією принцип суперпозиції означає, що вектор напруженості результуючого електричного поля двох світлових хвиль, які проходять через одну точку, дорів-

нює векторній сумі напруженостей електричних полів кожної хвилі окремо. Зокрема, якщо напруженості цих полів мають однакові значення і протилежно напрямлені, напруженість результуючого електричного поля дорівнюватиме нулю; навпаки, при однаковому напрямі напруженостей складових полів напруженість результуючого поля досягне максимального значення. Явище додавання електромагнітних хвиль однієї частоти коливань, що мають сталу різницю фаз і однаковий напрям коливань, називають *інтерференцією електромагнітних хвиль*.

Електромагнітне поле світлової хвилі швидко змінюється з часом. Приблизно 10^{15} разів за секунду напруженість електричного поля проходить через нуль, змінюючи свій напрям, і стільки ж разів досягає свого максимального значення. Зорове враження зумовлене середнім значенням квадрата електричного вектора хвилі за порівняно великий проміжок часу, а не значенням його в кожний момент. Великий проміжок часу, звичайно, треба розуміти як великий порівняно з періодом світлового колювання, який становить близько 10^{-15} с.

Зрозуміло, що око побачить підсилення або згасання світла тільки тоді, коли цей ефект відбуватиметься для багатьох коливань, тобто коли різниця фаз між інтерферуючими колюваннями залишається сталою. Отже, для виникнення інтерференції світлових хвиль у будь-якій точці простору потрібна сталість різниці фаз між однаково напрямленими світловими колюваннями однакової частоти, що приходять у цю точку. Такі колювання називають *когерентними*.

Будь-яке світне тіло складається з дуже багатьох джерел колювань: світлові хвилі породжуються окремими атомами речовини. Ми спостерігаємо завжди сумарну дію багатьох атомів. Для виникнення інтерференції від двох джерел світла потрібно, щоб у місці спостереження хвилі, які випромінюються всіма атомами одного джерела, відрізнялись за фазою на сталі значення від хвиль другого джерела. Такий збіг практично неможливий, тому між променями двох різних джерел світла не може виникнути явище інтерференції. Інтерференція спостерігається тільки тоді, коли світлові промені одного джерела якимось чином (відбиванням, заломленням) були «роздвоєні» і потім знову зведені. Проте навіть у цьому разі можуть виникнути некогерентні колювання. Джерела світла, які випромінюють некогерентні хвилі, називають *когерентними*.

Розглянемо приклад додавання двох когерентних хвиль, які поширюються від джерел S_1 і S_2 , що містяться на відстані y_1 і y_2 відповідно від точки спостереження O (рис. 12.5). Колювання від джерел S_1 і S_2 приходять у точку O з деякою різницею фаз, яка залежить від різниці відстаней y_1 і y_2 . Різниця фаз виникає навіть тоді, коли колювання джерел відбуваються в одній фазі. Запишемо рівняння колювальних рухів, що приходять у точку O ,

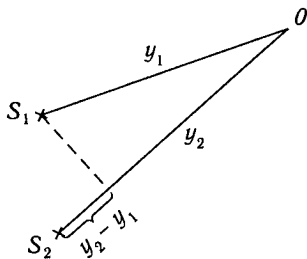


Рис. 12.5

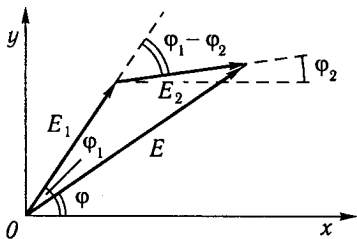


Рис. 12.6

$$x_1 = E_1 \sin(\omega t + \varphi_1) = E_1 \sin(\omega t - \omega\tau_1),$$

$$x_2 = E_2 \sin(\omega t + \varphi_2) = E_2 \sin(\omega t - \omega\tau_2), \quad (12.4)$$

де E_1 і E_2 — амплітуди коливань; ω — циклічна частота коливань; φ_1 і φ_2 — початкові фази відповідних коливань у точці спостереження; τ_1 і τ_2 — час поширення коливань від джерел S_1 і S_2 до точки спостереження. Якщо швидкість поширення світла c , то $\tau_1 = \frac{y_1}{c}$ і $\tau_2 = \frac{y_2}{c}$. Підставивши ці значення у формулу (12.4), дістанемо

$$x_1 = E_1 \sin\left(\omega t - \omega \frac{y_1}{c}\right) = E_1 \sin \omega \left(t - \frac{y_1}{c}\right),$$

$$x_2 = E_2 \sin\left(\omega t - \omega \frac{y_2}{c}\right) = E_2 \sin \omega \left(t - \frac{y_2}{c}\right). \quad (12.5)$$

Звідси випливає, що $\varphi_1 = -\omega \frac{y_1}{c}$, $\varphi_2 = -\omega \frac{y_2}{c}$.

Нас цікавитимуть фаза і амплітуда результуючого коливання, спробуємо їх знайти графічно. На рис. 12.6 зображено векторну діаграму додавання двох коливань з амплітудами відповідно E_1 і E_2 та початковими фазами φ_1 і φ_2 . Із цієї діаграми неважко дістати формулу для визначення фази результуючого коливання:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_1 \sin \varphi_1 + E_2 \sin \varphi_2}{E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2}. \quad (12.6)$$

Значення амплітуди результуючого коливання дістанемо з діаграми як для сторони трикутника, що лежить проти тупого кута:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (12.7)$$

Із формули (12.7) випливає, що амплітуда результуючого коливання визначається не тільки амплітудами коливань, що додаються, а й змінюється залежно від різниці їхніх початкових фаз. Проаналізуємо окремі випадки. Візьмемо $E_1 = E_2 = E_0$. Виразимо різницю фаз через геометричну різницю ходу хвиль:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{\omega}{c}y_1 + \frac{\omega}{c}y_2 = \frac{\omega}{c}(y_2 - y_1) = \frac{\omega}{c}\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta, \quad (12.8)$$

де $\delta = y_2 - y_1$ — геометрична різниця ходу хвиль (див. рис. 12.5); λ — довжина хвилі.

Розглянемо два граничних випадки:

1. Нехай різниця фаз кратна 2π : $\varphi_1 - \varphi_2 = k2\pi$, де $k = 0, 2, \dots$, тоді $\cos(k2\pi) = 1$. Результуюча амплітуда буде

$$E = \sqrt{2E_0^2 + 2E_0^2} = 2E_0. \quad (12.9)$$

Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди електричного вектора, то в цьому разі інтенсивність результуючого коливання буде в чотири рази більшою від інтенсивності світла, яке падає від одного джерела. Встановимо зв'язок між заданою різницею фаз і різницею ходу:

$$2k\pi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta, \quad \delta = 2k\frac{\lambda}{2}. \quad (12.10)$$

Отже, інтенсивність світла внаслідок інтерференції світлових променів збільшується тоді, коли геометрична різниця ходу містить парне число півхвиль.

2. Нехай різниця фаз кратна π : $\varphi_1 - \varphi_2 = (2k + 1)\pi$, тоді $\cos(2k + 1)\pi = -1$. Результуюча амплітуда буде

$$E = \sqrt{2E_0^2 - 2E_0^2} = 0. \quad (12.11)$$

Тоді

$$(2k + 1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta, \quad \delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (12.12)$$

Отже, інтенсивність світла внаслідок інтерференції світлових променів дорівнює нулю, якщо геометрична різниця ходу містить непарне число півхвиль. Якщо різниця фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ хаотично змінюється з часом з дуже великою частотою порядку $1/t$ (де t — тривалість збудженого стану атома), то середнє значення за часом $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнюватиме нулю. Результуюча амплітуда двох коливань за цих умов буде

$$E = \sqrt{2E_0^2} = \sqrt{2}E_0. \quad (12.13)$$

Результуюча інтенсивність від двох таких джерел світла при цьому дорівнює сумі обох інтенсивностей, які дає кожне джерело. Внас-

лідок того, що спостерігач не може стежити за миттєвим станом інтерференційної картини, а положення максимумів і мінімумів швидко змінюється у просторі, він сприйматиме деяку середню освітленість без максимумів і мінімумів з інтенсивністю $2I_0$. Джерела світла, для яких різниці фаз хаотично змінюється з часом, не можуть давати інтерференції світла з послідовними чергуваннями максимумів і мінімумів освітленості. Їх називають *некогерентними*. Будь-які незалежні джерела світла, наприклад звичайні освітлювальні лампи, є некогерентними джерелами світла: зі збільшенням їх кількості інтенсивність результуючого освітлення ніколи не зменшується. Отже, для некогерентних джерел світла інтенсивність результуючого світла дорівнює сумі інтенсивностей падаючого світла ($I = I_1 + I_2$). Для когерентних джерел, як було показано вище, така рівність не справджується.

12.3. Методи спостереження інтерференції світла

Для утворення когерентних світлових пучків застосовують різні штучні прийоми. Фізична суть усіх приладів для спостереження інтерференції світла однакова: світло від одного джерела поширюється до екрана двома різними шляхами. Внаслідок цього утворюється певна різниця ходу хвиль (або оптична різниця ходу, якщо світлові пучки поширюються в різних середовищах), яка для деяких точок екрана становить $2k \frac{\lambda}{2}$ (у цих точках спостерігаються інтерференційні максимуми) або $(2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ (у цих точках спостерігаються інтерференційні мінімуми). На екрані виникає інтерференційна картина: чергування темних і світлих кілець для монохроматичного світла.

Одним із приладів для спостереження інтерференції світла є біпризма Френеля (рис. 12.7). Біпризма Френеля складається з двох однакових скляних призм із малими заломними кутами і загальною основою. Внаслідок заломлення в біпризмі світловий промінь роздвоюється. Світло поширюється так, ніби два когерентні джерела розміщені в точках S' і S'' . Насправді маємо лише одне реальне джерело S . Світло, що йде від джерела S , роздвоюється внаслідок заломлення у двох половинах біпризми і доходить до точок екрана двома різними шляхами. В половинах, де перекриваються світлові потоки, що поширюються різними шляхами, спостерігається інтерференційна картина. Якщо

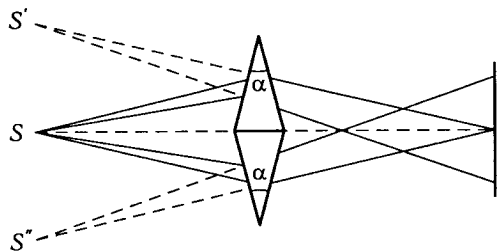


Рис. 12.7

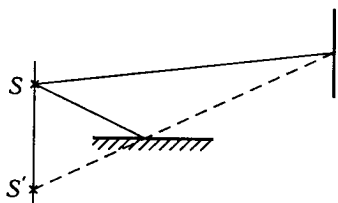


Рис. 12.8

джерело світла в досліді з біпризмою (дослід Френеля) випромінює біле світло, то побачимо кольорову інтерференційну картину. Якщо джерело випромінює монохроматичне світло, то інтерференційна картина складатиметься з світлих і темних смуг.

Інтерференцію світла можна спостерігати також за допомогою дзеркала Ллойда. Дзеркало Ллойда роздвоює світловий промінь унаслідок відбивання його від дзеркала. Якщо у випадку з біпризмою Френеля обидва когерентні джерела були уявними, то за допомогою дзеркала Ллойда дістаємо одне когерентне джерело уявне, а друге дійсне (рис. 12.8). Інтерференційна картина в обох випадках буде однаковою.

Не слід думати, що інтерференцію світла можна спостерігати лише в лабораторних умовах, застосовуючи спеціальні оптичні пристрої. Кожному неодноразово доводилося бачити райдужні кольори мильних плівок, тонких плівок нафти на поверхні води, кольори мінливості на поверхні сталевих деталей. Усі ці явища зумовлені інтерференцією світла в тонких прозорих плівках, яка виникає внаслідок падання когерентних хвиль, що відбиваються від верхньої та нижньої граней плівки.

Розглянемо інтерференцію світла в тонких плівках на прикладі інтерференції в плоскопаралельній скляній пластинці завтовшки h . На пластинку під кутом i падає плоска монохроматична хвиля, фронт якої в деякий момент часу проходить по лінії AD (рис. 12.9). Поки крайній промінь 1 пройде в пластинці шлях $AB + BC = \frac{2h}{\cos r}$ зі швидкістю $v = \frac{c}{n}$ (c — швидкість світла у вакуумі; n — показник заломлення скла), витративши на це час $\Delta t = \frac{2h}{v \cos r} = \frac{2hn}{c \cos r}$, другий крайній промінь 2 пройде відстань DC зі швидкістю c , причому $DC = c\Delta t$. Знайдемо оптичну різницю ходу променів. Оскільки $DC = AC \sin i$ і $AC = 2h \operatorname{tg} r$, то

$$\Delta = n(AB + BC) - DC = \frac{2h}{\cos r} n - 2h \sin i \operatorname{tg} r = 2h \frac{n - \sin i \sin r}{\cos r}.$$

Ураховуючи, що $n = \frac{\sin i}{\sin r}$, дістанемо

$$\Delta = 2hn \cos r = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (12.14)$$

Слід урахувати, що інтерференційна картина визначається оптичною різницею ходу лише тоді, коли початкові фази коливань, які поширюються від кожного джерела, однакові. Для хвиль, що відби-

ваються, така вимога не завжди виконується. Так, якщо відбувається відбивання світла від оптично більш густого середовища (середовище називають оптично більш густим, якщо його показник заломлення має більше значення), то фаза коливань змінюється на протилежну. В цьому випадку таким середовищем є скло (скляна пластинка), показник заломлення якого більший за показник заломлення повітря. Тому при відбиванні світла від скла на межі повітря — скло фаза коливань змінюється на π . Така зміна фази еквівалентна тому, що шлях хвилі змінився на півхвилі. Задану зміну оптичної довжини шляху при відбиванні хвиль називають «втратою півхвилі при відбиванні».

З урахуванням цього

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2. \quad (12.15)$$

Якщо $\Delta = (2k+1)\lambda/2$, де $k = 0, 1, 2, \dots$, то промені 1 і 2 гасять один одного і в напрямі CE відбите світло не спостерігається. Якщо ж $\Delta = 2k\lambda/2$, то інтерферуючі промені дають у напрямі відбитого променя CE максимум інтенсивності. Число k називають порядком максимуму або мінімуму в інтерференційній картині.

Якщо на однорідну ($n = \text{const}$) плоскопаралельну ($h = \text{const}$) пластинку падає пучок світла під сталим кутом i , то вся пластинка освітлюється однаково, оскільки оптична різниця ходу хвиль Δ залишається сталою. Проте якщо товщина пластинки h змінюється, наприклад пластинка клиноподібна, або на плоскопаралельну пластинку падає розбіжний пучок світла, то спостерігається чергування максимумів і мінімумів освітленості. В першому випадку інтерференційна картина називається смугами однакової товщини, в другому — смугами однакового нахилу.

І. Ньютон 1675 р. спостерігав інтерференцію від повітряного прошарку, що містився між плоскопаралельною скляною пластинкою і випуклою поверхнею об'єктива астрономічного рефрактора у відбитому світлі. Темна пляма в місці дотику плоского скла і об'єктива виявилась оточеною світлими і темними кільцями в монохроматичному світлі або кольоровими кільцями в білому. З віддаленням від центральної темної плями, тобто зі збільшенням товщини повітряного прошарку, кольорові смуги вужчають, а потім зовсім зникають. Інтерференційну картину, що спостерігається при цьому, називають *кільцями Ньютонa*. Отже, зрозуміло, що інтерференційна картина має вигляд системи концентричних кілець. Місця однакової товщини в повітряному прошарку, які відповідають місцям однакового

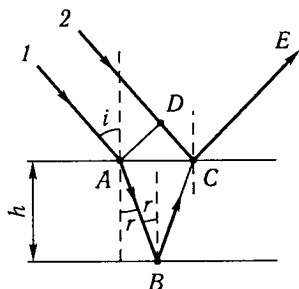


Рис. 12.9

запізнення світлових хвиль, мають форму концентричних кіл при нормальному падінні світла або еліпсів — при падінні світла під кутом.

12.4. Дифракція світла

Геометрична оптика ґрунтується на принципі прямолінійності поширення світла в однорідному середовищі, де немає заломлення, відбивання або інших аналогічних явищ. Крім того, вважалось, що світловий пучок можна розбити на будь-яку кількість нескінченно тонких променів і спостерігати поширення кожного з них окремо.

При спостереженні інтерференції користуються також уявленнями про нескінченно тонкі світлові промені, які прямолінійно поширюються в однорідному середовищі. Уточнення порівняно з геометричною оптикою полягало лише в тому, що ці промені розглядаються як напрями поширення світлових коливань. Чимало фактів засвідчує, що потрібне подальше уточнення уявлень про процес поширення світлових коливань. Потреба у такому уточненні виникає відразу при першій спробі дістати на досліді досить вузький світловий промінь.

Найпростіше дістати вузький світловий промінь, якщо взяти досить мале джерело світла S і помістити на деякій відстані від нього непрозорий екран K з невеликим отвором. Діаметр світної плями ab , що утворюється на екрані N , розміщеному за екраном K , характеризуватиме ширину утворюваного світлового пучка (рис. 12.10).

Отже, з геометричної оптики випливає: чим меншим буде отвір в екрані K , тим меншим буде діаметр світної плями на екрані N або тим вужчим буде світловий промінь. Якщо отвір в екрані зменшити аж до мізерно малого, то здавалося б, що можна одержати як завгодно вузький світловий промінь, який би утворив на екрані світну точку. Проте дослід дає зовсім протилежний результат: починаючи з певного розміру отвору, подальше його зменшення спричинює не зменшення світної плями на екрані N а її збільшення. При цьому пляма втрачає свою різкість, стає розпливчастою і освітленою нерівномірно, на ній виникає чимало кілець (для круглого отвору) в ділянці $a'b'$, значно ширшій, ніж це впливає з геометричної оптики. Розширення плями відповідає, звичайно, і розширенню світлового променя. Отже, спроба дістати як завгодно вузький промінь світла зазнала невдачі. Описане явище зумовлене дифракцією світла.

У загальних рисах явище дифракції полягає в тому, що при проходженні крізь дуже вузькі отвори і біля країв

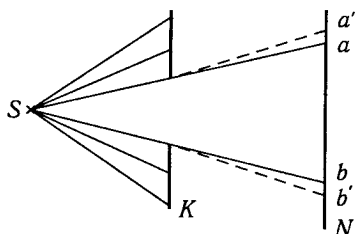


Рис. 12.10

непрозорих екранів світло помітно відхилятиметься від прямолінійного поширення. В ділянці геометричної тіні й поблизу неї в освітленій частині поля зору спостерігаються поперемінні послаблення освітленості такого самого характеру, як і при інтерференції когерентних світлових пучків. Це дає змогу дійти висновку, що основою явищ дифракції та інтерференції є хвильова природа світла.

Прихильники корпускулярної теорії світла намагались пояснити викривлення світлових променів тим, що частинки світла притягуються краями екрана. Тоді відхилення променів мало б залежати від форми країв отвору і матеріалу екрана. О. Френель довів, що це не так. Цікаво зазначити, що один із основоположників хвильової теорії світла Х. Гюйгенс взагалі ігнорував явище дифракції, а І. Ньютон вважав, що дифракція суперечить хвильовим уявленням про світло і підтверджує корпускулярну точку зору.

Для пояснення поширення світла Х. Гюйгенс сформулював принцип, який названо його ім'ям. *Принцип Гюйгенса* формулюють так: *кожну точку середовища, якої досягне фронт хвилі в певний момент часу, можна розглядати як джерело вторинних півсферичних хвиль. Поверхня, що огинає ці елементарні хвилі, визначає положення фронту хвилі, яка поширюється в середовищі, в наступний момент часу.* Виходячи з принципу Гюйгенса, можна пояснити багато явищ, зокрема хід променів при відбиванні й заломленні світла, коли фронт світлової хвилі вважається нескінченним, унаслідок чого дифракція не виникає. За допомогою принципу Гюйгенса можна пояснити заходження світла в ділянку геометричної тіні, але при цьому залишається невирішеним питання про розподіл енергії вздовж хвильового фронту. Цей недолік принципу Гюйгенса було усунуто 1815 р. О. Френелем, який доповнив його принципом інтерференції вторинних хвиль. За Френелем, хвилю, що приходить у будь-яку точку простору від первинного джерела, можна розглядати як наслідок інтерференції вторинних хвиль, що приходять у цю точку від великої кількості елементарних вторинних хвиль певного хвильового фронту. З таким доповненням принцип Гюйгенса називають *принципом Гюйгенса — Френеля*. За принципом Гюйгенса — Френеля при поширенні в просторі обмежених фронтів світлових хвиль світло спостерігатиметься лише там, де елементарні хвилі, які випромінюються всіма точками фронту хвилі, що поширюється, додаючись (інтерферуючи), підсилюють одна одну. Навпаки, в тих місцях, де елементарні хвилі при накладанні гасять одна одну, спостерігатиметься затемнення. За допомогою принципу Гюйгенса — Френеля можна пояснити всі дифракційні явища, а також прямолінійне поширення світла. Проте розрахунки дифракційних картин пов'язані з великими математичними труднощами. Їх можна в багатьох випадках уникнути, якщо скористатись *методом зон Френеля*. Метод зон Френеля полягає в тому, що фронт хвилі розбивають не на окре-

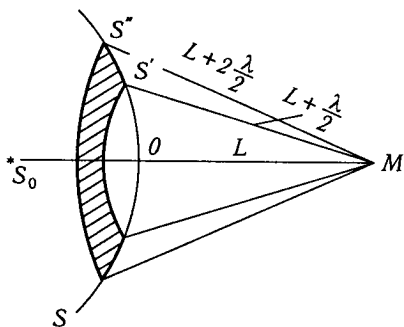


Рис. 12.11

мі точкові джерела (кожний фронт хвилі містить у собі нескінченну кількість таких джерел), а на певні ділянки — зони. Ширина зон визначається тим, що відстані від межі сусідніх зон до точки спостереження відрізняються на половину довжини хвилі. У зв'язку з цим коливання, що приходять у точку спостереження від аналогічних точок сусідніх зон, а водночас і результуючі коливання від цих зон, відрізнятимуться за фазою на величину π .

Отже, внаслідок інтерференції ці коливання послаблятимуть одне одного.

Застосуємо метод зон Френеля для пояснення явища прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі. Нехай S_0 — точкове джерело (рис. 12.11), M — довільна точка, в якій треба визначити амплітуду E світлових коливань, S — положення фронту сферичної хвилі в певний момент часу. Побудуємо зони Френеля. Межею першої (центральної) зони Френеля є точки поверхні S , які містяться на відстані $L + \lambda/2$ від точки M (L — найкоротша відстань між точкою M і фронтом хвилі S). Точки сфери S , що лежать на відстані $L + 2\lambda/2$, утворюють границю другої зони і т. д. Якщо амплітуди коливань, що збурюються окремо першою, другою і т. д. зонами, дорівнюють відповідно E_1, E_2, \dots , то

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (12.16)$$

За теорією Френеля величина E_i залежить від площі σ_i відповідної зони і α_i — кута між зовнішньою нормаллю до поверхні i -ї зони в деякій її точці і прямою, проведеною з цієї точки в точку M . Математично можна довести, що побудовані зони Френеля матимуть однакові площі. Проте зі збільшенням номера зони збільшується кут α_i і, згідно з гіпотезою Френеля, зменшується інтенсивність випромінювання в напрямі точки M , тобто зменшується амплітуда E_i . При $\alpha_i = \frac{\pi}{2}$ $E_i = 0$. Отже, $E_1 > E_2 > E_3 \dots$. При цьому можна покласти, що

$$E_i = \frac{E_{i-1} + E_{i+1}}{2}. \quad (12.17)$$

Ураховуючи (12.17) та зменшення амплітуди зі зростанням номера зони, формулу (12.16) можна переписати так:

$$E = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots = \frac{E_1}{2}. \quad (12.18)$$

Формула (12.18) показує, що результуюча дія в точці M повністю відкритого фронту світлових хвиль, що поширюється від джерела S_0 , дорівнює половині дії однієї центральної зони. Як засвідчують математичні розрахунки, радіус цієї зони порівняно малий. Так, при $S_0O = OM = 10$ см і $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см $r_1 \approx 0,016$ см. Отже, з великою точністю можна вважати, що у вільному просторі світло від джерела S_0 у точку M поширюється прямолінійно.

Дифракційні явища за своїм характером поділяють на два класи. Перший — коли точка спостереження дифракційної картини розміщується на скінченній відстані від екрана. Явища цього класу вперше вивчив Френель, тому їх називають *дифракцією Френеля*. Другий — коли джерело світла і точка спостереження дифракційної картини лежать на нескінченності. У цьому разі промені, що падають на перешкоду, і промені, які йдуть у точку спостереження, практично паралельні. Таку дифракцію вперше вивчив Й. Фраунгофер, тому її називають *дифракцією Фраунгофера*.

12.5. Дифракція Френеля

Дифракційні явища Френеля виникають при падінні сферичної або плоскої хвилі крізь круглий непрозорий екран та круглий отвір, при проходженні плоскої хвилі крізь прямолінійну щілину в непрозорому екрані або біля краю непрозорого екрана. Дифракція сферичних хвиль принципово не відрізняється від дифракції плоских хвиль, тому далі розглядатимемо плоскі хвилі.

Розглянемо для прикладу дифракцію Френеля на круглому екрані (рис. 12.12). У випадку дифракції на круглому непрозорому екрані K закрити ним ділянку фронту хвилі треба виключити і будувати зони Френеля, починаючи від краю екрана. На рис. 12.12 показано побудову цих зон для точки A , яка лежить проти центра екрана K (L — відстань між точкою A і краєм екрана). Результуюча амплітуда E в точці A визначається сумарною дією всіх відкритих зон, починаючи з першої. Тоді

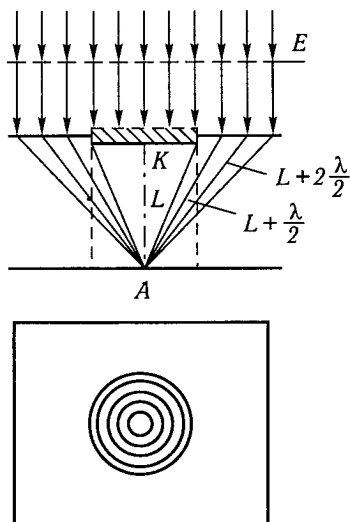


Рис. 12.12

$$\begin{aligned}
 E &= E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots = \\
 &= \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \\
 &+ \left(\frac{E_2}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots = \frac{E_1}{2}. \quad (12.19)
 \end{aligned}$$

Отже, в точці A спостерігатиметься інтерференційний максимум — світла пляма. Центральний максимум оточений темними і світлими концентричними кільцями. На рис. 12.12 дифракційна картина зображена в площині, перпендикулярній до напрямку поширення світла. Зі збільшенням розмірів непрозорого екрана перша відкрита зона віддалятиметься від точки спостереження A . При цьому збільшуватиметься кут між нормаллю до поверхні цієї зони і напрямом випромінювання в точку A . Це приводить до зменшення інтенсивності центрального максимуму і при дуже великих розмірах екрана K за ним спостерігатиметься звичайна тінь.

Парадоксальний, на перший погляд, висновок, що в центрі геометричної тіні має бути світло, висунув С. Пуассон як доказ неправильності міркувань О. Френеля. Проте дослід Д. Араго спростував припущення С. Пуассона про тінь у точці A і, отже, підтвердив справедливність хвильової теорії.

Аналогічно можна розглянути також дифракцію на круглomu отворі, на щілині та на краю екрана.

12.6. Дифракція Фраунгофера

Дифракція Фраунгофера спостерігається на нескінченності, тобто в паралельних променях. Часто для зручності спостереження використовують збиральну лінзу і дістають дифракційну картину у фокальній площині лінзи L (рис. 12.13). Дифраговані під певним кутом φ світлові пучки даватимуть зображення отвору AB у фокальній площині лінзи L . Вважатимемо, що падаючі промені паралельні. Оскільки для кожної точки спостереження F_φ дифраговані промені також паралельні, то можна розглядати дифракційні явища в цій точці як функцію кута дифракції φ .

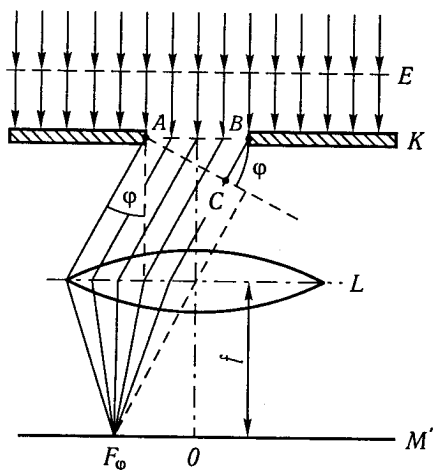


Рис. 12.13

На рис. 12.13 E — фронт падаючої плоскої хвилі; b — ширина отвору AB в екрані K ; її довжину l (розташована перпендикулярно до площини креслення) вважатимемо нескінченною, якщо $b/l \ll 1$; f — головна фокусна віддаль збиральної лінзи L . Припустимо, що падаюче світло монохроматичне. Розглянемо дифракцію Фраунгофера на щілині з паралельними краями. Згідно з принципом Гюйгенса — Френеля всі точки щілини можна розглядати як джерела вторинних хвиль, що коливають-

ся в одній фазі, оскільки площина щілини збігається з фронтом падаючої хвилі. Всі промені, що проходять крізь щілину в початковому напрямі, лінза збирає в одну лінію, яка проходить через точку O паралельно щілині. Оскільки лінза не вносить додаткової різниці оптичного ходу хвиль, то світлові коливання що збираються в точці (лінії) O від різних ділянок щілини, відбуватимуться в одній фазі, і, отже, крізь неї пройде світла смуга — центральний максимум (нульового порядку).

Врахуємо, що внаслідок дифракції світлові промені від щілини поширюються не лише в початковому напрямі, а й під різними кутами φ до цього напрямку. Всі промені, що падають на лінзу L під кутом φ до її оптичної осі, збиратимуться в точці (лінії) F_φ , яка розташована у фокальній площині лінзи L . Різниця оптичного ходу хвиль Δ між крайніми променями, що йдуть від щілини в цьому напрямі, буде

$$\Delta = BC = b \sin \varphi. \quad (12.20)$$

Щілину AB можна розбити на зони Френеля. Ці зони матимуть вигляд однакових за шириною смуг, паралельних краям щілини. Оскільки для всіх таких зон кути між нормаллю до зони і напрямом дифрагованого променя виявляються однаковими, то всі вони однаково випромінюють світло в заданому напрямі. Амплітуда результуючих коливань, що приходять у точку спостереження від кожної пари сусідніх зон, дорівнює нулю, оскільки вони збуджують коливання з однаковими амплітудами і протилежними фазами в точці спостереження. Отже, результуюча амплітуда в точці F_φ визначатиметься числом зон Френеля, на які розбито щілину для кута дифракції φ . Якщо число зон для цієї точки спостереження парне, то в ній спостерігатиметься дифракційний мінімум:

$$b \sin \varphi = \pm 2k\lambda / 2 \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (12.21)$$

Знак мінус відповідає променям, які поширюються від щілини під кутом φ і збираються в точці (лінії), симетричній F_φ відносно головного фокуса O . Якщо число зон непарне, то спостерігатиметься дифракційний максимум, що відповідає дії однієї зони Френеля:

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1)\lambda / 2 \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (12.22)$$

Число k називають *порядком дифракційного максимуму (мінімуму)*. Отже, дифракційна картина, що утворюється від однієї щілини при освітленні її монохроматичним світлом, має вигляд світлих і темних смуг, які змінюють одна одну і розташовані симетрично по обидва боки від центральної світлої смуги. Яскравість світлих смуг швидко зменшується при віддаленні від центральної смуги. Якщо

щілину освітлювати немонохроматичним світлом (білим), то характер дифракційної картини змінюється: центральна смуга залишається білою і лише по краях буде забарвленою, а всі максимуми, починаючи з максимуму першого порядку, розкладатимуться в спектр. У цьому разі повного затемнення не спостерігається в жодній точці екрана. Це пов'язано з тим, що максимумами і мінімумами світла для різних довжин хвиль перекриваються.

Важливе значення має дифракція Фраунгофера на багатьох паралельних однакових щілинах, розміщених в одній площині на однакових відстанях одна від одної. Таку систему щілин називають *дифракційною решіткою*. Дифракційні решітки використовують у спектроскопії для розкладання світла у спектр замість призми. Властивість решіток розкладати світло в спектр ґрунтується на тому, що положення дифракційних максимумів одного порядку для різних довжин хвиль неоднакове. Спектр, утворений за допомогою решітки, називають дифракційним, на відміну від спектра, що дає призма і який називають призматичним. Найпростіша дифракційна решітка — це пластинка, на якій чергуються вузькі прозорі й непрозорі смуги, паралельні між собою. Таку решітку можна виготовити, надряпавши на склі алмазом ряд штрихів. Можна виготовити також решітку, якщо нанести подряпини на поверхню металевого дзеркала. Таку решітку називають *відбивною*. Суму ширини прозорої (відбивної) і непрозорої (розсіювальної) смуг називають *періодом решітки* d .

При освітленні решітки монохроматичним світлом дифракційна картина, що спостерігається на екрані, розташованому в фокальній площині лінзи, складніша, ніж у випадку однієї щілини. Це пов'язано з тим, що у дифракційних решітках спостерігається не тільки взаємна інтерференція променів, які поширюються від однієї щілини, а й інтерференція променів, що приходять в точку спостереження від різних щілин. Це приводить до того, що поряд з так званими головними максимумами, які визначаються умовою

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (12.23)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ — порядок головного максимуму; d — період решітки, і головними мінімумами, які визначаються співвідношенням

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (12.24)$$

де $k = 1, 2, \dots$; b — ширина однієї щілини, виникають дуже слабкі побічні максимумами, розділені додатковими мінімумами. Число побічних максимумів і додаткових мінімумів, що містяться між двома сусідніми головними максимумами, залежить від кількості щілин у решітці. Головні максимуми, що відповідають кутам φ , для яких одночасно виконуються співвідношення (12.23) і (12.24), не спостерігаються. Так, якщо $d = 2b$, то парних максимумів ($m = 2, 4, 6$ і т. д.) немає.

Дифракційні решітки широко застосовують на практиці, оскільки загальна кількість енергії, що проходить крізь решітку, пропорційна кількості щілин. Інтенсивність головних максимумів пропорційна квадрату кількості щілин. Отже, зі збільшенням кількості щілин енергія, що потрапляє в головні максимуми, зростає швидше, ніж загальний потік енергії, тобто зі збільшенням кількості щілин все більше енергії, що проходить, припадає на головні максимуми. Ці загальні енергетичні міркування приводять до висновку, що дифракційна картина зі збільшенням кількості щілин стає більш виразною. Найпростішим методом збільшення кількості щілин було б збільшення розмірів решітки. Проте практично такий метод малоприматний, тому збільшують кількість щілин на 1 мм, зменшуючи їхню ширину. В кращих сучасних решітках наносять до 1200 штрихів на 1 мм. Період такої решітки становить близько 800 нм. Великих успіхів у виготовленні перших дифракційних решіток досяг А. Майкельсон. У 1905 р. він виготовив решітку розміром 15 см, на яку було нанесено 110 000 штрихів. Через десять років А. Майкельсон виготовив дифракційну решітку розміром 20 см, а потім 24 см, яка є найбільшою з усіх виготовлених будь-коли дифракційних решіток. На неї нанесено 117 000 штрихів, що є значним досягненням у техніці експерименту.

12.7. Поляризація світла. Методи одержання поляризованого світла

Розглянуті явища дисперсії, інтерференції та дифракції світла яскраво підтверджують його хвильову природу. Деякі фізики XVIII — початку XIX ст., серед яких основоположники хвильової теорії світла Х. Гюйгенс, Т. Юнг, вважали світлові хвилі поздовжніми. Так легше було пояснити поширення світла в так званому ефірі, який уявляли як дуже розріджений газ, оскільки, як відомо, в газах і рідинах поширюються лише поздовжні хвилі. Проте 1819 р. О. Френель і Д. Араго відкрили нове явище — поляризацію світла, яке неможливо пояснити, виходячи з таких уявлень. Розглянемо проходження світла через кристал турмаліну. Візьмемо дві однакові прямокутні пластинки з турмаліну, вирізані так, що одна із сторін (затемнена на рис. 12.14, а) прямокутника збігається з певним напрямом усередині кристала, що називається *оптичною віссю*. Накладемо одну пластинку на другу так, щоб їхні осі збігалися за напрямом, і пропустимо через складену пару пластинок вузький пучок світла від якогось джерела або від Сонця. Обертаючи одну з пластинок навколо пучка (друга нерухома), виявимо, що слід пучка ставатиме слабшим, а коли пластинка повернеться на 90° , він зовсім зникне (рис. 12.14, б). При подальшому обертанні пластинки пучок світла, що проходить, знову почне посилюватись і досягне попередньої інтенсивності при повер-

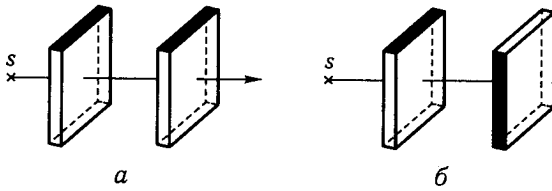


Рис. 12.14

танні пластинки на 180° , тобто, коли оптичні осі пластинок знову розмістяться паралельно. При подальшому обертанні кристала турмаліну пучок знову слабшає, проходить через мінімум (зникає), коли осі пластинок перпендикулярні, і досягає попередньої інтенсивності, коли пластинка повертається в початкове положення. Отже, при обертанні пластинки на 360° інтенсивність пучка світла, що пройшов через обидві пластинки, двічі досягне максимуму (якщо осі пластинок паралельні) і двічі пройде через мінімум (якщо осі перпендикулярні). Перебіг цих явищ абсолютно однаковий незалежно від того, яку з двох пластинок ми повернули і в який бік, а також від того, будуть дотикатись пластинки одна до одної, чи перебуватимуть на деякій відстані. Проте якщо забрати одну з пластинок і обертати другу або обертати обидві пластинки разом так, щоб їхні осі весь час утворювали незмінний кут, то інтенсивність пучка світла не змінюватиметься. Отже, інтенсивність змінюватиметься тільки тоді, коли світло, яке пройшло одну пластинку, потрапляє на другу, вісь якої змінює свій напрям відносно осі першої пластинки. Світло, що пройшло через турмалін, набуває особливих властивостей. Світловий пучок перестає бути симетричним відносно променя: площина, в якій розміщується промінь і вісь пластинки турмаліну, відрізняється від площини, в якій розміщується промінь і перпендикуляр до осі пластинки турмаліну. Тому здатність такого променя проходити через другу пластинку турмаліну залежить від орієнтації її відносно променя. Такої асиметрії немає в пучку світла, що йде безпосередньо від джерела, і орієнтація пластинки турмаліну для такого пучка світла не впливає на його інтенсивність. Ці явища можна пояснити так.

1. Пластинка турмаліну здатна пропускати світлові коливання тільки в тому разі, коли вони напрямлені паралельно її оптичній осі.

2. Світлові коливання в пучку напрямлені перпендикулярно до лінії поширення світла (світлові хвилі поперечні).

3. Світло від джерела (Сонця) має поперечні коливання будь-якого напрямку і до того ж кількісне відношення їх однакове, отже, жодний напрям не є переважальним. Світло, в якому в однаковій кількості є всі напрями поперечних коливань, називають *природним*. Проходження природного світла через турмалін призводить до того, що з усіх напрямів поперечних коливань відбираються лише ті, які про-

пускає турмалін. Тому світло, що пройшло через турмалін, є сукупністю поперечних коливань одного напрямку, який визначається орієнтацією осі пластинки турмаліну. Таке світло називають *плоскополяризованим*.

Площину, в якій коливається електричний вектор, називають *площиною коливань поляризованого світла*, а площину, перпендикулярну до неї, — *площиною поляризації*. Явище одержання поляризованого світла з природного називають *поляризацією*. Отже, при проходженні світла через дві послідовно поставлені пластинки турмаліну перша пластинка поляризує (її називають *поляризатором*) пучок світла, що проходить через неї, і залишає в ньому коливання лише одного напрямку. Ці коливання можуть пройти через другу пластинку турмаліну повністю тільки тоді, коли напрям їх збігається з напрямом коливань, що пропускаються другою пластинкою, тобто коли її оптична вісь паралельна осі першої пластинки. Якщо ж напрям коливань поляризованого світла перпендикулярний до напрямку коливань, які пропускаються другою пластинкою, то світло буде повністю затримане. Це відбувається тоді, коли пластинки турмаліну схрещені, тобто їхні осі утворюють кут 90° . Нарешті, якщо напрям коливань у поляризованому світлі утворює гострий кут з напрямом, який пропускає турмалін, то коливання будуть пропущені частково. Другу пластинку, за допомогою якої спостерігають поляризацію світла, називають *аналізатором*.

Крім кристала турмаліну відомі й інші кристали, які поляризують світло. Проте більшість із них, наприклад ісландський шпат, пропускає одночасно два промені, поляризовані в двох взаємно перпендикулярних напрямках. Це нерідко створює труднощі в спостереженні поляризованого світла і потребує спеціальних пристосувань для відокремлення одного з цих променів від другого. Турмалін поглинає один з поляризованих променів настільки сильно, що через пластинку, товщина якої близько 1 мм, практично проходить тільки один промінь, поляризований у певному напрямі.

Поляризація світла спостерігається не тільки при проходженні його через кристалічні пластинки, а й в інших випадках, наприклад при відбиванні й заломленні світла. Одним із найпростіших способів одержання плоскополяризованого світла (коливання відбуваються в одній площині) є відбиття світла від поверхні скла. Експериментально встановлено, що відбите від поверхні ізотропного діелектричного середовища світло буде повністю поляризованим, якщо тангенс кута падіння дорівнює його показнику заломлення:

$$\operatorname{tg} \varphi = n. \quad (12.25)$$

Співвідношення (12.25) називають *законом Брюстера*, а кут φ — *кутом повної поляризації*, або *кутом Брюстера*.

Світло поляризується при розсіянні на частинках, значно менших за світлову хвилю. Розсіяне світло під кутом 90° до напрямку поширення пучка світла є повністю поляризованим. Під іншими кутами воно виявляється частково поляризованим. Частково поляризоване світло відрізняється від природного (неполяризованого) тим, що у нього амплітуда коливань у одній певній площині більша чи менша від амплітуд коливань в інших площинах. Прикладом такого частково поляризованого світла є світло, відбите від скла під кутом, що відрізняється від кута повної поляризації, а також світло, заломлене склом, яким користуються для одержання майже повністю поляризованого світла. Для цього світло пропускають через сукупність скляних пластинок. При кожному заломленні ступінь поляризації збільшується і при зростанні кількості пластинок наближається до 100 %. Практично вже при дев'яти пластинках ступінь поляризації достатній. Усі прилади, що дають поляризоване світло, називають *поляризаторами*. Ці прилади використовують також для виявлення поляризації світла. В цьому разі їх називають *аналізаторами*.

Для одержання плоскополяризованого світла застосовують так звані поляроїди — целулоїдні плівки, на які наносять однаково орієнтовані кристали герпатиту — сульфату йодистого хініну. Їх широко використовують в автомобільній промисловості. Наприклад, пластинки поляроїда закріплюють на передньому склі автомобіля і на фарах. Пластина поляроїда на передньому склі є аналізатором, пластинки на фарах — поляризаторами. Площини поляризації пластинок утворюють кут 45° з горизонтом і паралельні одна одній. Водій, дивлячись на дорогу через поляроїд, бачить відбите світло від фар своєї машини, тобто бачить освітлену ними дорогу, оскільки відповідні площини поляризації паралельні, але не бачить світла від фар зустрічного автомобіля, які покриті поляроїдом. Площини поляризації їх взаємно перпендикулярні. Це захищає водія від осліплювальної дії фар зустрічного автомобіля.

Отже, відкриття О. Френелем і Д. Араго поляризації світла свідчить про те, що світлові хвилі поперечні. При цьому виникло чимало труднощів, зокрема з тим, що гіпотеза пружного ефіру і уявлення про світло як про пружні хвилі в ньому не знайшли наукового обґрунтування. Далі було встановлено факти, що виявили тісний зв'язок між електромагнітними й оптичними явищами; поставлено досліди, які показували можливість впливу за допомогою магнітного або електричного поля на характер поляризації світла, яке випромінюється атомами, можливість за допомогою світла спричинити деякі електричні процеси (наприклад, фотоефект). Зв'язок між оптичними й електромагнітними явищами знайшов своє повне відображення в електромагнітній теорії світла Максвелла.

Отже, світлові хвилі — це електромагнітні хвилі, які є поширенням змінних електричного й магнітного полів, причому напруже-

ності електричного й магнітного полів перпендикулярні одна до одної й до лінії поширення хвилі: світлові (електромагнітні) хвилі поперечні. Поперечність світлових хвиль, доведена в дослідях з поляризації світла, природно пояснюється електромагнітною теорією світла. Напрямок світлових коливань визначається напрямком коливань вектора електричної напруженості. Спеціальні досліди дали змогу встановити, що у хвилі, яка проходить через турмалін, коливання вектора електричної напруженості напрямлені вздовж оптичної осі турмаліну. Крім плоскополяризованого світла є ще два важливих види поляризованого світла — світло, поляризоване по колу, і еліптично поляризоване світло. У випадках поляризації світла по колу і еліпсу вектор напруженості електричного поля \vec{E} обертається навколо напрямку поширення з частотою світлових коливань, а кінець вектора \vec{E} описує при цьому коло або еліпс відповідно. Аналогічний процес і для вектора напруженості магнітного поля \vec{H} . Якщо при спостереженні променя, що йде назустріч спостерігачу, вектор напруженості електричного поля обертається за ходом стрілки годинника, то такий промінь світла називають *поляризованим по правому колу*. Якщо ж за цих умов обертання відбувається проти ходу стрілки годинника, то світло буде *поляризованим по лівому колу*. Проте найбільш загальним типом поляризації світла є еліптично поляризоване світло, інші види поляризації є його окремими випадками. З еліптичною поляризацією пов'язане загальне визначення природного світла. С. І. Вавилов писав, що природне світло теоретично можна здійснити численними способами, розглядаючи його або як результат накладання однотипних еліпсів з хаотично розміщеними осями, або як суму будь-яких хаотично орієнтованих еліпсів.

Контрольні запитання і завдання

1. Чому при проходженні білого світла через тригранну призму воно розкладається в спектр?
2. На чому ґрунтується спектральний аналіз?
3. Чому не можна одержати інтерференційну картину від двох світлих тіл, наприклад від двох електроламп?
4. Поясніть, чому при використанні білого світла дифракційні максимуми стають кольоровими.
5. У чому полягає принципова відмінність дифракції Френеля від дифракції Фраунгофера?
6. Яка фізична суть (причина) процесу поляризації світла, що проходить через кристал?
7. Інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор і аналізатор, зменшилась удвоє порівняно з інтенсивністю падаючого природного світла. Яка взаємна орієнтація поляризатора і аналізатора (поглинання світла в них знехтувати)? Поясніть відповідь.
8. Які є способи часткової і повної поляризації світла? Сформулюйте закон Брюстера, кут Брюстера.

Розділ 13 КОРПУСКУЛЯРНІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

13.1. Теплове випромінювання тіл. Закон Кірхгофа

Найпоширенішим є випромінювання тіл, пов'язане з тепловим рухом атомів і молекул. Цей вид випромінювання називають *тепловим* (або *температурним*). Теплове випромінювання властиве всім без винятку тілам за температур, вищих ніж абсолютний нуль, але за низьких температур випромінюються практично лише довгі (інфрачервоні) електромагнітні хвилі.

Середню потужність випромінювання за час, що значно перевищує період світлових коливань, називають *потокком випромінювання* (*променистим потоком*); у СІ він виражається у ватах.

Потік випромінювання, віднесений до одиниці поверхні, що випромінює, називають *енергетичною світністю* (інтегральна густина променистого потоку). Одиницею виміру її в СІ є 1 Вт/м^2 .

Розглянемо випромінювання конденсованих систем, що складаються з великої кількості сильно взаємодіючих частинок. Це дає змогу для дослідження явища випромінювання використовувати методи термодинаміки і статистичної фізики. Застосування законів термодинаміки і статистичної фізики виправдано тоді, коли досліджувана система перебуває в термодинамічній рівновазі. Розглянемо рівноважне випромінювання тіл. У цьому разі у випромінювальному середовищі всі термодинамічні параметри (в тому числі й температура) сталі. За макроскопічним методом розгляду явищ потужність випромінювання належатиме не до одного окремого атома чи молекули, а до випромінювального тіла як цілого або до будь-якої частини його випромінювальної поверхні.

Для спектральної характеристики теплового випромінювання вводять поняття про випромінювальну здатність тіла $E_{\lambda, T}$, яка чисельно дорівнює енергії, що випромінюється за одиницю часу одиницею поверхні цього тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль спектра поблизу певної довжини хвилі λ . Величину $E_{\lambda, T}$ часто називають спектральною густиною енергетичної світності тіла.

Під *поглинальною здатністю* (спектральний коефіцієнт поглинання) $A_{\lambda, T}$ розуміють дріб, що показує, яка частина падаючої на одиницю поверхні тіла енергії випромінювання певної довжини хвилі поглинається тілом за одиницю часу. Аналогічно визначають відбивальну (спектральний коефіцієнт відбивання) та пропускну (спектральний коефіцієнт пропускання) $D_{\lambda, T}$ здатності тіла.

Виходячи із закону збереження енергії, можна записати, що

$$A_{\lambda, T} + R_{\lambda, T} + D_{\lambda, T} = 1. \quad (13.1)$$

Величини $A_{\lambda,T}$, $R_{\lambda,T}$, $D_{\lambda,T}$ залежать від довжини падаючих хвиль, температури тіла, його хімічного складу і стану поверхні.

Тіло, яке не пропускає ($D_{\lambda,T} = 0$) і не відбиває ($R_{\lambda,T} = 0$) випромінювання всіх довжин хвиль, а повністю поглинає їх за будь-якої температури, називають *абсолютно чорним*. Коефіцієнт поглинання (поглинальна здатність) абсолютно чорного тіла дорівнює одиниці ($A_{\lambda,T} = 1$).

Тіло, яке повністю відбиває енергію випромінювання, що падає на нього, називають *ідеальним дзеркалом*. Для нього $A_{\lambda,T} = 0$, $D_{\lambda,T} = 0$, а $R_{\lambda,T} = 1$. Ідеального дзеркала, як і абсолютно чорного тіла, в природі не існує. Як правило, поглинальна здатність $A_{\lambda,T}$ неоднакова для різних ділянок спектра. Якщо поглинальна здатність тіла однакова для променів усіх «кольорів» (усіх довжин хвиль) і менша за одиницю, то таке тіло називають *абсолютно сірим*. Установлено, що випромінювальні й поглинальні здатності тіл пропорційні. Так, сажа або платинова чернь мають великі коефіцієнти поглинання і велику густину випромінювання. Навпаки, поліроване срібло характеризується малим коефіцієнтом поглинання і малою густиною випромінювання.

Результати експериментальних досліджень і термодинамічні міркування спонукали Г. Кірхгофа 1859 р. до відкриття закону теплового випромінювання, який названо його ім'ям. Він формулюється так: *для всіх тіл, незалежно від їхньої природи, відношення випромінювальної здатності $E_{\lambda,T}$ до поглинальної здатності $A_{\lambda,T}$ за заданої температури і для однакових довжин хвиль є універсальною функцією довжини хвилі і температури*. Отже,

$$\left(\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} \right)_2 = \dots = \left(\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} \right)_n = f(\lambda, T). \quad (13.2)$$

Тут індекси 1, 2, ..., n означають перше, друге і т. д. тіло. Для з'ясування фізичного змісту універсальної функції $f(\lambda, T)$ припустимо, що одне з цих тіл абсолютно чорне. Позначимо його випромінювальну здатність через $r_{\lambda,T}$. Тоді, враховуючи, що для абсолютно чорного тіла $A_{\lambda,T} = 1$, можна переписати закон Кірхгофа у вигляді

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = \frac{r_{\lambda,T}}{1} = f(\lambda, T). \quad (13.3)$$

Отже, універсальна функція Кірхгофа $f(\lambda, T)$ є випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла для певної довжини хвилі й за тієї самої температури. Із співвідношення (13.3) випливає, що $E_{\lambda,T} = A_{\lambda,T} r_{\lambda,T}$. Оскільки для всіх тіл, що не є абсолютно чорними, $A_{\lambda,T} < 1$, то $E_{\lambda,T} < r_{\lambda,T}$. Нерівність свідчить про те, що за заданої температури теплове випромінювання довільного тіла в будь-якій області спектра завжди менше, ніж теплове випромінювання абсо-

лютно чорного тіла в цій спектральній області. Із співвідношення (13.3) можна дістати ще один висновок: якщо тіло не поглинає хвиль певної довжини, то воно і не випромінює їх. Справді, $E_{\lambda,T} = A_{\lambda,T} r_{\lambda,T}$, тому при $A_{\lambda,T} = 0$ і $E_{\lambda,T} = 0$.

13.2. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла

У багатьох випадках потрібно знати не лише спектральну густину випромінювання тіла (випромінювальну здатність), а й енергію, що випромінюється одиницею поверхні тіла за одиницю часу по всіх довжинах хвиль. Цю величину називають *інтегральною випромінювальною здатністю*, або *енергетичною світністю тіла*. Позначимо інтегральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла за певної температури через R_T . Щоб її обчислити, скористаємося співвідношенням

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda, \quad (13.4)$$

де $r_{\lambda,T}$ — випромінювальна здатність, у певному спектральному інтервалі є функцією довжини хвилі й температури, а R_T — функцією тільки температури.

Знайти аналітичний вираз функції $r_{\lambda,T}$ досить важко. Значно простіше визначити інтегральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, тобто R_T . Для функції $r_{\lambda,T}$ порівняно просто визначити деякі важливі властивості. Для інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла австрійські фізики Й. Стефан (експериментально 1879 р.) і Л. Больцман (теоретично 1884 р.) сформулювали вираз, який називають *законом Стефана—Больцмана*:

$$R_T = \sigma T^4, \quad (13.5)$$

де T — абсолютна температура випромінювального тіла; σ — стала Стефана — Больцмана. Отже, *закон Стефана — Больцмана* можна сформулювати так: *інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури*. На основі численних дослідів доведено, що коефіцієнт пропорційності $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт \cdot м $^{-2}$ \cdot К $^{-4}$.

Закон Стефана — Больцмана має велике значення, оскільки за високих температур випромінювання деяких тіл наближається до випромінювання абсолютно чорного тіла. Проте слід пам'ятати, що в загальному випадку закон Стефана — Больцмана не може бути застосованим до тіл, які не є абсолютно чорними, оскільки для таких тіл, як показує досвід, зі зміною температури змінюється і коефіцієнт σ , і показник степеня при температурі.

Закон Стефана — Больцмана стосується лише інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла і не дає ніяких відомостей про спектральний розподіл енергії. Проте такий розподіл існує і, як довели експериментальні дослідження, проходить через максимум. Виходячи з теоретичних міркувань, німецький фізик В. Він 1893 р. встановив важливий закон, що визначає положення цього максимуму в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від абсолютної температури. Аналітично цей закон можна записати так:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (13.6)$$

де λ_m — довжина хвилі, яка відповідає максимуму випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла; T — його абсолютна температура; b — стала Віна, яка дорівнює $2,898 \cdot 10^{-3}$ м · К. Отже, за законом зміщення Віна довжина хвилі, яка відповідає максимуму випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна абсолютній температурі.

Величина максимуму $r_{\lambda, T}^m$, як показали вимірювання, прямо пропорційна п'ятому степеню абсолютної температури. Цю залежність називають ще третім законом випромінювання абсолютно чорного тіла. На рис. 13.1 зображено криві розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла за довжинами хвиль для двох температур T_1 і T_2 , причому $T_2 > T_1$. Площа під кожною з цих кривих розподілу визначає сумарну енергію R_T усіх довжин хвиль, що випромінюється одиницею поверхні абсолютно чорного тіла за 1 с. Із рис. 13.1 видно, що сумарна енергія збільшується з підвищенням температури, а максимум випромінювання зміщується в бік коротких хвиль. Кожній температурі відповідає певна довжина хвилі λ_m з максимальним значенням $r_{\lambda, T}^m$.

На законі Віна ґрунтується так звана оптична пірометрія — метод визначення температури розжарених тіл за їхніми спектрами випромінювання. Саме таким методом було вперше визначено температуру поверхні Сонця. Розподіл енергії в спектрі випромінювання Сонця подібний до випромінювання абсолютно чорного тіла (якщо йдеться про випромінювання ядра Сонця, а не його поверхні). Максимум енергії випромінювання припадає на довжину хвилі $\lambda_m = 470$ нм. Отже, температура поверхні Сонця, за законом зміщення Віна, має дорівнювати 6160 К. Для тіл, що не є абсолютно чорними, цей метод не дає справжнього значення температури.

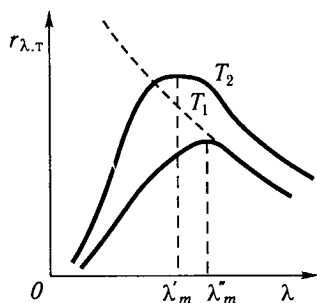


Рис. 13.1

13.3. «Ультрафіолетова катастрофа»

Першу спробу теоретично обґрунтувати розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла зробив російський фізик В. О. Міхельсон. Він же вивів формулу для розподілу енергії. Зробивши деякі припущення про механізм випромінювання, німецький фізик В. Він знайшов аналітичний вигляд функції розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла:

$$r_{\lambda,T} = a\lambda^{-5}e^{-\frac{b}{\lambda T}}, \quad (13.7)$$

де a і b — сталі величини. Формулу (13.7) називають *формулою Віна*. Вона справедлива лише для лівої частини експериментальної кривої (див. рис. 13.1), тобто для малих довжин хвиль (високих частот).

Дж. Релей, а потім Д. Джинс, виходячи із загальних класичних уявлень про рівномірний розподіл енергії за степенями вільності і не роблячи жодних припущень про механізм випромінювання, дістали таку формулу для функції розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла:

$$r_{\lambda,T} = 3\pi ckT\lambda^{-4}, \quad (13.8)$$

де c — швидкість світла у вакуумі; k — стала Больцмана; T — абсолютна температура. *Формула Релея — Джинса* добре узгоджується з експериментальними даними в інтервалі довгих хвиль. Проте в інтервалі малих довжин хвиль вона різко розходиться з експериментом: зі зменшенням довжини хвиль випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла не зростає до нескінченності, як це випливає із формули (13.8), а, навпаки, зменшується до нуля. На рис. 13.1 штриховою лінією зображено теоретичну криву Релея — Джинса. Крім того, формула Релея — Джинса приводить до абсурдного висновку при обчисленні інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла. В цьому легко переконатись, якщо зінтегрувати вираз (13.8) по λ :

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} 2\pi ckT\lambda^{-4} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \lambda^{-4} d\lambda = \infty. \quad (13.9)$$

Отже, інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла, виходячи з формули Релея — Джинса, має бути нескінченно великою. Тим часом за законом Стефана — Больцмана, який добре узгоджується з дослідом, R_T пропорційна четвертому степеню абсолютної температури, тобто є скінченною величиною.

Роботи Релея і Джинса засвідчили, що послідовне застосування класичної фізики до дослідження спектрального складу випромінювання абсолютно чорного тіла дає абсурдні результати. Критичний

стан, що виник у проблемі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, дістав образну назву «ультрафіолетової катастрофи». Така назва пов'язана з тим, що формула Релея — Джинса, яку виведено, виходячи із класичних уявлень, не узгоджується з експериментом в інтервалі малих (ультрафіолетових) довжин хвиль (див. рис. 13.1). Вихід із «катастрофи» виявився під силу лише сучасній фізиці з якісно новими уявленнями про природу випромінювання.

13.4. Гіпотеза Планка. Формула Планка

Усі спроби вивести правильну формулу для розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла, виходячи з уявлень про атоми як класичні осцилятори, виявилися марними. Неможливість пояснити випромінювання абсолютно чорного тіла, користуючись арсеналом класичної фізики, було «катастрофою» для неї.

Наприкінці XIX ст. серед багатьох фізиків панувало відчуття досконалості й завершеності фізичної теорії. Щоправда, видатний англійський фізик В. Томсон вказував на негативний результат досліду А. Майкельсона і на неможливість пояснити випромінювання абсолютно чорного тіла законами класичної фізики. Як відомо, дослід Майкельсона став пізніше експериментальною основою спеціальної теорії відносності Ейнштейна, а неможливість пояснити розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла законами класичної фізики привела до виникнення квантової механіки.

Першим відмовився від класичних уявлень при вирішенні проблеми випромінювання абсолютно чорного тіла М. Планк (1858—1947). У 1900 р. він запропонував принципово новий метод розрахунку функції $r_{\lambda,T}$, який ґрунтується на квантових уявленнях. В основу методу було покладено гіпотезу про те, що тіла випромінюють енергію не неперервно, а окремими порціями, які дістали назву *квантів*. Енергія ϵ кванта пропорційна частоті випромінювання (обернено пропорційна довжині хвилі):

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (13.10)$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — стала Планка. В механіці величину, що має розмірність добутку енергії на час, називають *дією*. У зв'язку з цим сталу Планка іноді називають *квантом дії*. Нові уявлення Планка про кванти енергії докорінно змінили погляди фізиків на елементарні процеси випромінювання світла, а також на всі інші процеси в мікросвіті. Так виникла нова епоха у вченні про будову матерії та її рух.

Керуючись уявленнями про квантовий характер теплового випромінювання, М. Планк дістав такий вираз для випромінювальної здат-

ності абсолютно чорного тіла:

$$r_{\lambda, T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}, \quad (13.11)$$

де c — швидкість світла у вакуумі; k — стала Больцмана; T — абсолютна температура; e — основа натуральних логарифмів.

Згідно з формулою Планка (13.11) для кожної довжини хвилі λ з підвищенням температури зменшується величина $e^{hc/k\lambda T}$, що стоїть у знаменнику, а $r_{\lambda, T}$ зростає. Отже, з підвищенням температури збільшується випромінювальна здатність на всіх ділянках спектра, причому це зростання різне для різних інтервалів довжин хвиль. Саме така залежність $r_{\lambda, T}$ від температури спостерігається на досліді.

Розглянемо граничні випадки формули Планка. В інтервалі дуже довгих хвиль ($\lambda \rightarrow \infty$) енергія окремого кванта $\epsilon = h\nu = hc/\lambda$ мала порівняно з енергією теплового руху kT . У цьому випадку $\frac{hc}{k\lambda T} \rightarrow 0$

і величину $e^{hc/k\lambda T}$ можна розкласти в ряд $e^{hc/k\lambda T} = 1 + \frac{hc}{k\lambda T} + \dots$

Якщо врахувати лише два перші члени розкладу, нехтуючи останніми, то формула Планка (13.11) перетвориться у формулу Релея — Джинса (13.8). У другому граничному випадку дуже коротких хвиль ($\lambda \rightarrow 0$) $\frac{hc}{k\lambda T} \gg 1$, і в знаменнику (13.11) можна знехтувати одиницею порівняно з першим членом. Тоді формула Планка зводиться до формули Віна (13.7), яка добре опише ділянку спектра в інтервалі малих довжин хвиль.

На відміну від формули Віна і Релея — Джинса формула Планка добре узгоджується з експериментом в усьому інтервалі довжин хвиль і за всіх температур. При інтегруванні за всіма довжинами хвиль із формули Планка можна дістати закон Стефана — Больцмана, а не нескінченність, як це було у випадку формули Релея — Джинса.

Нарешті, за правилами відшукування максимуму функції із формули Планка звичайними методами диференціального числення можна вивести закон зміщення Віна. Завдяки формулі Планка можна визначити також усі інші закономірності випромінювання абсолютно чорного тіла.

Слід зазначити, що, виходячи із формули Планка для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, можна дістати не лише зовнішню форму відповідного закону, а й визначити сталу Стефана — Больцмана σ і сталу закону зміщення Віна b через універсальні сталі h , k , c тощо. Обчислені таким чином сталі σ і b збігаються з їхнім емпіричним значенням. Усе це приводить до висновку, що формула Планка найбільш повно характеризує теплове випромінювання.

Формула Планка має велике значення не тільки в теорії теплового випромінювання, а й в установленні сучасних поглядів на будову матерії та її рух.

13.5. Зовнішній фотоелектричний ефект. Закони Столетова. Закон Ейнштейна

При поглинанні світлової енергії тілами частина енергії перетворюється в електричну енергію, внаслідок чого в тілах може виникати або електрорушійна сила, або електричний струм, або зміна електричного опору тіл. Усі явища такого роду дістали назву *фотоелектричного ефекту*, або *фотоелектричного ефекту*. Явище фотоелектричного ефекту відкрив Г. Герц 1887 р. і дослідив російський фізик О. Г. Столетов. Щоправда, вони вивчали так званий зовнішній фотоелектричний ефект, при якому падаюче світло вибиває з поверхні металу електрони.

Для спостереження зовнішнього фотоелектричного ефекту і вивчення його законів використовують схему, зображену на рис. 13.2. Металева пластинка P (катод) під'єднана до негативного полюса батареї E , другий її полюс з'єднаний через реостат (потенціометр) K і гальванометр G з пластинкою N (анодом). Обидві пластинки P і N вміщено в балон, з якого викачано повітря, щоб зіткнення електронів із молекулами газу не спотворювали спостережувані явища, а також щоб запобігти окисненню пластинок P і N . Оскільки таке електричне коло розімкнене, струму в ньому немає. При освітленні пластинки P через кварцове віконце (кварцове скло прозоре для оптичного випромінювання) з неї вивільнюються електрони (фотоелектрони), які попадають в електричне поле між P і N . Напругу між P і N можна змінювати переміщенням повзунка реостата K .

Якщо поле досить сильне і напрямлене так, що електрони переміщуються від P до N , то вибиті електрони з пластинки P досягнуть пластинки N , і через гальванометр буде проходити фотострум, який визначається числом електронів, що досягають пластинки N за одиницю часу. При збільшенні зовнішньої напруги, прикладеної до фотоелемента, фотострум зростає і досягає при заданому освітленні максимального значення I_s , яке називають *струмом насичення*. Струм насичення I_s — це такий фотострум, коли всі фотоелектрони, вибиті світлом із пластинки P , до-

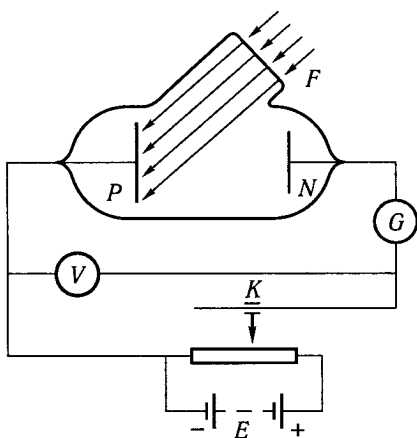


Рис. 13.2

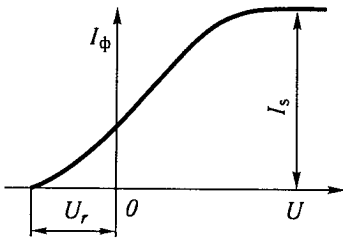


Рис. 13.3

сягнуть пластинки N . Залежність сили електричного струму (фотоструму) від зовнішньої напруги (вольт-амперна характеристика фотоструму) показано на рис. 13.3. Якщо зовнішня напруга прикладена у зворотному напрямі (порівняно з показаним на рис. 13.3), фотострум зменшується і за певної напруги U_r дорівнюватиме нулю.

Нехай швидкість вибитого електрона дорівнює v , його маса m і заряд e . Тоді кінетична енергія цього електрона буде $mv^2/2$. Із такою кінетичною енергією електрон може пролетіти через гальмівне поле, утворене різницею потенціалів U , якщо eU менше або дорівнює $\frac{mv^2}{2}$. Визначивши те найменше значення U_r , яке затримує електрони, вивільнені світлом, знайдемо швидкість цих електронів за умови

$$\frac{mv^2}{2} = eU_r, \quad v = \sqrt{\frac{2eU_r}{m}}. \quad (13.12)$$

Дослідження фотоелектричних явищ привели О. Г. Столетова до встановлення таких законів фотоелектру:

1. *Фотострум насичення I_s (максимальне число електронів, що вивільнюються світлом за 1 с) прямо пропорційний світловому потоку, що падає на катод.*

2. *Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається частотою падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.*

Проведені дослідження довели, що для кожного металу існує мінімальна частота (максимальна довжина хвилі), при якій швидкість фотоелектрона дорівнює нулю. Цю частоту (довжину хвилі) називають *червоною межею фотоелектру*. Світло, що має частоту, меншу за червону межу для певного металу, не може вивільнювати з нього фотоелектронів. У цьому разі фотострум у колі не виникатиме при будь-якій інтенсивності падаючого світла. Для прикладу наведемо значення червоної межі для деяких металів: для Li — 500 нм, Na — 540 нм, K — 550 нм, Hg — 273,5 нм, Fe — 262 нм, Ag — 261 нм, Au — 265 нм. Отже, незалежно від інтенсивності падаючого світла фотоелектр виникає тільки при певному значенні довжини хвилі світла, яка є меншою за червону межу для певного металу, а число вивільнених електронів при заданій довжині хвилі визначається інтенсивністю світла.

Виходячи з уявлень хвильової теорії світла, яка панувала в XIX ст. і розглядала світло як неперервний хвильовий процес, ці особли-

вості фотоелектру не можна пояснити. Якщо електромагнітна (світлова) хвиля падає на метал, то амплітуда коливань електрона має бути пропорційною амплітуді електричного вектора світлової хвилі, а отже, й інтенсивності падаючого світла, оскільки вона пропорційна квадрату амплітуди електричного вектора. Тоді при будь-якій довжині хвилі, якщо світло має досить велику інтенсивність, можна чекати вивільнення електронів із металу, і, як наслідок, червоної межі фотоелектру не існуватиме. До того ж з погляду хвильової теорії кінетична енергія фотоелектронів залежить від інтенсивності світла, оскільки зі збільшенням інтенсивності електрона передається більша енергія. Тоді і швидкість фотоелектронів має збільшуватись зі збільшенням інтенсивності падаючого світла, що суперечить закону Столетова.

Грунтуючись на гіпотезі Планка про кванти, А. Ейнштейн 1905 р. висунув квантову теорію фотоелектру. На відміну від Планка, який вважав, що світло випромінюється квантами і розглядав цей факт як властивість випромінювальних систем, А. Ейнштейн поширив корпускулярні властивості безпосередньо на випромінювання. Він припустив, що світло не тільки випромінюється, а й поширюється і поглинається окремими неподільними порціями — квантами. Кванти є частинками з нульовою масою, які рухаються у вакуумі зі швидкістю 299 792 км/с. Згодом ці частинки дістали назву *фотонів*. Проте існування фотонів — квантів світла — не впливає із існування неподільних порцій випромінювання.

Ідея квантів була настільки незвичайною, що сам автор її тривалий час розглядав кванти як допоміжний математичний метод. Тому не дивно, що теорія фотонів з її парадоксальним поєднанням хвильових і корпускулярних властивостей світла, що виключають одна одну, протягом довгого часу не мала визнання. У 1912 р. у рекомендації, підписаній найвидатнішими німецькими фізиками, в тому числі М. Планком, про обрання А. Ейнштейна до Пруської академії наук йшлося про гіпотезу світлових квантів: «Те, що він у своїх міркуваннях інколи виходить за межі, як, наприклад, у своїй гіпотезі світлових квантів, не слід занадто сильно ставити йому в докір. Не наважившись піти на ризик, не можна здійснити істинно нового, навіть в самому точному природознавстві»*.

Із теорії фотонів випливає, що світло не лише поглинається і випромінюється неподільними частинками, а й у проміжку між випромінюванням і поглинанням складається із неподільних частинок, які несуть тим більшу енергію, чим більша частота електромагнітних коливань. Енергія частинок (квантів) світла — фотонів — пропорційна частоті й для світла певної частоти (монохроматичного) становить певну величину $\epsilon_0 = h\nu$, де h — стала Планка.

*Кузнецов Б. Г. Эйнштейн. — М.: Изд-во АН СССР, 1963. — С. 127—128.

Корпускулярна структура світла виявляється в багатьох експериментах. Особливо яскраво і переконливо підтверджується існування фотонів явищами фотоелектричного ефекту. Виходячи з того, що світло складається з фотонів, енергія яких $h\nu$, розглянемо зіткнення такого фотона з електроном у металі, під час якого він передає свою енергію електрону. Якщо ця енергія більша за роботу виходу електрона ($h\nu > A_{\text{вих}}$), то електрон вилетить із металу. Якщо $h\nu < A_{\text{вих}}$, то при довільній інтенсивності потоку фотонів електрони при зіткненні з ними не набудуть енергії, достатньої для подолання потенціального бар'єра (імовірність одночасного зіткнення електрона з кількома фотонами мізерна і тому не береться до уваги). При такому підході червона межа фотоелектричного ефекту пояснюється просто. А. Ейнштейн не лише дав якісне пояснення фотоелектричного ефекту, а й виконав точний кількісний аналіз і встановив закон фотоелектричного ефекту, який блискуче підтвердився на досліді:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A_{\text{вих}}, \quad (13.13)$$

де $h\nu$ — енергія фотона, яка витрачається на роботу виходу електрона $A_{\text{вих}}$ та на надання йому кінетичної енергії $mv^2/2$. Робота виходу електрона дорівнює найменшій енергії, яку треба надати електрону провідності, щоб він міг вийти з металу у вакуумі. Значення роботи виходу залежить від природи металу і змінюється в межах $(1,8 \dots 8,5) \cdot 10^{-19}$ Дж. Співвідношення (13.13) називають *законом Ейнштейна для фотоелектричного ефекту*.

Із рівняння (13.13) видно, що коли максимальна швидкість фотоелектронів дорівнює нулю, то енергія фотона повністю йде на роботу виходу електрона $h\nu_0 = A_{\text{вих}}$, що відповідає червоній межі фотоелектричного ефекту. Тоді вираз (13.13) можна переписати так:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + h\nu_0; \quad \frac{mv^2}{2} = h(\nu - \nu_0). \quad (13.14)$$

Звідси легко визначити, що червоній межі фотоелектричного ефекту відповідає частота світла $\nu = \nu_0$, а фотоелектричний ефект для певного металу буде для всіх частот $\nu > \nu_0$. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів буде тим більшою, чим менша довжина хвилі падаючого світла.

Отже, існування електромагнітних хвиль і хвильову природу світла не можна не визнати. Водночас не можна спростувати і корпускулярну природу світла і той факт, що світло складається з фотонів. Ця суперечність поєднання хвильових і корпускулярних властивостей світла дуже характерна для наукових ідей А. Ейнштейна. Він вважав, що світло насправді має хвильові й корпускулярні властивості. А. Ейнштейн урахував суперечності, які відкидали класичні уявлення про частинки, для яких не характерні хвильові властивості, та про хвилі, яким не характерна корпускулярна природа.

13.6. Досліди Йоффе і Добронравова

У 1922 р. А. Ф. Йоффе і М. І. Добронравов виконали спеціальні досліді з елементарного фотоефекту, якими було експериментально підтверджено поширення випромінювання у вигляді окремих фотонів та квантовий характер взаємодії випромінювання з речовиною. Схему установки зображено на рис. 13.4. У товстій ебонітовій пластинці було зроблено порожнину, з якої відкачували повітря. Ця порожнина відігравала роль мініатюрної рентгенівської трубки. Катодом було вістря тоненької алюмінієвої дротинки K , яке освітлювалось ультрафіолетовим промінням крізь кварцове віконце L . Між алюмінієвою дротиною K і пластиною A (алюмінієва фольга), що є антикатодом рентгенівської трубки, створювалась різниця потенціалів близько 1200 В. Освітлення добиралось настільки малим, щоб із катода K вивільнювалось близько 1000 електронів за секунду. Ці електрони прискорювались полем високої напруги і, зіткнувшись з пластинкою A , різко гальмувались, випромінюючи рентгенівське випромінювання. При цьому з антикатада A випромінювалось близько $n = 1000$ рентгенівських імпульсів за секунду. Алюмінієва пластинка A завтовшки близько $5 \cdot 10^{-6}$ м і друга паралельна їй пластинка B були обкладками плоского конденсатора, в електричному полі якого в завислому стані містилась на відстані $d = 2 \cdot 10^{-4}$ м від антикатада A заряджена вісмутова порошок N , радіус якої близько $3 \cdot 10^{-7}$ м. Рентгенівське випромінювання внаслідок фотоефекту звільняло з порошок електрон і змінювало її заряд, тому порошок втрачала рівновагу. Втрата електрона відбувалась за різні проміжки часу, але середній проміжок часу виявився таким, що дорівнює 30 хв. Незалежні спостереження показали, що електрон, звільнений з порошок, несе з собою всю енергію одиничного рентгенівського кванта, що падає на нього.

З погляду хвильових уявлень про характер електромагнітного випромінювання результати дослідів Йоффе і Добронравова пояснити не можна. Яки енергія рентгенівських імпульсів рівномірно розподілялась відповідно до хвильової теорії по всьому сферичному фронту хвилі, то тоді долі одного електрона порошок відповідала б мізерна кількість енергії, недостатня для його вивільнення з металу. Отже, або один електрон неймовірно тривалий час ($\tau \approx 30$ хв) накопичував енергію рентгенівського випромінювання, не віддаючи її сусіднім частинкам, або всі електрони порошок незрозумілим чином мали б іноді передавати енер-

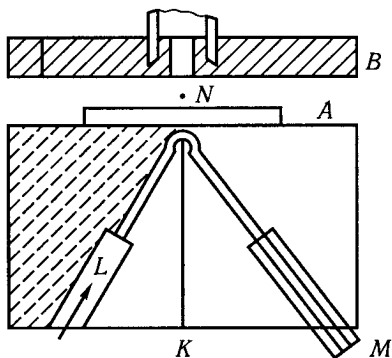


Рис. 13.4

гію, що ними поглинута, одному електрону, який вивільнюється з порошинки. Проте таке пояснення втрачає всяку підставу, оскільки випромінювання електрона відбувалось з однаковою енергією через різні проміжки часу.

Результати дослідів Йоффе і Добронравова можна пояснити, виходячи із корпускулярних уявлень про структуру випромінювання:

- а) з потоку рентгенівського випромінювання при поглинанні електрон сприймає енергію одного фотона, а не довільну кількість енергії;
- б) рентгенівський фотон, маючи енергію, достатню для того, щоб вивільнити з металу велику кількість електронів, поглинається лише одним із них.

Ці досліді дають змогу встановити квантовий характер електромагнітного випромінювання. Відстань від антикатада до порошинки ($2 \cdot 10^{-4}$ м) фотон долає за $7 \cdot 10^{-13}$ с. Наступний фотон випромінюється через 10^{-3} с, тобто через багато часу після того, як попередній фотон вийшов далеко за межі установки або вирвав з порошинки електрон.

Квантова природа електромагнітного випромінювання проявляється в тому, що порошинка поглинає не частину енергії фотона, що падає на неї, а всю енергію фотона цілком. Квантові властивості випромінювання виявляються при розсіюванні фотонів великих енергій ϵ . При $\lambda = 0,1$ нм енергія кванта буде $h\nu = 1,92 \cdot 10^{15}$ Дж = $1,2 \cdot 10^4$ еВ, що набагато перевищує енергію зв'язку зовнішніх електронів у атомі, яка становить близько $1 \dots 10$ еВ. Тому при взаємодії рентгенівського фотона з таким електроном атома електрон можна розглядати як слабо пов'язаний з атомом або навіть практично вільний. При поглинанні фотона такий «вільний» електрон поглинає практично всю енергію фотона і виходить далеко за межі початкового атома. Поглинувши фотон, електрон може відразу випустити такий самий фотон або фотон меншої енергії (і частоти). Явище розсіювання рентгенівського випромінювання електронами докладно вивчив А. Комптон.

13.7. Ефект Комптона

У 1922 р. А. Комптон установив, що розсіяне речовиною рентгенівське випромінювання містить крім основної хвилі, що відповідає падаючій довжині хвилі λ , ще хвилю більшої довжини $\lambda' > \lambda$. У розсіяному випромінюванні виникає компонента, зміщена в бік довгих хвиль. Значення цього зміщення $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не залежить від природи розсіювальної речовини, але залежить від кута розсіювання (кут між напрямом розсіювання і напрямом первинного пучка), і зміщення тим більше, чим більший кут розсіювання. Зі збільшенням кута розсіювання збільшується інтенсивність зміщеної компоненти і зменшується інтенсивність основної. Якщо спостерігати розсіювання рентгенівсько-

го випромінювання під одним кутом, а змінювати при цьому розсіювач, то можна встановити, що інтенсивність основної компоненти збільшується зі збільшенням порядкового номера розсіювальної речовини. Це явище неможливо пояснити з точки зору хвильової природи світла, проте легко тлумачити, виходячи з корпускулярних уявлень про природу рентгенівського випромінювання.

У разі зовнішнього фотоэффекту фотон при зіткненні з електроном віддає йому всю свою енергію. На цьому існування фотона закінчується. Ефект Комптона спостерігається при зіткненні фотонів із практично вільними (дуже слабо зв'язаними) електронами. При взаємодії фотона з таким електроном електрон дістає лише частину енергії фотона. При цьому електрон відскакує вбік. Такі електрони віддачі можна спостерігати за допомогою камери Вільсона. Енергія фотона при цьому зменшується, що приводить до збільшення довжини хвилі рентгенівського випромінювання. Напрямок руху фотонів також змінюється, отже, відбувається зменшення енергії фотонів і розсіяння їх.

Для кількісного пояснення ефекту Комптона припустимо, що зіткнення фотонів рентгенівського випромінювання з електронами відбувається за законами пружного зіткнення куль. При цьому вважатимемо, що фотон «налітає» на нерухомий електрон.

Виходячи із закону збереження енергії, можна записати

$$mc^2 + hv = c\sqrt{p_e^2 + m^2c^2} + hv', \quad (13.15)$$

де hv і hv' — відповідно енергія падаючого і розсіяного фотонів; mc^2 і $c\sqrt{p_e^2 + m^2c^2}$ — повна енергія електрона відповідно до і після зіткнення; m — маса електрона. Закон збереження імпульсу фотона \vec{p}_Φ і електрона \vec{p}_e до і після зіткнення можна записати так: $\vec{p}_\Phi = \vec{p}_e + \vec{p}'_\Phi$. Згідно із цим законом вектори імпульсів падаючого і розсіяного фотонів і електрона віддачі утворюють трикутник (рис. 13.5). Відповідно до теореми косинуса для трикутника імпульсів запишемо

$$p_e^2 = \left(\frac{hv}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h}{c}\right)^2 vv' \cos \Theta \left(p_\Phi = \frac{hv}{c}, p'_\Phi = \frac{hv'}{c}\right). \quad (13.16)$$

Ураховуючи, що $\lambda = \frac{c}{v}$ і $\lambda' = \frac{c}{v'}$, із співвідношень (13.15) і (13.16) дістанемо вираз для зміщення довжини хвилі розсіяного рентгенівського випромінювання на електроні:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\Theta}{2}. \quad (13.17)$$

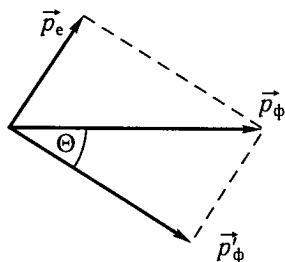


Рис. 13.5

Величину $\frac{h}{mc} = 0,002426$ нм називають

комptonівською довжиною хвилі. З формули (13.17) випливає, що величина $h/(mc)$ характеризує зміну довжини хвилі при куті розсіяння $\Theta = \pi/2$. Із формули (13.17) також видно, що підтверджується експериментальний факт залежності зміщення $\Delta\lambda$ від кута розсіяння. Наприклад, $\Delta\lambda = 0$ для $\Theta = 0$, $\Delta\lambda = 0,002426$ нм для $\Theta = \pi/2$ і $\Delta\lambda = 2 \cdot 0,002426$ нм для $\Theta = \pi$.

Отже, зміщена лінія в розсіяному випромінюванні зумовлена розсіянням фотонів на вільних електронах. Практично спостереження ведеться на електронах атомів легких елементів, у яких електрони відносно рентгенівських фотонів мають невелику енергію, можуть вважатися вільними, тому на відрив їх від атома витрачається відносно невелика частина енергії фотона. Інтенсивність незміщеної лінії збільшується зі збільшенням порядкового номера елемента тому, що зростає загальне число електронів у атомі, а отже, і сильно зв'язаних електронів. При цьому фотон взаємодіє вже з атомом у цілому, а оскільки маса атома порівняно з фотоном велика, то, відповідно до закону пружного зіткнення, фотон не віддає атому енергії, і, як наслідок, довжина хвилі фотона при розсіянні не змінюється.

Комптонівське зміщення виявляється краще для фотонів порівняно високих енергій, що відповідають рентгенівському і гамма-випромінюванню. Відносне значення зміщення $\Delta\lambda/\lambda$ для ультрафіолетового випромінювання близько 0,001 %, для рентгенівського випромінювання 10 %, для гамма-випромінювання 100 %. Сам ефект залежить від довжини хвилі, але краще виявляється для більш коротких довжин хвиль. Для видимого світла комптонівське зміщення майже не спостерігається. Ефект Комптона є переконливим доказом справедливості корпускулярної природи світла, а також законів збереження енергії й імпульсу в елементарних взаємодіях, тобто при взаємодії елементарних частинок.

13.8. Експериментальне дослідження світлових квантових флуктуацій візуальним методом

Досліди С. І. Вавилова, про які йтиметься, присвячені виявленню квантової структури світла. Основна властивість квантових флуктуацій світла, яка відрізняє їх від «класичних», полягає в тому, що ці флуктуації мають спостерігатися при будь-якому стані постійного джерела світла, якщо тільки розрідження потоку досить велике.

Джерело може бути самосвітним, розсіювальним стороннє світло, розжареним або люмінесціюючим тілом. В усіх випадках мають відбуватися квантові флуктуації, які спостерігаються при достатньому ослабленні світлового пучка. Якщо інтенсивність світла велика, то його квантова (корпускулярна) природа звичайно не проявляється досить різко. В більшості таких випадків явища відбуваються відповідно до висновків електромагнітної теорії світла. Тут можна провести аналогію з кінетичною теорією газів. Якщо число молекул газу в системі дуже велике, то їхні властивості проявляють себе як деякі середні (колективні) величини — тиск, густина і т. д. Якщо число молекул мале, то стає помітним відхилення від середніх величин, які називають *флуктуаціями* тих чи інших величин. Флуктуації дають змогу виявити корпускулярну природу газів (і взагалі речовин).

Аналогічна картина спостерігається у світлових (і взагалі електромагнітних) процесах. Як тільки кількість фотонів у світловому потоці мала, стають помітними флуктуації інтенсивності, що зумовлено корпускулярною природою світла. С. І. Вавилов вважав, що флуктуації у світлових потоках, які відповідають зоровому порогу відчуття, мають спостерігатися неозброєним оком. Він задумав і здійснив у зв'язку з цим серію експериментальних робіт (1932—1941).

Спостерігати квантові флуктуації в неперервному світловому потоці неможливо через скінченну тривалість зорового відчуття і усереднення внаслідок цього флуктуацій. Нemoжливе також спостереження флуктуацій при великих кутових розмірах світної поверхні. Для спостереження квантових флуктуацій світла потрібно фіксувати око на допоміжному точковому джерелі.

Отже, при короткочасних спалахах, невеликих розмірах зображення на сітківці й фіксації ока фізичні флуктуації при порогових світлових потоках обов'язково мають спостерігатись, якщо тільки правильні квантові уявлення про природу світла. На рис. 13.6 зображено схему установки С. І. Вавилова для спостереження квантових флуктуацій. Світло від джерела S' попадало на диск K з отвором, який повільно обертався (1 оберт за 1 с), періодично пропускаючи світло протягом 0,1 с і затримуючи його 0,9 с. Потім за допомогою фільтра L виділялася зелена складова світла, і після ослаблення його

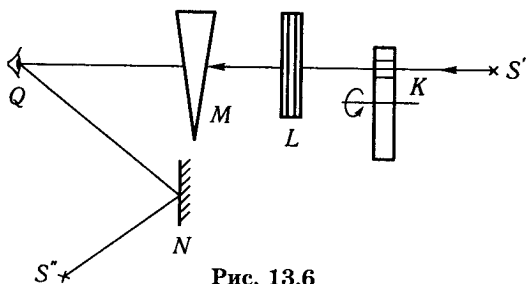


Рис. 13.6

інтенсивності в клині M світло потрапляло на сітківку ока Q . Від джерела S' за допомогою дзеркала N на сітківку ока постійно направлялось червоне світло. Око весь час фіксоване на червону точку, внаслідок чого зелена точка спостерігається периферично. Опускаючи або піднімаючи на шляху світлового пучка в темряві клин, можна регулювати світловий потік поблизу порога зорового відчуття.

Спостерігач у момент, коли він бачив спалах, натискав на спеціальну кнопку, внаслідок чого на рухому стрічку наносилася чітка мітка. На цій самій стрічці фіксувався кожний оберт диска.

Для спостережень потрібне досить тривале попереднє тренування (5—10 сеансів по одній годині). Мета цього тренування — привчити око до фіксації, до периферичного зору і водночас до уважності, яка потрібна для своєчасної реєстрації спостережуваних спалахів. При обертанні диска K спостерігач, фіксуючи око на червону пляму, знижує поступово яскравість зеленої плями (яка здається за цих умов безбарвною) до порогу. Зі зниженням яскравості зеленої плями спостерігач помічає спочатку, що кожному проходженню отвору диска відповідає спалах, яскравість якого слабшає. Потім починається флуктуаційний режим: із незначним послабленням інтенсивності світла спалахи з'являються не при всіх, а лише при окремих проходженнях отвору. Якщо зменшувати інтенсивність світла й далі, то спалахи спостерігатимуться все рідше і, нарешті, так рідко, що їх вже легко пропустити. З якісного боку це явище цілком виразно підтверджує світлові квантові флуктуації.

С. І. Вавилов установив, що поріг зорового відчуття дорівнює 105...107 фотонам, око відчуває ще 100 фотонів і не відчуває вже 97 або 93 фотони.

Як відомо, явище інтерференції світла є переконливим доказом хвильової природи світла. Інтерференція світла, яку передбачає хвильова теорія, знаходить бездоганне підтвердження в дослідах з інтенсивними пучками світла. Важливо було вивчити інтерференцію світла для гранично малих інтенсивностей, коли виявляються корпускулярні властивості. Щоб виділити когерентні пучки світла у схемі Вавилова (див. рис. 13.6), можна поставити за диском біпризму, яка роздівить один пучок світла на два незалежних. Виникає запитання, як взагалі погодити корпускулярну природу світла з таким хвильовим явищем, як інтерференція світла? Спостереження флуктуацій поляризації світлового пучка С. І. Вавиловим довели, що природне світло при досить малих інтенсивностях поляризоване в кожний момент (близько 0,1 с) по-різному, тобто існують флуктуації стану поляризації.

У результаті експериментів С. І. Вавилов дійшов такого флуктуаційного принципу: *кожний ізольований будь-яким способом світловий пучок при досить малій потужності виявляє флуктуації інтенсивності, які відбуваються самотійно і незалежно від коливань у будь-якому іншому пучку.*

13.9. Двоїста корпускулярно-хвильова природа світла

Яка ж природа світла насправді? Чи є воно електромагнітними хвилями, які випромінюються джерелом світла, чи джерело світла випромінює потік фотонів, що летять у просторі зі швидкістю світла у вакуумі? На перший погляд здається, що дві точки зору на природу світла — хвильова і квантова — взаємно виключають одна одну. Деякі ознаки хвилі і частинок дійсно протилежні. Так, рухомі частинки перебувають у певних точках простору, тоді як немає сенсу говорити про місцезнаходження в певній точці простору хвилі, що поширюється. Необхідність приписувати світлу взаємовиключні властивості — хвильові й корпускулярні — може справити враження недосконалої наших уявлень про природу світла, а двоїстість природи світла здається штучною. Розвиток оптики, вся сукупність оптичних явищ довели, що світло має складну двоїсту корпускулярно-хвильову природу: має одночасно і хвильові, і корпускулярні властивості. Світлу притаманні також хвильові властивості неперервних електромагнітних хвиль і квантові властивості дискретних фотонів. Двоїста природа світла знаходить своє відображення у формулах (13.10), (13.14) і (13.15), що визначають основні характеристики фотонів. Як видно з цих формул, корпускулярні характеристики фотона — енергія ϵ , імпульс p і маса m — пов'язані з хвильовою характеристикою світла — його частотою ν (або довжиною хвилі λ).

У прояві суперечливих властивостей світла спостерігається важлива закономірність. У довгохвильового випромінювання (наприклад, інфрачервоного світла) квантові властивості проявляються менше, тоді як хвильові властивості виявляються чіткішими. Якщо ж «пересуватись» уздовж шкали електромагнітних хвиль від довгих хвиль у бік більш коротких, то поступово хвильові властивості світла проявлятимуться менше, поступаючи місцем корпускулярним, які стають чіткішими. Це видно, наприклад, з аналізу випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від довжини хвилі, пояснення червоної межі фотоефекту та ін.

Як було показано в цьому розділі, випромінювання абсолютно чорного тіла у разі великих довжин хвиль можна пояснити, виходячи із класичних уявлень про неперервність процесу випромінювання, тоді як у разі малих довжин хвиль потрібний якісно новий підхід до розуміння природи випромінювання. Наявність «червоної межі» фотоефекту суперечить класичним уявленням, її можна зрозуміти тільки з точки зору корпускулярних уявлень про природу світла. Квадрат амплітуди світлової хвилі в будь-якій точці простору є мірою ймовірності попадання фотонів у цю точку. При цьому хвильові й корпускулярні властивості взаємно доповнюють одна одну. Вони виявляють справжні закономірності поширення світла і його взаємо-

дію з речовиною. Корпускулярні властивості світла зумовлені тим, що енергія, імпульс і маса випромінювання зосереджені в частинках — фотонах. Ймовірність знаходження фотонів у певних точках простору визначається хвильовими властивостями світла — амплітудою світлової хвилі.

Отже, хвильові властивості притаманні не лише сукупності великої кількості фотонів, що одночасно випромінюються. Кожний окремий фотон має хвильові властивості, які проявляються в тому, що для фотона не можна точно визначити, в яку саме точку екрана він попаде після проходження щілини. Можна говорити лише про ймовірність попадання кожного фотона в ту або іншу точку екрана.

Таким чином, аналіз випромінювання абсолютно чорного тіла, явища фотоефекту, досліду Йоффе — Добронравова, ефекту Комптона, дослідів Вавилова неухильно свідчить про корпускулярну природу світла, про фізичну реальність фотона. Щоправда, корпускули світла Ейнштейна — фотони — істотно відрізняються від корпускул світла в розумінні стародавніх вчених і навіть І. Ньютона. Проте з корпускулярної точки зору не можна пояснити такі властивості світла, як інтерференція, дифракція, поляризація. Під світлом слід розуміти потік електромагнітних хвиль і водночас корпускул (фотонів). Крім того, фотон є корпускулою особливого роду. Основна характеристика його дискретності — властива йому порція енергії — визначається через хвильову характеристику — частоту ν ($\epsilon = h\nu$). Так у фізику вперше ввійшла зовсім незвична ідея певного внутрішнього зв'язку дискретного і неперервного, корпускули й хвилі, ідея, яку почали називати *корпускулярно-хвильовим дуалізмом*.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм, розкритий сучасною фізикою, є яскравим вираженням діалектичної суперечності єдності перервного і неперервного в будові матерії. Ця об'єктивна суперечність розкривається в процесі нашого пізнання дійсності. Категорії перервного і неперервного, деталізовані в процесі розвитку фізики за допомогою понять частинки і хвилі, кванта й відповідних їм полів, полів і відповідних їм квантів і т. д, відображають лише частково невичерпну об'єктивну реальність. Єдність цих протилежностей, що склалися в процесі пізнання дійсності й постійного поглиблення цього пізнання, виражає невичерпність, складність, суперечливість реального світу.

Контрольні запитання і завдання

1. За якої умови настає промениста (теплова) рівновага?
2. Назвіть кількісні характеристики процесів випромінювання й поглинання, а також їхні одиниці. Дайте визначення цих характеристик і їхніх одиниць.
3. Сформулюйте закон Кірхгофа.
4. Яким методом визначають температуру поверхні зірок? На якому законі він ґрунтується? Сформулюйте цей закон.

5. Чому дорівнює відношення кванта енергії випромінювання до частоти цього випромінювання?
 6. Виконання якої умови потрібне для виникнення зовнішнього фотоефекту?
 7. Які властивості — хвильові чи корпускулярні — проявляє світло в явищі фотоефекту?
 8. Сформулюйте закони фотоефекту та поясніть їх на основі квантової теорії світла.
 9. Яку природу світла підтверджує дослід Йоффе і Добронравова? Поясніть його.
 10. Що таке комптонівська довжина хвилі? Як її можна визначити?
 11. Для чого у своїх дослідах із світлом С. І. Вавилов на сітківку ока постійно направляв крім основного червоне світло? Чому основне світло він добирав дуже слабкої інтенсивності?
 12. Як ви розумієте корпускулярно-хвильовий дуалізм світла?
-

Розділ 14

ШВИДКІСТЬ ПОШИРЕННЯ СВІТЛА. ОСНОВИ СПЕЦІАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

14.1. Експериментальне визначення швидкості світла

Світло, що поширюється від якогось джерела, досягає спостерігача не вмить, а через деякий час. Швидкість поширення електромагнітних хвиль дуже велика. Внаслідок цього світло проходить дуже великі відстані за надзвичайно короткі проміжки часу. Зрозуміло, що для дослідного визначення швидкості світла потрібні або відстані астрономічних масштабів, або прилади, які б давали змогу вимірювати дуже малі проміжки часу. Це було причиною того, що Г. Галілею свого часу не вдалося виміряти швидкість світла. Проте сама спроба виміряти швидкість світла свідчила про те, що Г. Галілей мав правильні уявлення про скінченність швидкості поширення світла.

При астрономічних спостереженнях будь-якого явища, що відбувається на віддаленому від нас небесному світилі, світловий сигнал про це надійде тим пізніше, чим далі знаходиться Земля від нього. Зрозуміло, що ми спостерігатимемо явище із запізненням, що дорівнює часу, за який світло проходить шлях від світила до Землі.

Якщо ми спостерігаємо будь-який періодичний процес, який відбувається у віддаленій від Землі системі, то при незмінній відстані між Землею і системою таке запізнення не впливатиме на спостережуваний період процесу. Моменти часу, що відповідають початку й кінцю періоду, визначимо з однаковими запізненнями, а різниця їх, що дорівнює періоду, залишається незмінною. Інша річ, коли за час періоду цього явища Земля віддалиться або наблизиться до фіксованої системи. У першому випадку кінець періоду буде зафіксовано з

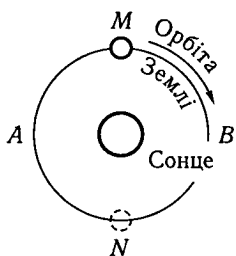
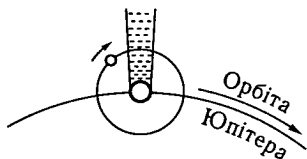


Рис. 14.1

більшим запізненням, ніж початок, що при відповідному відношенні призведе до уявного збільшення періоду. В другому випадку, навпаки, кінець періоду буде зареєстровано з меншим запізненням, ніж початок, що призведе до уявного зменшення періоду. Уявна зміна періоду дорівнює в обох випадках частці від ділення різниці відстаней між Землею й системою на початку й наприкінці цього періоду на швидкість світла.

Викладені міркування дають змогу зрозуміти принцип визначення швидкості світла, запропонований 1676 р. датським астрономом О. Ремером (1644—1710), який для цього скористався затемненням одного із супутників Юпітера (рис. 14.1). Затемнення мають період 42 год 27 хв 33 с. При русі Землі по ділянці орбіти *MBN*,

унаслідок віддалення Землі від Юпітера, має спостерігатися збільшення періоду; навпаки, при русі Землі по ділянці орбіти *NAM* спостережуваній період буде меншим від істинного. Проте зміна окремого періоду була надто малою, щоб О. Ремер міг її безпосередньо помітити. Ефект виявився тільки при порівнянні результатів спостереження за півроку, причому спостереження розпочались у момент «протистояння» Землі (точка *M* на орбіті). За півроку спостерігалось понад 40 затемнень, а проміжок часу між першим і останнім затемненнями виявився приблизно на 22 хв більшим від вирахованого теоретично. У обчисленнях було використано істинне значення періоду затемнення, визначене в точках орбіти, близьких до «протистояння», де відстань між Землею і Юпітером майже не змінюється з часом.

Цю розбіжність правильно пояснив О. Ремер. Оскільки за 6 місяців Земля перейшла з точки *M* у точку *N*, то світлу доводиться наприкінці півріччя проходити шлях, більший на довжину відрізка *MN*, що дорівнює діаметру земної орбіти. Непомітні для окремого періоду запізнення нагромаджуються і утворюють результуюче запізнення. Це запізнення показує, що світло проходить відстань, яка дорівнює діаметру земної орбіти, за 22 хв. Звідси О. Ремер знайшов, що швидкість поширення світла дорівнює 225 000 км/с. Він дістав дещо занижене значення швидкості світла, оскільки неточно знайшов час запізнення. Насправді це запізнення за півроку становить 16,5 хв, що відповідає швидкості світла близько 300 000 км/с.

Унаслідок скінченності швидкості поширення світла явища, що відбуваються на Сонці, ми бачимо такими, якими вони були 8,25 хв тому. Світло від зірок досягає Землі за час від кількох років до со-

тень тисяч років. Тому інколи можна приймати світло, випромінене зіркою, що припинила своє існування кілька тисяч років тому.

Для вимірювання швидкості світла в земних умовах треба точно вимірювати дуже малі проміжки часу, протягом яких світло проходить порівняно невеликі відстані. Вперше таке вимірювання здійснив 1849 р. французький фізик А. Фізо. Він використав установку, схему якої наведено на рис. 14.2. Основний елемент установки — зубчасте колесо D , яке швидко обертається навколо своєї осі. Якщо колесо нерухоме, то світло від точкового джерела, відбившись від дзеркала M , проходить крізь проміжок між зубцями колеса D , відбивається від дзеркала B і прямує до спостерігача A . Для проходження світлом відстані $2a$ від колеса до дзеркала B і назад потрібний час $t = 2a/c$. Якщо колесо, яке має m зубців, привести в обертання і підібрати число обертів за секунду n таким, що за час t колесо повернулось на півзубця, то світло, відбите від дзеркала B , буде затримане, і спостерігач його не побачить. Звідси можна знайти, що $t = 1/(2mn)$. Знаючи m , a і вимірюючи на досліді величину n , можна обчислити швидкість світла $c = 4mna$. В дослідах Фізо відстань $2a = 14$ км. Для швидкості світла він дістав значення 315 000 км/с.

У 1862 р. французький фізик Ж. Фуко застосував для вимірювання швидкості світла в повітрі й воді метод обертового дзеркала, ідея якого належить Д. Араго. Визначаючи швидкість світла у воді, він знайшов, що вона менша від швидкості світла в повітрі. Знайдений результат спростовує ньютонівську корпускулярну теорію світла, за якою заломлення світла можна було пояснити протилежним припущенням. Ж. Фуко знайшов для швидкості c світла у вакуумі таке значення: $c = (298\ 000 \pm 500)$ км/с.

Метод обертового дзеркала істотно вдосконалив А. Майкельсон. У своєму досліді він узяв для пробігу світлового променя відстань між вершинами двох гір, що становила 35,4 км. Метод Майкельсона виявився винятково точним. А. Майкельсон дістав для швидкості світла в повітрі таке значення: $c = (299\ 796 \pm 4)$ км/с. Пізніше він виміряв швидкість світла в розрідженому повітрі й дістав $c = (299\ 774 \pm 2)$ км/с. Серію експериментів з точного визначення швидкості світла А. Май-

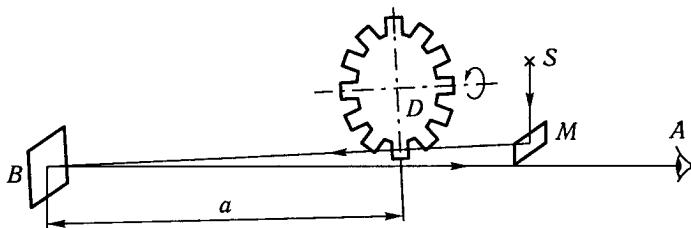


Рис. 14.2

кельсон здійснив у 1878—1882 і 1924—1926 рр. У результаті численних вимірювань для швидкості світла у вакуумі нині взято значення $c = 299\,792\,458$ м/с.

Точне порівняння швидкості світла у воді та в повітрі, здійснене А. Майкельсоном, показало, що швидкість у воді в 1,33 раза менша, ніж у повітрі. Цей результат добре узгоджується з експериментальними даними про заломлення світла і з хвильовою теорією заломлення. Проте вимірювання швидкості світла, виконані А. Майкельсоном методом обертового дзеркала, дали для відношення швидкості світла у вакуумі c до швидкості світла в сірковуглеці v значення $\frac{c}{v} = 1,75$, тоді як це саме відношення, визначене за показником заломлення, дорівнює 1,64. Цей факт дуже важливий. Пояснив виявлену суперечність англійський фізик Дж. Релей (1842—1919). Він довів, що при вимірюваннях швидкості світла методом Фуко та іншими методами визначається так звана групова швидкість світлових хвиль, тоді як за показником заломлення визначається їхня фазова швидкість.

14.2. Фазова й групова швидкості світла

Під *фазовою швидкістю* розуміють швидкість поширення фази ідеально монохроматичної хвилі, тобто синусоїдальної хвилі, безмежної в просторі і в часі. Будь-яка інша хвиля не є монохроматичною. Ідеально монохроматичну хвилю здійснити не можна. Насправді ми завжди маємо справу з більш або менш складним імпульсом, що обмежений у просторі та часі. Спостерігаючи такий імпульс, можна відшукати властиву йому точку, переміщення якої характеризуватиме поширення імпульсу. Такою точкою може бути точка максимальної напруженості електричного або магнітного полів, що складають електромагнітний імпульс. Спостереження за обраною точкою дає змогу зробити висновок про поширення імпульсу лише тоді, коли форма імпульсу при цьому зберігається або змінюється дуже повільно. Будь-який імпульс можна подати як суму великої кількості близьких за частотою монохроматичних хвиль. Якщо всі ці монохроматичні хвилі поширюються з однаковою фазовою швидкістю (в середовищі немає дисперсії), то з такою самою швидкістю переміщується і сам імпульс як ціле, зберігаючи свою форму незмінною. Проте для всіх середовищ, крім вакууму, характерна дисперсія, і, отже, монохроматичні хвилі різної довжини поширюються в них з різними фазовими швидкостями. Це призводить до деформації імпульсу, і питання про швидкість поширення імпульсу ускладнюється. Коли дисперсія незначна, імпульс деформується повільно, і можна спостерігати за місцем максимального зміщення. Однак при цьому швидкість переміщення імпульсу відрізнятиметься від фазових швидкостей скла-

дових його монохроматичних хвиль. За пропозицією Дж. Релея швидкість переміщення імпульсу (груп хвиль) називають *груповою швидкістю*. Групова швидкість є швидкістю переміщення амплітуди, а отже, і енергії, яку переносить рухомий імпульс.

Між груповою швидкістю u і фазовою швидкістю v , яка визначається відношенням λ/T (λ — довжина хвилі, T — період коливань), існує такий зв'язок:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (14.1)$$

Співвідношення (14.1) називають *формулою Релея*. Якщо для середовища $\frac{dv}{d\lambda} > 0$, відбувається нормальна дисперсія. Тоді $u < v$, тобто групова швидкість u менша від фазової швидкості v . Коли ж $\frac{dv}{d\lambda} < 0$, то середовищу властива аномальна дисперсія, і $u > v$, тобто групова швидкість більша за фазову. В усіх випадках вимірювання швидкості світла мають справу з переривчастими сигналами скінченної тривалості і, отже, визначають групову швидкість. Для вакууму $\frac{dv}{d\lambda} = 0$, тобто дисперсії немає, а групова і фазова швидкості однакові. Для речовини з $n > 1$ $\frac{dv}{d\lambda} \neq 0$ і $u \neq v$.

У дослідах А. Майкельсона для води і сірковуглецю вимірювалось відношення групових швидкостей. Проте для води $\frac{dv}{d\lambda}$ настільки мала величина, що практично $u = v$, тому $\frac{c}{u} \approx \frac{c}{v} = n$. Для сірковуглецю величина $\frac{dv}{d\lambda}$ значна, тому другим членом у співвідношенні (14.1) знехтувати не можна, тоді $u < v$ і $\frac{c}{u} > \frac{c}{v} = n$, що спостерігав А. Майкельсон.

14.3. Дослід Майкельсона

Описуючи досліди з визначення швидкості світла, ми абстрагувались від того, що Земля, на якій виконуються ці досліди, рухається у світовому просторі зі швидкістю $v = 30$ км/с. Щоправда, в цих дослідах спостерігач і джерело світла нерухомі один відносно одного, але, якщо вважати, що Земля рухається відносно нерухомого ефіру, в якому поширюються світлові хвилі, то слід чекати впливу цього руху на результати спостережень.

А. Майкельсон за допомогою винайденого ним інтерферометра зробив спробу виявити абсолютний рух Землі, вимірюючи швидкість поширення світла у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Ідею таких вимірювань висловив Дж. Максвелл. Перший дослід А. Май-

кельсон виконав 1881 р., а 1887 р. він разом з Морлі повторив його з більшою точністю. На рис. 14.3 зображено схему досліду Майкельсона. Промінь світла, що виходить із джерела S , падає на півпрозору пластинку K , розміщену під кутом 45° . Половина світлового потоку відбивається в напрямі до дзеркала L_1 , друга половина проходить крізь пластинку до дзеркала L_2 . Дзеркала відбивають світлові промені назад, вони знову попадають на пластинку K , причому світло, відбите від L_1 , проходить крізь пластинку і попадає в реєструвальний інтерферометр F ; світло, відбите від L_2 , відбивається від пластинки K і теж попадає в реєструвальний пристрій (для наочності дещо зміщено прями й зворотні промені на рис. 14.3, *a*). Отже, в реєструвальний пристрій попадатимуть два світлових промені, які від джерела S до пластинки K прямували за однакових умов, а потім один з них пройшов шлях KL_1KF , а другий — шлях KL_2KF . Якщо прилад рухається разом із Землею у напрямі, показаному стрілкою, то умови поширення променів відповідатимуть двом випадкам, зображеним схематично за допомогою відрізка AB на рис. 14.3, *b*. Відстані KL_1 і KL_2 однакові й дорівнюють a . Позначимо через c швидкість світла відносно нерухомого ефіру. Далі потрібно врахувати, що внаслідок руху Землі за законами механіки Ньютона швидкість світла відносно Землі не дорівнюватиме c . Якщо напрям поширення світлового променя збігається з напрямом руху Землі, то ця швидкість дорівнюватиме $c - v$, якщо світло й Земля рухаються в протилежних напрямках, то вона становить $c + v$, де v — швидкість Землі відносно ефіру. На рис. 14.3, *b* зображено випадок, коли світло поширюється паралельно напрямку руху Землі. Тоді від A до B промінь поширюється з відносною швидкістю $c - v$, а в зворотному напрямі — зі швидкістю $c + v$.

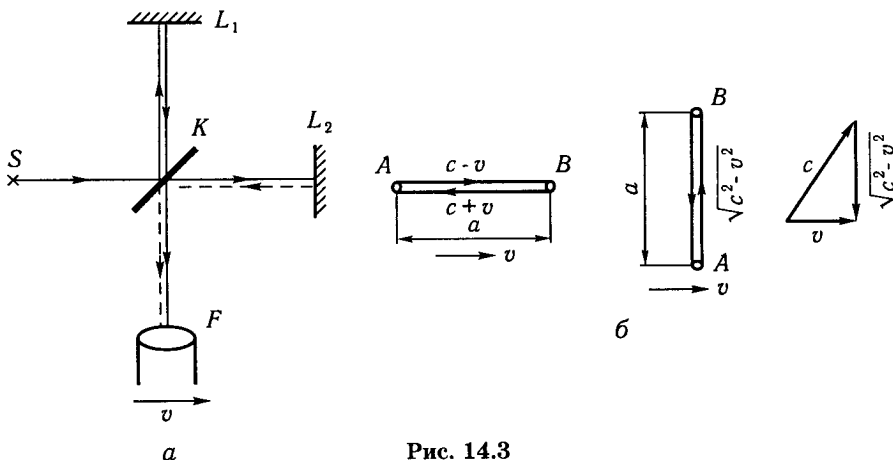


Рис. 14.3

Отже, відстань від B до A промінь пройде за час $\frac{a}{c+v}$, а від A до B за час $\frac{a}{c-v}$. Повний час t_1 визначимо так:

$$t_1 = \frac{a}{c+v} + \frac{a}{c-v} = \frac{2ac}{c^2 - v^2} = \frac{2a}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2}, \quad (14.2)$$

або з точністю до четвертого порядку малості величини v/c можна записати

$$t_1 = \frac{2a}{c} \left(1 + v^2/c^2\right). \quad (14.3)$$

Множник $\left(1 + v^2/c^2\right)$ враховує рух Землі. Зазначимо, що він мало відрізняється від одиниці, оскільки $\frac{v^2}{c^2} = 10^{-8}$.

Розглянемо тепер другий випадок, зображений на рис. 14.3, б, коли світло поширюється перпендикулярно до напрямку руху Землі. Швидкість світла відносно Землі в цьому разі дорівнюватиме $\sqrt{c^2 - v^2}$ і в прямому (від A до B), і в зворотному (від B до A) напрямках. Напряму швидкості c відносно v визначається тим, що за час проходження світлового сигналу від A до B сама точка B зміщується вправо, так само відбуватиметься при зворотному шляху від B до A .

Повний час поширення світла визначимо так:

$$t_2 = \frac{2a}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2a}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (14.4)$$

Враховуючи, що v/c — мала величина, вираз $\left(1 - v^2/c^2\right)^{-1/2}$ розкладемо в ряд по степенях v/c . Обмежуючись двома членами розкладу, дістанемо

$$t_2 = \frac{2a}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right). \quad (14.5)$$

З формул (14.3) і (14.5) знайдемо різницю часів

$$t_1 - t_2 = \frac{a}{c} \frac{v^2}{c^2}. \quad (14.6)$$

Отже, визначення різниці часів t_1 і t_2 при двох взаємно перпендикулярних напрямках поширення світла дасть змогу визначити швидкість руху Землі відносно ефіру. В формулу (14.6) входить квадрат відношення шуканої швидкості до швидкості світла, а це означає, що йдеться про встановлення ефектів другого порядку ма-

лості. Хоча сам А. Майкельсон визначив швидкість світла з точністю до 1 км/с, тобто наближено з точністю до 0,000003 вимірюваної величини, вона була недостатньою для виявлення ефектів другого порядку, що відповідають одній стомільйонній частині вимірюваної величини. А. Майкельсону вдалося уникнути цих труднощів, використавши хвильові властивості світла. Спостерігаючи інтерференцію першого й другого променів, він зумів визначити запізнення цих коливань з точністю до 0,01 періоду світлової хвилі. Оцінимо відносне запізнення променів за формулою (14.6). Для збільшення ефекту А. Майкельсон повертав установку на 90° , тоді співвідношення між променями змінювалось на протилежне. Отже, якщо раніше запізнення дорівнювало $\frac{a v^2}{c c^2}$, то тепер воно було $-\frac{a v^2}{c c^2}$, а повне запізнення становитиме

$$\tau = \frac{a v^2}{c c^2} - \left(-\frac{a v^2}{c c^2} \right) = \frac{2a v^2}{c c^2}. \quad (14.7)$$

У прикладі А. Майкельсона внаслідок використання багатократних відбивань відстань a дорівнювала 5,5 м (весь прилад розміщувався на плиті $1,5 \times 1,5$ м). Отже, за розрахунками за формулою (14.7) запізнення мало дорівнювати $0,4 \cdot 10^{-15}$ с. Оскільки період світлових коливань для видимих променів близько 10^{-15} с, то і таке запізнення відповідає 0,4 періоду, тобто становить значну частку періоду. А. Майкельсон міг виявити за допомогою свого інтерферометра навіть $1/40$ частину досліджуваного ефекту, незважаючи на порівняно малу відстань a . Проте результат дослідів виявився негативним.

Ніякого запізнення одного променя відносно другого не було виявлено, оскільки очікуваний ефект пропорційний квадрату швидкості Землі. Звідси випливає, що швидкість Землі відносно ефіру завжди менша $\sqrt{1/40}$, тобто $1/6$ від орбітальної швидкості Землі. Наступні дослідів лише уточнили цей результат, знизивши верхню межу для швидкості Землі відносно ефіру, або, що те саме, швидкості «ефірного вітру» відносно Землі до величини, меншої за $1/30$ орбітальної швидкості Землі.

14.4. Висновки з дослідів Майкельсона

Негативний результат дослідів Майкельсона поставив фізиків у дуже скрутне становище. Цей результат суперечив теорії нерухомого ефіру.

В. Рітц спробував пояснити негативний результат дослідів Майкельсона. Він висунув так звану балістичну гіпотезу, згідно з якою до швидкості світлового променя, випущеного рухомих джерелом,

додається швидкість самого джерела, так само, як і до швидкості снаряда, випущеного крейсером, додається швидкість самого крейсера. Ця гіпотеза справді пояснювала добутий нульовий результат. Проте гіпотеза Рітца була відкинута як така, що суперечить хвильовій теорії світла, бо швидкість поширення будь-якої хвилі не залежить від швидкості її джерела. У хвилі, як і в будь-якому неперервному процесі, все визначається нескінченно близькими точками, а не джерелом. У 1913 р. астроному де Сіттеру вдалося прямими спостереженнями за подвійними зірками довести хибність гіпотези Рітца.

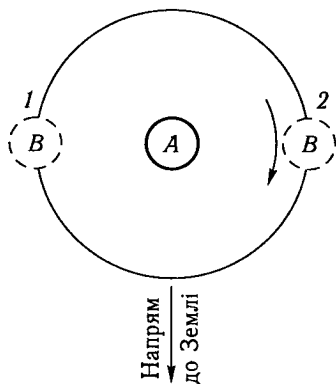


Рис. 14.4

Уявімо собі (рис. 14.4), що зірка *B* обертається навколо зірки *A* за ходом стрілки годинника. В положенні 1 швидкість напрямленого на Землю світла має бути меншою на швидкість зірки, а в положенні 2 швидкість зірки додаватиметься до швидкості світла. І хоча зірки рухаються порівняно зі світлом надзвичайно повільно, все ж цієї різниці швидкостей досить, щоб протягом своєї довгої мандрівки «швидке» світло догнало й перегнало «повільне» раніше, ніж вони попадуть на Землю в об'єкти телескопа. Неважко собі уявити, що тоді повинен бачити в телескоп астроном. Якщо обидва промені дійдуть до нього одночасно, він замість подвійної зірки побачить потрійну, оскільки крім центрального світла свій сигнал пошле йому й супутник, причому відразу з двох різних місць.

Тобто «швидке» світло догнало б «повільне» до досягнення Землі, і спостерігач побачив би зірку-супутника в положенні 2 раніше, ніж в положенні 1. Проте ніяких зіркових «привидів» на небі ніхто ніколи не бачив, хоча за точними розрахунками, якщо виходити з балістичної гіпотези Рітца, вони обов'язково мали б спостерігатись. Отже, треба визнати, що гіпотеза «крейсера і снаряда» для світла суперечить досліді і є неприйнятною.

Перший крок на шляху до правильного розв'язання суперечностей у зв'язку з негативним результатом досліді Майкельсона зробив Х. Лоренц, який розробив теорію оптичних явищ рухомих тіл. Він припустив, що рухомі тіла стискаються у напрямі руху, причому саме так, що дослід Майкельсона повинен дати негативний результат. Із порівняння формул (14.2) і (14.4) виходить, що плече KL_2 потрібно скоротити в $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ разів, тоді t_1 дорівнюватиме t_2 , а різниця їх $t_1 - t_2 = 0$, що й відповідає результату досліді Майкельсона. Незалежно від Х. Лоренца таку саму гіпотезу висловив Дж. Фітцджеральд.

ральд, тому цей ефект називають *лоренц-фітцджеральдовим скороченням*.

Якщо лінійні розміри тіла в стані спокою l_0 , а розміри рухомого тіла l , то, за Лоренцом — Фітцджеральдом,

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2} = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (14.8)$$

де $\beta = v/c$. Така гіпотеза «рятувала» ефір і пояснювала нульовий результат експерименту Майкельсона. Проте оскільки лоренц-фітцджеральдовому скороченню мають підлягати однаковою мірою всі тіла в рухкій системі, то це скорочення неможливо виявити звичайними вимірюваннями довжини. Звичайне вимірювання довжини полягає в порівнянні твердого стрижня одиничної довжини з вимірюваною відстанню. Оскільки під час руху і одиниця довжини, і вимірювана відстань скоротяться в однакову кількість разів, відношення між ними збережеться.

Остаточну відповідь на питання про скорочення тіл у напрямі руху при великих швидкостях дав А. Ейнштейн, створивши спеціальну теорію відносності. Негативний результат досліду Майкельсона став основою для створення цієї теорії. А. Ейнштейн говорив А. Майкельсону так: «Ви відкрили фізикам нові шляхи і своїми чудовими експериментами проклали дорогу для теорії відносності. Ви виявили помилки ефірної теорії світла і стимулювали ідеї Лоренца і Фітцджеральда, з яких розвинулась спеціальна теорія відносності. Без вашої роботи ця теорія була б і нині лише цікавим допущенням; вона дістала перше реальне підтвердження у ваших дослідах*».

14.5. Перетворення Лоренца

Розвиваючи свою гіпотезу, Х. Лоренц показав, що для подолання суперечностей, які виникли при поясненні досліду Майкельсона та інших, треба ввести нові рівняння для перетворення координат при переході від системи координат, що перебуває в стані спокою, до системи координат, яка рухається рівномірно і прямолінійно відносно першої. До цього фізики користувались перетвореннями координат Галілея (2.1), із яких випливає, що в усіх системах відліку, які рухаються рівномірно і прямолінійно одна відносно одної, час проходить однаково, а тіла зберігають свої розміри сталими.

Розглянемо дві системи відліку K і K' (рис. 14.5), просторові координати яких є прямокутними, декартовими. Позначимо їх відповідно через x, y, z і x', y', z' . Нехай система відліку K' рухається відносно системи K прямолінійно і рівномірно вздовж координати x

*Джефф Б. Майкельсон и скорость света. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. — С. 144—145.

зі швидкістю v . Координатні осі x і x' збігаються за напрямом, осі y, z і y', z' відповідно паралельні. У момент часу $t = t' = 0$ початок координат в обох системах відліку збігається. Х. Лоренц користувався не тривимірним, а чотиривимірним простором Мінковського. Просторових координат три, четверта — часова, що якісно відрізняється від просторових. Об'єднання чотирьох координат події в один комплекс зовсім не означає прагнення стерти будь-яку відмінність між простором і часом. У просторі, наприклад, можна рухатись назад і вперед, але жодна теорія, в тому числі й теорія відносності, не дає можливості побудувати «машину часу», на якій можна було б відправитися в минуле.

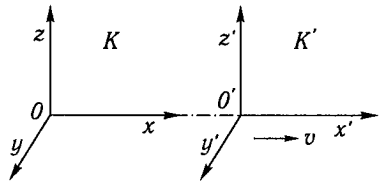


Рис. 14.5

Виявляється, що за цих умов координати тієї самої події в обох системах пов'язані такими формулами:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (14.9)$$

Ці формули дають змогу визначити координати x', y', z', t' деякої події в системі K' , якщо відомі її координати в системі K . Зворотний перехід від системи K до системи K' визначають такими формулами:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad y' = y; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + vx'/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (14.10)$$

Формули (14.9) і (14.10) називають *перетвореннями Лоренца*, оскільки їх вперше вивів Х. Лоренц. До речі, відомі рівняння Максвелла, не інваріантні перетворенням Галілея, виявилися інваріантними перетворенням Лоренца. Розглядаючи ці формули, насамперед помічаємо, що координати y, z не змінюються; це відповідає відсутності поперечного лоренцового скорочення. Формули перетворень симетричні, лише швидкість v замінена на $-v$. Це, звичайно, відповідає рівноправності всіх систем відліку. Основним є те, що змінюється не лише просторова координата x , а й час t . Це свідчить про відносність не тільки просторових координат, а й часу. Як зазначалося в ньютонівській механіці, час не змінювався при переході від однієї системи координат до іншої: $t = t'$. Незавжди помітити, що коли швидкість v відносно руху систем відліку мала порівняно зі швидкістю світла c , перетворення Лоренца переходять у перетворення Галілея. Це означає, що релятивістська механіка не відкидає класичну, яка є граничним випадком релятивістської механіки, коли $v \ll c$.

14.6. Висновки з перетворень Лоренца

Слід зазначити, що у формули перетворень Лоренца (14.9) і (14.10) входять не довжини відрізків і не проміжки часу, а координати окремих подій. Наприклад, час t відлічується за годинником, який перебуває в стані спокою в системі K , а час t' — за годинником, що не рухається в системі K' . Із перетворень Лоренца випливає чимало незвичайних з погляду класичної механіки висновків.

1. Відносність одночасності. У класичній фізиці проміжок часу між будь-якими двома подіями не залежить від системи відліку. Це знайшло своє відображення у перетвореннях Галілея для часу: $t = t'$. Тоді проміжок часу

$$\tau = t_2 - t_1 = t'_2 - t'_1 = \tau',$$

де t_i і t'_i — моменти часу, що відповідають здійсненню першої (t_1 і t'_1) і другої (t_2 і t'_2) подій, виміряних відповідно в нерухомій і рухомій інерціальних системах відліку. Якщо $\tau = \tau'$, то дві події одночасні в деякій інерціальній системі відліку ($\tau = 0$) мають бути одночасними і в усіх інших інерціальних системах відліку ($\tau' = 0$). Отже, виходячи з перетворень Галілея, одночасність абсолютна. З перетворень Лоренца випливає відносність одночасності: події, одночасні в одній інерціальній системі відліку, не обов'язково є одночасними в інших інерціальних системах, які рухаються відносно першої прямолінійно і рівномірно. Справді, нехай у системі K дві події сталися в момент часу t_1 і t_2 , а місце їх визначається координатами x_1 і x_2 . У системі K' цим подіям відповідатимуть моменти часу t'_1 і t'_2 і координати x'_1 і x'_2 . Припустимо, що в системі K події відбуваються одночасно, тобто $t_1 = t_2 = t$. Тоді, виходячи з перетворень Лоренца (14.9), можна записати

$$\begin{aligned}x'_1 &= \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & x'_2 &= \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\t'_1 &= \frac{t - \frac{vx_1}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & t'_2 &= \frac{t - \frac{vx_2}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.\end{aligned}\quad (14.11)$$

Із формул (14.11) випливає, що коли одночасні події в системі K відбуваються в одній точці простору ($x_1 = x_2$), вони збігатимуться в просторі ($x'_1 = x'_2$) і часі ($t'_1 = t'_2$) і в системі K' , а також у будь-якій іншій інерціальній системі, яка рухається відносно системи K . Проте якщо одночасні події в системі K просторово розділені ($x_1 \neq x_2$), то в системі K' вони неодночасні ($t'_1 \neq t'_2$) і просторово розділені ($x'_1 \neq x'_2$).

2. Сповільнення часу. Розглянемо процес, що відбувається в точці з координатою x' , нерухомию відносно системи K' . Позначимо тривалість цієї події за годинником системи K' через τ' , причому $\tau' = t'_2 - t'_1$, де індекси 1 і 2 відповідають початку і кінцю процесу. Визначимо тривалість події $\tau = t_2 - t_1$ у системі K . Відповідно до формул перетворення Лоренца (14.10) можна записати:

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{vx'}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + \frac{vx'}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad \tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (14.12)$$

Отже, тривалість події, що відбувається в певній точці, мінімальна в тій інерціальній системі відліку, відносно якої ця точка є нерухомою. Одержаний результат можна сформулювати інакше, а саме: годинник, який рухається відносно інерціальної системи відліку, йде повільніше від годинника, що перебуває у стані спокою. Тому плинність часу в рухомій системі повільніша, ніж у нерухомих. Із співвідношення (14.12) видно, що сповільнення ходу годинника стає істотним лише при швидкостях v , що наближаються до швидкості світла у вакуумі. Релятивістський ефект сповільнення плинності часу блискуче підтвердився в дослідах з μ -мезонами — нестабільними елементарними частинками, що входять до складу космічного випромінювання. Середній час життя нерухомого μ -мезона становить близько $2 \cdot 10^{-6}$ с. Здавалося б, що, рухаючись навіть зі швидкістю світла, μ -мезони можуть пройти шлях близько 600 м. Проте, як свідчать спостереження, μ -мезони виникають у космічному випромінюванні на висоті 20...30 км і багато з них досягає поверхні Землі. Це пояснюється тим, що $2 \cdot 10^{-6}$ с — власний час життя μ -мезона — час, вимірний за годинником, який би рухався разом з ним. Час, відрхований за годинником експериментатора на Землі, відповідно до співвідношення (14.12), набагато більший.

3. Формула лоренцового скорочення. Розглянемо стрижень, розташований уздовж осі x , який перебуває в стані спокою відносно системи K' . Тоді відносно системи K цей стрижень рухатиметься зі швидкістю v . Порівняємо довжини стрижня у системах K і K' . У системі K' , відносно якої стрижень перебуває у стані спокою, визначення довжини стрижня зводиться до визначення координат x'_1 і x'_2 його кінців. Довжиною стрижня у системі K' є $l' = x'_2 - x'_1$.

У системі K , відносно якої стрижень рухається, справа ускладнюється тим, що треба визначити одночасно координати кінців стрижня x_1 і x_2 . Тоді $l = x_2 - x_1$. Відповідно до формул перетворень Лоренца (14.9) маємо

$$x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

$$l = l' \sqrt{1 - v^2 / c^2}. \quad (14.13)$$

Отже, в системі K , відносно якої стрижень рухається, довжина його менша, ніж у системі K' , відносно якої стрижень перебуває в стані спокою. Співвідношення (14.13) називають *формулою лоренцового скорочення*. Слід зауважити, що формули перетворень Лоренца втрачають свій зміст, коли $v = c$, оскільки тоді в знаменнику з'являються нулі, а ділення на нуль, як відомо, неможливе. Це означає, що ніякі дві системи відліку не можуть мати відносну швидкість, яка дорівнювала б швидкості світла. Цей результат випливає також із формули лоренцового скорочення: тіло, що рухалося б зі швидкістю світла, мало б поздовжні розміри, які дорівнювали б нулю.

4. Закон додавання швидкостей. У класичній механіці, як відомо, швидкість тіла просто додається до швидкості системи відліку. Розглянемо це питання в релятивістській механіці й обмежимося одновимірним випадком. Нехай у двох системах відліку K і K' вивчається рух тіла, яке переміщується прямолінійно і рівномірно паралельно осям x і x' обох систем відліку (див. рис. 14.5). Нехай швидкість тіла, визначена в системі K , є u , а швидкість того самого тіла, визначена в системі K' , — u' . Швидкість системи K' відносно системи K позначимо через v . Унаслідок руху тіла його координати в системах K і K' змінюються. Початкове положення тіла в системі K визначається координатами x_1, t_1 , кінцеве — x_2, t_2 . У системі K' координати тіла відповідно дорівнюватимуть x'_1, t'_1 і x'_2, t'_2 . Швидкість тіла визначається відношенням пройденого тілом шляху до відповідного проміжку часу. Тому для знаходження швидкості тіла в обох системах відліку треба різницю просторових координат обох подій поділити на різницю часових координат:

$$u = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}; \quad u' = \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}. \quad (14.14)$$

Із формул перетворень Лоренца дістанемо

$$x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1 + v(t'_2 - t'_1)}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad (14.15)$$

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1 + \frac{v}{c^2}(x'_2 - x'_1)}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}. \quad (14.16)$$

Поділимо відповідно праві і ліві частини цих рівностей:

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{(x'_2 - x'_1) + v(t'_2 - t'_1)}{(t'_2 - t'_1) + \frac{v}{c^2}(x'_2 - x'_1)} = \frac{\frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1} + v}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}}. \quad (14.17)$$

Отже, дістанемо релятивістську формулу додавання швидкостей

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}}. \quad (14.18)$$

Розглянемо мислений експеримент. Нехай ракета рухається зі швидкістю світла ($u' = c$) відносно системи K' , а сама система K' також рухається відносно системи K зі швидкістю $v = c$. Якою буде швидкість ракети відносно нерухомої системи K ? Щоб відповісти на це запитання, скористаємось релятивістським законом додавання швидкостей (14.18)

$$u = \frac{c + v}{1 + \frac{cv}{c^2}} = c. \quad (14.19)$$

Цей результат пояснює і дослід Майкельсона. Один з основних висновків спеціальної теорії відносності полягає в тому, що *жодне тіло не може рухатись зі швидкістю, більшою за швидкість світла у вакуумі*. Справді, якщо швидкість тіла наближається до швидкості світла, то його об'єм унаслідок лоренцового скорочення (14.13) прагнуть до нуля, а маса — до нескінченності.

Слід звернути увагу на те, що однаковою в усіх системах є лише швидкість світла у вакуумі. Швидкість світла в речовині в різних системах відліку різна. Значення c/n вона має в системі відліку, що пов'язана з середовищем, в якому поширюється світло. Якщо $v \ll c$, то формула (14.18) переходить у формулу додавання швидкостей класичної механіки.

14.7. Основні положення спеціальної теорії відносності

Наприкінці XIX ст. фізикам здавалось, що наступні дослідження тільки доповнюватимуть наші знання, а фундаментальних змін не відбудеться. Всю цю струнку й неперушну ззовні «споруду» тепер називають класичною фізикою. Загальну гармонію фізики порушували лише окремі факти. Таким був, наприклад, результат досліді Майкельсона. Пояснити його за допомогою уявлень класичної фізики не вдалося. Найкраще пояснив цей дослід Х. Лоренц за допомо-

гою гіпотези скорочення тіл. Теорія Лоренца не лише пояснила результати досліду Майкельсона, а й за своєю формальною математичною теорією дуже нагадувала теорію Ейнштейна. Ще ближче до теорії відносності були ідеї видатного французького математика А. Пуанкаре. Проте теорію відносності створив А. Ейнштейн (а не А. Пуанкаре або Х. Лоренц), бо він глибше дослідив суть явищ.

Будь-яка фізична теорія насамперед визначається не математичним апаратом, а фізичним її змістом. Головним напрямом досліджень Х. Лоренца й А. Пуанкаре було пристосування класичної фізики до нових фактів з метою рятування ефіру. Гіпотеза скорочення була вільним припущенням, яке ніяк не можна було обґрунтувати в межах класичної фізики.

А. Ейнштейн мав зовсім іншу мету. Він не пристосовував стару теорію, а створив якісно нову, яка зуміла пояснити всі нові факти, відкинувши ефір. Основні положення спеціальної теорії відносності А. Ейнштейн виклав у своїй статті «До електродинаміки рухомих тіл» (1905 р.). Створена А. Ейнштейном спеціальна теорія відносності ґрунтується на двох дослідних фактах: принципі відносності та сталості швидкості світла.

Принцип відносності — головний постулат теорії Ейнштейна — формулюється так: *в інерціальних системах відліку всі фізичні явища відбуваються однаково. Інакше кажучи, всі фізичні закони в цих системах однакові.* Отже, принцип відносності поширюється на всі фізичні процеси, в тому числі на електромагнітні.

Проте теорія відносності ґрунтується не тільки на принципі відносності. Є ще другий постулат: *швидкість світла у вакуумі однакова в усіх інерціальних системах відліку і не залежить від напрямку його поширення, а також від напрямку і швидкості руху джерела і приймача.*

На відміну від своїх попередників А. Ейнштейн вбачав у негативному результаті досліду Майкельсона не випадкові труднощі, які потребували того чи іншого настільки ж випадкового пояснення, а прояв деякого загального закону природи. Він полягав у тому, що неможливо виявити прямолінійний і рівномірний рух лабораторії відносно ефіру (абсолютного простору) не тільки механічними, а й оптичними методами. Узагальнюючи цей результат, він висунув гіпотезу, яка є розширенням принципу відносності Галілея і називається *принципом відносності Ейнштейна.*

Принцип відносності Ейнштейна є таким самим вірогідним науковим фактом, як і твердження про атомістичну структуру речовини або закон збереження енергії. У зв'язку з цим будь-яка ідея створення фізичного приладу (механічного, оптичного тощо) для виявлення абсолютного руху системи має бути безумовно відкинута, як і ідея вічного двигуна.

Зрозуміло, що принцип відносності робить надуманою і безпредметною гіпотезу абсолютного простору. Якщо в усіх лабораторіях,

що рухаються одна відносно одної рівномірно і прямолінійно, всі фізичні явища відбуваються однаково, то не можна надати перевагу жодній із них. Одночасно виявляються зайвими поняття абсолютно-го спокою і абсолютного руху. Будь-який рух відносний і слід мати на увазі лише рух одного тіла відносно іншого.

Гіпотеза ефіру як неперервного пружного середовища внутрішньо суперечлива. Справді, якщо справедливий принцип відносності Ейнштейна і фізичні явища відбуваються однаково в усіх інерційних системах, то в жодній із цих систем не повинен виявлятися «ефірний вітер». Це означало б, що ефір має бути в стані спокою відносно будь-якої з цих лабораторій, що явно безглуздо. Отже, принцип відносності Ейнштейна не сумісний з гіпотезою про існування ефіру.

Оскільки принцип відносності Ейнштейна витісняє з фізики те гіпотетичне пружне середовище, в якому, згідно з хвильовою теорією, поширюються електромагнітні (зокрема, світлові) хвилі, то перед фізиками знову постало питання про природу світла, яке здавалось остаточно розв'язаним. Відповідь на нього дав А. Ейнштейн, створивши 1905 р. основи квантової теорії світла.

14.8. Динаміка спеціальної теорії відносності

Ми розглянули винятково просторово-часові співвідношення, кінематику теорії відносності. Тепер ознайомимося з релятивістською динамікою.

Мірою взаємодії одного тіла з іншим є сила. Маса тіла вводиться як індивідуальна стала характеристика, що вимірюється інертністю тіла. Важливим етапом у розвитку механіки стало введення більш абстрактних понять: імпульсу ($\vec{p} = m\vec{v}$) і кінетичної енергії тіла ($E = mv^2/2$).

Імпульс і кінетична енергія — дві різні міри руху. Кінетична енергія як величина скалярна характеризує рух тільки з кількісного боку, імпульс як величина векторна показує ще й напрям руху. Класична динаміка ґрунтується на другому законі Ньютона, який стверджує, що зміна імпульсу пропорційна діючій силі й відбувається у напрямі дії сили:

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (14.20)$$

До того ж, як стверджує дослід, перехід від системи K до системи K' , що рухається відносно системи K зі сталою швидкістю v у напрямі осі x (див. рис. 14.5), супроводжується зміною компонентів сили за такими формулами:

$$F'_x = F_x; \quad F'_y = \frac{F_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad F'_z = \frac{F_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (14.21)$$

Незбереження сили при переході від однієї інерціальної системи до іншої зумовлене тим, що довжини відрізків у напрямі руху і проміжки часу, від яких залежать сили, змінюються.

А. Ейнштейн довів, що другий закон Ньютона (14.20) інваріантний перетворенням Лоренца, якщо імпульс тіла в інерціальній системі відліку визначити так:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (14.22)$$

де m — маса тіла; \vec{v} — швидкість тіла в обраній системі відліку; c — швидкість світла у вакуумі.

Отже, в релятивістській динаміці, як і в ньютонівській, імпульс матеріальної точки пропорційний її масі m і збігається за напрямом зі швидкістю \vec{v} цієї точки. Проте на відміну від ньютонівської динаміки імпульс матеріальної точки є нелінійною функцією її швидкості.

При цьому прийнято вважати, що маса m не залежить від швидкості матеріальної точки і тим самим є інваріантною відносно вибору систем відліку. Якщо $v \ll c$, то вираз (14.22) практично дорівнює $m\vec{v}$, тобто збігається зі значенням імпульсу матеріальної точки в ньютонівській механіці. Імпульс \vec{p} , виражений формулою (14.22), інколи називають *релятивістським імпульсом матеріальної точки**

Таким чином, в релятивістській області між імпульсом тіла і швидкістю вже немає пропорційної залежності, а існує більш складна залежність, яка виражається формулою (14.22).

Другий закон Ньютона в релятивістській формі має такий вигляд:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (14.23)$$

Із (14.22) видно, що $\lim_{v \rightarrow c} p = \infty$. Усі реальні сили скінченні, а їх дія на тіло обмежена за часом. Тому відповідно до (14.23) вони не можуть надати тілу нескінченно великий імпульс. Отже, швидкість тіла відносно будь-якої інерціальної системи відліку не може дорівнювати швидкості світла у вакуумі, а є меншою від неї.

Це твердження справедливе для атомів, молекул і всіх елементарних частинок, за винятком фотонів, нейтрино і антинейтрино, маса яких дорівнює нулю**, тому їх швидкість не може відрізнитися від швидкості світла у вакуумі.

*Донедавна масу m звичайно називали масою спокою матеріальної точки, а $m/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ — релятивістською масою цієї точки. Відповідно вважали, що маса матеріальної точки залежить від її швидкості.

**Нині ретельно вивчається питання про можливість відмінності від нуля значень мас нейтрино і антинейтрино.

На відміну від ньютонівської механіки сила \vec{F} , яка діє на матеріальну точку, не інваріантна відносно вибору інерціальної системи відліку. Правила перетворення компонент сили при переході від однієї інерціальної системи відліку до іншої можна отримати із умови лоренц-інваріантності рівняння (14.23). При малих швидкостях ($v \ll c$) рівняння (14.23) практично збігається з основним рівнянням ньютонівської динаміки (2.7). Проте зі збільшенням швидкості матеріальної точки її імпульс зростає швидше, ніж змінюється швидкість.

14.9. Закон взаємозв'язку маси і енергії

Нехай на вільне тіло з масою m діє сила F . Елементарна робота, яку виконує сила, переміщуючи тіло на відстань dl , становитиме $dA = Fdl$. Після перетворень дістанемо

$$A = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + G, \quad (14.24)$$

де $\beta = v/c$; v — швидкість тіла; G — стала інтегрування. Оскільки $m = \text{const}$, робота A йде виключно на надання тілу кінетичної енергії:

$$A = E_{\text{к}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + G. \quad (14.25)$$

Сталу G визначимо з умови, що при $v = 0$ кінетична енергія тіла також дорівнюватиме нулю ($E_{\text{к}} = 0$). Із співвідношення (14.25) дістанемо $G = -mc^2$. Тоді формула для кінетичної енергії набирає вигляду

$$E_{\text{к}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2,$$

або

$$E_{\text{к}} = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right).$$

Кінетична енергія $E_{\text{к}}$ частинки або тіла є не що інше, як різниця значень повної енергії цієї частинки (або тіла) у двох станах: руху зі швидкістю v і спокою (при $v = 0$). Тому відповідно (14.25) повна енергія E частинки або тіла, що рухається поступально, а також їх повна енергія E_0 у стані спокою, яка називається *енергією спокою*, дорівнюють:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad \text{і} \quad E_0 = mc^2. \quad (14.26)$$

Енергію спокою вільної частинки звичайно називають її *власною енергією*. Друге співвідношення (14.26) справедливе як для окремої частинки, так і для будь-якої системи частинок (зокрема, для атомного ядра, атома, молекули, твердого тіла). Воно виражає один із основних законів теорії відносності — **закон взаємозв'язку маси і енергії**: *енергія спокою системи дорівнює добутку маси цієї системи на квадрат швидкості світла у вакуумі*. Його називають також *формулою Ейнштейна*. Справедливість закону взаємозв'язку маси і енергії підтверджують численні експерименти в ядерній фізиці.

Із співвідношення (14.26) випливає, що будь-якому матеріальному об'єкту властиві маса і пропорційна їй енергія. Так, світлові хвилі, які несуть енергію E , мають електромагнітну масу, що дорівнює E/c^2 . А якщо світло має масу, то під впливом сили тяжіння воно має притягуватись тілами великих мас. Таке викривлення світлового променя в напрямі Сонця призводить до помітного зміщення уявного положення зірок, які спостерігають поблизу Сонця під час затемнення. Переконалим підтвердженням наявності маси світла є експеримент П. М. Лебедева з визначення тиску світла, який засвідчує пропорційність між масою і енергією.

Закон пропорційності зв'язує дві фундаментальні властивості будь-яких матеріальних об'єктів — масу і енергію, які раніше вважалися незалежними одна від одної.

14.10. Філософський аналіз взаємозв'язку маси і енергії

Ньютонівське трактування маси як кількості матерії було наслідком механічного розуміння матерії. Вважалось, що матерія складається з абсолютно твердих, неподільних атомів, які уособлюють собою поняття тілесної субстанції. При цьому логічно було стверджувати, що чим більше атомів в одиниці об'єму тіла, тим більше в ньому «кількості матерії», тобто маси. Визначення маси як міри інертності і міри гравітації виявлялось ніби дублюючим.

У сучасній фізиці ситуація докорінно змінилася: визначення маси як «кількості матерії» стало неприйнятним. Очевидно, що повна маса тіла m не може розглядатись як «кількість матерії», адже вона залежить від вибору системи відліку. Оскільки система відліку обирається довільно, то ніякого однозначного висновку про кількість матерії не дістанемо. Наприклад, маса фотона дорівнює нулю, але це зовсім не свідчить про його нематеріальність. З філософської точки зору поняття «кількості матерії» взагалі некоректне. Воно передбачає наявність одноякісної субстанції, яка має єдину кількісну міру свого виявлення, що суперечить принципу невичерпності матерії. Тому в сучасній фізиці маса трактується не через кількість матерії, а як міра інертності і міра гравітації.

Наприкінці XIX ст. стало сумнівним поняття «тілесна субстанція», на перший план висунулось поняття «енергія», яке вийшло далеко за межі механіки, набуло загального визнання. Водночас усе більше виявлялась обмеженість поняття маси.

У цих умовах виник енергетизм Оствальда як спроба замінити поняття матерії поняттям енергії. Висновок Оствальда про те, що енергія — це деяка нематеріальна субстанція, чистий рух без матеріального носія неправомірний. Цей висновок ґрунтується на незаконному ототожненні понять «матерія» і «речовина», характерному для класичної фізики, а також на поєднанні однієї з властивостей фізичних об'єктів (енергії) з самим об'єктом, що має цю властивість.

Поняття енергії здавалося більш загальним, ніж поняття речовини. Проте з цього не випливає, що енергія становить собою нову субстанцію світу. Енергія є однією з найважливіших фізичних мір руху, однією з фундаментальних властивостей фізичних об'єктів, яку до цього часу вдавалось приписувати будь-яким об'єктам і явищам природи. Не виключено, що рано чи пізно і це поняття виявиться обмеженим.

Нова фаза енергетизму була пов'язана із співвідношенням Ейнштейна (14.26). Фізичний зміст його полягає в тому, що будь-яке збільшення маси тіла спричинює збільшення його енергії, а будь-яке збільшення енергії тіла приводить, у свою чергу, до збільшення його маси. Навіть тіло, що перебуває у стані спокою, має величезну внутрішню енергію ($E_0 = mc^2$), невелика частина якої використовується у вигляді ядерної енергії.

Оскільки маса і енергія взаємопов'язані, іноді стверджують, що матерія — це згущена енергія, що елементарні частинки складаються з енергії, що маса перетворюється в енергію тощо. Досвід свідчить, що маса, як і енергія, зберігається, вона не зникає і не перетворюється в енергію.

Як масу, так і енергію було б неправильно розглядати як «матеріал», з якого будуються фізичні об'єкти. Енергія, подібно до маси, не може характеризувати «кількість матерії». До того ж фізичні об'єкти мають й інші фундаментальні властивості, тому субстанціалізація саме енергії і необґрунтована.

Більш складним є питання про інтерпретацію еквівалентності маси та енергії. Очевидно, що маса і енергія нерозривно взаємопов'язані. Ілюзія про їхню абсолютну протилежність була зумовлена тим, що в макросвіті, який оточує нас, енергетичні перетворення на багато порядків менші від загальної внутрішньої енергії тіла ($E_0 = mc^2$). Це приводить до наближеного збереження маси та уявлення про стабільну матеріальну субстанцію. Навпаки, в мікросвіті енергетичні перетворення стають порівнянними з величиною mc^2 , і різка протилежність маси і енергії зникає. Вже не можна говорити, що лише

енергія відбиває «активний» характер процесів, а маса — «пасивний». Закон збереження маси порушується, що спростовує уявлення про матеріальну субстанцію. Протилежність маси і енергії, притаманна макросвіту, перетворюється в глибоку єдність їх.

Закон пропорційності пов'язує дві фундаментальні властивості будь-яких матеріальних об'єктів: масу та енергію, які раніше розглядалися як незалежні. «Таким чином, — писав М. Борн, — ми досягли величезного єднання наших знань про матеріальний світ: матерія в найбільш широкому розумінні цього слова (в тому числі світло та інші форми чистої енергії на мові класичної фізики) має дві фундаментальні властивості: інерцію, що вимірюється її масою, і властивістю виконувати роботу, що вимірюється її енергією. Ці дві властивості точно пропорційні одна одній»*.

На думку М. Джеммера, у межах теорії відносності поняття маси і енергії тотожні і є виявом одного і того самого фізичного субстрату, у зв'язку з чим слід мати на увазі єдину фізичну величину — «масенергію». Не погоджуючись із запропонованою М. Джеммером субстанціалізацією «масенергії», можна все ж таки визнати, що маса і енергія в мікросвіті зливаються в єдину фізичну величину і що вибір одного з цих понять для описання конкретних фізичних процесів є багато в чому умовним.

14.11. Фізика простору і часу. Принцип еквівалентності

Представники класичної фізики не наважувались науково дослідити й розкрити властивості простору й часу. Ці властивості вважали наперед заданими і визначали найпростішими аксіомами математики. І. Ньютон розглядав простір як абсолютний, істинний, математичний, а час як абсолютну плинність від минулого до майбутнього. Після створення теорії відносності А. Ейнштейном простір і час перестали бути «ап'юріорними формами» і самі стали об'єктом фізичного дослідження. Основна ідея А. Ейнштейна полягає в тому, що властивості простору й часу мають не задаватися наперед, а виводитися з досліду. Властивості простору й часу зовсім не обов'язково повинні бути завжди рівнозначними, вони змінюються від точки до точки і від моменту до моменту.

Як зазначалося, прискорення тіл у неінерціальних системах відліку залежить не тільки від взаємодії тіл. Якщо прискорення тіла, зумовлене неінерціальністю системи, помножити на масу тіла, то дістанемо так звану силу інерції. Під її впливом тіла різних мас системи набувають однакового прискорення. Наприклад, кулі на полиці вагона при його зупиненні, якщо знехтувати тертям, набудуть однако-

*Борн М. Фізика в житті мого покоління. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. — С. 345.

вого прискорення. За другим законом Ньютона однакові сили (йдеться про сили, що є мірою взаємодії тіл) надають тілам різної маси різне прискорення. Проте існує сила взаємодії, яка також надає тілам однакового прискорення незалежно від маси їх. Це сила земного тяжіння. Вперше цю властивість сили тяжіння встановив Галілей, спостерігаючи падіння тіл. Усі інші сили взаємодії — пружні, електричні, магнітні, сили тертя — цієї властивості не мають.

Подібність сили тяжіння до сил інерції — незалежність прискорень, яких вони надають, від мас тіл — дає ключ до узагальнення ньютонівської механіки, відомого під назвою загальної теорії відносності Ейнштейна. Загальну теорію відносності точніше було б назвати теорією гравітації, на що вказував В. О. Фок.

Розглянемо такий приклад. Нехай зовсім закритий вагон рухається горизонтально зі сталим прискоренням $a \neq 0$. Висок, підвішений у вагоні, відхилитиметься від вертикального напрямку до задньої стінки внаслідок дії сили інерції. Аналогічний ефект можна спостерігати і в тому разі, коли вагон рухається зі сталою швидкістю ($a = 0$) під гору. Оскільки в обох випадках усі тіла дістають однакові прискорення, всередині вагона не можна встановити, що відбувається з вагоном насправді: рухається він прискорено по горизонтальному шляху чи рівномірно під гору.

Якщо, наприклад, ракета під час старту набуде прискорення відносно Землі $a = 2g$, то вага космонавтів і всього вантажу ракети збільшиться вдвічі порівняно з їхньою нормальною вагою. Ця «псевдогравітаційна» сила пропорційна інертній масі. Жоден фізичний експеримент всередині ракети не допоможе космонавтам установити, чи раптово збільшилося тяжіння, чи просто ракета набула прискорення відносно Землі.

У теорії тяжіння Ньютона вважалось, що сила діє вмиль. Це означало, що сигнал може передаватися з нескінченною швидкістю. Таке твердження суперечить одному з основних принципів відносності, який полягає в тому, що будь-яка взаємодія не може поширюватися з більшою швидкістю, ніж швидкість світла. Тому А. Ейнштейн зіткнувся з проблемою релятивістської теорії тяжіння. Він вважав, що його нова теорія має задовольняти принцип відносності й водночас автоматично містить тотожність гравітаційної та інертної мас. Це привело А. Ейнштейна до формулювання так званого *принципу еквівалентності*. Цей принцип стверджує, що *дія поля тяжіння еквівалентна дії прискорення системи відліку, або сили тяжіння фізично еквівалентні силам інерції*.

Закони механіки формулюються однаково, якщо відносити рух тіл до інерціальних систем відліку. В цьому полягає принцип відносності Галілея. А. Ейнштейн поширив принцип відносності спочатку на електромагнітні явища. Це узагальнення привело до створення спеціальної теорії відносності. Наступні узагальнення виникли з подібності сил інерції і тяжіння в досить малих межах простору (на-

приклад, у вагоні чи ракеті). Закони руху однаково формулюються в інерціальних і неінерціальних системах відліку, якщо сили тяжіння та інерції вважати тотожними.

Істотно, що для загальної теорії відносності достатньою є подібність сил інерції і тяжіння в як завгодно малому об'ємі. Цілковитою подібністю між ними немає. Так, на обертове тіло діє добре відома всім відцентрова сила інерції, яка зростає при віддаленні точки від осі обертання. Проте такої залежності сили тяжіння від координат немає у просторі, не заповненому речовиною.

Принцип еквівалентності може бути справедливим для таких об'єктів простору, в яких поле можна вважати однорідним. Проте А. Ейнштейн довів, що цього обмеження можна уникнути, якщо відповідно до впливу поля тяжіння внести зміни в геометрію системи. Із спеціальної теорії відносності випливає, що не можна встановити ніякого універсального абсолютного часу для Всесвіту. Кожне рухоме тіло має свій власний час. Це один з найважливіших висновків спеціальної теорії відносності, яка поширила принцип відносності Галілея на електромагнітні явища.

У загальній теорії відносності простір і час постають як фізичні об'єкти, властивості яких невіддільні від рухомої матерії.

Геометрія світу стає частиною фізики: не можна виходити з геометричних постулатів, які висувають абстрактно. Основні положення геометрії слід перевіряти дослідом. Звичні нам постулати евклідової геометрії також є узагальненням дослідних фактів, але стосуються малого розміру простору-часу. Для великих розмірів потрібно користуватися точнішими законами геометрії. Ці закони нерозривно пов'язані із законами поля тяжіння і становлять з ними одне ціле. Якщо немає інших полів, крім поля тяжіння, то вільний рух тіл залежить виключно від геометрії світу: залежність між геометрією світу і рухом великих мас (зірок, туманностей) і є ейнштейнівським законом тяжіння. Щоб пояснити тяжіння змінами властивостей простору, потрібно було зробити прискорений рух окремим випадком криволінійного, а просторову координату незалежною, що й було досягнуто в загальній теорії відносності. Г. Мінковський тлумачив це як злиття звичайного простору й часу в єдиний чотиривимірний надпростір, або, як його ще називають, простір-час.

Тяжіння проявляється у вигляді впливу тіл на властивості простору-часу. Тіла змінюють його структуру, викривлюють його. Простір-час це вже не «абсолютний, математичний» простір, а повністю конкретний, фізичний, який описується неевклідовою геометрією. Залежно від густини речовини, тобто від її маси, геометрія простору-часу може бути близькою як до евклідової геометрії, так і до геометрії Лобачевського.

Отже, викривлення чотиривимірного простору-часу повністю пояснює всі ефекти тяжіння. Звідси також видно відмінність між спе-

ціальною теорією відносності і загальною: перша вивчає рух тіл у плоскому просторі-часі, друга — у викривленому. У викривленому просторі найкоротша відстань між двома точками не пряма лінія, а крива (геодезична) лінія. У плоскому просторі, за законом інерції, вільний рух має бути прямолінійним. У викривленому просторі той самий закон зумовлює вільний рух по геодезичній лінії.

Із загальною теорією відносності впливає, що світло, якому властива інертна маса, втрачає енергію на подолання гравітаційного тяжіння тіла, що його випромінює. Зменшення ж енергії фотонів, як буде показано пізніше, означає збільшення його довжини хвилі. Цей ефект називають *гравітаційним червоним зміщенням*. Таке зміщення спостерігається в спектральних лініях Сонця й важких зірок. Отже, атомний годинник на поверхні Сонця йде повільніше, ніж цей самий годинник на Землі. Загальна теорія відносності передбачила також, що всі годинники в полі тяжіння мають сповільнювати свій хід. Якщо два повністю ідентичних годинники розмістити на Землі один над одним на відстані 1 м, то нижчий годинник буде щосекунди відставати на 10^{-16} с. Уперше еталони частоти, що характеризуються такою точністю, були створені 1960 р. на основі явища випромінювання фотонів радіоактивними ядрами в кристалі. Це явище, що дає змогу досягти такої точності вимірювання частоти, дістало назву *ефекту Месбауера*. До цього було відомо лише три експериментальні результати, що підтверджували загальну теорію відносності кілька десятиріч тому: викривлення зіркового світла біля Сонця, червоне зміщення в спектрах Сонця й важких зірок та зміщення перигелію Меркурія. Його перигелій додатково повертається на 43" за сторіччя порівняно з тим, що дає збурення з боку інших планет за ньютонівською механікою. Таке відхилення в русі Меркурія від наперед вихрахованого спостерігалось вже давно, але було пояснено без додаткових гіпотез тільки теорією відносності.

14.12. Філософське значення теорії відносності

Теорія відносності тісно пов'язана з філософією. Насамперед слід зазначити, що основою її створення став глибокий філософський аналіз А. Ейнштейном понять простору і часу. Крім того, перегляд теорією відносності просторово-часових уявлень, що панували в класичній фізиці, вплинув на розвиток філософської думки.

Однією з центральних філософських проблем спеціальної теорії відносності є дослідження основ релятивістських ефектів, таких як лоренцівське скорочення довжин, сповільнення часу, відносність одночасності. Дискусія з цих питань сприяла розвитку теорії відносності. З філософської точки зору найбільш цікавим є питання про об'єктивну природу відносності.

Ньютонівська механіка дотримувалась уявлення про інваріантність простору і часу. З її точки зору довжини відрізків або твердих стрижнів і часові інтервали не змінюються при переході від однієї інерціальної системи до іншої, наприклад від такої, що перебуває в стані спокою, до такої, що рухається. Математична інваріантність виходить як наслідок перетворень Галілея, у відношенні до яких інваріантними є самі закони класичної механіки. Проте було встановлено, що перетворення Галілея не універсальні. По-перше, їх не задовольняли рівняння Максвелла, які виявились неінваріантними щодо них. По-друге, висновки, що випливають із перетворень Лоренца, суперечили результатам досліду Майкельсона. Цей дослід свідчив, що класичний закон додавання швидкостей, пов'язаний з перетвореннями Галілея, не виконується, а саме: швидкість світла не залежить від руху джерела.

Суперечність, що існувала між принципом відносності Галілея, з одного боку, електродинамікою Максвелла і дослідом Майкельсона, з іншого, подолав Ейнштейн. Він узагальнив принцип відносності, поєднавши дві, здавалось би, взаємовиключні ідеї — ідею інваріантності фізичних законів і принцип сталості швидкості світла. Новий принцип відносності стверджував, що фізичні закони є інваріантними, але не відносно перетворень Галілея, а щодо перетворень Лоренца. Із перетворень Лоренца безпосередньо впливала інваріантність довжини і часових інтервалів, а саме: довжини стрижнів і часові інтервали повинні мати різні значення при переході від однієї інерціальної системи до іншої.

Сам по собі факт виведення з перетворень Лоренца релятивістських кінематичних ефектів — неінваріантності простору і часу — ще не розкриває їхньої суті. Цей висновок є суто математичним засобом, який не дає відповіді на питання про реальний зміст релятивістської кінематики.

Історично першою інтерпретацією неінваріантності простору і часу було трактування, запропоноване Лоренцом. Висновок про скорочення довжин стрижнів, що рухаються, було зроблено ним для узгодження теорії з негативним результатом досліду Майкельсона з визначення швидкості світла відносно ефіру.

Лоренцівське трактування скорочення виявилось незадовільним. Його недолік полягав у тому, що воно спиралось на поняття ефіру, яке було внутрішньо суперечливим. За Лоренцом, ефір визначався як привілейована система відліку, відносно якої скорочуються довжини стрижнів, що рухаються.

Теорія відносності з самого початку виключає поняття ефіру. Для неї ефір як особлива система відліку не існує внаслідок принципу відносності. Релятивістські ефекти — скорочення довжин стрижнів і сповільнення часу — є наслідком самої структури простору і часу. Характерною особливістю релятивістського трактування скорочення довжин і сповільнення часу, що відрізняє її від лоренцівської, є розгляд цих ефектів як зворотних.

Великий інтерес для розуміння об'єктивної суті відносності простору становить введена А. Ейнштейном відмінність між геометричною та кінематичною формами тіла. Якщо тіло перебуває у стані спокою, обидві ці форми ідентичні, а коли воно починає рухатися, ці форми розщеплюються. У власній системі відліку тіло характеризується конфігурацією точок, що складають його геометричну форму. У системах відліку, відносно яких тіло рухається, воно має кінематичну форму. До того ж обидві ці форми об'єктивно притаманні предмету і жодна з них не є «більш реальною».

Інтерпретація теорії відносності за допомогою рухомих систем відліку з установленими в них вимірювальними приладами не є єдиною. Г. Мінковський показав, що теорія відносності припускає суто геометричну побудову. Її положення реалізується в чотиривимірному псевдоевклідовому просторі, три виміри якого мають просторовий характер у звичайному розумінні цього слова, а один відповідає часу. В просторі Мінковського діє група перетворень Лоренца.

Особливість геометричного зображення теорії відносності полягає в тому, що на перший план висувається не відносність, а абсолютність у просторово-часових відношеннях. Проте абсолютне тут не відірване від відносного, а пов'язане з ним. Абсолютний інтервал виражається через просторову і часову складові, що є відносними.

Геометрична інтерпретація теорії відносності має чимало безперечних позитивних моментів. Усі релятивістські ефекти тут дістають наочне виявлення. Із філософської точки зору значення цієї інтерпретації полягає в тому, що вона з'ясовує діалектичний взаємозв'язок відносного і абсолютного. Вище вже зверталась увага на те, що теорія відносності Ейнштейна цілком узгоджується з матеріалізмом. Слід також зазначити, що сам собою геометричний підхід до теорії відносності ще не означає її матеріалістичної інтерпретації. Для того щоб дістати таку інтерпретацію, треба зробити матеріалістичні припущення, що виходять за межі геометрії і відбивають матеріалістичний розв'язок основного питання філософії.

Спеціальна теорія відносності підготувала ґрунт для створення загальної теорії відносності — ейнштейнівської теорії тяжіння, яка ще тісніше пов'язала властивості простору й часу з матерією.

Теорія відносності відіграла важливу роль у розвитку теоретичної фізики. Слід зазначити, що наявність величезних запасів енергії в ядрі атома була доведена саме на основі відкритого А. Ейнштейном взаємозв'язку маси і енергії, що стимулювало експериментальні й теоретичні відкриття в галузі фізики атомного ядра. Послідовне застосування ідей теорії відносності в різних сферах фізики висунуло низку нових важливих, ще не розв'язаних проблем. Дослідження їх сприяє прогресу науки, поглиблює наші знання про властивості й закономірності реального світу.

Пізнавальне значення теорії відносності безперечно. Торкаючись найважливіших проблем простору, часу і руху, енергії й маси, теорія відносності відіграє значну роль у формуванні наукового, матеріалістичного світогляду, а також правильного наукового уявлення про властивості й закономірності навколишнього світу.

Іноді виникають суперечливі міркування щодо розуміння тих або інших висновків теорії відносності, що пов'язані з наявністю суперечностей між її назвою і змістом. Назва «теорія відносності» немовби свідчить, що змістом теорії є «відносність». Відносність же, покладену в основу, не завжди відрізняють від релятивізму, тобто вчення про відносність наших знань, відносність у розумінні суб'єктивізму. Таке розуміння фізичної теорії імпує позитивістам та філософським ідеалістам. Вони вбачають у теорії відносності приклад фізичної теорії, що суперечить матеріалізму. Звідси робиться узагальнюючий висновок про те, що сучасна фізика несумісна з діалектичним матеріалізмом. У зв'язку з цим деякі фізики вводять поняття «фізична відносність», яка відрізняється від релятивізму. Вони вилучають із теорії суб'єкт, замінюючи його вимірювальним приладом, не помічаючи при цьому, що будь-який вимірювальний прилад лише разом з суб'єктом набуває рис, які принципово відрізняються від усіх інших досліджуваних об'єктів матеріального світу. Ці непорозуміння відпадають, якщо до теорії відносності підійти як до фізичної теорії з її певним конкретним змістом. Змістом теорії відносності є фізична теорія простору і часу, яка враховує існуючий між ними взаємозв'язок геометричного характеру. При цьому виявляється, що «відносність» має підпорядкований характер, іноді навіть суто ілюстративний.

Теорія відносності, як і будь-яка фізична теорія, правильно відображає об'єктивні закономірності природи і є глибоко матеріалістичною. Теорія відносності виходить з того, що фізика вивчає конкретні властивості матерії, яка об'єктивно існує поза нашою свідомістю і незалежно від нас. Основні положення теорії відносності яскраво відображають діалектичний характер закономірностей реального світу, діалектику природи.

14.13. Ефект Доплера для світлових хвиль

У першій частині ми розглянули явище Доплера для звуку. Було показано, що частота прийнятих спостерігачем коливань залежить від руху джерела коливань і від руху спостерігача (приймача). Аналогічний ефект відбувається і для світлових хвиль, де зміна частоти приводить до зміни кольору. При цьому спостерігається зміщення спектральних ліній до червоної частини спектра при русі джерела від спостерігача і до синьої — при русі до нього.

Проте між звуковим і світловими явищами Доплера є принципова відмінність. Для звуку було істотним, щоб джерело і приймач

рухалися відносно середовища, в якому поширюються коливання (повітря).

Для світла, як показав дослід Майкельсона, рух джерела або приймача відносно ефіру не може бути виявлений. Для світла істотним є тільки відносний рух джерела і спостерігача, оскільки швидкість світла відносно будь-якого джерела є величиною сталою.

Щоб правильно визначити формулу для світлового ефекту Доплера, слід виходити з теорії відносності. Оскільки тут відіграє роль тільки відносна швидкість джерела і приймача, то такою формулою є:

$$v' = v \sqrt{\frac{1 \pm v/c}{1 \mp v/c}}, \quad (14.27)$$

де v і v' — частоти світла, що випромінюється джерелом і сприймається приймачем; v — відносна швидкість джерела і приймача. Якщо $v \ll c$, то формулу (14.27) можна спростити:

$$v' = v \frac{1 \pm \frac{1}{2} \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{1}{2} \frac{v}{c}} = v \frac{\left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)^2}{\left(1 \mp \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)\left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)}, \quad (14.28)$$

звідси, нехтуючи членами другого порядку малості, дістанемо

$$v' = v(1 \pm v/c). \quad (14.29)$$

У формулі (14.29) знак «+» означає наближення джерела до приймача, тоді частота прийнятого світла збільшиться, довжина хвилі зменшиться, лінії в спектрі зміщуватимуться до фіолетової частини. Знак «-» відповідає віддаленню джерела від приймача, тоді частота прийнятого сигналу зменшиться, а довжина хвилі збільшиться, лінії в спектрі зміщуватимуться до червоної частини. Швидкість тіл, які трапляються в природі, звичайно дуже малі порівняно зі швидкістю світла, тому явище Доплера для світлових хвиль можна спостерігати лише за допомогою чутливої спектральної апаратури.

Явище Доплера дає змогу визначити швидкість руху зірок за зміщенням ліній в їхньому спектрі. Часто спектральні лінії є розширеними. Це може вказувати на обертання зірки: протилежні краї зірки рухаються один назустріч Землі, а другий — від неї, тоді як різні проміжні точки диска зірки мають будь-які складові швидкостей за променем зору. Внаслідок того, що в спектроскопі фіксується сумарна картина, спектральна лінія буде розширеною. Отже, дослідження будови спектральних ліній дають змогу робити висновки про рух зірок, обертання їх, а інколи виявляють складну будову зіркових систем (подвійні зірки).

Досі йшлося про явище Доплера, що спостерігається при наближенні або віддаленні джерела світла і приймача (*поздовжній ефект Доплера*). Проте з теорії відносності випливає необхідність існування так званого *поперечного ефекту Доплера*, який має спостерігатися при русі джерела в напрямі, перпендикулярному до лінії, що з'єднує джерело світла зі спостерігачем. Такий ефект спостерігається, наприклад, при русі джерела по колу, в центрі якого розміщується приймач.

Існування поперечного ефекту Доплера було експериментально підтверджено 1938 р. під час спостереження світіння у каналових променів, що приводить до розширення спектральних ліній унаслідок руху атомів і молекул.

14.14. Червоне зміщення в спектрах галактик

У 1919 р. англійський вчений В. Слайфер, виходячи з ефекту Доплера, зробив відкриття, яке привело до зовсім нових уявлень про Всесвіт (маємо на увазі астрономічний Всесвіт). Його вимірювання червоних зміщень у спектрах ряду туманностей показали, що всі вони віддаляються від Землі з величезною швидкістю — 1800 км/с. У 1928 р. американські астрономи Е. Хаббл і М. Хьюмасон виявили істотне червоне зміщення при вивченні спектра галактики NGC 7619, швидкість якої становила 3800 км/с. Згодом вони встановили, що деякі галактики в межах Великої Ведмедиці рухаються зі швидкістю 40 000 км/с, а швидкість віддалених галактик досягала 65 000 км/с і більше. Е. Хаббл пояснив червоне зміщення в спектрах галактик розбіганням їх. У 1929 р. він установив збільшення швидкостей галактик зі збільшенням віддалі їх від Землі:

$$v = Hr, \quad (14.30)$$

де $H = 75$ км (Мпс · с) — стала Хаббла (Мпс — мільйон парсек; парсек дорівнює 3,26 світлового року). Співвідношення (14.30) називають *законом Хаббла*. Е. Хаббл передбачив, а експерименти підтвердили, що більш віддалені галактики мають давати більше червоного зміщення. Закон Хаббла справедливий для багатьох вивчених галактик. Відхилення від прямолінійного закону спостерігається лише для найвіддаленіших галактик. Для галактик, що розміщуються від Землі на віддалі до одного мільярда світлових років, швидкість віддалення на 10 000 км/с перевищуватиме ту швидкість, яка має бути у випадку справедливості лінійної залежності. Тому деякі астрофізики вважали, що Всесвіт мільярд років тому розширювався швидше, ніж тепер. Якщо вимірювання і основні висновки правильні, то це означає, що ми живемо не в стабільному Всесвіті, що Всесвіт розвивається.

За теорією відносності ніяке тіло не може рухатись зі швидкістю, більшою від швидкості світла у вакуумі. Тому зі збільшенням відстані

швидкість має зростати повільніше, якщо закон Хаббла справедливий для таких великих ділянок Всесвіту. Взаємне віддалення галактик не можна розглядати лише відносно Землі як особливого місця у Всесвіті, вбачаючи в концепції розширення нашої метagalактики підставу для повернення до геоцентричної системи світу. Це розширення мало б такий самий вигляд із будь-якої з навколишніх галактик. Подібно до того, як розпливаються за течією тріски, кинуті в річку, так гігантські зіркові системи з плином часу віддаляються одна від одної.

Отже, червоне зміщення в спектрах галактик унаслідок віддалення їх від Землі трактується як ефект Доплера. Проте на фоні нових наукових відкриттів виникають всілякі ідеалістичні інтерпретації їх. Так, висновок про розширення ділянки світу, що оточує нас, став основою для виникнення різних ідеалістичних теорій створення Всесвіту. Якщо віддалі до будь-яких галактик порівняти з радіальними швидкостями віддалення, то можна оцінити час, коли галактики були вкупі, коли густина матерії була грандіозно великою. Оскільки цей час скінченний і, за теорією розширення Всесвіту, наш Всесвіт виник 15 млрд років тому, то цей момент і береться за «початок» світу, момент його створення.

Такому напрямку думок сприяли і деякі віруючі вчені, зокрема такі відомі англійські астрофізики, як Д. Джинс, А. Еддінгтон, Е. Мілн. З цією метою було використано також ім'я одного із засновників еволюційної космології Ж. Лемера, обраного свого часу президентом Ватиканської академії наук. Тому не дивно, що його філософсько-космологічні погляди виявляють сліди впливу релігійної ідеології. Проте хоча його космогонічна гіпотеза навіяна, принаймні неявно, певними теологічними та метафізичними доктринами, автор ніде не виходить за межі суто наукового розгляду її. Оцінюючи значення будь-якої наукової теорії або гіпотези, як і в цьому разі, не слід змішувати суб'єктивні переконання вченого, його світогляд з об'єктивним змістом висунутої ним теорії, яка ґрунтується на точних теоретичних викладках, перевірених емпірично.

У теорії Ейнштейна допускалось, що розміри Всесвіту визначаються кількістю матерії, яка в ньому міститься. При цьому густина матерії, а відповідно й метричні властивості простору не змінювалися з часом. Незважаючи на зміну окремих своїх складових частин, світ у цілому не змінювався. На відміну від цієї концепції статичного Всесвіту радянський вчений О. О. Фрідман 1922 р. висунув теорію, за якою Всесвіт змінюється з часом, змінюється метрика простору — часу, а тому змінюються й відстані між будь-якими об'єктами. Він побудував дві рівноправні моделі безмежного рівномірно заповненого речовиною Всесвіту. Закрита модель Фрідмана подібна до поверхні кулі, відкрита — до сідлоподібної поверхні зі сталюю від'ємною кривизною. Кривизна простору весь час змінюється, бо безперервно

змінюється густина речовини. Саме від густини речовини залежить, яка із двох моделей відповідає сучасному Всесвіту. Вибір між фрідманівськими моделями не можна зробити, виходячи лише із закону Хаббла (14.30), справедливого для всіх моделей і для швидкостей v , малих порівняно зі швидкістю світла c . Е. Хаббл установив свій закон для швидкостей, які не перевищують $0,1c$, тобто $v = 0,1c = 3 \cdot 10^7$ м/с, а випромінююча галактика віддалена на мільярд світлових років.

Вивчення останнім часом випромінювань радіогалактик, квазарів, реліктового теплового космічного випромінювання дає змогу з найбільшою ймовірністю вважати, що нині розширюється та частина метагалактики, в якій знаходяться наша і найближчі до неї галактики. Водночас можна припустити, що у нескінченному Всесвіті відбувається й протилежне явище — збігання галактик, тому розбігання галактик, яке, очевидно, йде услід за збіганням їх, можна вважати місцевим і тимчасовим, природним, а не винятковим явищем, епізодом у нескінченному розвитку безмежного світу. Пульсація видимого Всесвіту, його стиснення і розрідження, про що свідчать наукові відкриття, є неодмінною рисою його розвитку. Цей науковий висновок спростовує уявлення про так званий початок світу та про його теплову смерть.

14.15. Сучасні уявлення про розвиток Всесвіту

Одним із найцікавіших у філософському відношенні результатів, одержаних теорією відносності, є новий розв'язок проблеми нескінченності Всесвіту. Класична космологія, яка ґрунтувалась на фізиці Ньютона, незважаючи на деякі труднощі, одночасно вирішувала питання про просторово-часову нескінченність Всесвіту. За нею Всесвіт нескінченний як у просторі, так і в часі. Таке твердження було безпосереднім наслідком евклідових уявлень про простір, які становили основу класичної фізики та космології.

Теорія відносності, яка переглянула евклідові уявлення про простір і виявила їх неуніверсальність, стала основою нового підходу до розв'язання проблеми нескінченності Всесвіту. Спочатку А. Ейнштейн вважав, що розв'язок проблеми нескінченності полягає в тому, що Всесвіт може бути лише просторово скінченним. Проте нині скінченна модель Ейнштейна має загалом лише історичне значення.

О. О. Фрідман виявив, що гравітаційні рівняння мають не тільки статичний, а й нестатичний розв'язок. У разі нестатичного розв'язку метричні властивості простору мають змінюватися з часом.

Якщо середня густина речовини та випромінювання у Всесвіті дорівнює деякій критичній величині, то світовий простір уявляється евклідовим і Всесвіт необмежено розширюється від початкового точкового сингулярного стану. Якщо густина менша за критичну, то простору властива геометрія Лобачевського, і він також необмежено розши-

рюється. Нарешті, якщо густина більша за критичну, простір Всесвіту стає рімановим, розширення на деякому етапі змінюється стисненням, яке продовжується аж до початкового сингулярного стану.

Під час розширення всі масштаби у Всесвіті розтягуються, під час стиснення — стискуються. Для вибору моделі Всесвіту слід знати середню густину речовини та випромінювання в ній. Якщо середня густина матерії у Всесвіті перевищує $2 \cdot 10^{-26}$ кг/м³, то простір закривається у величезну гіперсферу, в противному разі справедлива відкрита модель Всесвіту. Оцінка густини речовини, враховуючи лише маси галактик, виявила, що вона дорівнює $5 \cdot 10^{-28}$ кг/м³. Насправді середня густина матерії у Всесвіті може бути більшою за рахунок метagalактичного йонізованого водню, нейтрино та згаслих (колапсованих) зірок, і не виключено, що середня густина більша за критичну. Тому поки що важко віддати перевагу тій або іншій моделі Всесвіту.

Проте як би не розв'язувалось питання про космологічні моделі, очевидно, що наш Всесвіт розширюється, еволюціонує. Відкриття останніх років (квасари, реліктове випромінювання) зробили цей висновок ще більш вірогідним. Згідно із законом Хаббла (14.30) у Всесвіті, що розширюється, всі космічні об'єкти віддаляються від спостерігача з тим більшою швидкістю, чим далі вони перебувають. Деяким квазарам властиве настільки велике червоне зміщення спектральних ліній, що їхні швидкості, розраховані за ефектом Доплера, мають наближатися до швидкості світла. Це означає, що світло, яке ми спостерігаємо, було послане квазарами багато мільярдів років тому, на початковому етапі розширення. Важливим для космології було відкриття 1964 р. реліктового космічного випромінювання, передбаченого Дж. Гамовим (його теорія «гарячого Всесвіту»). Це випромінювання виникло до початку розширення і з того часу заповнює весь космічний простір.

З чого все почалося? Як все стало таким, яким є? Так, за Р. Фейнманом можна сформулювати основні питання сучасної фізичної космології. На перше запитання космологія Фрідмана — Леметра впевнено відповіла ще 60 років тому: все пішло з велетенського загальнокосмічного катаклізму, який відбувався в далекому минулому і започаткував спостережуване розширення просторової структури Всесвіту.

Щодо другого запитання, то його розроблення почалося лише в наш час, коли теоретична космологія від вивчення механіки розширення перейшла до досліджень фізики космологічних процесів. При цьому слід зазначити, що в сучасній космологічній теорії еволюція розвитку Всесвіту простежується не від самої вихідної точки, а з часу, який дещо пізніший за час катаклізму. До цього моменту вихідна надгуста і надгаряча речовина встигає досягти такого розрідженого

та остиглого стану, який піддається теоретичному розумінню на мові сучасного фізичного знання.

Через деякий час після «великого вибуху» космічна матерія стала високогустою і високотемпературною плазмою — суміш певного набору елементарних частинок, які перебували в термодинамічній рівновазі, причому в цій суміші кількість речовини ледве-ледве перевищувала кількість антиречовини. Оскільки плазма швидко розширювалась, а її температура відповідно знижувалась, процеси анігіляції пар протонів і антипротонів переважали над протилежними процесами утворення їх. Унаслідок цього зникли (за винятком надлишкових протонів) усі протони і антипротони. Анігілювали (за винятком надлишкових електронів) також усі електрони і позитрони. Коли процес анігіляції частинок і античастинок закінчився, залишились, отже, лише надлишкові протони і електрони, а також випромінювання, яке виникло внаслідок анігіляції. Приблизно на цій стадії розвитку Всесвіту, коли він був ще досить нагрітим, утворились ядра таких легких елементів, як гелій та водень*.

Наступна фаза космічної еволюції — з'єднання народжених раніше ядер з електронами і утворення атомів — настала приблизно через мільйон років (після початку космологічного розширення), тоді температура зменшилась до 3000...4000 К, а густина — до значення приблизно в мільярд разів більшого від сучасного. За цих умов почав утворюватися нейтральний газ, який збирався у величезні хмари. Пізніше, приблизно через 200 мільйонів років після початку розширення, хмари космічного газу згрупувались, а потім, припинивши розширення, почали стискатись і, нарешті, утворили сучасні галактики.

Така своєрідна контурна схема Всесвіту, що еволюціонує, яку ще належить заповнити конкретними астрофізичними деталями.

Для описання моделі гарячого Всесвіту, що розширюється, за початкові умови взято надзвичайно важливі фізичні характеристики астрономічного Всесвіту, а саме: початковий гарячий стан і наступне його ізотропне розширення, кількісна перевага в ньому речовини над антиречовиною і випромінюванням тощо.

У суто теоретичному плані сингулярність у тій формі, в якій вона з'являється у фрідманівських розв'язках, рівняння Ейнштейна віддзеркалює «особливий» вироджений фізичний стан, в якому густина речовини, кривизна простору-часу і, за теорією гарячого Всесвіту, температура нескінченні: вся надгаряча космічна матерія буквально «стягнулася в точку». Між тим найголовніше — процес переходу космічної матерії з цього «точкового» стану до стадії катастрофічного розширення — залишається поза увагою теорії, оскільки

*Вайнберг С. Первые три минуты (современный взгляд на происхождение Вселенной). — М.: Энергоиздат, 1981.

вона поки що не в змозі підняти завісу над таємницею початкової сингулярності. Невідомо, що передувало «великому вибуху» — чи космічна матерія завжди перебувала в цьому особливому надгустому і надгарячому стані, чи стану розширення передувало однократне стиснення.

На сучасному етапі завдання космологічних досліджень полягає в тому, щоб теоретично вивчити «оточення» особливої точки, щоб спробувати зазирнути все далі й далі «в глиб часу» і, отже, просунути-ся все ближче до вихідного надгустого і надгарячого стану Всесвіту.

За допомогою реліктового випромінювання пощастило досягти стадії, яку від початку Всесвіту віддаляє «всього лише» мільйон років. У той час астрономічний Всесвіт був у тисячу разів теплішим (нагрітим до 3000...4000 К), а його радіус у стільки само разів менший за теперішній. Астрофізики вважають, що астрономічну інформацію про ще більш ранні стадії еволюції Всесвіту можна дістати за допомогою нейтринного каналу інформації. Нейтрино (найбільш проникна з усіх відомих елементарних частинок) може перенести нас у дуже віддалену епоху, яка віддалена від моменту «великого вибуху» всього на кілька часток секунди. В цю мить історії космосу густина первісної матерії перевищувала густину води у 10 мільйонів разів, а температура досягала $30 \cdot 10^9$ К. Тому недарма відомий радянський фізик Я. Б. Зельдович назвав астрофізичний пошук реліктового нейтрино «експериментом століття».

Ще більші надії вчені покладають на гравітаційно-хвильову астрономію, що формується сьогодні і яка б могла роздобути фізичну інформацію про найперші (аж до сингулярного) стани Всесвіту. Йдеться про реєстрацію гравітаційних хвиль, що приходять (ймовірно) з космосу і які здатні пройти крізь багатомільярдну товщу часу (і простору) і досягти Землі в повній цілості без помітного розсіяння і втрати енергії.

Зазначимо, що вчені добре усвідомили певну умовність понять, які застосовують у космології, особливо таких, як «початок і вік Всесвіту». Так, Я. Б. Зельдович пропонує розуміти під «віком Всесвіту» тривалість сучасного етапу існування Всесвіту. В іноземній літературі замість терміну «вік Всесвіту» частіше використовують поняття «хабблівського часу».

Запроваджується термін «фрідманівський час», який є теоретичним корелятором «хабблівського часу» і передає «справжній вік Всесвіту», тобто реальну тривалість космологічного розширення, що спостерігається сьогодні (перше трохи менше за друге: фрідманівський час становить 85 % хабблівського, який дорівнює приблизно 15 млрд років).

Водночас, хоча вибір початкових умов не зовсім вдалий (вони передбачаються, виходячи з даних сучасних астрономічних спосте-

режень), все-таки залишається без відповіді головне запитання: чому початкові умови еволюції Всесвіту були саме ті, що привели до космологічної ситуації, яка спостерігається тепер, а не інші? Сама постановка цього питання виходить за межі сучасної фізики.

Відомі експериментальні факти не дають змоги нині зробити однозначний вибір між різними космологічними моделями. Всі вони більш-менш задовільно пояснюють ці факти. Одні моделі (моделі зі скінченним часом) безпосередньо випливають з існуючих рівнянь гравітаційного поля, інші, що припускають перехід через сингулярну точку, а особливо осцилюючі моделі, на сьогодні ще не мають точного математичного обґрунтування. Проте, виходячи із загальних філософських міркувань, перевагу слід віддати осцилюючій моделі зі сталою в середньому по осциляціях ентропією. В осцилюючій моделі сучасний рівноважний стан Всесвіту не є винятковим, а повторюється з часом необмежену кількість разів.

Лише така модель дає змогу в принципі узгодити оборотність законів мікросвіту з необоротністю макроскопічних процесів у Всесвіті, яка спостерігається тепер*.

Контрольні запитання і завдання

1. Які ви знаєте методи визначення швидкості світла? Назвіть їхніх авторів.
2. Що таке фазова і групова швидкості світла?
3. Чому прийнято вважати, що дослід Майкельсона завершився негативним результатом?
4. Сформулюйте основні положення спеціальної теорії відносності (СТВ).
5. СТВ суперечить механіці Ньютона, чи передбачає її як окремий випадок?
6. У чому принципова відмінність зв'язку простору і часу в механіці Ньютона і в СТВ?
7. Як ви розумієте відносність одночасовості подій, сповільнення часу в СТВ?
8. Як правильно тлумачити закон Ейнштейна — зв'язку маси і енергії ($E = mc^2$)?
9. Чи можна всередині системи відліку відрізнити дію прискорення системи від дії сил гравітації? Сформулюйте принцип еквівалентності.
10. Про що свідчить червоне заміщення в спектрах галактик? Сформулюйте закон Хаббла.
11. У чому суть теорії «гарячого Всесвіту» Дж. Гамова?
12. Що таке «фрідманівський час» і як він зв'язаний з «хаблівським часом»?

*Климишин И. Релятивистская астрономия. — М.: Наука, 1973. — 207 с.

АТОМНА ФІЗИКА

Розвиток вчення про будову речовини. Дослід Резерфорда. Постулати Бора. Принцип Паулі. Періодична система елементів Д. І. Менделєєва. Рентгенівське випромінювання. Ефекти Зеемана і Штарка. Лазери. Хвильові властивості речовини. Хвилі де Бройля. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга. Принцип доповнення. Причинність у мікросвіті. Динамічні і статистичні закони.

Розділ 15 БУДОВА АТОМА

15.1. Розвиток вчення про будову речовини

Здавна людську думку з нездоланною силою привертало до себе два світи: макросвіт — світ величезних скупчень речовини, світ великих і віддалених небесних тіл, який вивчали переважно астрономи, і світ дуже малих частинок речовини — мікросвіт, що є предметом вивчення переважно фізиків і хіміків.

У питанні про структуру речовини здавна існувало дві діаметрально протилежні думки: одна зводилась до того, що речовина має суцільну, неперервну структуру, друга пов'язана з твердженням, що речовина має первинну зернисту будову. Дискретність (перервність) — істотна риса другого вчення про будову речовини.

Греко-римська антична культура створила уявлення про первинну дискретну будову речовини. Вже у вченні грецького філософа Левкіппа і його талановитого учня Демокріта знайшла відображення ідея, що речовина складається з величезної кількості найдрібніших частинок. Ці частинки Левкіпп назвав першотілами, згодом Демокріт назвав їх атомами, оскільки вони вважались неподільними.

Продовжували і поглиблювали думки Демокріта про будову речовини грецькі філософи Емпедокл і особливо Епікур, який створив у Афінах свою школу, відому під назвою «Сад Епікура». Пізніше античний мислитель Тіт Лукрецій Кар у своєму геніальному творі «Про

природу речей» у поетичній формі виклав основу атомістичного вчення Левкіппа — Демокріта — Епікура.

Вчення про атоми протягом усього розвитку з давніх-давен і до теперішніх часів є найкращою ілюстрацією боротьби двох філософських напрямів: ідеалістичного, який намагався заперечувати атомістику, і матеріалістичного, який захищав наукову атомістику як об'єктивне вчення про навколишній світ.

Вивчення історії розвитку ідей про будову речовини показує, що серед прихильників атомістичної теорії були вчені, які вважали, що атом не є елементарною частинкою, що він має складну будову, що він не вічний, що він руйнівний. Такими вченими є, наприклад, англійський фізик і хімік Р. Бойль, російський фізик М. М. Пиров. У 1816 р. лондонський лікар і хімік В. Праут висловив гіпотезу про те, що атоми всіх елементів є складними системами, побудованими з тих самих елементарних частинок, які є атомами найлегшого елемента — водню. Підтвердженням цієї гіпотези було відкриття радіоактивності (1896 р.) французьким фізиком А. Беккерелем (1852—1908). Виходячи з дослідження розсіяння α -частинок різними речовинами, англійський фізик Е. Резерфорд (1871—1937) дійшов висновку (1911 р.), що атом має позитивно заряджене ядро, навколо якого обертаються електрони.

Створення й розвитку сучасної моделі атома й дослідження процесів, що відбуваються в атомах, проходили в нерозривному зв'язку із вченням про випромінювання й поглинання світла атомами. Це привело на початку ХХ ст. до відкриття квантової природи випромінювання світла.

У 1900 р. М. Планк сформулював гіпотезу, що світло випромінюється не неперервно, як це впливало із хвильової теорії світла, а у вигляді порцій — квантів енергії. А. Ейнштейн переніс дискретні уявлення з процесу випромінювання на саме світло, після чого атомне вчення охопило ще одну сферу — вчення про світло. З того часу квантова (фотонна) теорія світла почала інтенсивно розвиватись і привела до відкриття багатьох явищ. Потім вчення про кванти поширилось на всю атомну і молекулярну фізику.

Особливо велике значення квантові уявлення мали для теорії атома, яку 1913 р. розвинув датський фізик Н. Бор. Він створив квантову теорію будови атома і розвинув квантову теорію поглинання й випромінювання світла атомами. Для цього Н. Бору довелося зробити чимало нових припущень, які відрізнялися від тих, що впливали з механіки Ньютона і електронної теорії.

Сучасна атомна фізика вивчає будову електронної оболонки атомів, взаємодію їх, основи теорії валентності, а також найважливіші випадки хімічного зв'язку, для яких немає чіткої межі між фізикою атома і фізикою молекул.

15.2. Досліди Резерфорда. Ядерна будова атомів

Кінетична теорія газів пов'язала коефіцієнти перенесення (дифузії, теплопровідності, внутрішнього тертя) із довжиною вільного пробігу і діаметром молекул. Дослідне вимірювання цих коефіцієнтів дало можливість оцінити газокінетичні діаметри молекул (атомів). Вони дорівнюють 10^{-10} м.

На той час уже було відкрито і досліджено катодне випромінювання, яке становило собою потік негативно заряджених частинок — електронів. Було встановлено, що електрони відриваються від атомів, які при цьому перетворюються у позитивно заряджені йони. Вимірювання питомого заряду q/m електронів та йонів показали, що маса електрона набагато менша від маси атома. Отже, було доведено, що нейтральні атоми — складні системи негативно і позитивно заряджених частинок. Позитивний заряд пов'язаний із основною масою атома, але про розподіл його всередині атома відомостей не було. Наявність всередині атома заряджених частинок підтверджувалась і здатністю атомів випромінювати і поглинати електромагнітні хвилі окремих, характерних для кожного елемента довжин хвиль (частот). Установлено також, що ізольовані атоми випромінюють лінійчасті спектри, при цьому різні випромінювані атомами частоти пов'язані між собою певними співвідношеннями.

Спираючись на згадані вище відомості про властивості атомів, Дж. Томсон зробив першу спробу 1902 р. побудувати модель атомної структури, яку часто називають «пудингом з ізюмом». За гіпотезою Томсона, атом — це сфера з діаметром близько 10^{-10} м, усередині якої зі сталою об'ємною густиною розподілений позитивний заряд. Сумарний позитивний заряд сфери дорівнює сумарному заряду електронів, які у вигляді окремих частинок містяться всередині сфери і взаємодіють з окремими елементарними об'ємами її відповідно до закону Кулона. Електрони, здійснюючи гармонічні коливання навколо рівноважних положень, випромінюють світло.

Модель Томсона мала дещо штучний характер, оскільки в ній позитивним і негативним зарядам приписувалась різна природа: одні з них — негативні — існували у вигляді окремих частинок — електронів, інші — розподілялись у межах набагато більших об'ємів зі сталою густиною. Залишався незрозумілим і той факт, що позитивні заряди не розлітаються під дією кулонівських сил відштовхування. Модель Томсона виявилась неспроможною пояснити лінійчастий характер спектра атомів гідрогену. Виходячи з неї, в спектрі гідрогену має спостерігатися лише одна лінія, тоді як насправді їх досить багато. Користуючись моделлю Томсона, не можна пояснити і періодичності у властивостях атомів. Проте, незважаючи на ці недоліки, протягом 10 років модель атома Томсона мала загальне визнання. На її основі було розроблено вчення про внутрішньоатомні вібратори

ри, що пояснювало складний характер явищ дисперсії і поглинання світла, виникло вчення про поляризацію атомів, з'ясовано зміст діелектричної сталості і передбачено існування нуклідів.

Досліди Резерфорда 1911 р. довели помилковість припущення про те, що позитивний електричний заряд розміщений рівномірно в об'ємі атома. У дослідах, розпочатих Е. Резерфордом і продовжених Г. Гейгером, Е. Марсденом та іншими вченими, досліджувалось розсіяння α -частинок тонкими шарами речовини. Е. Резерфорд і його співробітники бомбардували мішені з різних хімічних елементів, спрямовуючи на них вузький пучок α -частинок. Ці частинки виникають при радіоактивному розпаді атомів деяких важких елементів. Вони несуть позитивний заряд, удвічі більший за елементарний. Швидкість, з якою α -частинка вилітає із радіоактивної речовини, може досягати 10^7 м/с. Маса α -частинки в 7300 разів більша за масу електрона, тому зіткнення α -частинки з електроном не може помітно загальмувати її рух або значно відхилити від початкового прямолінійного напрямку руху. Проте зіткнення з масивним атомом спричинює значні зміни швидкості α -частинки і за значенням, і за напрямком. Щоб зробити висновок про характер зіткнень α -частинок з атомами, потрібно спостерігати траєкторії. Для цього існують два методи: можна спостерігати розсіяні α -частинки і можна фотографувати траєкторію окремої α -частинки.

Перший метод використали Е. Резерфорд, Г. Гейгер і Е. Марсден, а другий — Ч. Вільсон. α -частинки можна реєструвати за слабкими спалахами світла, що виникають при зіткненні їх з атомами деяких речовин — фосфорів. Найпростішим приладом, за допомогою якого можна спостерігати спалахи світла при зіткненні α -частинки з фосфором, є спінтарископ, винайдений У. Круксом. Здатність α -частинок йонізувати газ, в якому вони рухаються, використав Г. Гейгер для створення приладу, який давав змогу підраховувати їх. Цей прилад було названо лічильником Гейгера. Схему дослідів Резерфорда із розсіяння α -частинок зображено на рис. 15.1, де Q — крупинка радіоактивної речовини, що є джерелом α -частинок; P — щілина, крізь яку проходить вузький пучок α -частинок; F — фольга з розсіювальної речовини; S — спінтарископ для спостереження сцинтиляцій

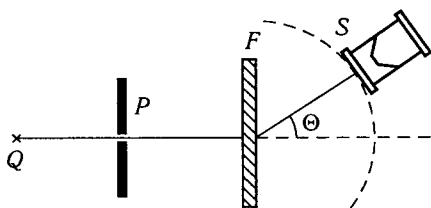


Рис. 15.1

під різними кутами Θ . Головна мета цих дослідів полягала у з'ясуванні питання, чи розподіляється позитивна електрика в усьому об'ємі атома, як вважав Дж. Томсон, чи вона зосереджена в певній ділянці атома (в його ядрі). У першому випадку α -частинка при зіткненні з атомом не могла б різко змінити напрямку свого руху, в

другому випадку (ядерна будова атома) прості розрахунки передбачали, що при зіткненні α -частинок з атомами мають спостерігатися найрізноманітніші кути відхилення α -частинки (навіть назад).

За моделлю Томсона, атом є сферою з рівномірно розподіленим по її об'єму позитивним зарядом, в який вкраплені окремі негативні заряди. У цілому він нейтральний. Таку сферу α -частинки, що летіли з величезною швидкістю, мали б пробивати, за висловом Резерфорда, «як куля папір». Проте деякі позитивно заряджені частинки різко змінюють свій напрям руху і навіть відскакують назад при зіткненні з металевими зразками. Це означало, що вони натикаються на якусь позитивно заряджену перешкоду, адже однойменні заряди, відповідно до закону Кулона, відштовхуються. Такою перешкодою міг бути лише атом. Проте атом загалом нейтральний. Тоді напрошується лише один висновок: модель атома Томсона неправильна. Весь позитивний заряд атома зосереджений у його центрі, окремо від негативно заряджених електронів. Тільки в такому випадку атом може бути перешкодою для α -частинок. Якщо при зіткненні α -частинки з ядром будь-якого атома центр ядра розміщений на прямій, по якій рухається α -частинка, то кінетична енергія її до моменту зупинення і зміни напрямку швидкості на протилежний витрачається на подолання сил відштовхування між нею і ядром, тобто перетворюється в потенціальну енергію взаємодії заряду α -частинки $2e$ і заряду ядра Ze . Як відомо, потенціальна енергія взаємодії двох електричних зарядів залежить від відстані між ними і пропорційна добутку взаємодіючих зарядів, поділеному на відстань між ними. Якщо маса ядра значно більша від маси α -частинки ($m_{\text{я}} \gg m_{\alpha}$), то саме ядро можна розглядати як нерухоме. На таке нерухоме ядро налітає α -частинка зі швидкістю v_0 і кінетичною енергією $m_{\alpha}v_0^2/2$. Зрозуміло, що α -частинка підлетить до ядра на таку відстань b , при якій її кінетична енергія повністю витрачається на подолання електричних сил відштовхування, тобто перетвориться в потенціальну енергію системи. Для цього моменту можна записати

$$\frac{m_{\alpha}v_0^2}{2} = \frac{2Ze^2}{b}. \quad (15.1)$$

Із співвідношення (15.1), поданого в системі СГСЕ, можна визначити відстань b , на яку підлітає α -частинка до ядра при центральному зіткненні їх:

$$b = \frac{4Ze^2}{m_{\alpha}v_0^2}. \quad (15.2)$$

Розглянемо більш загальний випадок, випадок нецентрального зіткнення, коли ядро атома розміщується на відстані p (AA') від напрямку руху α -частинки. Відстань p — це найменша відстань, на

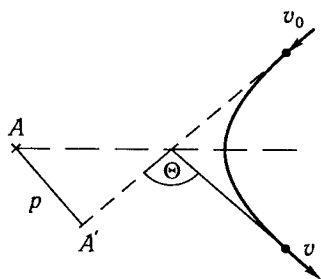


Рис. 15.2

якій пролетіла б частинка, якби не було взаємодії між нею і ядром. Цю відстань називають параметром зіткнення, *прицільною відстанню*. Схему нецентрального зіткнення зображено на рис. 15.2.

Задача про рух α -частинки поблизу ядра атома, де взаємодія характеризується силою Кулона ($\sim 1/r^2$), подібна до задачі Кеплера для руху планет і комет навколо Сонця, де гравітаційна сила також обернено пропорційна квадрату відстані між взаємодіючими тілами. Щоправда, в задачі Кеплера діє сила притягання, тому планети рухаються по еліпсах, комети по параболах, а центральне тіло — Сонце — розміщується в одному з внутрішніх фокусів їх. У цьому разі маємо справу із силами відштовхування, тому α -частинка рухатиметься по гіперболі, а центральне тіло — ядро атома — буде в зовнішньому її фокусі.

Розв'язуючи задачу про рух α -частинки поблизу ядра, застосовуючи закони класичної механіки, а саме закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу, можна дістати зв'язок між кутом розсіяння Θ (кут між початковим і кінцевим напрямками руху α -частинки) і прицільною відстанню p :

$$p = \frac{2Ze^2}{m_\alpha v_0^2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}. \quad (15.3)$$

Із співвідношення (15.3) випливає, що кут розсіяння α -частинки буде тим більший, чим ближче вона підлітає до ядра (менша прицільна відстань) і чим менша її кінетична енергія. Ця обставина пояснює, чому випадки великого відхилення α -частинок частіше спостерігаються в кінці пробігу, коли енергія їхнього руху стає порівняно малою.

Ураховуючи (15.2), співвідношення (15.3) можна переписати у вигляді

$$p = \frac{b}{2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}. \quad (15.4)$$

Отже, теоретичні розрахунки показують, що залежно від прицільної відстані p кути розсіяння Θ мають бути різними і можуть змінюватись у межах від 0° для α -частинок, що пролітають між атомами далеко від атомних ядер, до 180° для частинок, що зустрічають ядра атомів на своєму шляху. Це є переконливим доказом справедливості формули (15.4). Порівнюючи результати розрахунків із результатами експериментальних спостережень розсіяння α -частинок, Е. Резерфорд, Г. Гейгер і Е. Марсден довели, що закон Кулона для

взаємодії між ядром і α -частинкою залишається справедливим при зближенні їх до відстаней, дещо менших ніж 10^{-13} м. Проте закон Кулона справедливий лише для точкових електричних зарядів, тобто коли розміри заряджених частинок значно менші за відстань між ними. Це означає, що позитивний заряд атома зосереджений у невеличкій частині об'єму атома — ядрі, розміри якого мають бути значно меншими від 10^{-13} м. Дослідами Резерфорда було встановлено, що радіус атомних ядер аргентуму і ауруму не перевищує $3,2 \cdot 10^{-14}$ м, тобто радіус ядра приблизно в 10 000 разів менший від радіуса атома. Тепер встановлено, що діаметр ядра атома становить 10^{-15} м. Отже, до 1913 р. було з'ясовано, що атоми мають ядерну будову, причому в ядрі зосереджена майже вся маса атома; ядра мають розміри порядку 10^{-15} м; число електронів у атомі, що обертаються навколо ядра і зв'язані з ним силами кулонівського притягання, дорівнює атомному номеру Z елемента в періодичній системі елементів Д. І. Менделєєва, а заряд ядра дорівнює Ze . Розміри атома і електронних орбіт настільки великі порівняно з розмірами ядра, що внутрішня структура ядра майже не впливає на взаємодію електронів з ядром, тому сили, що зв'язують електрони з ядром, підлягають закону Кулона.

Будова атома, за Резерфордом, на перший погляд, подібна до будови Сонячної системи, в якій сили взаємного притягання планет замінені кулонівською взаємодією електронів і ядра. У зв'язку з цією аналогією модель Резерфорда навіть дістала назву *планетарної*. Проте ця подібність умовна. На противагу планетам електрони відштовхуються один від одного, внутрішні електрони послаблюють вплив ядра на зовнішні електрони, вони, як кажуть, екранують ядро. На противагу планетам маси електронів, а також електричні заряди їх тожні. І головне: атомам, на відміну від планетарних систем, властива виняткова стабільність. Незмінність властивостей будь-якого елемента вказує на те, що в ізольованому атомі електрони прагнуть зайняти певне положення, яке повністю визначається зарядом ядра і його масою. Довжини хвиль спектральних ліній не залежать від попередніх маніпуляцій, проведених над речовиною.

Проте модель Резерфорда не могла пояснити характерної стабільності атома. Згідно із законами класичної електродинаміки обертання електронів навколо ядра має спричинювати граничну нестійкість: воно супроводжуватиметься електромагнітним випромінюванням, унаслідок чого енергія електрона, а разом з нею і швидкість його руху навколо ядра поступово зменшуватиметься і, зрештою, електрон неодмінно впаде на ядро, і, отже, атом припинить своє існування. Відповідні розрахунки засвідчують, що час життя атома не може перевищувати мільйонної частки секунди. З погляду класичної електродинаміки виняткова стабільність атомів суперечить факту ядерної будови їх.

15.3. Лінійчасті спектри

Будова спектрів атомів також суперечить законам класичної фізики. Виходячи з класичної електродинаміки, електрон, рухаючись по орбіті, повинен рівномірно випромінювати енергію, а тому атомний спектр має бути суцільним. Насправді спектр пари і газів, тобто практично ізольованих атомів, лінійчастий. Частоти ліній у спектрі пов'язані з будовою хімічних елементів. Спектри поглинання і випромінювання речовини взаємооборотні. Спектр кожного елемента в газоподібному стані складається з комплексів ліній, що закономірно пов'язані між собою. Комплекс ліній, що підлягають певному закону, називають *спектральною серією*. Відстань між лініями зменшується при збільшенні частоти (рис. 15.3).

У спектроскопії для характеристики спектральних ліній вводять величину, що дістала назву *хвильового числа*. Хвильове число ν' дорівнює кількості довжин хвиль, що вміщується в 1 см. Отже,

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}. \quad (15.5)$$

Використання для характеристики спектральних ліній хвильового числа ν' замість частоти ν пов'язано з тим, що сучасні експериментальні методи дають змогу виміряти довжину хвилі (а отже, і хвильове число) з набагато більшою точністю, ніж точність визначення швидкості світла. Тому значення частоти не може бути настільки ж точним, як значення хвильового числа.

Лінійчасті спектри різних елементів відрізняються один від одного. В більшості металів кількість ліній у цих спектрах дуже велика (у залізі, наприклад, понад 5000 ліній), а самі лінії мають різну інтенсивність.

Розглянемо спектр найпростішого атома — атома гідрогену. У видимій частині його найбільшу інтенсивність мають три лінії: червона, синьо-зелена і фіолетова; їх прийнято позначати символами H_α , H_β , H_γ . Поряд з ними у видимій частині спектра є й інші лінії меншої інтенсивності. Є також чимало ліній в ультрафіолетовій та інфрачервоній ділянках спектра.

У 1885 р. швейцарський фізик Й. Бальмер установив, що довжини хвиль дев'яти відомих на той час ліній у спектрі гідрогену (ці лінії розміщуються у видимій частині спектра) можна визначити за формулою

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (15.6)$$

де λ_0 — стала величина, що дорівнює 364,613 нм, а λ для різних ліній серії набуває послідовно значень цілого ряду чисел, починаючи з трьох, тобто $n = 3, 4, 5, 6, \dots$

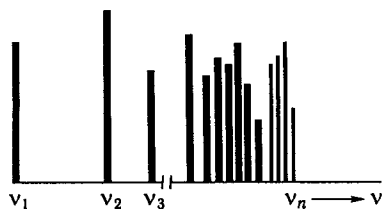


Рис. 15.3

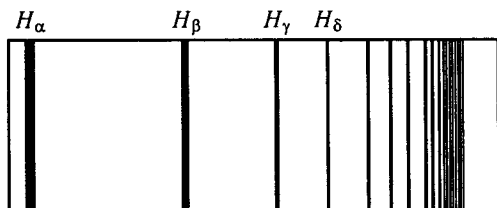


Рис. 15.4

Співвідношення (15.6) часто записують для хвильового числа

$$v' = \frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (15.7)$$

де $R' = 10\,973\,731,53 \text{ м}^{-1}$ — стала Рідберга; $n = 3, 4, 5, \dots$. Якщо $n = 3$, то v' точно збігається з хвильовим числом червоної гідрогенової лінії H_α , при $n = 4$ маємо хвильове число зеленої лінії H_β і при $n = 5$ — хвильове число фіолетової лінії H_γ . Інші значення n точно визначають хвильові числа близько 30 ліній, спектроскопічно виявлених у видимій і близькій ультрафіолетовій частині спектра гідрогену, які утворюють так звану серію Бальмера. Зі збільшенням n дріб $\frac{1}{n^2}$ зменшується і відповідно до формули (15.7) зменшується також різниця хвильових чисел двох сусідніх ліній.

При досить великих n лінії надзвичайно тісно розміщуються одна біля одної. На рис. 15.4 схематично показано це поступове згущення ліній у спектрі гідрогену, наближення їх до межі, яка досягається при необмеженому зростанні n .

Й. Рідберг показав, що в лінійчастих спектрах не лише гідрогену, а й інших елементів спостерігаються спектральні серії, причому частоти ν всіх ліній цієї серії задовольняють умову

$$\nu = T(l) - T(n), \quad (15.8)$$

де l і n — цілі числа. Функції $T(l)$ і $T(n)$ називають *спектральними термами*. У межах цієї серії l є сталою величиною, а n змінюється.

У 1908 р. В. Рітц установив справедливості положення, яке називають *комбінаційним принципом Рідберга — Рітца*: частоти спектральних ліній випромінювання будь-якого атома можна представити як різницю двох термів. Здійснюючи різні комбінації термів, можна знайти всі можливі частоти спектральних ліній певного атома. Виходячи з комбінаційного принципу Рітца, слід чекати, що в спектрі гідрогену крім серії Бальмера є й інші серії. Наступні дослідження довели справедливості цього висновку. Частоти всіх ліній у спектрі атома гідрогену можна визначити за узагальненою форму-

лою Бальмера:

$$\nu = R \left(\frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (15.9)$$

де $R = R'c = 3,28984 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ також називають сталою Рідберга; l і n — цілі числа, причому $n \geq l + 1$.

Значення $l = 1$ і $n = 2, 3, 4, \dots$ відповідають серії Лаймана, яку знайдено в далекій ультрафіолетовій ділянці спектра; при $l = 2$ і $n = 3, 4, 5, \dots$ дістанемо *серію Бальмера*; $l = 3$, $n = 4, 5, 6, \dots$ визначають *серію Пашена* в інфрачервоній ділянці спектра. В далекій інфрачервоній ділянці знайдено *серію Брекета* ($l = 4$, $n = 5, 6, \dots$), *серію Пфунда* ($l = 5$, $n = 6, 7, \dots$) і *серію Хемфрі* ($l = 6$, $n = 7, 8, \dots$).

Усі наведені формули емпіричні — це правила, за допомогою яких можна визначити частоти спектральних ліній для атома гідрогену. Проте з самого початку було зрозуміло, що ці правила мають глибокий фізичний зміст. Було зроблено спроби пояснити будову лінійчастих спектрів за допомогою класичної теорії внутрішньоатомних вібраторів. Теорію внутрішньоатомних вібраторів розробили Х. Лоренц, П. Друде та ін. Вони виходили з уявлення, що всередині атома оптично активні електрони під дією електромагнітних хвиль світла приходять у гармонічний коливальний рух відносно деяких центрів рівноваги. На основі цієї моделі було пояснено експериментально встановлені закони поглинання й дисперсії світла. Вважали, що теорія внутрішньоатомних вібраторів, суміщена з ядерною моделлю атома, пояснить також походження лінійчастих спектрів. Однак проведені розрахунки довели неможливість навіть наближено розв'язати цю задачу таким способом.

Як уже згадувалось, із основних законів класичної електродинаміки випливає, що електрон, рухаючись по орбіті, має неперервно випромінювати енергію і при зменшенні своєї енергії наближатиметься до ядра. Отже, частота обертання ν_0 і частота випромінювального світла мають поступово змінюватись.

Таким чином, якби класична електродинаміка, що знайшла своє підтвердження в численних дослідях у сфері макрофізичних процесів, була б справедливою і для внутрішньоатомних процесів, то спектр випромінювання атома складався б із серій ліній з частотами, кратними частоті обертання електрона навколо ядра (чого немає насправді). Сукупність великого числа атомів одного елемента випромінювала б суцільний спектр (тоді як випромінюється лінійчастий спектр). Унаслідок неперервних втрат енергії на випромінювання і спричинене цим наближення внутрішньоатомних електронів до ядра, всі атоми були б нестабільними. Насправді атомам властива виняткова стабільність і спектри, що характеризують їхню структуру, залишаються незмінними навіть при зіткненні атомів.

15.4. Постулати Бора

У 1913 р. Н. Бор висунув теорію випромінювання, в якій йому вдалося об'єднати теорію квантів з ядерною будовою атомів і пояснити закономірності, що спостерігаються в спектрі атома гідрогену. В ній переконливо показано нездатність класичної електродинаміки пояснити внутрішньоатомні процеси. В основу теорії Бора покладено дві гіпотези, або два постулати.

1. Про стаціонарні стани. *Атоми можуть перебувати тривалий час лише у певних стаціонарних станах, в яких, незважаючи на рух електронів, що відбувається в них, вони не випромінюють енергії. В цих станах атомам властиві певні значення енергії, що утворюють дискретний ряд: $E_1, E_2, E_3, \dots, E_i, \dots, E_n$. Цим станам властива стабільність. Будь-яка зміна енергії E_i внаслідок вбирання або віддачі електромагнітного випромінювання чи внаслідок зіткнення може статися лише стрибкоподібно при повному переході з одного стаціонарного стану в інший.*

2. Правило частот. *При переході з одного стаціонарного стану в інший атоми вбирають або віддають випромінювання лише певної частоти. Випромінювання, що вбирається або віддається при переході із стаціонарного стану з енергією E_m в стаціонарний стан з енергією E_n , монохроматичне, а його частоту визначають співвідношенням*

$$h\nu = E_m - E_n, \quad (15.10)$$

де h — стала Планка.

Випромінювання відбувається при переході атома із стану з більшою енергією в стан з меншою енергією (при переході електрона з більш віддаленої від ядра орбіти на більш наближену до нього орбіту). Поглинання випромінювання супроводжується переходом атома в стан з більшою енергією, що відповідає переходу електрона на більш віддалену від ядра орбіту.

Н. Бор установив також найважливішу умову, що визначає в найпростішому випадку стаціонарний стан атома: момент імпульсу електрона для стаціонарних орбіт кратний $h/(2\pi)$:

$$mvr_n = nh/(2\pi), \quad (15.11)$$

де m — маса електрона; v — швидкість руху електрона по орбіті; r_n — радіус колової орбіти електрона; n — квантове число (див. підрозділ 15.7).

На рис. 15.5 схематично зображено енергетичні рівні електронів у атомі в стаціонарних станах і процес випромінювання й поглинання світла за постулатами Бора.

Отже, частоти хвиль, що випромінюються атомами, на противагу висновкам класичної електродинаміки, не мають нічого спільного з

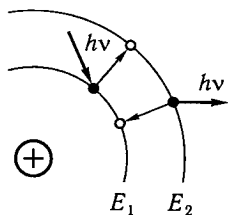


Рис. 15.5

частотами періодичних рухів електронів атома і повністю визначаються різницею енергій стаціонарних станів до і після випромінювання.

У постулатах Бора знайшла свій подальший розвиток ідея про кванти, висунута М. Планком. Вони виявили характерну особливість внутрішньоатомного світу — квантовий характер процесів, що відбуваються в ньому.

Ідеї Н. Бора виявились надзвичайно плідними. Поняття про стаціонарні стани, умова частот, квантованість енергії, механічного моменту та його проєкцій зберігають своє значення і сьогодні. На основі теорії Бора — Зоммерфельда з наступним доповненням її гіпотезою про електрон, що обертається, виявилось можливим пояснити закономірності в спектрах випромінювання різних атомів, поєднати численні закономірності випромінювання в одну систему, розібратись у побудові періодичної системи елементів.

Водночас слід зазначити, що теорія Бора мала й деякі недоліки. У постулатах не вказуються методи знаходження цих стаціонарних станів. Питання про стаціонарні стани і їхню енергію тісно пов'язане з питанням про структуру атома взагалі. Н. Бор, а потім і А. Зоммерфельд розвинули модель атома Резерфорда і скористалися нею для визначення стаціонарних станів і можливих переходів між ними. Так було закладено основу сучасної теорії спектрів.

15.5. Квантування гідрогеноподібних йонів

Гідрогеноподібні йони — це такі йони, навколо ядер яких обертається лише один електрон. До них належать йонізований гелій, двічі йонізований літій, тричі йонізований берилій, чотири рази йонізований бор і т. д. Розглянемо, з погляду теорії Бора, походження спектрів цих атомів, що складаються з позитивно зарядженого ядра і одного електрона, який обертається навколо ядра. Під впливом притягання ядра, яке обернено пропорційне квадрату відстані між ядром і електроном, електрон має рухатися по еліпсу, в одному з фокусів якого розміщене ядро. Проте на протигвагу класичній електродинаміці електрон при цьому не повинен випромінювати світло. На рис. 15.6 зображено такі орбіти: $K (n = 1)$, $L (n = 2)$, $M (n = 3)$, $N (n = 4)$, $Q (n = 5)$. У першому наближенні орбіти можна вважати коловими. Коли електрон переходить із зовнішньої орбіти на внутрішню, наприклад з 4-ї на 2-гу або з 3-ї на 1-шу, то сила притягання до ядра виконує роботу так само, як сила тяжіння Землі при падінні тіла на неї. Частина цієї роботи йде на збільшення кінетичної енергії електрона, тому його швидкість на внутрішній орбіті більша, ніж на зовнішній.

Решта енергії перетвориться в енергію випромінювання. Якщо електрон досягне найближчої до ядра орбіти, то він уже не зможе більше наблизитись до ядра і, отже, не зможе випромінювати світло, поки знову не буде переведений на одну із зовнішніх орбіт. Це відбувається тільки при поглинанні достатньої кількості енергії ззовні. Найближча до ядра внутрішня орбіта відповідає рівноважному основному або нормальному стану атома; всі інші орбіти відповідають збудженим станам атома.

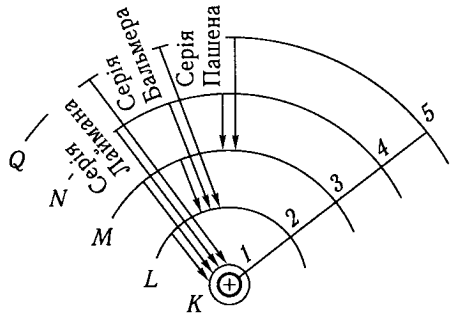


Рис. 15.6

Розглянемо електрон, що рухається в полі атомного ядра із зарядом Ze . Якщо $Z = 1$, то така система відповідає атому гідрогену, якщо $Z > 1$ — гідрогеноподібному йону. Для спрощення розрахунків вважатимемо, що рух електрона відбувається по коловій орбіті. При цьому на електрон діятиме доцентрова сила, роль якої відіграє сила кулонівської взаємодії між електроном і ядром. Тоді в системі СГСЕ

$$\frac{mv^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{r_n^2}, \quad (15.12)$$

де m — маса електрона; e — його заряд; v — швидкість руху по орбіті радіуса r_n .

Одночасно з рівністю (15.12) має виконуватись умова стаціонарності орбіти (15.11). Розв'язавши систему рівнянь (15.11) і (15.12), можна визначити швидкість руху електрона по стаціонарній орбіті

$$v = \frac{2\pi Ze^2}{nh} \quad (15.13)$$

і її радіус

$$r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Ze^2}. \quad (15.14)$$

Для певного хімічного елемента всі величини справа — сталі, змінюватись може лише n . Отже, радіус стаціонарної орбіти змінюється стрибкоподібно, оскільки $n = 1, 2, 3, \dots$. Из формули (15.14) випливає, що радіус найближчої до ядра орбіти ($n = 1$) в атомі гідрогену ($Z = 1$) буде

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}. \quad (15.15)$$

Підставляючи в (15.15) значення h , m і e , знайдемо, що радіус першої можливої орбіти в атомі дорівнює $0,529 \cdot 10^{-10}$ м. Це значення відповідає розмірам атома водню, які знайдені з кінетичної теорії газів.

Згідно з теорією Бора енергія, що випромінюється або поглинається атомом, дорівнює різниці між енергіями стаціонарних станів атома. Тому для перевірки теорії Бора доцільно було б порівняти розраховані значення різниці енергій стаціонарних станів з енергією, що випромінюється атомами.

Енергія атома водню або гідрогеноподібного йона складається з потенціальної енергії взаємодії між ядром та електроном і кінетичної енергії електрона, який рухається навколо ядра.

Потенціальну енергію можна знайти, виходячи з того, що робота електричної сили притягання при переміщенні електрона з орбіти радіуса r_n на нескінченність дорівнює його потенціальній енергії E_n . Справді, $dA = Fdr$, де $F = -\frac{Ze^2}{r_n^2}$. Тоді

$$E_n = -\int_{r_n}^{\infty} \frac{Ze^2}{r^2} dr = Ze^2 \int_{\infty}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = -\frac{Ze^2}{r_n}. \quad (15.16)$$

Ураховуючи співвідношення (15.12), дістанемо вираз для кінетичної енергії електрона

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r_n}. \quad (15.17)$$

Повна енергія атома буде

$$E = E_n + E_k = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r_n}. \quad (15.18)$$

або, враховуючи значення r_n з (15.14), маємо

$$E = -\frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{n^2 h^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (15.19)$$

Знак мінус у співвідношенні (15.19) зумовлений тим, що потенціальна енергія двох зарядів, які нескінченно віддалені один від одного, дорівнює нулю. При наближенні зарядів один до одного потенціальна енергія зменшується, причому вона зменшується швидше, ніж зростає кінетична енергія. Тому обчислене значення повної енергії E буде від'ємним. Оскільки повна енергія атома є величиною від'ємною, то більшому значенню повної енергії відповідає менше її абсолютне значення, тобто зі збільшенням радіуса орбіти (збільшенням квантового числа n) зростатиме енергія атома.

Для атома гідрогену ($Z = 1$) співвідношення (15.19) набирає вигляду

$$E = -\frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (15.20)$$

Згідно з теорією Бора атоми гідрогену випромінюватимуть кванти світла, якщо здійснюватиметься перехід від стаціонарних станів з більшою енергією в стаціонарні стани, яким відповідають менші значення енергії. При цьому частота випромінювання світла визначається співвідношенням

$$\nu = \frac{E_n - E_l}{h}, \quad (15.21)$$

де E_n — енергія початкового стаціонарного стану; E_l — енергія кінцевого стаціонарного стану.

Підставляючи в (15.21) вираз (15.20), який визначає енергію стаціонарного стану, дістанемо

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (15.22)$$

Знайдений результат ідентичний узагальненій формулі Бальмера (15.9), причому стала Рідберга визначається співвідношенням

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}. \quad (15.23)$$

Якщо підставити в цей вираз значення універсальних констант, то можна дістати значення сталої Рідберга, яке з високим ступенем точності збігається з її експериментальним значенням.

У теорії Бора стає зрозумілою природа спектральних серій. Спектральні серії — це монохроматичні випромінювання, що виникають унаслідок переходу атома в певний стан (з певним значенням квантового числа) з усіх можливих збуджених станів. Так, серія Лаймана відповідає переходам із збуджених станів з квантовими числами $n > 1$ у нормальний, що характеризується квантовим числом $l = 1$. Оскільки в цьому разі всі переходи відбуваються на найнижчий рівень, то різниця термів, що відповідає цьому рівню і рівню, з якого відбувається перехід, буде відносно великою, тому й випромінені кванти матимуть велику частоту. Як зазначалося, серія Лаймана належить до ультрафіолетової частини спектра. Серія Бальмера, що міститься у видимій частині спектра атома гідрогену, утворюється внаслідок переходів електрона на орбіту, для якої $l = 2$, з орбіт з квантовими числами $n > 2$. Аналогічно можна пояснити походження інших серій у спектрі атома гідрогену. При цьому відповідні розрахунки приводять до результатів, що добре узгоджуються з експериментом.

Отже, теорія Бора пояснила спектральний склад і механізм виникнення спектральних ліній атома гідрогену і гідрогеноподібних йонів, розкрила фізичний зміст чисел l і n . Проте, виходячи з неї, неможливо побудувати теорію атома гелію, який у періодичній таблиці Д. І. Менделєєва розташований безпосередньо за гідрогеном. Це була перша велика невдача, якої зазнала теорія Бора.

Для визначення енергії стаціонарних станів Н. Бор користувався звичайними засобами класичної механіки, але це при квантовому змісті вихідних постулатів надавало теорії Бора половинчастого характеру, позбавляло її внутрішньої послідовності.

Пізніше, в 20-х роках, Е. Шредингер, В. Гейзенберг, М. Борн, П. Дірак розвинули більш точну квантову теорію, створили квантову механіку.

15.6. Досліди Франка і Герца

Постулати Бора знайшли експериментальне підтвердження в дослідах Д. Франка і Г. Герца, які було виконано 1913 р. У цих дослідах вивчалось проходження пучка електронів, які прискорювались в електричному полі, крізь пару ртуті. Схему експериментальної установки зображено на рис. 15.7.

У скляну посудину, що містила ртутну пару при тиску близько 13,3 Па, було впаєно підігрівний катод K , який випромінював електрони, анод A , з'єднаний з гальванометром, і сітковий електрод S . Між катодом і сіткою створювалось електричне поле, яке прискорювало електрони до енергії eU_1 , де e — заряд електрона; U_1 — різниця потенціалів між катодом і сіткою. Між сіткою і анодом створювалось невелике гальмівне поле з різницею потенціалів U (не перевищувало 0,5 В).

При проходженні електронів крізь ртутну пару вони зазнавали зіткнень з атомами ртуті. Ці зіткнення могли бути двох типів: пружними, коли швидкість та енергія електронів не змінюються, а змінюється лише напрям руху електронів; та непружними, коли електрони втрачають свою енергію, передаючи її атомам ртуті.

Пружні зіткнення електронів з атомами ртуті не можуть перешкодити руху електронів до анода. При цьому зростання різниці потенціалів U_1 між K і S має спричинювати збільшення сили анодного струму. Непружні зіткнення можуть призводити практично до повної відсутності анодного струму. Це пояснюється тим, що у разі непружних зіткнень електронів з атомами ртуті вони втрачають свою енергію і не можуть подолати слабе гальмівне поле між сіткою S і анодом, що веде до зменшення сили анодного струму.

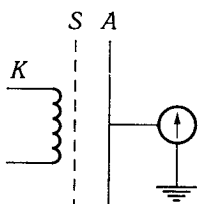


Рис. 15.7

Відповідно до другого постулату Бора атом ртутію може поглинати лише таку кількість енергії, яка виявиться достатньою для його переходу в один із збуджених стаціонарних станів. Найближчим до основного, незбудженого стану атома ртутію є збуджений стан, енергія якого вища на 4,86 еВ. Тому поки електрони, що прискорюються полем, не набудуть енергії $eU_1 = 4,86$ еВ, вони зазнають лише пружних зіткнень з атомами, не втрачаючи при цьому своєї енергії, і, долаючи гальмівне поле між сіткою і анодом, досягають аноду. При цьому зі збільшенням напруги між катодом і сіткою сила анодного струму зростає. Проте щойно енергія електронів досягає значення 4,86 еВ, стають можливими непружні зіткнення їх з атомами ртутію, внаслідок яких електрони повністю втрачають свою енергію. В цьому разі вони не можуть подолати гальмівного поля між S і A і не досягають анода. Енергія таких електронів витрачається на здійснення переходу атомів ртутію з нормального енергетичного стану у збуджений.

Отже, при різниці потенціалів між катодом і сіткою, що дорівнює 4,86 В, спостерігається різке зменшення сили анодного струму. При різниці потенціалів 24,86 В, 34,86 В і т. д., коли електрони можуть зазнати двох, трьох і т. д. непружних зіткнень з атомами ртутію і втратити при цьому повністю свою енергію, сила анодного струму також різко зменшується. Характерна залежність сили анодного струму від різниці потенціалів U_1 між катодом і сіткою в дослідах Франка і Герца зображено на рис. 15.8. При U_1 , що дорівнюють 4,86, 9,72, 14,58 В, сила анодного струму спадає. Це підтверджує справедливості першого постулату Бора про стаціонарні стани атомів.

У дослідах Франка і Герца дістав експериментальне підтвердження і другий постулат Бора (правило частот). Ртутна пара, що містилась у трубці і з якою проводились досліди, виявилась джерелом ультрафіолетового випромінювання з довжиною хвилі 253,7 нм. Випромінювання ртутної пари пов'язане з тим, що атоми ртутію, які набувають при зіткненні з електронами надлишку енергії, перебувають у збудженому стані близько 10^{-8} с, а потім повертаються в основний, нормальний енергетичний стан. Відповідно до другого постулату Бора в момент переходу атома в нормальний стан випромінюється фотон з енергією $\Delta E = h\nu$. За відомим значенням $\Delta E = 4,86$ еВ ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж)

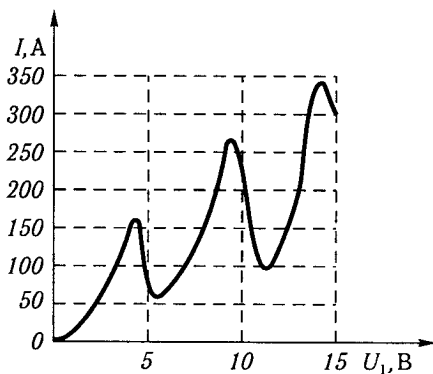


Рис. 15.8

можна обчислити довжину хвилі світла, що випромінюється,

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{7,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}} = 2537 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Отже, розраховане значення довжини хвилі випромінюваного світла збігається з довжиною хвилі, яку встановлено експериментально.

Теорія Бора мала велике значення для створення атомної фізики, особливо для розвитку атомної і частково молекулярної спектроскопії. За допомогою теорії Бора величезний експериментальний матеріал про спектри атомів і молекул було систематизовано і зведено до напівемпіричних закономірностей. Проте теорії Бора притаманна внутрішня суперечність, яка полягає в тому, що в ній класична фізика поєднується з квантовими постулатами, які суперечать їй. Найбільш серйозною невдачею теорії Бора була неможливість за її допомогою побудувати теорію атома гелію і, взагалі, будь-яких систем, що складаються з ядра і мають більше ніж один електрон. Дальший розвиток фізики показав, що теорія Бора, яка правильно пояснювала одні факти і виявилась неспроможною тлумачити інші, є певним перехідним етапом на шляху до створення послідовної теорії атомних явищ. Такою теорією є квантова механіка.

15.7. Основні положення теорії Бора — Зоммерфельда

Знайдені раніше значення енергії для стаціонарних станів гідрогеноподібних йонів і атома гідрогену у випадку колових орбіт (15.19) і (15.20) визначаються тільки одним квантовим числом. Теорія Бора була далі розвинена А. Зоммерфельдом, який довів, що при відшуканні стаціонарних станів мають ураховуватися не тільки колові, а й еліптичні орбіти, а також і та просторова орієнтація, якої орбіти можуть набувати в магнітному полі. Все це привело до введення в теорію нових квантових чисел. Ті самі квантові числа, що й в теорії Бора — Зоммерфельда, але в іншому тлумаченні дістаємо при визначенні стаціонарних станів у квантовій механіці.

Для енергетичних рівнів гідрогеноподібних йонів розрахунки проведені з урахуванням еліптичності орбіт, як і розрахунки, що ґрунтуються на квантовій механіці, дають формулу, яка збігається з формулою (15.19)

$$E = -\frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m_e}{n^2 h^2},$$

де n — *головне квантове число*, яке визначає розміри орбіти. Від цього числа головним чином залежить енергія електрона в атомі. Воно може набувати лише цілочислових значень ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Згідно з теорією Бора, яка обмежувалась випадком колових орбіт, момент імпульсу L електрона в атомі визначається лише головним квантовим числом:

$$L = nh / (2\pi). \quad (15.24)$$

У теорії Бора — Зоммерфельда, яка враховує можливість еліптичних орбіт, момент імпульсу електрона також є величиною, кратною $h(2\pi)$, тобто елементарному моменту імпульсу, але його значення визначається вже не головним квантовим числом n , а іншим квантовим числом l , яке називають *орбітальним*, *побічним*, або *азимутальним*. За цією теорією

$$L_l = \frac{h}{2\pi}(l + 1). \quad (15.25)$$

При заданому головному квантовому числі n орбітальне квантове число l може набувати цілочислових значень від 0 до $n - 1$.

Отже, для електрона, що міститься у гідрогеноподібному йоні на n -енергетичному рівні можуть бути: одна колова орбіта при $l = n - 1$ і $n - 1$ еліптичних орбіт з однаковою довжиною великої півосі і різним ексцентриситетом (відношенням півосей). Так, при $n = 3$ можливі орбіти, схематично зображені на рис. 15.9. Як видно з рисунка, при сталому n зі збільшенням l орбіта електрона стає все опуклішою. Навпаки, зі зменшенням l збільшується ступінь витягнутості орбіти та її ексцентриситет. Отже, при заданому головному квантовому числі орбітальне квантове число l визначає форму орбіти.

Орбітальне квантове число l визначає стан електрона в атомі. Якщо рух електрона характеризується значенням квантового числа $l = 0$, то електрон перебуває в s -стані, а сам електрон називають s -електроном. Квантовому числу $l = 1$ відповідає p -стан електрона, $l = 2$ — d -стан, $l = 3$ — f -стан і далі, відповідно до порядку літер у латинському алфавіті.

Слід зауважити, що, з погляду квантової механіки, геометричну інтерпретацію теорії Бора — Зоммерфельда розглядають тільки як наближену ілюстрацію справжнього руху електронів у атомі. У квантовій механіці орбітальний момент імпульсу електрона визначають таким співвідношенням:

$$L_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} \quad (l = 0, 1, 2, \dots, n-1). \quad (15.26)$$

Цей вираз істотно відрізняється від попереднього, зокрема тим, що він свідчить про можливість таких рухів електрона, для яких орбітальний момент імпульсу електрона дорівнює нулю (при $l = 0$). Згідно з теорією Бора такий рух електрона мав би відповідати неможливному проходженню електрона через ядро.

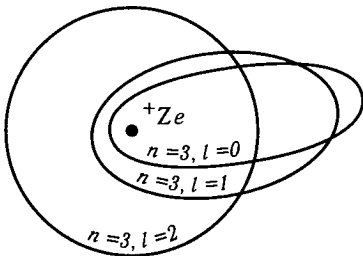


Рис. 15.9

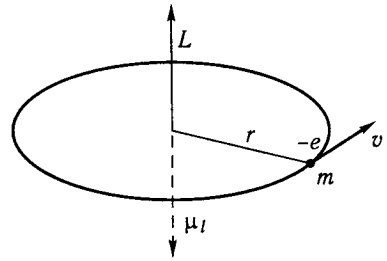


Рис. 15.10

Третє квантове число m_l , яке називають магнітним квантовим числом, визначає просторовий розподіл траєкторій руху електрона (в теорії Бора просторову орієнтацію орбіт), а отже, і проекцію вектора магнітного моменту або моменту імпульсу орбіти на заданий напрям.

Орбіту, по якій рухається електрон, можна розглядати як контур струму. Такий контур характеризуватиметься певним значенням орбітального магнітного моменту електрона $\vec{\mu}_l$, векторною величиною, що напрямлена вздовж осі орбіти у той бік, куди напрямлена індукція магнітного поля, створюваного цим контуром. Між вектором орбітального магнітного моменту електрона $\vec{\mu}_l$ і його орбітальним моментом імпульсу (орбітальний механічний момент) \vec{L}_l існує такий зв'язок:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{|e|\hbar}{2m_e} \vec{L}_l = -g\vec{L}_l, \quad (15.27)$$

де e — заряд електрона; m_e — його маса; $g = \frac{|e|\hbar}{2m_e}$ — гіромагнітне відношення. Отже, орбітальний магнітний момент електрона пропорційний його орбітальному механічному моменту, причому ці моменти протилежні за напрямом, оскільки електрон має негативний заряд (рис. 15.10).

Ураховуючи (15.26), формулу (15.27) можна записати у такому вигляді:

$$\mu_l = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}. \quad (15.28)$$

Величину $\mu_B = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi}$ називають *магнетонам Бора*.

У класичній фізиці припускалось, що вектор \vec{L}_l (а отже, і вектор $\vec{\mu}_l$) може бути орієнтованим довільно відносно обраного напрямку. Згідно з теорією Бора — Зоммерфельда таке припущення означає

довільність орієнтації орбіти електрона щодо зовнішнього магнітного поля. Проте виявилось, що тут відбувається так зване просторове квантування: при дії зовнішнього магнітного поля на атом можуть реалізуватися тільки такі орієнтації орбіт, для яких проекція вектора моменту імпульсу \vec{L}_l на напрям осі OZ , що збігається з напрямом вектора індукції магнітного поля, кратна $h/(2\pi)$:

$$(L_l)_z = m_l h / (2\pi), \quad (15.29)$$

де m_l — магнітне квантове число, яке при заданому орбітальному квантовому числі l набуває значень від $-l$ до $+l$, включаючи 0, тобто $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Отже, вектор \vec{L}_l може мати $2l + 1$ орієнтацій у просторі, а це означає, що при даному l електрон в атомі, який вміщено в магнітне поле, може рухатись по $2l + 1$ орбітах, які відрізняються своєю орієнтацією щодо напрямку магнітного поля. Вираз (15.29) для проекції моменту узагальнено квантовою механікою, але при інших уявленнях про рух електрона в атомі, при довільному напрямі осі квантування (враховуючи випадок, коли магнітного поля немає). На рис. 15.11 зображено можливі значення проекцій орбітального механічного моменту на напрям магнітного поля для випадків $l = 3$ і $l = 2$.

Просторове квантування приводить до розщеплення в магнітному полі енергетичного рівня електрона на ряд підрівнів, а отже, і до розщеплення спектральних ліній. Таке явище спостерігав П. Зеєман.

Четверте квантове число m_s називають *спіновим*. Існування цього квантового числа було доведено при дослідженні атомних спектрів. Виявилось, що всі спектральні лінії мають так звану «тонку структуру», яка спостерігається і без зовнішнього магнітного поля.

Так, усі спектральні лінії гідрогену і лужних металів є дублетами, тобто складаються з двох окремих близько розташованих ліній. Для пояснення цього експериментального факту Дж. Уленбек і С. Гаудсміт висунули гіпотезу (1925 р.)

про те, що електрон (заряджена кулька) обертається навколо своєї осі. Всі електрони обертаються незалежно від того, вільні вони чи зв'язані в атомах твердих тіл, рідин або газів.

Унаслідок обертання навколо своєї осі електрон має власний механічний момент s , який називають *спіном*. Чисельно він дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Електрону властивий також власний магнітний момент, що

дорівнює магнетону Бора $\mu_B = \frac{h}{2\pi} \frac{e}{2m}$, де

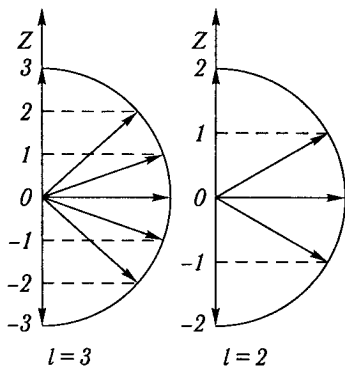


Рис. 15.11

e і m — відповідно заряд і маса електрона. Власний механічний і магнітний моменти електрона можуть бути орієнтованими лише двома способами: паралельно або антипаралельно до якогось обраного напрямку. Тому спінове квантове число може набувати тільки двох значень, а саме: $1/2$ і $-1/2$. Отже, на відміну від введених раніше трьох квантових чисел (n , l , m_l) квантове число m_s не є цілочисловим.

Гіпотеза про те, що електрон має власний механічний момент (спін) і власний магнітний момент, дала змогу пояснити результати дослідів О. Штерна і В. Герлаха, виконаних ними в 1921—1923 рр. Метою цих дослідів було визначення магнітних моментів атомів різних хімічних елементів і експериментальна перевірка положення про просторове квантування.

Якщо просторового квантування немає, тобто орієнтація магнітних моментів атомів у зовнішньому магнітному полі довільна, то на екрані спостерігатиметься неперервний розподіл атомів. При просторовому квантуванні пучок атомів після проходження неоднорідного магнітного поля розщеплюється на кілька пучків. Таке розщеплення атомних пучків спостерігали О. Штерн і В. Герлах і тим самим довели справедливості положення про просторове квантування магнітних моментів атомів. Проте виявилось, що в окремих дослідах є розбіжність між результатами експерименту і вимогами теорії. Так, в експериментах з гідрогеном, літєм, аргентумом спостерігалось розщеплення пучка атомів, що проходить неоднорідне магнітне поле, на два пучки, тоді як за теорією ці атоми не повинні зазнавати дії магнітного поля, оскільки їхні орбітальні магнітні моменти в основному стані дорівнюють нулю. Аномальне розщеплення, якого зазнають пучки атомів гідрогену, літію, аргентуму, стає зрозумілим, якщо взяти до уваги гіпотезу Дж. Уленбека і С. Гаудсмита про наявність у електрона спіна і пов'язаного з ним власного магнітного моменту, а магнітний момент атома розглядати як векторну суму орбітального та власного магнітних моментів електронів. При цьому Дж. Уленбек і С. Гаудсміт уявляли електрон як кульку. З розвитком фізики, зокрема квантової механіки, ці уявлення виявились досить наближеними. Проте наявність власного механічного і магнітного моментів розглядається тепер як невід'ємна властивість електрона. Спін та власний магнітний момент мають також протон, нейтрон та інші елементарні частинки.

15.8. Розподіл електронів в атомі по енергетичних рівнях

З підрозділу 15.7 відомо, що електрони в атомі можуть перебувати в різних стаціонарних станах. Кожний з цих станів можна охарактеризувати чотирма квантовими числами: n , l , m_l , m_s , де n — головне квантове число, яке визначає розміри орбіти електрона, а також енергію електрона в атомі; l — орбітальне квантове число, що

визначає орбітальний момент імпульсу (орбітальний механічний момент) електрона в атомі і ексцентриситет (ступінь витягнутості) його орбіти; m_l — магнітне квантове число, яке визначає просторову орієнтацію орбіти, а отже, проекцію вектора орбітального механічного і магнітного моментів на заданий напрям; m_s — спінове квантове число, що визначає орієнтацію власного механічного й магнітного моментів електрона.

Якщо атом збуджений, то електрони в ньому можуть перебувати в будь-якому з можливих стаціонарних станів, яких, взагалі, досить багато. Випромінюючи відповідний за значенням квант світла, атом переходить зі збудженого стану в так званий нормальний стан. З'ясуємо, в яких станах перебувають електрони в такому незбудженому атомі. За класичними уявленнями всі електрони в цьому разі перебуватимуть в одному стаціонарному стані, якому відповідає мінімальне значення енергії. Проте досліди з йонізації атомів свідчать, що це не так.

Будь-який атом можна йонізувати, вириваючи з нього електрони. Для цього треба виконати роботу, яка дорівнює абсолютному значенню енергії стаціонарного стану, в якому перебуває електрон. Так, щоб вилучити електрон з атома гідрогену потрібно затратити енергію 13,5 еВ. Якби всі електрони незбудженого багатоелектронного атома перебували в одному стаціонарному стані, то на вилучення кожного з електронів треба було б затратити ту саму кількість енергії. Якщо ж електрони в такому атомі перебувають у різних енергетичних станах, то не однаково, який з них вилучається. Робота з вилучення електрона матиме в цьому разі кілька значень: відповідно до того, у скількох стаціонарних станах перебувають електрони в атомі.

Дослід засвідчує, що робота з виривання електрона з атома (робота йонізації) за винятком атомів гідрогену і гелію набуває кількох значень. Для літію і берилію таких значень два, для бору і карбону — три. У атомів більш важких елементів робота йонізації набуває ще більше різних значень. Отже, електрони в незбудженому атомі перебувають у різних стаціонарних станах. У зв'язку з цим виникає запитання, в яких саме стаціонарних станах перебувають електрони в такому атомі. Відповіді на нього можна, виходячи з фундаментального принципу квантової механіки, висунутого 1924 р. швейцарським фізиком В. Паулі.

За принципом Паулі, електрони, що входять до складу якої-небудь системи, зокрема внутрішньоатомні електрони, не можуть перебувати в тотожних станах руху. Інакше кажучи, *в будь-якому стаціонарному стані, що характеризується сукупністю чотирьох квантових чисел n , l , m_l і m_s , не може перебувати більше одного електрона*. Стан, в якому перебуває електрон, називають *заповненим*. Якщо користуватись уявленням теорії Бора, то принцип Паулі означає, що два або більше електронів не можуть рухатись по спільній орбіті,

маючи однакові напрями спінів. Беручи до уваги, що відповідно до двох значень спінового квантового числа ($m_s = \pm 1/2$) можуть бути дві орієнтації спіну електрона, принцип Паулі можна сформулювати так: *у системі (зокрема, в атомі) не може бути більше двох електронів, рух яких характеризується однаковими значеннями трьох квантових чисел n, l, m_l .*

Оскільки при заданому значенні орбітального квантового числа l магнітне квантове число m_l набуває $2l + 1$ значень, то в складних багатоелектронних атомах число електронів, що характеризуються однаковими значеннями двох квантових чисел n і l , не перевищує $2(2l + 1)$. Отже, якщо атом має досить багато електронів, то серед електронів, стан руху яких характеризується однаковим головним квантовим числом n , не може існувати більше двох s -електронів ($l = 0$), шести p -електронів ($l = 1$), десяти d -електронів ($l = 2$), чотирнадцяти f -електронів ($l = 3$), вісімнадцяти g -електронів ($l = 4$) і т. д.

Користуючись принципом Паулі, визначимо максимальне число електронів $Z(n)$, що перебувають у станах, які характеризуються значенням n головного квантового числа. Оскільки при зданому n орбітальне квантове число l змінюється від 0 до $n - 1$, то, використовуючи формулу для суми членів арифметичної прогресії, дістанемо

$$Z(n) = \sum_{l=1}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2. \quad (15.30)$$

Сукупність електронів, які перебувають у всіх можливих станах з однаковим значенням головного квантового числа n , утворює електронну оболонку (електронний шар). Електронні шари прийнято позначати великими латинськими літерами відповідно до значення головного квантового числа. Найближче до ядра розташований K -шар, для якого $n = 1$, далі — L -шар ($n = 2$), M -шар ($n = 3$), N -шар ($n = 4$) тощо. Згідно з формулою (15.30) у K -шарі може перебувати не більше ніж два електрони (два s -електрони); в L -шарі — не більше ніж вісім (з них два в s -стані і шість у p -стані). У M -шарі максимально може міститись вісімнадцять електронів, з них два s -електрони, шість — p -електронів і десять d -електронів і т. д. Схематично електронні шари в атомі зображено на рис. 15.6. Електрони, що мають однакову пару квантових чисел n і l , утворюють підгрупу. Оскільки для $n = 1$ l може дорівнювати тільки нулю, то в цьому шарі є тільки одна підгрупа. Число електронів у шарі з $n = 1$ дорівнює $2n^2 = 2 \cdot 1^2 = 2$. Число електронів у підгрупі з $l = 0$ також дорівнює 2, оскільки в цьому разі $2(2l + 1) = 2$. Для $n = 2$ число електронів $2n^2 = 8$ і l набуває двох значень: 0; 1. Число електронів для $l = 0$ і $l = 1$ відповідатиме 2 і 6. Для $n = 3$ загальне число електронів у шарі $2n^2 = 18$ і l набуватиме трьох значень: 0; 1; 2; матимемо три підгрупи електронів з числом електронів 2, 6, 10. Аналогічно можна проаналізувати роз-

поділ електронів по підгрупах зі значеннями для n 4; 5; 6 і т. д. Як зазначалося, електрони, що входять у підгрупи зі значеннями 0; 1; 2; 3; ... для l , називають відповідно s -, p -, d -, f -електронами тощо. Стани електронів в атомі прийнято записувати так: головне квантове число n — цифрою, а число l — відповідною літерою. Тоді стан електрона в K -шарі ($n = 1$, $l = 0$) треба записати символом $1s$, у шарі $l(n = 2)$ при $l = 0$ — символом $2s$, а при $l = 1$ — символом $2p$. Так само можна розписати стани електронів для інших шарів:

M -шар	$(n = 3)$	N -шар	$(n = 4)$
	$l = 0$	$l = 0$	$l = 0$
	$3s$	$3s$	$4s$
	$l = 1$	$l = 1$	$l = 1$
	$3p$	$3p$	$4p$
	$l = 2$	$l = 2$	$l = 2$
	$3d$	$3d$	$4d$
		$l = 3$	$l = 3$
			$4f$

Викладені тут теоретичні положення про розподіл електронів по шарах (оболонках) дають змогу зрозуміти, чим визначається періодичність у властивостях елементів, яку виявив Д. І. Менделєєв.

15.9. Періодична система елементів Д. І. Менделєєва

У побудові періодичної системи елементів Д. І. Менделєєв брав за основу атомну масу, функцією якої є властивості атомів. Сучасна теорія атомів уточнила це питання й довела, що основним аргументом, який визначає властивості елементів, є порядковий номер їх у таблиці Д. І. Менделєєва. Він може бути виражений числом протонів в атомному ядрі або числом електронів в електронній оболонці атома. Обидва ці числа в нейтральному атомі дорівнюють одне одному. Тепер можна встановити зв'язок між будовою електронних оболонок атома і його місцем у періодичній системі Д. І. Менделєєва. Для цього простежимо за заповненням електронних оболонок (шарів). Найпростіший за будовою атом — це атом водню ($Z = 1$). Його електронна оболонка складається лише з одного електрона, який у нормальному незбудженому атомі (а ми в цьому підрозділі розглядатимемо саме такі атоми) перебуває у $1s$ -стані (K -оболонка, $n = 1$). Атом наступного елемента — гелію ($Z = 2$) — складається з двох електронів. Обидва вони перебувають у $1s$ -стані, але їхні спіни антипаралельні. Оскільки в K -шарі ($n = 1$) може бути лише два електрони, то вже в атомі гелію він виявляється повністю забудованим. Якщо згадати, що два розглянуті елементи утворюють перший період системи Менделєєва, то стає зрозумілим, що останній пов'язаний із заповненням K -оболонки, для якої $n = 1$. В атомі літію ($Z = 3$) два електрони з антипаралельними спінами можуть зайняти $1s$ -стан, а третій електрон, за принципом Паулі, вже не може перебувати в цьому енергетичному стані та змушений зайняти наступний, більш високий

стан 2s. Незбуджений атом літію складається із ядра і двох електронів у електронній оболонці з $n = 1$ (вони утворюють атомний залишок) і одного зовнішнього «оптичного» електрона в оболонці з $n = 2$. У атомі берилію ($Z = 4$) два з чотирьох електронів заповнюють K -оболонку ($n = 1$) і разом з ядром утворюють атомний залишок, а два зовнішні електрони в незбудженому атомі перебувають у 2s-стані. Далі, починаючи від бору ($Z = 5$), відбувається заповнення 2p-станів; атом бору має три зовнішні електрони, атом карбону — чотири і т. д. В атомі неону ($Z = 10$) вся L -оболонка ($n = 2$) виявляється заповненою. Заповнення L -оболонки, для якої $n = 2$ (і, отже, вона може складатися з восьми електронів), визначає другий період системи Менделєєва, до якого належать елементи Li, Be, B, C, N, O, F, Ne.

У третьому періоді системи Менделєєва, згідно з розглянутою вище теоретичною схемою групувань електронів у атомах, має бути 18 елементів, оскільки йому відповідає головне квантове число $n = 3$ і, отже, $2n^2 = 18$. У четвертому періоді аналогічно мало б бути $2n^2 = 2 \cdot 4^2 = 32$ елементи, в п'ятому 50 елементів і т. д. Проте експериментальне вивчення розподілу електронів по оболонках методами оптичної і рентгенівської спектроскопії показало, що є відхилення від цієї ідеальної схеми групувань електронів, зумовлені додатковими взаємодіями, які не були враховані в попередніх міркуваннях. Реальне заповнення електронних оболонок, встановлене на досліді, в загальних рисах відповідає схемі $2n^2$, але з відхиленнями від неї, які ми розглянемо нижче. Будову електронних оболонок (шарів) і підгруп у атомах інертних газів наведено в табл. 15.1.

Не слід вважати, що підгрупи або навіть шари просторово чітко розмежовані. Якщо керуватись наочними уявленнями теорії Бора — Зоммерфельда, то слід урахувати, що поряд із коловими орбітами електронів є також еліптичні. Деякі електрони, що належать до якогось проміжного шару і рухаються по витягнутих еліптичних орбітах, у деякі моменти часу підходять до ядра ближче, ніж електрони попереднього шару, які рухаються по менш витягнутій або по коловій орбіті; в інші моменти часу ці електрони віддаляються від ядра на відстані, більші за радіус будь-якої колової орбіти наступного шару.

Таблиця 15.1

Елемент	$K(n = 1)$	$L(n = 2)$	$M(n = 3)$	$N(n = 4)$	$O(n = 5)$	$P(n = 6)$
Гелій (He)	2					
Неон (Ne)	2	2 6				
Аргон (Ar)	2	2 6	2 6			
Криптон (Kr)	2	2 6	2 6 10	2 6		
Ксенон (Xe)	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6	
Радон (Rn)	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6

Виходячи з міркувань квантової механіки, енергія електрона в багатоелектронному атомі визначається (якщо немає зовнішнього поля) переважно числами n і l . При заданому значенні головного квантового числа n вона збільшується зі зростанням числа l , а при фіксованому l зростає зі збільшенням n . Це приводить до того, що, починаючи з певних значень головного квантового числа n , стани з більшим значенням n і малим l характеризуються меншим значенням енергії порівняно зі станами, які відповідають меншим n і великим l . Наприклад, енергія електрона в $4s$ -стані ($n = 4, l = 0$) менша, ніж його енергія в $3d$ -стані ($n = 3, l = 2$). Так само енергія електрона в $5s$ -стані ($n = 5, l = 0$) менша від його енергії в $4d$ -стані ($n = 4, l = 2$), а енергія електрона в $6s$ -стані ($n = 6, l = 0$) менша порівняно з його енергією в $4f$ -стані ($n = 4, l = 3$) і енергією в $5f$ -стані ($n = 5, l = 3$) і т. д.

Оскільки в незбудженому атомі електрони мають заповнювати насамперед стани, яким відповідає мінімальне значення енергії, то при цьому порушується порядок заповнення електронних оболонок, який, як виявляється, визначається не головним квантовим числом n , а сумою головного і орбітального квантових чисел ($n + l$). При цьому значенні суми ($n + l$) спочатку заповнюються електронні оболонки з меншим n і більшим l , а потім — з більшим n і меншим l .

Періодичність властивостей атомів пояснюється періодичністю заповнення їхніх електронних оболонок, яка випливає з принципу Паулі. Періодичність у фізичних властивостях окремих хімічних елементів виявляється насамперед у структурі лінійчастих спектрів, які випромінюють атоми цих елементів, тобто в оптичному випромінюванні пари цих речовин. Так, спектри всіх лужних металів мають однакові спектральні серії і відрізняються лише довжинами хвиль спектральних ліній. Аналогічна картина спостерігається і для інших груп. Це пояснюється тим, що оптичні лінійчасті спектри випромінюються електронами зовнішніх електронних оболонок, які і визначають періодичність властивостей атомів. Періодичність виявляється також у структурі спектральних ліній. В елементах першої групи системи Д. І. Менделєєва вони становлять дублети, в елементах другої групи — одинарні лінії та триплети. Елементи групи бору утворюють дублети, а групи карбону — одинарні лінії і триплети тощо.

Періодичність виявляється не лише в хімічних і оптичних, а й в електричних властивостях атомів. Заслужовує на увагу той факт, що «благородні» гази, які мають заповнені зовнішні оболонки — два (He) або вісім електронів (Ne, Ar, Kr, Xe, Rn), мають найбільш високі йонізаційні потенціали. У галоїдів, розташованих зліва від них, потенціали йонізації менші, а у лужних металів — набагато менші. Другі потенціали йонізації атомів лужних металів, тобто величини, що характеризують роботу з виривання електронів з йонів лужних металів, тобто з йонів, зовнішня оболонка яких складається з восьми електронів, також дуже високі. Наприклад, другий потенціал

йонізації для натрію дорівнює 46,5 еВ, для калію — 31,5 еВ, для рубідію — 27,0 еВ, для цезію — 23,5 еВ. Восьмиелектронній конфігурації електронної оболонки атома («октет») властива особлива стійкість, тому для віддалення одного з електронів октетів витрачається велика робота.

Атомам галоїдів (F, Cl, Br, J), що досить сильно утримують свої валентні електрони, не вистачає одного електрона, щоб їхні зовнішні оболонки були стабільними октетами. Ці атоми здатні приєднати до себе зайвий електрон і стати негативними йонами. Система вільного електрона і атома галоїду має більшу енергію, ніж негативний йон галоїду, тобто система, де цей електрон зв'язаний з сімома валентними електронами атома галоїду, утворюючи октет. Атомам галоїдів, як і атомам деяких інших елементів, властива спорідненість з електроном. Водночас зв'язок валентних електронів лужних металів, що обертаються навколо атомних залишків, у яких електрони зовнішньої оболонки утворюють октет, слабкий. Тому при зближенні атома лужного металу M з атомом галоїду X відбувається енергетично вигідний перехід валентного електрона від першого до другого; при цьому нейтральні атоми перетворюються в позитивний йон металу M^+ і негативний йон галоїду X^- . Сили кулонівського притягання між різнойменно зарядженими йонами утримують їх один біля одного — виникає гетерополярний зв'язок і утворюється молекула MX .

Перші досліди з синтезу елементів, розташованих після урану в таблиці Д. І. Менделєєва, або, як їх тепер називають, трансуранових елементів, були розпочаті ще в 30-х роках групою видатного італійського фізика Е. Фермі, але перший успіх випав на долю Ф. Абельсона і Е. Макміллана, які 1940 р. синтезували перший трансурановий елемент з атомним номером 93 — нептуній.

Аналізуючи причини перших невдач, пов'язаних із синтезом та пошуком трансуранових елементів, американський фізик Г. Сиборг висунув «актиноїдну гіпотезу», за якою хімічними аналогами лантанойдів є елементи з порядковими номерами 90—103, тобто перший s -електрон з'являється у торію Th ($Z = 90$). Актиноїдну гіпотезу покладено в основу хімічних методів виділення штучних елементів. Із використанням цих методів пов'язане одержання трансуранових елементів від америцію Am ($Z = 95$) і кюрію Cm ($Z = 96$) до лоуренсію Lr ($Z = 103$) включно. Починаючи з 1940 р. почалося послідовне відкриття трансуранових елементів. Поступово були синтезовані ізотопи елементів, які відповідали все більшим і більшим Z . На сьогодні відомі такі трансуранові елементи: нептуній ${}_{93}^{237}\text{Np}$, плутоній ${}_{94}^{244}\text{Pu}$, америцій ${}_{95}^{243}\text{Am}$, кюрій ${}_{96}^{247}\text{Cm}$, берклій ${}_{97}^{247}\text{Bk}$, каліфорній ${}_{98}^{251}\text{Cf}$, ейнштейній ${}_{99}^{252}\text{Es}$, фермій ${}_{100}^{257}\text{Fm}$, менделєвій ${}_{101}^{258}\text{Md}$, нобелій ${}_{102}^{259}\text{No}$, лоуренсій ${}_{103}^{260}\text{Lr}$ та ін.

Намагаючись знайти межу періодичної таблиці Д. І. Менделєєва, вчені продовжували дослідження. Здавалось, що ця межа десь зовсім близько, оскільки кожний наступний елемент виявлявся менш стабільним. Проте вже у 106 і 107 елементів зменшення часу життя уповільнилось, а це свідчить про можливість існування трансуранових стабільних елементів. Учені вважають, що ізотопи, які наближаються за складом до 114 протонів і 184 нейтронів (${}_{114}^{298}\text{Z}$), повинні мати підвищену стабільність — бути «довгожителами». Такі елементи дістали назву наделементів, а інтервал значень атомних номерів і масових чисел, що відповідають їм, нової межі відносної стабільності. Саме тут можна чекати збільшення часу життя далеких елементів.

15.10. Методологічне значення періодичного закону Д. І. Менделєєва

Період атомістичної хімії завершився в другій половині XIX ст. відкриттям Д. І. Менделєєвим періодичного закону елементів і побудовою на його основі періодичної системи елементів (1869 р.). Для цього відкриття були всі об'єктивні передумови. Було підтверджено вірогідність атомної гіпотези. В хімії утвердились поняття «атом» і «молекула». На основі атомної гіпотези відкрито закони, за якими з елементів утворюються складні хімічні речовини.

На початку другої половини XIX ст. хіміки вже вивчили понад 50 елементів, дали описання їхніх властивостей і досить точно визначили атомну масу. Виникла потреба систематизувати накопичений матеріал. Перші спроби класифікації ґрунтувались на чітко виражених фізичних і хімічних властивостях (наприклад, металів), на виділенні окремих груп або рядів подібних між собою елементів (наприклад, галоїдів). Проте попередники Д. І. Менделєєва ставили перед собою обмежену мету — класифікувати елементи зручнішим способом. Ніхто з них за окремими закономірностями не помітив загального основного закону.

Д. І. Менделєєв насамперед чітко визначив поняття «елемент». Він відмежував його від «простого тіла» і, що найголовніше, пов'язав з ученням про атоми. Поняттю «просте тіло» відповідає молекула, яка складається з атомів. Елементами ж називають ті складові частини простих і складних тіл, які зумовлюють їхні фізичні і хімічні властивості. Елементу відповідає поняття про атом. Наприклад, карбон є елементом, а графіт і алмаз — простими тілами.

Основною властивістю елемента, що визначає інші властивості атома (і елемента) і дає змогу відрізнити атоми одного елемента від іншого, є його атомна маса. Саме ця властивість пов'язана із самою природою елемента і має бути покладена, на думку Д. І. Менделєєва,

в основу наукової системи елементів. Суть цієї системи полягала в розкритті характеру зв'язку між атомною масою як кількісною визначеністю елемента, і всією сукупністю його властивостей як якісною визначеністю.

Ідея про те, що атомна маса елемента є його основною властивістю в загальному вигляді, була висловлена ще до Д. І. Менделєєва. Проте тільки Менделєєв, вивчивши весь попередній теоретичний і емпіричний матеріал, визначив характер залежності властивостей елементів від атомної маси. Проаналізувавши цю залежність, він дійшов висновку, що *«якщо всі елементи розмістити в порядку відповідно до значення їхньої атомної маси, то вийде періодичне повторення властивостей. Це виражається законом періодичності: властивості простих тіл, а також форми і властивості сполук елементів перебувають у періодичній залежності (або, на мові алгебри, утворюють періодичну функцію) від значення атомних мас елементів»**.

Під час аналізу змісту періодичного закону особливе значення має дослідження питання про те, як виявляється дія законів діалектики. Послідовно переходячи від одного елемента до іншого в порядку зростання атомної маси (або атомного номера), можна простежити зростання або послаблення суперечливих властивостей (наприклад, металевих і металоїдних) хімічних елементів. Ці суперечності розвиваються відповідно до закону переходу однієї якості в іншу при кількісних змінах. Зі збільшенням кількості елементарних частинок, що утворюють атом, його властивості якісно змінюються і періодично повторюються. Проте це повторення не є копіюванням, поверненням до пройденого етапу розвитку. Більш складні елементи тієї самої групи періодичної системи завжди виявляють такі якісні особливості, яких не було в простіших елементах. Наприклад, багато властивостей ауруму подібні до властивостей купруму. Аурум і купрум містяться в тій самій підгрупі 1-ї групи періодичної системи. Проте атоми ауруму більш складні, ніж атоми купруму. Вони мають свої якісні особливості, внаслідок чого золото і мідь мають різне практичне застосування.

Слід зазначити, що в основі періодичного закону лежить не лише уявлення про періодичну залежність властивостей елементів, а й уявлення про закономірний зв'язок між властивостями елементів у кожному періоді і в кожній групі періодичної системи, а також всередині цієї системи по діагональних напрямках. Саме цей закономірний зв'язок між кількісними і якісними характеристиками елементів, вперше відкритий і досліджений Д. І. Менделєєвим, дав змогу йому передбачити існування і властивості невідомих на той час хімічних елементів.

До відкриття періодичної системи було відомо і описано 54 елементи. Д. І. Менделєєв передбачив існування нових 12 елементів.

*Менделєєв Д. И. Основы химии: В 2 т. — М.; Л.: Госхимиздат, 1947. — Т. 2. — С. 80—81.

Для трьох із них — скандію, галію і германію — він визначив заздалегідь усі найважливіші фізико-хімічні властивості.

Спіраючись на періодичний закон, Д. І. Менделєєв виправив атомну масу деяких елементів. Так само були передбачені інертні гази. Згодом відкрили лантаноїди, гелій та аргон, актиноїди.

Теоретичні передбачення, які Д. І. Менделєєв зробив на основі періодичного закону, підтвердилися на практиці. Тим самим періодичний закон утвердився як об'єктивний закон природи. Сучасна атомна фізика не тільки не суперечить періодичній системі, а, навпаки, глибше розкрила її зміст, дала відповідь на ті запитання, які залишалися нез'ясованими. Всі елементи залишилися на тих самих місцях, де їх поставив Д. І. Менделєєв, а відкриті пізніше елементи розмістилися у відведених для них місцях у таблиці.

Науковий подвиг Д. І. Менделєєва полягав у тому, що він зробив із періодичного закону далекосяжні теоретичні передбачення. Вони дали ключ до дослідної перевірки закону, на багато років вперед показали шлях розвитку науки. Періодичний закон став одним із основних законів природознавства, які становлять фундамент сучасного фізичного вчення про будову матерії.

15.11. Рентгенівське випромінювання

Випромінювання, відкрите 1895 р. німецьким фізиком В. Рентгеном і назване на його честь *рентгенівським*, відіграло велику роль у дослідженнях будови електронних оболонок і властивостей складних атомів, при вивченні будови молекул, а особливо кристалічної ґратки твердих тіл. Рентгенівське випромінювання виникає при гальмуванні речовиною швидких електронів унаслідок перетворення кінетичної енергії цих електронів в енергію електромагнітного випромінювання. Рентгенівське випромінювання — це електромагнітне випромінювання, що характеризується дуже короткими довжинами хвиль від 0,1 до 80 нм. Нагадаємо, що довжина хвилі найкоротших фіолетових променів, що сприймаються оком, дорівнює 400 нм.

Для одержання рентгенівського випромінювання використовують спеціальні електровакуумні прилади — рентгенівські трубки. Вони складаються з вакуумованого скляного або металевого корпусу, в якому на певній відстані один від одного містяться катод і анод. Катод є джерелом електронів, а анод (антикатод) — джерелом рентгенівського випромінювання. Між катодом і анодом створюється сильне електричне поле, яке прискорює електрони. У ньому електрони набувають енергії $10^4 \dots 10^5$ еВ.

Електрони, які вилітають із катода, набувають між катодом і анодом дуже великих швидкостей. Вдаряючись в поверхню анода (антикатада) зазнають гальмування, внаслідок чого випромінюють рентгенівські промені. Тому це випромінювання називають ще гальмівним. При галь-

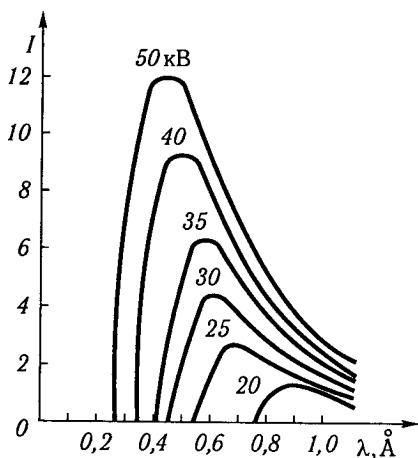


Рис. 15.12

Йому властивий суцільний спектр, подібний до спектра білого світла, звідси і назва цього випромінювання. Рентгенівський суцільний спектр обмежений з боку коротких довжин хвиль деякою найменшою довжиною хвилі λ_{\min} , яку називають граничною (короткохвильова межа суцільного спектра). На рис. 15.12 показано суцільні спектри у випадку вольфрамового антикатада для ряду значень різниці потенціалів між електродами рентгенівської трубки (20, 25, 30, 35, 40, 50 кВ).

Зі збільшенням енергії електронів не лише зміщуються в короткохвильову ділянку спектра границя спектра і максимум у спектрі, а й швидко зростає інтенсивність випромінювання I .

Наявність межі λ_{\min} не можна пояснити, виходячи з класичних уявлень про природу рентгенівського випромінювання. Неперервний спектр гальмівного рентгенівського випромінювання за хвильовими уявленнями не повинен бути обмеженим. Дослід показав, що гранична довжина хвилі λ_{\min} обернено пропорційна кінетичній енергії K -електронів, які зумовлюють гальмівне рентгенівське випромінювання. На основі квантових уявлень наявність λ_{\min} пояснюється просто. Справді, з погляду квантових уявлень, максимальна енергія $h\nu_{\max}$ рентгенівського кванта, що виникає за рахунок енергії електрона, не може перевищувати цієї енергії:

$$E_m = h\nu_{\max} \quad (15.31)$$

Переходячи у формулі (15.31) від частоти до довжини хвилі, дістанемо

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{ch}{E_m} \quad (15.32)$$

муванні електронів, як правило, не вся енергія йде на випромінювання, а частина її витрачається для нагрівання антикатада. Енергія електронів, яку вони набувають в електричному полі трубки, визначається різницею потенціалів на електродах рентгенівської трубки.

Оскільки втрата енергії електронів на нагрівання антикатада різна, то випромінюються кванти різної енергії. Тому спектр рентгенівського гальмівного випромінювання дістають суцільний.

Як свідчить досвід, існують два типи рентгенівського випромінювання. Перший тип називають *білим рентгенівським випромінюван-*

Формула (15.32) добре узгоджується з дослідними даними. Свого часу вона виявилась одним з найточніших методів експериментального визначення сталої Планка h .

Співвідношення (15.32) збігається з рівнянням Ейнштейна (13.13) для фотоэффекту, якщо в ньому знехтувати роботою виходу електрона з металу. Якщо фотоэффект зумовлений рентгенівським випромінюванням, то в рівнянні (13.13) робота виходу електрона з металу $A_{\text{вих}}$ значно менша за енергію кванта $h\nu$ і нею можна знехтувати. Фотоэффект і виникнення гальмівного рентгенівського випромінювання є взаємооберненими явищами.

Другим типом випромінювання є *характеристичне рентгенівське випромінювання*. Його називають так через те, що воно характеризує речовину антикатада (анода) рентгенівської трубки. Спектр характеристичного рентгенівського випромінювання — лінійчастий. Особливість цих спектрів полягає в тому, що кожний хімічний елемент дає певний характеристичний рентгенівський спектр незалежно від того, чи збуджується атом у вільному стані, чи він входить до хімічної сполуки. Спектри характеристичного рентгенівського випромінювання істотно відрізняються від оптичних електронних спектрів тих самих атомів. Оптичні спектри атомів залежать від того, чи перебувають атоми у вільному стані, чи входять до складу хімічних сполук. Це зумовлено тим, що оптичні лінійчасті спектри атомів визначаються поведінкою зовнішніх валентних електронів. При утворенні хімічних зв'язків стан валентних електронів змінюється, що проявляється на оптичних спектрах.

Характеристичне рентгенівське випромінювання виникає під час процесів, що відбуваються в глибинних, забудованих електронних оболонках атомів, які не змінюються, коли атом виявляється зв'язаним у хімічну сполуку.

У 1913 р. Г. Мозлі встановив важливу залежність між довжинами хвиль ліній характеристичного рентгенівського випромінювання і порядковим номером хімічних елементів, які є джерелами рентгенівського випромінювання. *Закон Мозлі* можна описати такою формулою:

$$\sqrt{\frac{\nu^*}{R'}} = a(Z - \sigma), \quad (15.33)$$

де $\nu^* = \frac{1}{\lambda}$ — хвильове число лінії; R' — стала Рідберга, м^{-1} (або см^{-1}); a і σ — деякі сталі, що характеризують серію ліній рентгенівського характеристичного спектра і речовину антикатада (анода). Для довжин хвиль ліній K_α Мозлі дістав таке співвідношення:

$$\sqrt{\frac{\nu^*}{R'}} = \sqrt{\frac{3}{4}}(Z - 1). \quad (15.34)$$

Порівнюючи (15.34) і (15.33), маємо, що для цих ліній $a = \sqrt{3/4}$ і $\sigma = 1$.

Застосування закону Мозлі до атомів хімічних елементів періодичної системи Д. І. Менделєєва підтвердило закономірне зростання електричного заряду ядра на одиницю при послідовному переході від одного елемента до іншого. Це стало переконливим доказом справедливості ядерної будови атома і періодичного закону Д. І. Менделєєва.

Рентгенівські промені мають велику проникну здатність, оскільки коефіцієнт поглинання їх незначний.

Поглинання рентгенівських променів залежить від густини речовини і довжини хвилі. Коефіцієнт поглинання пропорційний кубу атомного номера і обернено пропорційний кубу частоти (ν^3), тому легкі речовини істотно прозоріші для рентгенівських променів, ніж важкі. *Оскільки частота коливань пропорційна напрузі, прикладеній до рентгенівської трубки, то, отже, чим вища ця напруга, тим більш проникними, тобто більш жорсткими, стають рентгенівські промені.*

Таким чином, рентгенівські промені широко застосовуються для просвічування тіл у медицині, металургії, машинобудуванні та інших галузях науки і техніки.

Для просвічування більш щільних речовин застосовуються рентгенівські апарати більш високої напруги (200 кВ і більше). Для просвічування різних частин людського тіла застосовуються рентгенівські трубки з напругами на них від 30 до 60 кВ.

15.12. Ефекти Зеємана і Штарка

У 1896 р. П. Зеєман довів, що, коли помістити джерело світла між полюсами електромагніту, спектральні лінії джерела розщеплюються на ряд компонентів.

Ефектом Зеємана називають розщеплення спектральних ліній і рівнів енергії в зовнішньому магнітному полі.

При спостереженні випромінювання, яке поширюється перпендикулярно до напрямку напруженості \vec{H} магнітного поля, лінія ν_0 симетрично розщеплюється на три компоненти з частотами ν_{+1} , ν_0 і ν_{-1} . При цьому всі три компоненти лінійно поляризовані. Для середньої компоненти ν_0 , яку називають π -компонентою, коливання електричного вектора \vec{E} напрямлені вздовж напруженості \vec{H} зовнішнього магнітного поля. Для крайніх компонент ν_{+1} і ν_{-1} (так звана σ -компонента) коливання електричного вектора \vec{E} перпендикулярні до напрямку \vec{H} .

При спостереженні випромінювання, яке поширюється вздовж напрямку магнітного поля, лінія ν_0 зникає, а крайні лінії ν_{+1} і ν_{-1}

виявляються поляризованими по колу з протилежними напрямками обертання. Такий тип розщеплення спектральних ліній називають *нормальним*, або *простим*, *ефектом Зеемана*. Для нього відстань між середньою і крайніми лініями нормального триплету $\Delta\nu_0 = \nu_{+1} - \nu_0 = \nu_0 - \nu_{-1}$ виявляється такою, що

$$\Delta\nu_0 = \frac{\mu_0 e H}{4\pi m_e} = \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}, \quad (15.35)$$

де $\mu_B = \frac{he}{2m_e}$ — магнетон Бора; μ_0 — магнітна стала. Нормальний ефект Зеемана відносно легко спостерігається в спектрах лужноземельних елементів, а також у спектрах Zn, Cd, Hg.

Нормальний ефект Зеемана пояснив ще Х. Лоренц (1897 р.) на основі класичної електронної теорії. Квантово-механічна теорія ефекту Зеемана ґрунтується на аналізі розщеплення енергетичного рівня випромінювального електрона в атомі (розглядається атом з одним випромінювальним електроном), який вміщено в постійне магнітне поле з напруженістю \vec{H} . У випадку нормального ефекту Зеемана прийнято вважати, що електрон має тільки орбітальний магнітний момент $\vec{\mu}_m$. У магнітному полі з індукцією \vec{B} електрон набуває додаткової енергії

$$\Delta W_{\text{магн}} = -(\vec{\mu}_m, \vec{B}) = -\mu_m \mu_0 H \cos(\vec{\mu}_m, \vec{B}) = -\mu_0 \mu_{mz} H, \quad (15.36)$$

де μ_{mz} — проекція магнітного моменту на напрям z магнітного поля. Виходячи з формул (15.27) і (15.29), дістанемо

$$\mu_{mz} = -\frac{e}{2m_e} L_{lz} = -\frac{e\hbar}{2m_e} m_l, \quad (15.37)$$

де m_l — магнітне квантове число.

Отже, додаткова енергія, якої набуває електрон атома в магнітному полі,

$$\Delta W_{\text{магн}} = \mu_0 \frac{e\hbar}{2m_e} m_l H = \mu_0 \mu_B m_l H. \quad (15.38)$$

Магнетон Бора μ_B є одиницею виміру електронних магнітних моментів. Аналогічно цьому величина $\mu_0 \mu_B H$ є одиницею виміру розщеплення енергетичних рівнів електронів у атомах, що перебувають у магнітному полі. Цю величину, що дорівнює розщепленню рівня $m_l = 1$ за рахунок орбітального магнітного моменту електрона, називають *нормальним розщепленням*. Якщо позначити енергію електрона в атомі в деякому стані l у відсутності магнітного поля W_1 , а m_l — магнітне квантове число в цьому стані і відповідно W_2 і m_2 —

енергія електрона і магнітне квантове число в більш високому енергетичному стані, то повну енергію електрона в стані 1 і 2 за наявності зовнішнього магнітного поля можна записати так:

$$W'_1 = W_1 + m_1 \mu_0 \mu_B H, \quad (15.39)$$

$$W'_2 = W_2 + m_2 \mu_0 \mu_B H. \quad (15.40)$$

Частота оптичного переходу між станами 2 і 1 буде

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{W'_2 - W'_1}{h} = \frac{W_2 - W_1}{h} + (m_2 - m_1) \frac{\mu_0 \mu_B H}{h} = \\ &= \nu_0 + \Delta m_l \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}, \end{aligned} \quad (15.41)$$

де ν_0 — частота спектральної лінії у відсутності зовнішнього магнітного поля. За правилом добору для магнітного квантового числа, при переходах між дозволеними рівнями $\Delta m_l = m_2 - m_1 = +1, 0, -1$. Тому частоти нормального триплету Зеємана мають такі значення:

$$\nu_{+1} = \nu_0 + \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}, \quad \nu_0, \quad \nu_{-1} = \nu_0 - \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}. \quad (15.42)$$

Ці значення збігаються з дослідом у разі сильних магнітних полів. Критерій сильного і слабого магнітного поля в ефекті Зеємана пов'язаний з нормальним розщепленням $\mu_0 \mu_B H$. Якщо ця величина набагато перевищує різницю між енергіями двох енергетичних рівнів i -го і j -го у відсутності магнітного поля

$$(\mu_0 \mu_B H) \gg |W_i - W_j|,$$

то магнітне поле вважають сильним (W_i і W_j — енергії двох рівнів у атомі). Магнітне поле, що задовольняє протилежну умову ($\mu_0 \mu_B H \ll |W_i - W_j|$), називають слабким.

У слабкому магнітному полі спостерігається аномальний або складний ефект Зеємана. У цьому разі спектральні лінії розщеплюються на кілька компонент, які належать за своєю поляризацією або до π -, або до σ -компонент. Аномальний ефект Зеємана дістав своє тлумачення після виявлення спіну електрона. При поясненні нормального ефекту Зеємана береться до уваги лише орбітальний магнітний момент електрона. Наявність у електрона спіну і власного магнітного моменту ускладнює картину розщеплення енергетичних рівнів і спектральних ліній у магнітному полі.

При збільшенні напруженості магнітного поля взаємодія між орбітальним та спіновим моментами стає все менш істотною порівняно із взаємодією кожного з них окремо із зовнішнім полем. Розщеплення спектральних ліній при цьому зростає і поступово починають зливатися компоненти мультиплетів сусідніх спектральних ліній. У сильному магнітному полі з усіх компонент мультиплетів залишаються три лінії для нормального (поздовжнього) ефекту Зеємана. Перехід від аномального до нормального ефекту Зеємана при збільшенні напруженості зовнішнього магнітного поля називають *ефектом Пашена — Бака*.

У 1913 р. Й. Штарк відкрив явище розщеплення спектральних ліній в електричному полі для бальмерівської серії гідрогену. Це явище розщеплення енергетичних рівнів і спектральних ліній під дією на речовину зовнішнього електричного поля називають *ефектом Штарка*. Вплив електричного поля на атом істотно залежить від того, чи має він електричний момент \vec{P}_l , чи такого моменту немає. Якщо $\vec{P}_l \neq 0$ (ця умова виконується, наприклад, для станів з $n > 1$ у атома гідрогену і гідрогеноподібних йонів), то у зовнішньому електричному полі з напруженістю \vec{E} такий атом-диполь набуває додаткової енергії, яка пропорційна напруженості поля,

$$\Delta W_l = -(\vec{P}_l, \vec{E}). \quad (15.43)$$

Ця додаткова енергія і спричинює лінійний ефект Штарка.

Якщо дипольний електричний момент атома у відсутності зовнішнього електричного поля дорівнює нулю, то спостерігається квадратний ефект Штарка, при якому розщеплення енергетичних рівнів і відповідно спектральних ліній пропорційне квадрату напруженості електричного поля. Причину цього явища можна пояснити так: під дією зовнішнього поля атоми поляризуються, причому в не дуже сильному полі, індукований дипольний момент \vec{P}_l стає пропорційним напруженості поля:

$$\vec{P}_l = \epsilon_0 \alpha \vec{E}, \quad (15.44)$$

де α — поляризованість атома. Додаткова енергія, якої набуває атом в електричному полі,

$$\Delta W_l = \frac{\epsilon_0 \alpha E^2}{2}. \quad (15.45)$$

Ця енергія і спричинює квадратичне штарківське розщеплення енергетичних рівнів і спектральних ліній. Квадратичне розщеплення набагато менше, ніж розщеплення у випадку лінійного ефекту Штарка.

15.13. Оптичні квантові генератори (лазери)

Крім самодовільних (спонтанних) переходів електронів з одного енергетичного рівня на інший спостерігаються також вимушені, або індуковані, переходи, зумовлені дією на атом випромінювання, що падає на нього. Спонтанні переходи здійснюються лише в одному напрямі — з вищих рівнів на нижчі. Вимушені переходи можуть з однаковою ймовірністю відбуватись як в одному, так і в іншому напрямі. У разі переходу на більш високий рівень атом поглинає випромінювання, що падає на нього. Вимушений перехід з одного із збуджених рівнів на більш низький енергетичний рівень супроводжується випромінюванням фотона додатково до того фотона, під дією якого відбувся перехід. Це додаткове випромінювання називають *вимушеним*, або *індукованим*.

Вимушене випромінювання має дуже важливу властивість. Напрямок його поширення точно збігається з напрямом поширення зовнішнього випромінювання, яке спричинює перехід. Частоти, фази і стани поляризації вимушеного і зовнішнього випромінювання також збігаються. Отже, вимушене і зовнішнє випромінювання є когерентним. Цю особливість вимушеного випромінювання покладено в основу дії підсилювачів і генераторів світла, які називають *лазерами*.

Уперше принцип підсилення світла за рахунок вимушеного випромінювання запропонував В. О. Фабрикант 1939 р. Використання вимушеного випромінювання для підсилення електромагнітних хвиль у мікрохвильовому діапазоні запропонували 1954 р. незалежно радянські вчені М. Г. Басов і О. М. Прохоров та американський вчений Ч. Таунс*. Відповідні прилади, що працюють в сантиметровому діапазоні хвиль, дістали назву лазерів.

Перший лазер створив Т. Мейман (США) 1960 р. Іноді лазери називають *оптичними квантовими генераторами*.

Для підсилення світла потрібно, щоб на вищому рівні E_j було більше електронів, ніж на нижчому, тобто $N_j > N_i$ при $E_j > E_i$. Вважають, що в цьому разі відбувається інверсна (зворотна) заселеність рівнів E_i і E_j . Тоді при проходженні через речовину електромагнітної хвилі з частотою $\nu = \frac{E_j - E_i}{h}$ ця хвиля буде не слабшати, а навпаки, підсилуватись за рахунок індукованого випромінювання. Під її дією атоми узгоджено переходитимуть у нижчі енергетичні стани, випромінюючи хвилі, що збігаються за частотою і фазою з падаючою хвилею.

Розроблено чимало методів створення інверсної заселеності енергетичних рівнів. У лазерах, в яких робочою речовиною є люмінес-

*У 1964 р. М. Г. Басову, О. М. Прохорову і Ч. Таунсу за ці роботи було присуджено Нобелівську премію.

центні кристали (наприклад, рожевий рубін, який звичайно містить 0,05 % хрому), застосовують для цього оптичне збудження. В газах (наприклад, суміші гелію і неону) крім оптичного нагнітання можна використовувати також зіткнення електронів з атомами та між атомами. У напівпровідникових лазерах інверсна заселеність досягається проходженням через напівпровідник електричного струму.

Розглянемо принцип дії рубінового лазера (рис. 15.13), робочим елементом якого є рубіновий циліндр діаметром 5...10 мм і завдовжки 20...100 мм. Плоскі торцеві кінці циліндра паралельні і мають високий ступінь точності. Одна основа циліндра є дзеркальною (покрита сріблом), друга — частково дзеркальною. В деяких випадках часткове пропускання світла досягається виготовленням отвору в по-срібленій поверхні кристала. Для оптичного нагнітання вздовж кристала розташовують потужну імпульсну лампу. Поглинання світла створює в йонах хрому інверсну заселеність. Тому спонтанне випромінювання фотонів веде до швидкого посилення інтенсивності світлового променя, причому це світло зазнає багатократного відбивання між дзеркальними поверхнями. Внаслідок цього помітно посилюються лише ті промені, які поширюються паралельно осі циліндра. Крізь напівпрозору поверхню світло виходить із лазера у вигляді інтенсивного різко напрямленого пучка. Ця поверхня є фронтом світлової хвилі. Ширина спектральної лінії випромінювання рубінового лазера ($\lambda = 694,3$ нм) становить близько 0,01 нм. Густина потоку світлової енергії дорівнює $10^4 \dots 10^7$ кВт/м². Фотони, що виникають при спонтанному випромінюванні, при проходженні крізь кристал індукують додаткове випромінювання, і внаслідок лавиноподібного утворення фотонів лазер дає інтенсивний світловий потік. Робочу речовину лазера охолоджують до низьких температур, наприклад до температури рідкого азоту (77 К), щоб уникнути переходів електронів з основного рівня на більш енергетично високий унаслідок теплових коливань кристалічної ґратки.

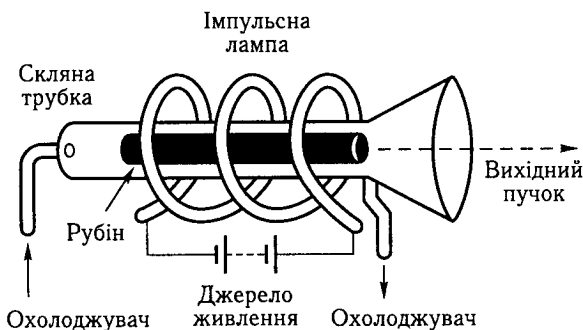


Рис. 15.13

Важливою особливістю квантових генераторів є те, що вони дають когерентне випромінювання. На відміну від газового рубіновий лазер працює лише в імпульсному режимі, віддаючи в короткому імпульсі неперервно накопичувану енергію. Внаслідок цього при імпульсі випромінювання з тривалістю періоду 10^{-8} с лазер віддає потужність, що досягає десятків і сотень мільйонів ватів.

Розбіжність пучка когерентного випромінювання лазера мізерна. Можна легко досягти розбіжності близько кутової хвилини, мабуть можна досягти і кутових секунд. Це робить випромінювання лазерів дуже перспективним для здійснення далекого зв'язку, в тому числі і міжпланетного: при малій розбіжності потоку випромінювання густина енергії зменшується залежно від відстані дуже повільно. До того ж велика частота випромінювання (для лазерів $10^{14} \dots 10^{15}$ Гц, яка перевищує частоту радіохвиль у $10^7 \dots 10^9$ разів) дає змогу передавати одним каналом величезний обсяг інформації. Класичний дослід Майкельсона, повторений із застосуванням лазерів, дав змогу одержати точність, що перевищує точність, якої досяг А. Майкельсон, приблизно в п'ять тисяч разів.

Лазери широко використовують у науці, техніці, медицині. За роботу речовину в лазерах крім кристалів рубіну використовують газу, рідини, напівпровідники. В першому рубіновому лазері випромінювачами були домішкові йони хрому, які перетворюють кристал оксиду алюмінію в рубін. У твердих і деяких рідинних лазерах як випромінювачі використовують домішкові йони рідкісноземельних елементів. У газорозрядних лазерах випромінювачами є атоми, йони і навіть молекули неорганічних сполук, такі як діоксид карбону. Лише в напівпровідникових лазерах під час випромінювання світла використовується сам напівпровідник. Установлено, що складні молекули органічних барвників також можна примусити випромінювати когерентне лазерне світло. Активні молекули в цих лазерах звичайно містяться у водних і спиртових розчинах.

Прикладом практичного застосування лазерів є *голографія* — особливий спосіб фіксування на фотопластинці структури світлової хвилі, яка відбивається від предмета. При освітленні пластинки (голограми) пучком світла зафіксована на ній хвиля відновлюється майже в первісному вигляді. Отже, зорове відчуття при сприйманні відновленої хвилі оком практично таке саме, як і при спостереженні безпосередньо предмета (за винятком його забарвлення).

Голографію винайшов 1947 р. англійський фізик Д. Габор. Проте здійснення ідеї Д. Габора стало можливим лише після появи 1960 р. джерел світла високого рівня когерентності — лазерів. Вихідну схему Д. Габора вдосконалили американські фізики Е. Лейт і Дж. Упатнієкс, які одержали перші лазерні голограми (1963 р.). Радянський вчений Ю. М. Денисюк 1962 р. запропонував (а пізніше здійснив)

оригінальний метод фіксування голограм на товстошаровій емульсії. Цей метод має чимало особливостей, зокрема дає змогу одержати кольорове зображення предметів.

Контрольні запитання і завдання

1. З якою метою Е. Резерфорд здійснив досліди по розсіянню α -частинок?
 2. Сформулюйте постулати Бора.
 3. Яка причина виникнення лінійчастих спектрів? Чим відрізняються серії Лаймана, Бальмера і Пашена?
 4. Як можна визначити радіус електрона в атомі та його енергію?
 5. Поясніть досліди Франка і Герца на основі постулатів Бора.
 6. Назвіть чотири квантові числа, дайте їм характеристику.
 7. Сформулюйте принцип Паулі.
 8. Як урахувати правило $n + l$ (суми головного і орбітального квантового чисел) при заповненні електронних оболонок в атомі?
 9. Які ви знаєте трансуранові елементи? Чи існують вони в природі?
 10. Поясніть принцип дії оптичних квантових генераторів (лазерів). Яке випромінювання називають вимушеним або індукованим?
-

Розділ 16 ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ РЕЧОВИНИ

16.1. Хвильові властивості частинок. Формула де Бройля

Теорія Бора, пояснивши механізм утворення спектральних ліній і наявність закономірностей у спектрі атома гідрогену і гідрогеноподібних йонів, передбачивши існування раніше невідомих серій в інфрачервоній частині спектра атома гідрогену і доставши більш точні значення в оцінюванні розмірів атома гідрогену, створила тим самим передумови на шляху пояснення будови атомів і характеру протікання внутрішньоатомних процесів. Однак навіть у тих поглядах, які принесли успіх теорії Бора, з самого початку виникли суперечності. Це було насамперед пов'язано з тим, що в ній умови квантування штучно поєднувалися з невластивою їм класичною механікою. У зв'язку з цим теорія Бора не могла дати придатного для всіх випадків методу квантування. Як уже зазначалося, невдача спіткала теорію Бора і при дослідженні атомів з числом електронів більше ніж один. Спроба пояснити будову найпростішого з них — атома гелію (М. Борн, В. Гейзенберг, Х. Крамерс) — призвела до суперечливих результатів, зокрема дала неправильне значення йонізаційного потенціалу. Керуючись методами теорії Бора, важко було пояснити взаємодію двох атомів. Найпростіша задача цього типу — утворення

молекул водню — в теорії Бора залишилась не розв'язаною. В результаті поступово було визнано, що теорія Бора: 1) позбавлена внутрішньої єдності, штучно поєднує класичну механіку з квантовими умовами, що призводить до неоднозначності самого квантування; 2) дає неточні висновки за межами розрахунку атома гідрогену; 3) не розв'язує проблеми про інтенсивність спектральних ліній і поляризацію випромінювання.

Усі ці недоліки усунуто в квантовій механіці, яка ґрунтується на докорінній зміні наших уявлень про природу матеріальних частинок. Першим кроком до створення нової квантової теорії стала гіпотеза про існування глибокої аналогії між властивостями світла і властивостями матеріальних частинок, висловлена 1924 р. французьким фізиком Л. де Бройлем. Подібно до того як в одних умовах виявляються корпускулярні властивості світла (як потоку частинок-фотонів), а в інших — хвильові, то й частинки речовини в певних умовах (у мікроявищах) можуть також виявляти хвильові властивості.

Ще в 20-х роках XIX ст. У. Гамільтон довів, що узагальнені закони геометричної оптики й механіки І. Ньютона можна описати рівняннями, математична форма яких тотожна: всі закони геометричної оптики можуть бути виведені з варіаційного принципу П. Ферма, а закони механіки — з варіаційного принципу найменшої дії. Це означає, що для визначення траєкторії матеріальної точки в полі з потенціалом $U(x, y, z)$ можна скористатися рішенням математично подібної задачі на визначення ходу світлових променів у оптично неоднорідному середовищі з відповідно підібраним показником заломлення.

Проте застосування геометричної оптики обмежено випадками, коли розміри отворів, крізь які проходять промені, або розміри перешкод на шляху променів великі порівняно з довжиною їхньої хвилі.

Більш загальною і точною є хвильова оптика, що пояснює закономірне дифракційне відхилення світлових променів від прямолінійності при малих розмірах екранів і отворів, а також явища інтерференції, поляризації тощо. Відкриття квантової природи світла показало, що особливості світла не вичерпуються його хвильовими властивостями. Виявилось, що хвильову оптику треба доповнити аналізом таких випадків, коли проявляються корпускулярні властивості своєрідних світлових частинок — фотонів.

Глибока математична аналогія між ньютонівською механікою і геометричною оптикою дала змогу дійти висновку, що закони квантової механіки аналогічні законам хвильової оптики. У 1924—1926 рр. фізики услід за Л. де Бройлем і Е. Шредінгером переконалися у тому, що, описуючи закони руху найдрібніших частинок речовини, слід користуватися рівняннями, подібними до рівнянь хвильової оптики. Незабаром правильність цієї думки було підтверджено: рух електронів, протонів, атомів тощо керується законами, які є наслідком

хвильових процесів. Так виникла хвильова (квантова) механіка, що описує явища в мікросвіті. Механіка І. Ньютона (порівняно з більш загальною хвильовою механікою) є граничним випадком, придатним лише для аналізу руху макроскопічних тіл зі швидкостями $v \ll c$. Л. де Бройль обґрунтував припущення, що рух кожної частинки супроводжується хвильовим процесом, довжина хвилі якого λ пов'язана з масою m і швидкістю частинки v простим співвідношенням (формула де Бройля):

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (16.1)$$

де h — стала Планка.

Формулу де Бройля (16.1) можна застосувати до будь-якої частинки незалежно від ступеня її складності. Проте хвильові властивості частинок виявляються не завжди. Це пов'язано з тим, що довжина хвилі де Бройля λ обернено пропорційна масі частинки. Для макротіл, тобто тіл великої маси, довжина хвилі дуже мала, і хвильовими властивостями таких тіл можна нехтувати. Проте їх не можна не враховувати при розгляді мікрочастинок. Кількісна зміна маси тіла призводить до появи якісно нових хвильових властивостей, які не притаманні макротілам. Наведені особливості свідчать про те, що закони, яким підлягають макротіла, не можна автоматично переносити на мікросвіт. Із співвідношення де Бройля випливає, що довжина хвилі для певного сорту частинок ($m = \text{const}$) залежить від їхньої швидкості. При однакових швидкостях довжина хвилі залежить від маси частинки m . У знаменнику формули (16.1) стоїть імпульс частинки, його можна записати так:

$$p = mv = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{vT} = \frac{h\nu}{v}. \quad (16.2)$$

Зазначимо, що де Бройлю вдалося деякою мірою обґрунтувати постулат Бора про стаціонарні орбіти. Для цього він припустив, що стаціонарними є такі стани електронів у атомі, коли на довжині їхньої орбіти вкладається ціле число дебройлівських довжин хвиль. Отже, умова стаціонарних орбіт, за де Бройлем, визначатиметься співвідношенням

$$2\pi r_n = n\lambda = n \frac{h}{mv}, \quad (16.3)$$

звідки можна дістати співвідношення

$$mvr_n = n \frac{h}{2\pi},$$

тобто умову стаціонарності електронних орбіт за Бором (15.11).

16.2. Експериментальне підтвердження хвильових властивостей речовини

Слід зазначити, що гіпотезу про хвильові властивості частинок, висунуту де Бройлем, фізики спочатку не сприйняли. Уявлення про електрон як заряджену кульку настільки вкоренилося, що ідеї де Бройля, незважаючи на успіх в обґрунтуванні постулату Бора, здавались фантастичними. Лише 1927 р., після того як американські фізики К. Девісон і Л. Джермер, а також незалежно від них англійський фізик Дж. П. Томсон експериментально довели існування явища дифракції для електронного пучка, сумніви щодо справедливості гіпотези де Бройля зникли.

К. Девісон і Л. Джермер вивчали протягом кількох років відбивання пучка електронів від різних металевих поверхонь. На рис. 16.1 зображено схему цих дослідів. Електрони, що випромінювались вольфрамовою ниткою розжарювання *A*, проходили через кілька діафрагм. Між першою діафрагмою і ниткою було прикладено різницю потенціалів, що прискорювала рух електронів. Тонкий пучок електронів, виділений системою діафрагм, потрапляв на поверхню монокристала *B*. Частина відбитих електронів потрапляла в колектор *C*, що мав вигляд подвійного циліндра Фарадея. Кількість електронів, що потрапляла в колектор, вимірювалась за допомогою чутливого гальванометра, з'єданого з внутрішнім циліндром колектора.

Під час вимірювань можна було обертати монокристал *B* і переміщувати колектор *C* по дузі. При різних положеннях колектора в нього попадали електрони, відбиті під різними кутами від поверхні монокристала. На кривій кутового розподілу відбитих електронів було виявлено ряд максимумів. Це можна пояснити дифракцією електронних хвиль де Бройля, відбитих кристалічною ґраткою. Положення максимумів на експериментальній кривій збігаються з положеннями, знайденими з умови Вульфа — Бреґга для рентгенівського випромінювання $2d \sin \Theta = n\lambda$, де λ — довжина хвилі де Бройля; d — стала кристалічної ґратки.

Конструкція приладу К. Девісона і Л. Джермера дала змогу вивчити залежність сили струму I , що проходить через гальванометр, від швидкості електронів при фіксованому куті розсіювання. При цьому виявилось, що в разі монотонної зміни швидкості електронів, яка досягалась монотонною зміною прискорювальної різниці потенціалів U , сила струму змінюється немонотонно залежно від \sqrt{U} . При певних значеннях \sqrt{U} сила струму проходить через максимуми, які розміщені на однаковій відстані один від одного (рис. 16.2). Виходячи з корпускулярних уявлень, цього не можна пояснити. Якщо ж виходити з хвильових уявлень, то розташування максимумів на кривій $I = f(\sqrt{U})$ на однакових відстанях один від одного свідчить

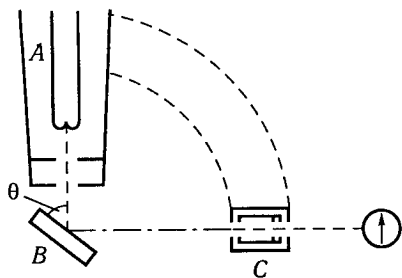


Рис. 16.1

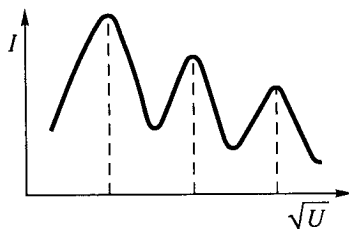


Рис. 16.2

про справедливість формули Вульфа — Бреґґа. Справді, у цьому разі просторова орієнтація кристала залишається незмінною ($\Theta = \text{const}$), а змінюється лише різниця потенціалів U , унаслідок чого змінюється швидкість електронів, а отже, і їхня довжина хвилі, що визначається співвідношенням (16.1).

З рівняння Вульфа — Бреґґа випливає, що при фіксованому куті Θ порядок дифракційного максимуму n обернено пропорційний довжині хвилі:

$$n = \frac{2d \sin \Theta}{\lambda} = \frac{c_1}{\lambda}. \quad (16.4)$$

Для зручності можна користуватися формулою де Бройля в дещо зміненому вигляді. Якщо електрон, як це було в дослідях К. Девісона і Л. Джермера, дістає свою швидкість в електричному полі, то із закону збереження енергії $\left(\frac{mv^2}{2} = eU \right)$ випливає, що

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}, \quad (16.5)$$

де e — заряд електрона; m — його маса, U — прискорювальна різниця потенціалів. Підставивши в формулу (16.1) добуте значення для v із (16.5) і значення всіх сталих, дістанемо формулу, якою користуються при практичних розрахунках, нм,

$$\lambda = \frac{1,225}{\sqrt{U}}. \quad (16.6)$$

Напругу U виражено у вольтах. Із цієї формули випливає, що електрони, прискорені полем до 50 В (як у дослідях К. Девісона), мають довжину хвилі де Бройля 0,173 нм, тобто такого самого порядку, як хвилі рентгенівського випромінювання, які використовуються при дослідженні структури кристалів.

Якщо формулу (16.6) підставити в (16.4), то дістанемо

$$n = c_2 \sqrt{U}, \quad (16.7)$$

де c_2 — стала величина.

Отже, максимуми сили струму спостерігатимуться лише за певних змін різниці потенціалів. Довжина хвилі електрона, визначена за формулою де Бройля, збігається з довжиною хвилі, обчисленою за допомогою формули Вульфа — Брега для дифракційної картини. Усе це підтверджує хвильові властивості у електронів, справедливність формули де Бройля.

У дослідах К. Девісона і Л. Джермера інтенсивність електронних пучків була настільки великою, що крізь кристал одночасно проходило багато електронів. Тому можна було припустити, що спостережувана дифракційна картина зумовлена одночасною участю в процесі великої кількості електронів, а окремий електрон, проходячи через кристал, дифракції не зазнає. Проте таке припущення не підтвердилось.

Дифракцію окремих електронів спостерігали 1949 р. Л. Біберман, Н. Сушкін і В. Фабрикант. Джерело електронів дуже малої інтенсивності випромінювало електрони, які через дифракційний прилад потрапляли на реєструвальний екран. При цьому інтенсивність електронного пучка була настільки малою, що кожний електрон проходив через прилад незалежно від інших. Середній час між проходженнями двох електронів через прилад приблизно в 30 000 разів перевищував час проходження електрона через нього. При тривалій експозиції дістали таку саму дифракційну картину, що й при малій експозиції електронного пучка великої густини. Таким чином було доведено, що хвильові властивості притаманні кожному електрону окремо. З погляду квантової механіки, дослід Л. Бібермана, Н. Сушкіна і В. Фабриканта не відрізняється від дослідів К. Девісона і Л. Джермера з дифракції електронів, де експериментатори мали справу з джерелом електронів великої інтенсивності.

У 1930 р. О. Штерну і І. Естерману вдалося експериментально довести, що вузькі пучки атомів гідрогену і гелію відбиваються від монокристалів за законами дифракції: відбивання спостерігається лише при певних кутах падіння. Аналогічне явище спостерігається для йонів гідрогену. В усіх цих дослідах підтвердилась формула де Бройля. Такий результат не є дивним, оскільки атомам при порівняно невеликій швидкості їхнього руху відповідають довжини хвиль де Бройля такі самі, як для електронів з більшою швидкістю руху. Наприклад, атоми гідрогену за температури 0°C мають довжину хвилі де Бройля 0,12 нм. Отже, хвильові властивості електронів та інших найдрібніших частинок речовини є експериментально встановленим фактом.

16.3. Рівняння Шредінгера

У 1925 р., коли ідеї де Бройля ще не були підтверджені експериментально, Е. Шредінгер і В. Гейзенберг поклали в основу створеної ними квантової (хвильової) механіки уявлення про хвильові властивості частинок речовини. Тоді було опубліковано результати теоретичних досліджень Е. Шредінгера, В. Гейзенберга, М. Борна, П. Дірака, В. О. Фока, В. Паулі та ін.

Із підрозділу 16.2 відомо, що електрони поводять себе як хвилі, довжина яких визначається формулою де Бройля. Проте хвиля характеризується не лише своєю довжиною, а й амплітудою та інтенсивністю, пропорційною квадрату амплітуди. Який же фізичний зміст мають ці поняття у випадку електронної хвилі?

Розглянемо дослід Дж. П. Томсона з дифракцією електронів, в якому через тонку металеву пластинку проходив вузький пучок електронів. При цьому на фотопластинці фіксувалася система дифракційних кілець. Почорніння пластинки в кожному місці визначалося інтенсивністю падаючої електронної хвилі. Очевидно, що почорніння пропорційне кількості електронів, які попадали в це місце пластинки. Для виявлення хвильових властивостей електронів не обов'язково, щоб пучок мав багато рухомих електронів. Проте наперед неможливо передбачити, в яке місце пластинки попаде окремий електрон. Це приводить до ймовірного тлумачення інтенсивності електронної хвилі.

Нехай нас цікавить ймовірність перебування електрона в певному об'ємі простору з координатами $x, x + \Delta x; y, y + \Delta y; z, z + \Delta z$. Ця ймовірність дорівнюватиме $\Psi^2 \Delta x \Delta y \Delta z$, де Ψ — амплітуда електронної хвилі. Отже, Ψ^2 є ймовірністю попадання електрона в певний об'єм простору. На противагу класичній квантова механіка не може точно показати траєкторію руху електрона. Можна лише визначити ймовірність знаходження електрона в певному місці простору в певний момент часу.

Амплітуда електронної хвилі Ψ , що називається також *хвильовою функцією*, залежить від просторових координат і в загальному випадку від часу.

Отже, за аналогією з вектором \vec{E} електромагнітної хвилі трактуватимемо $\Psi^2 dV$, розраховану для об'єму dV , як величину, що визначає ймовірність перебування частинки в цьому об'ємі, а ймовірність знайти частинку будь-де в просторі $\int \Psi^2 dV = 1$. Це рівняння називають *умовою нормування*.

Для спрощення скористаємось стаціонарним рівнянням для амплітуди монохроматичної хвилі:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \Psi = 0. \quad (16.8)$$

У це рівняння слід вкласти фізичні властивості тієї частинки, яку описує функція Ψ . Зрозуміло, що для цього треба використати співвідношення, яке пов'язує хвильові й корпускулярні властивості частинок, тобто формулу де Бройля. Підставивши в (16.8) $\lambda = h/p$, дістанемо

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2}{h^2} p^2 \Psi = 0. \quad (16.9)$$

Ураховуючи, що кінетична енергія частинки W пов'язана з її імпульсом p співвідношенням $W = \frac{p^2}{2m}$, рівняння (16.9) можна переписати так:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m W}{h^2} \Psi = 0. \quad (16.10)$$

Проте цього рівняння досить лише для встановлення траєкторії частинки, що вільно рухається. Якщо ж на частинку діятимуть якісь зовнішні сили, то її поведінка визначатиметься тими самими полями, які діють на цю частинку. Повна енергія E частинки, що рухається в силовому полі, є сумою кінетичної W і потенціальної U енергій: $E = W + U$. При русі частинки в полі всі три величини E , W і U будуть змінними. Скориставшись тим, що хвильове рівняння (16.10) містить кінетичну енергію W , після заміни $W = E - U$ остаточно дістанемо

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0. \quad (16.11)$$

Це рівняння називають *стаціонарним рівнянням Шредінгера*. В такому вигляді воно справедливе лише для тих задач, коли потенціальна енергія U не залежить від часу, тобто $U = U(x, y, z)$. У загальному випадку слід ураховувати залежність хвильової функції Ψ та потенціальної енергії U частинки від часу. Функція набуватиме того або іншого значення залежно від зовнішніх умов, в яких перебуває мікрочастинка. Ці зовнішні умови — сили, що діють на мікрочастинку, — в рівнянні (16.11) подані потенціальною функцією $U(x, y, z)$. Константи h і m , що входять у рівняння Шредінгера, становлять собою сталу Планка і масу мікрочастинки. Проте рівняння (16.11) недостатньо для визначення функції Ψ . Треба ще врахувати, що для цієї функції мають справджуватись деякі умови, що випливають з її фізичного змісту. Функція Ψ характеризує ймовірність перебування мікрочастинки в певному елементі об'єму і через це має бути скінченною (ймовірність не може перевищувати одиницю), однозначною (ймовірність не може бути неоднозначною величиною) і неперервною (ймо-

вірність не може змінюватися стрибкоподібно). До того ж амплітуда Ψ у кожній точці простору є комплексним числом. Тому для обчислення ймовірності треба брати не Ψ^2 , а квадрат модуля амплітуди $|\Psi|^2$.

Рівняння (16.11) справедливе лише для мікрочастинок, що рухаються зі швидкостями, малими порівняно із швидкістю світла, і має розв'язок для дискретного ряду значень повної енергії. Якщо рівняння (16.11) застосувати до задачі атома гідрогену, підставивши в нього замість U кулонівську енергію взаємодії електрона і ядра, то воно матиме скінченні й однозначні розв'язки тільки за таких значень повної енергії, які дістають для стаціонарних станів за теорією Бора. Отже, рівняння Шредінгера за своїми математичними властивостями вже містить у собі умови квантування, які в теорії Бора доводилось постулювати.

Отже, хвильова функція Ψ — основна характеристика стану мікрооб'єктів, які вивчає квантова механіка. Вона задовольняє *рівняння Шредінгера*, яке є *основним рівнянням квантової механіки*. За своїм значенням рівняння Шредінгера в квантовій механіці аналогічне другому закону Ньютона — основному закону класичної механіки. Подібно до того як у класичній механіці за допомогою другого закону Ньютона розв'язують задачі, пов'язані з рухом макротіл, так у квантовій механіці за допомогою рівняння Шредінгера розв'язують задачі, пов'язані з рухом мікрооб'єктів. Так само як рівняння Ньютона для руху макротіл, рівняння Шредінгера для мікрочастинок не виводиться, а постулюється.

16.4. Проникнення мікрочастинок крізь енергетичний бар'єр

Якісна відмінність властивостей мікрочастинок і макротіл різко виявляється в їхній поведінці при зіткненні з потенціальним бар'єром. Розглянемо проходження частинок крізь потенціальний бар'єр найпростішої прямокутної форми.

При цьому обмежимося одновимірним випадком, тобто випадком, коли частинка рухається в одному певному напрямі. Для розв'язання такої квантово-механічної задачі побудуємо енергетичну діаграму — графічну залежність потенціальної енергії системи від координати. Подібний підхід до розв'язання задач є характерним для квантової механіки і зумовлений тим, що потенціальна енергія системи як функція координат входить у хвильове рівняння Шредінгера. У розглянутому випадку енергетична діаграма матиме вигляд, зображений на рис. 16.3. Як видно з рисунка, потенціальна енергія частинки, що рухається вздовж осі x , дорівнює нулю для всіх значень $x < 0$ (ділянка I) та $x > d$ (ділянка III), а на ділянці II, для якої $0 < x < d$, набуває деякого сталого значення U_0 . Отже, ділянку II можна розглядати як потенціальний бар'єр, що має ширину d і висоту U_0 .

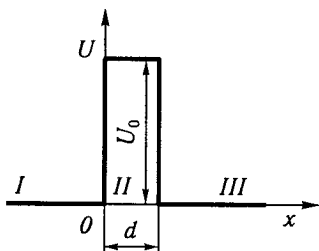


Рис. 16.3

Якщо повна енергія частинки $E < U_0$, то, з класичного погляду, така частинка може рухатись або в ділянці I , або в ділянці III , тобто має розміщуватись або справа, або зліва від бар'єра. Вона не може при цьому пройти крізь бар'єр з однієї ділянки дозволених рухів в іншу. Класична частинка може тільки піднятися по бар'єру до тієї висоти, на якій уся її енергія E дорівнюватиме потенціальной енергії U , що відповідає цій висоті. Така частинка не

може також проникнути в ділянку потенціального бар'єра II , оскільки там її кінетична енергія $W = E - U_0$ була б від'ємною, що неможливо.

Інша картина спостерігається для мікрочастинки, яка рухається за законами квантової механіки. Для такої частинки істотними стають хвильові властивості й проходження її крізь потенціальний бар'єр нагадує проходження світла крізь шар речовини, на межах якого змінюється показник заломлення. Відомо, що при падінні світла на межу поділу середовищ з різними показниками заломлення світлова хвиля частково проходить крізь цю межу (заломлюється), а частково відбивається. Аналогічно при зіткненні мікрочастинки з потенціальним бар'єром може з'явитися відбита хвиля, що проходить крізь нього. Справді, розв'язок рівняння Шредінгера показує, що існує певна відмінна від нуля ймовірність проникнення мікрочастинки крізь потенціальний бар'єр і тоді, коли її повна енергія E менша за висоту бар'єра U_0 . Це явище називають *ефектом просочування*, або *тунельним ефектом*. Ним пояснюються деякі явища, які залишались незрозумілими з погляду класичної фізики. Наприклад, тунельним ефектом пояснюється велика густина струму при холодній емісії електронів із металів. Згідно з класичною теорією електронної емісії не повинно бути, коли напруга, прикладена до металу, недостатня для подолання потенціального бар'єра електронами, висота якого визначається роботою виходу електронів. Насправді спостерігається значна густина струму холодної емісії при напругах, порівняно менших від тієї, яка, здавалося б, потрібна для виривання електронів. Це є наслідком ефекту просочування, що підтвердилось порівнянням теоретичних розрахунків із результатами дослідів.

Для характеристики розки тунельного ефекту вводять поняття про *прозорість потенціального бар'єра D* . Цю величину можна розглядати як ймовірність просочування частинки крізь потенціальний бар'єр. Відповідні розрахунки, які виходять за межі цього курсу, показують, що прозорість бар'єра залежить від його форми. Для прямокутного потенціального бар'єра, висота якого U_0 і ширина d , прозорість

D можна визначити за формулою

$$D = D_0 e^{-\frac{4\pi}{h} d \sqrt{2m(U_0 - E)}}, \quad (16.12)$$

де m — маса частинки; h — стала Планка; D_0 — сталий коефіцієнт, значення якого наближається до одиниці. З формули (16.12) випливає, що ймовірність проходження частинки крізь бар'єр збільшується зі зменшенням його ширини d і різниці між його висотою U_0 і повною енергією частинки E . При фіксованих значеннях d і $U_0 - E$ прозорість бар'єра збільшується зі зменшенням маси частинки. Так, якщо $U_0 - E = 1$ еВ і $d = 0,2$ нм, то для електронів $D \approx 0,1$, а для протонів $D = 10^{-43}$. Отже, для протонів такий бар'єр практично непрозорий. Для протонів унаслідок їхньої великої маси m характерне дуже мале значення ймовірності проникнення крізь потенціальний бар'єр. Ця особливість ще більше проявляється для частинок, важчих від протонів. Проте для дуже малої ширини бар'єра, тобто при малих значеннях d , можливе проникнення крізь потенціальний бар'єр і порівняно важких частинок. Саме це спостерігається при вилітанні α -частинок із ядер при радіоактивних перетвореннях, а також в ядерних реакціях при проникненні в ядро протонів та інших заряджених частинок.

16.5. Співвідношення невизначеностей

На відміну від класичних частинок мікрочастинкам одночасно притаманні хвильові й корпускулярні властивості. В одних випадках вони поведуть себе як хвилі, а в інших — як окремі корпускули. Наявність хвильових властивостей у мікрочастинок, які не можна пояснити з погляду класичної механіки, приводить до припущення, що деякі поняття класичної фізики можна лише обмежено застосовувати для характеристики об'єктів мікросвіту. Так, у класичній механіці завжди можна одночасно точно визначити швидкість і координати рухомого тіла, а також обчислити траєкторію його руху. Можливість одночасного точного визначення положення і швидкості є настільки характерною властивістю макротіл, що в класичній фізиці стан системи частинок повністю буває заданий сукупністю їхніх координат і швидкостей. Якщо ж система складається з мікрочастинок, для яких істотні хвильові властивості, то одночасне точне задання координат і швидкостей (або імпульсів) неможливе. Розглянемо рух частинки вздовж осі x . Якщо імпульс частинки p_x (або швидкість її руху v_x) набуває певного значення, то її місцеположення, тобто координата x , не має точного значення і навпаки. Це положення вперше сформулював 1927 р. німецький вчений В. Гейзенберг у вигляді так званого *принципу невизначеностей*: *добуток не-*

визначеності в імпульсі Δp_x на невизначеність у координаті Δx не може бути меншим за величину $\hbar = h/2\pi$, де h — стала Планка:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \hbar. \quad (16.13)$$

Отже, не можна одночасно точно знати координату й імпульс (або швидкість) частинки. Чим точніше задана або визначена одна з цих величин, тим менш точно відома інша. Проте величини Δx і Δp_x не можна тлумачити як неточність вимірювання координати й імпульсу. Термін «неточність» немовби припускає, що існують також «точні» значення x і p_x , але їх чомусь не можна виміряти. Деякі фізики вважають, що співвідношення Гейзенберга є чимось тимчасовим, що згодом ми зможемо знайти точні дані про координату й імпульс мікрооб'єктів. Таке припущення зовсім неправильне. Насправді неможливість одночасно точно виміряти координату й імпульс означає, що частинка за своєю природою не допускає одночасної локалізації в координатному і в імпульсному просторах. Інакше кажучи, ця неможливість є наслідком суперечливої природи частинки.

Принцип невизначеностей часто розглядають так, ніби вимірювання координати частинки робить невизначеною її швидкість і навпаки. Подібні формулювання не виражають суті справи, оскільки дають підставу вважати, що мікročастинки, наприклад електрон, самі собою мають певну координату й імпульс, але ми не можемо їх одночасно і точно визначити, оскільки прилад, який вимірює одну величину, вносить немовби неконтрольовані збурення, що заважає виміряти другу величину. При такому розумінні принцип невизначеностей виражає обмеженість наших пізнавальних можливостей, а така концепція, з філософського погляду, означає перехід на позиції агностицизму. При цьому не так уже й важливо, чи допускається, що координати й імпульс частинки, які існують об'єктивно, ніколи не будуть визначені одночасно, чи в майбутньому будуть знайдені так звані заховані параметри, які дадуть змогу обійти співвідношення невизначеностей. Справа тут не в можливостях апаратури чи методики вимірювання — *співвідношення невизначеностей відображає суть явищ мікросвіту, воно є одним із основних положень квантової механіки, об'єктивним законом природи.*

Отже, принцип невизначеностей має об'єктивний зміст і не пов'язаний із запереченням пізнання. Його суть полягає в своєрідному вираженні якісно нової природи мікročастинки, які об'єктивно не мають точних координат та імпульсів, рух яких об'єктивно є безтраєкторним. Одночасно точно виміряти координату та імпульс частинки неможливо, але не тому, що цьому щось заважає (наприклад, неконтрольований вплив приладу), а тому що класичних координат й імпульсу в частинці просто немає.

Водночас, описуючи рух мікročастинки і пов'язуючи теоретичну схему з експериментальними даними, ми неодмінно змушені корис-

туватися мовою класичної механіки. Ця нерозривна єдність якісно нової природи мікрочастинки і гносеологічної необхідності використання (щоправда, своєрідно, обмежено) мови класичної механіки і виражає принцип невизначеностей, який В. О. Фок назвав *принципом обмеженого застосування класичних моделей*. Співвідношення невизначеностей окреслює об'єктивну межу сумісного застосування класичних характеристик для квантової системи. Воно виражає єдність хвильових і корпускулярних властивостей квантової системи.

Ураховуючи зв'язок між імпульсом і швидкістю частинки, співвідношення (16.13) можна переписати так:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{2\pi m}, \quad (16.14)$$

де m — маса частинки. Отже, добуток невизначеності Δx у координаті на невизначеність у швидкості Δv_x завжди більший або дорівнює $h/(2\pi m)$. Для частинок з великою масою відношення h/m мале. Тому за співвідношенням (16.14) має бути малим і добуток $\Delta x \Delta p_x$, тобто положення і швидкість частинки в цьому разі можна визначити точно. Це, зокрема, стосується макроскопічних тіл, для яких $h/m \rightarrow 0$.

В. Гейзенберг, Н. Бор та інші вчені розглядали співвідношення невизначеностей як пряме і повне відображення дійсної невизначеності в поведінці мікрооб'єктів. Цю невизначеність вони вважають головною особливістю мікросвіту, що відрізняє його від макросвіту. В макросвіті невизначеність не виявляється через велику масу об'єктів, що дає змогу нехтувати їхніми хвильовими властивостями.

В. Гейзенберг, який створив значну частину математичного апарата квантової механіки і встановив співвідношення невизначеностей, вважав, що ключем до найбільш глибокого розуміння квантової механіки є висунуте ним положення принципової спостережуваності. Він вважав головним те, що квантова механіка не оперує «принципово неспостережуваними» величинами (зокрема, такими, як траєкторія мікрочастинки і одночасне значення координат та імпульсу частинки).

Н. Бор надавав особливого значення тому, що квантова механіка правильно враховує взаємодію між мікро- і макротілами — між спостережуваною частинкою і приладами. Будь-яке вимірювання охоплює взаємодію спостережуваного об'єкта і приладу, спричинює зміну їхнього стану. Наприклад, для визначення локалізації частинки можна було б її освітити, але мінімальна порція світла — фотон — неодмінно надасть частинці додаткового імпульсу. При будь-якому вимірюванні імпульсу частинки, наприклад при її зіткненні з іншою частинкою, обов'язково зміняться координати частинки, що зумовлено самим актом зіткнення. Аналіз цих взаємодій завжди приводить до підтвердження співвідношення невизначеностей.

Співвідношення Гейзенберга тісно пов'язане з принципом доповнення Бора.

16.6. Принцип доповнення

Потреби фізики зумовили появу концепції доповнення, яка водночас має глибоко філософський характер і є яскравим підтвердженням органічного зв'язку фізики з філософією, що характерно для науки ХХ ст.

Принцип доповнення, запропонований Н. Бором для розв'язання парадоксальних ситуацій, що виникають при інтерпретації квантової механіки, має фундаментальне значення як для філософської інтерпретації квантової механіки, так і для адекватного розуміння фізичного змісту і подальших шляхів її розвитку.

Вартий уваги також факт визнання можливості використання старих класичних понять, з одного боку, та утвердження потреби нових, немеханічних понять, з іншого. Вперше вихідна ідея, що лежить в основі концепції доповнення, була застосована її автором як методологічна вимога при побудові теорії атома. Пізніше ідея необхідності і взаємовиключення різнотипних описань стала ядром принципу доповнення.

Отже, вихідне поняття доповнення відображає вимогу узгодженого розуміння об'єкта дослідження на основі суперечностей між уявленнями і висновками класичних теорій та новими, квантовими ідеями про цей об'єкт.

Загальним принципом класичної фізичної методології є твердження: поняття та уявлення про макросвіт мають абсолютну значущість, тобто, зокрема, необхідні й достатні також для описання мікросвіту. Тому в класичній фізиці припускається можливість описання фізичних об'єктів, незалежно від засобів і умов спостереження і вимірювання, з відривом від описання фізичної констатації об'єктів, а також як завгодно точного детального підрозділу поведінки об'єкта та експерименту над ним без зміни суті спостережуваного явища.

У квантовій механіці така абсолютизація фізичних процесів принципово неможлива: описуючи явища, тут не можна залишати осторонь умови фізичної констатації в експерименті. Не можна також домагатися як завгодно докладної (в класичному розумінні) деталізації цього фізичного явища. Явищам, які описує квантова механіка, притаманні цілісність, неподільність, індивідуальність.

Такі особливості квантових явищ обмежують придатність класичного способу описання, але не виключають його. Навпаки, це описання залишається необхідним, оскільки на ньому ґрунтується фізична констатація явищ. Отже, потрібне деяке видозмінення (або узагальнення) класичного способу описання, для того щоб, по-перше, залишалась можливість для введення нових, пов'язаних з квантом дії понять, і, по-друге, залишилась можливість описання експерименту над квантовими об'єктами засобами класичної фізики. Шукане узагальнення і було сформульовано спочатку у вигляді принципу певної відповідності між поняттями старої теорії і новими, кванто-

вими ідеями. Принцип відповідності Бора забезпечує не тільки якісний (змістовний), а й кількісний (математичний) бік правильного узагальнення класичної теорії для квантових об'єктів. Отже, принцип відповідності має двоїстий характер: з одного боку, ним забезпечується кількісний бік відповідності старої та нової теорій, а з другого — він відображає також якісну контрастність цих теорій. Співвідношення узгодженості і контрастності, доведене до кількісної визначеності, дає змогу розглядати принцип відповідності як конкретно-фізичне вихідне поняття доповнення.

Подальшу конкретизацію специфічних умов та типу описання квантових явищ із застосуванням класичних понять визначає принцип доповнення. Співвідношення невизначеностей при цьому виступає як математичний вираз доповнення класичних понять. Суть принципу доповнення зводиться до такого: *з метою вичерпного описання квантових явищ за допомогою класичних понять і образів потрібні дві системи понять, що доповнюють одна одну*. Під доповненням цих систем розуміють таке їхнє відношення: а) системи понять є взаємовиключними з класичного погляду; б) кожна з систем, взята окремо, недостатня для повного описання мікрооб'єкта; в) системи еквівалентні — жодній з них не можна надати перевагу.

Неминучість доповнення та обґрунтування необхідності принципу доповнення в квантовій механіці впливає з експериментально перевірених і твердо встановлених явищ, а також із фактичного співвідношення фізичних величин: наявність кванта дії і входження його до відповідних формул для енергії та імпульсу, придатність законів збереження енергії та імпульсу для індивідуальних мікропроцесів, явища корпускулярно-хвильового дуалізму, поділ приладів на два типи: *імпульсно-енергетичні* і *просторово-часові*. Причому застосування приладу одного типу унеможливорює одночасне застосування приладу другого типу.

На теоретичному рівні описання мікропроцесів принцип доповнення виступає насамперед як своєрідний гносеологічний принцип заборони, який фіксує обмежену застосовність класичних уявлень про атрибути матерії до мікросвіту. Класичні поняття причинності та просторово-часової локалізації, а також корпускулярні й хвильові властивості виявляються альтернативними і доповнювальними. Н. Бор вважав, що будь-яке однозначне застосування динамічних законів збереження в квантовій фізиці вимагає, щоб описання явища супроводжувалося принциповою відмовою від детальної локалізації в просторі-часі.

За своїм внутрішнім фізичним змістом поняття координати, імпульсу, часу, енергії залишаються в квантовій механіці тими самими, що і в класичній фізиці. Змінюється лише спосіб їхнього зв'язку між собою — саме цей спосіб є некласичним і фіксується в нових специфічних квантових поняттях невизначеності, доповнення.

У принципі доповнення досягається більш високий, порівняно з принципом відповідності, тип узгодження контрастності між квантовим змістом явища та його класичним описанням. Класичне описання можна застосовувати, але лише особливим, додатковим чином. Принципом доповнення Н. Бор ввів до фізичного знання абсолютно нову тематичну форму відтворення реальності. Він зажадав, щоб із двох альтернатив фізичного пояснення явищ обидві були прийняті одночасно, незважаючи на те що вони не можуть бути адекватними одночасно в будь-який момент часу або за будь-яких умов. Крім того, в цьому виявляється специфіка діалектики доповнення: протилежності, залишаючись у конфронтації одна з одною, розвиваються паралельно, не поглинаючи одна одну через «зняття» на шляху прогресуючого руху, тобто не постає питання про «зняття» класичної фізики як менш адекватної, менш правдивої. Класична механіка зберігає свою самостійність та істинність (відносно) при описанні квантових явищ. Лише особливе спряження цих способів описання сприяє отриманню дійсного знання. Отже, принцип доповнення слід розглядати як якісний стрибок у формуванні і розвитку вихідного поняття концепції доповнення, він є подальшим розвитком ідей, закладених у принципі відповідності, етапом найбільш чіткого та повного формулювання, що лежить в основі методології Н. Бора.

16.7. Причинність у мікросвіті

Детермінізм сформувався в класичній механіці, потім поширився на інші сфери фізики. Однак подібне поширення на квантову механіку виявилось пов'язаним із серйозними труднощами, що привело окремих вчених до висновку про порушення закону причинності в мікросвіті та спробам обґрунтувати його усунення із фізики. У зв'язку з цим потрібно розрізнити причинну концепцію і детермінізм.

Класична механіка тлумачить матеріальне тіло як частинку, або корпускулу, що має в кожний момент часу певне положення (координати) в просторі та швидкість (імпульс). Під час свого руху така частинка за певний проміжок часу описує лінію, яку називають *траєкторією*.

Успіхи, досягнуті класичною механікою, привели до того, що положення, справедливі в її межах, необґрунтовано поширювались іноді на явища, що якісно відрізняються від явищ, які досліджує класична механіка. Механістичний детермінізм у фізиці означає: *початковий стан руху тіла (що характеризується значеннями координат й імпульсу в початковий момент часу), визначає згідно із законами механіки його стан у будь-який наступний момент часу*. Механічне розуміння необхідного зв'язку фізичних явищ, отже, допускає: 1) заперечення якісно відмінних один від одного етапів у

розвитку єдиної матерії й перенесення фізичних понять із однієї сфери дослідження фізики (наприклад, із сфери макросвіту) в другу, якісно відмінну від першої (наприклад, у сферу мікросвіту); 2) поряд із визнанням того, що матерія тільки перервна, визнання, що рух, зміни також тільки перервні; 3) визнання панування в природі простої безпосередньої необхідності й заперечення випадковості.

Нові відкриття, які привели до створення квантової механіки, зруйнували у сфері мікроявищ уявлення класичної механіки про корпусулу та її стан. Було встановлено, що електрон має одночасно корпускулярні й хвильові властивості (це стосується й інших мікрочастинок). З'ясувалось, що поняття траєкторії непридатне для рухомого електрона, а його стан не може бути охарактеризований одночасно точними значеннями координати й імпульсу. Інакше кажучи, досліді показали, що потік електронів поводить себе не так, як потік частинок. Електрони в цьому потоці одночасно подібні до рухомих частинок і хвиль. Тому поняття класичної теорії про неперервні хвилі й перервні частинки, що виключають одна одну, виявилось недостатнім для відображення квантових явищ. Ці проблеми понять класичної механіки використали ідеалісти, які розглядали обмеженість положень механістичного матеріалізму про матерію і причинність як усунення матерії й причинності з природи, як крах філософського матеріалізму.

Оскільки в мікросвіті неможливо визначити одночасно і точно координати та імпульси, то й передбачити їх неможливо, тобто невизначеність координат та імпульсів у певний момент призводить до невизначеності їх у майбутньому. Звідси можна зробити висновок, що причинний розгляд у мікросвіті непридатний і що мікропроцеси відбуваються індетерміновано.

В. Гейзенберг вважав, що пояснювати певну дію певною причиною можна лише тоді, коли ми можемо спостерігати дію і причину, не спричинюючи збурення процесу. На його думку, статистичний характер квантово-механічних законів означає принциповий відхід від детермінізму.

Оскільки справедливність закону причинності ставиться у зв'язок з існуванням реального зовнішнього світу, то часто приходять до висновку, що такий світ не існує. Це використовують також для висновків теологічного характеру. А. Еддінгтон вважав, що релігія взагалі лише з 1927 р. стала можливою для розумного вченого. Аналогічно П. Йордан стверджував, що у «вільних рішеннях» атомних явищ завжди розкривається творча сила Бога. До нього приєднався А. Комптон, на його думку, гіпотеза про розумне божество пропонує нам більш сприятливе пояснення Всесвіту, ніж будь-яка інша гіпотеза.

Оскільки індетерміністська концепція розвивається на суб'єктивно-ідеалістичній основі, то вона зустрічає опір не тільки з боку представників об'єктивного ідеалізму, а й з боку представників кантіан-

ства і позитивізму. Крім того, цьому індетерміністському тлумаченню атомних явищ протистоїть механістичний матеріалізм. Цю концепцію критикували також з позицій діалектичного матеріалізму такі фізики, як С. І. Вавилов, В. О. Фок, Д. І. Блохінцев та ін.

Мікрочастинка (електрон, протон та ін.) відрізняється від макроскопічних тіл не лише масою і розмірами, тобто мікрочастинку не можна вважати малою копією великого тіла. Перехід від явищ макросвіту до атомних явищ не зводиться лише до зменшення масштабу, а супроводжується істотними якісними змінами. Багато ідеалістичних висновків у квантовій механіці зумовлені тим, що ця істотна властивість мікрочастинок відкидається. Розглядаючи мікрочастинку як малу копію великого тіла, деякі фізики вважають, що в кожний момент часу ці частинки мають визначені координати, швидкості, але ми не можемо одночасно визначити ці фізичні величини. Таке уявлення обмежує можливість пізнання і веде до агностицизму.

Звичайно, квантова механіка не є істиною останньої інстанції. Вже тепер відомо чимало фактів, які потребують побудови більш досконалої теорії. Проте квантова механіка і в сучасному її вигляді, безумовно, відображає об'єктивну реальність. Якісно нові особливості властиві самим мікрочастинкам і характеризують не нестачу наших знань, а, навпаки, показують, що в пізнанні об'єктивних властивостей сучасна фізика зробила крок уперед порівняно з класичною. Відкриття принципу невизначеностей і своєрідних статистичних законів атомних явищ, про які в класичній фізиці не могло бути й мови, означає наступний крок у пізнанні об'єктивних закономірностей природи.

Фізики-індетерміністи не відрізняють механістичного детермінізму від принципу причинності, ототожнюють принцип причинності як загальний принцип з його окремим вираженням у вигляді динамічних законів. Вони протиставляють закономірності поодиноких явищ статистичним закономірностям або причинну обумовленість тлумачать як статистичне середнє хаотичних елементарних явищ, ототожнюють випадковість із безпричинністю. Крім того, виходячи з ідеалістичного розуміння причинності як своєрідної організуючої діяльності нашої свідомості, вони вбачають у причинності, закономірності, необхідності дещо, створене розумом, а не причинність, закономірність і необхідність явищ природи, що відображається з розвитком науки й практики все повніше і точніше.

Незнання діалектики, діалектичного вчення про відносну і абсолютну істину, а також фетишизація математики призводять нині до абсурдних висновків про зникнення матерії, про меншу реальність мікрооб'єктів, про неможливість пізнання природи тощо.

Нове, що внесла квантова механіка в поняття причинності в природі, полягає у визнанні того, що рух неперервний і одночасно перервний, що речовина перервна і одночасно неперервна. У квантовій механіці це приводить до того, що її закони виражаються через нові

поняття, які відображають явища, невідомі доквантовій фізиці. Всім своїм змістом квантова механіка підкреслює, що потрібно розглядати в єдності закономірності поодиноких явищ і їх сукупностей. Отже, квантова механіка відображає протилежності, що проявляються в мікросвіті і виступають в діалектичній єдності для мікрочастинок — це їхні корпускулярні та хвильові властивості.

Діалектичний матеріалізм давно вже довів обмеженість лапласівського детермінізму і вказав шлях до подолання цієї обмеженості — шлях узагальнення поняття причинності, в якому необхідність і випадковість не були б взаємовиключними протилежностями. Поняття «ймовірнісної причинності» впливає з узагальнення квантової механіки і є основою загальних ідей діалектичного матеріалізму. З погляду ймовірнісної причинності, питання про попадання електрона в певне місце екрана (пошуки причин, які б дали змогу одночасно на нього відповісти) порушене некоректно. Поведінка електрона має принципово ймовірнісний характер, об'єктивно не існує однозначного (або динамічного) закону, який керував би його поведінкою. І в цьому немає нічого несумісного з матеріалізмом, хоч є багато такого, що несумісне зі звичайними уявленнями, і, зокрема, з уявленнями про динамічну причинність.

Квантова механіка, стверджуючи ймовірнісну причинність, зовсім не відкидає однозначного зв'язку взагалі. Основне у квантовій механіці рівняння Шредінгера дає змогу однозначно обчислювати за початковими значеннями Ψ -функції її значення в будь-який наступний момент. Проте фізична суть Ψ -функції полягає в тому, що вона (квадрат її модуля) виражає ймовірність знаходження мікрооб'єкта в певній точці простору. Тому рівняння Шредінгера фіксує однозначний зв'язок, але не подій, що не відбулися, а потенціальних можливостей та ймовірностей, що виражають їх. Однозначний на рівні потенціальних можливостей зв'язок виявляється ймовірністю на рівні реалізованих можливостей, тобто на рівні подій, що відбулися. В цьому й полягає єдність однозначності й статистичності (ймовірнісного характеру) в квантовій механіці.

В останніх своїх працях Н. Бор розглядав статистичний характер квантово-механічного формалізму як природне узагальнення детерміністського описання класичної фізики. Він підкреслив відмінність між причинністю і детермінізмом (у дусі лапласівського ідеалу абсолютної детермінованості). Н. Бор тут не заперечує причинності як відношення між причиною і дією, а, навпаки, зазначає, що в квантовій механіці вона зберігається. Критерій причинності, виражений у механістичному детермінізмі, непридатний до квантово-механічних об'єктів. Квантова механіка відкидає детермінізм лише лапласівського типу (механістичний детермінізм), але вона не суперечить принципу причинності в такому розумінні, яке впливає з діалектичного матеріалізму.

Отже, квантово-механічне розуміння причинності докорінно відрізняється від розуміння причинності в класичній механіці. Керуючись принципом невичерпності рухомої матерії, можна передбачити неминучість пізнання причинності, якій підпорядковані мікрооб'єкти. Багато ще треба зробити для удосконалення наших уявлень про причинність, підвищення точності та всебічності у віддзеркаленні за допомогою понять об'єктивних причинних зв'язків.

16.8. Динамічні і статистичні закони

Із розвитком фізики поряд з динамічними законами (механіки Ньютона) було встановлено статистичні закони. Під динамічними законами розуміють не лише закони динаміки, а й всі закони, що характеризують поведінку індивідуальних об'єктів. Статистичні закони, навпаки, є законами поведінки сукупності об'єктів або подій. При цьому конкретний вигляд законів — механічних чи електромагнітних — значною мірою неістотний, він відступає на задній план. Динамічний закон розглядався як первинний, а відкриття його сприймалось як вищий етап пізнання. Статистичний закон розуміли двоюко: або як деякий сурогат «істинного» (динамічного) закону, який виникає лише в результаті нашої нездатності враховувати всі фактори, що належать до цього явища, тобто внаслідок обмеженості нашого пізнання, або як своєрідний тип об'єктивних закономірностей (а не тільки сурогат «істинних» законів), що керують поведінкою великих сукупностей об'єктів. Проте в обох випадках статистичні закони розглядаються як вторинні, похідні від динамічних, з яких вони виводяться, коли замість окремого об'єкта береться їхня велика сукупність. Це підтверджувалося успіхами класичної статистичної механіки. На основі припущення, що окрема молекула підлягає динамічному закону (другому закону Ньютона), виводились статистичні закони поведінки великих сукупностей молекул. Отже, властивий класичній фізиці тип відношення динамічних і статистичних законів може бути виражений на основі такого положення: динамічні закони первинні, статистичні — вторинні, похідні від перших. За статистичними завжди стоять відповідні їм динамічні закони. В класичній фізиці статистичні закони хоч і застосовуються, але лише як заміники істинних динамічних законів. Статистичні закони мають, так би мовити, динамічний еквівалент, що зберігається в скарбниці пізнання.

Квантова механіка змусила переглянути погляди на співвідношення динамічних і статистичних законів. Статистичні закони в квантовій механіці вже не спираються на динамічні закони (принаймні ці закони нам невідомі).

Усі успіхи у фізиці ХХ ст. були досягнуті не в пошуках динамічних законів мікрооб'єктів, а саме в послідовному проведенні прин-

ципів ймовірнісного описання їх. Категорія ймовірності відіграє в науці всезростаючу роль і тісно пов'язується з пізнанням внутрішніх властивостей, з розкриттям внутрішньої структури відносно елементарних об'єктів. Тільки там, де можна не враховувати внутрішню структуру, мають силу динамічні закони. Врахування внутрішньої структури, аналіз різноманітних можливостей неодмінно пов'язаний із введенням ймовірностей і застосуванням ймовірнісних методів. Якщо співвідношення динамічних і статистичних законів розглядати на основі квантової механіки, то вони виявляться протилежними класичній фізиці. Класичний тип співвідношення цих законів має силу, оскільки беруться різні форми руху матерії, як це є у випадках класичної механіки Ньютона і статистичної механіки. Тут статистичні закони виводяться на основі динамічних законів, але ті й інші стосуються різних сфер явищ: перші описують механічні рухи, а другі — теплові. Картина буде іншою, якщо розглядатимемо співвідношення динамічних і статистичних законів у межах тієї самої предметної сфери. Тоді часто навіть у межах класичної фізики статистичні закони дають більш глибокі відомості про дійсність, ніж відповідні динамічні закони. В цьому можна перекоонатися, якщо взяти термодинаміку і статистичну термодинаміку або класичну макроскопічну електродинаміку (теорія Максвелла) і класичну мікроскопічну електродинаміку (електронна теорія). Другі члени цих пар становлять статистичні теорії, і вони глибше описують ці предметні сфери, ніж перші члени, які належать до динамічної теорії.

Оскільки статистичний тип співвідношення виявляє себе при розгляді квантових теорій, то можна виділити такі пари теорій: 1) класична і квантова механіки; 2) класична і квантова теорії випромінювання (квантова електродинаміка); 3) релятивістська механіка і релятивістська квантова механіка. Теорії, названі першими, є динамічними, другі — статистичними, за допомогою яких часто можна більш ґрунтовно вивчати відповідні об'єкти.

Динамічні закони абстрагуються від випадковості, вони виражають безпосередню необхідність і тому дають відображення дійсності з точністю до нехтування випадковістю. Статистичні закони виражають об'єктивну необхідність в її нерозривному зв'язку з випадковістю, вони не нехтують випадковістю, а розглядають її як форму виявлення необхідності. Отже, співвідношення динамічних і статистичних законів обґрунтовує концепцію ймовірнісної причинності. Це розширення уявлень про причинність пов'язане з діалектичною єдністю статистичних і динамічних закономірностей, коли випадкові події, статистичні закономірності виступають як форма виявлення і доповнення динамічних закономірностей.

Динамічні закони є абстракцією деякого виду залежності, яка характерна для поодиноких об'єктів за певних умов, тоді як статистичні закони є абстракцією істотних зв'язків деякої сукупності. Ста-

тистичні закони є не менш об'єктивними і точними, ніж динамічні. Динамічні закони проявляються там, де роль випадковості незначна і нею можна знехтувати, де необхідність збігається з однозначною причинною обумовленістю, де попередній стан безпосередньо породжує наступний. Динамічні закони дійсні для кожного окремого явища, що входить до цієї системи.

У світі немає абсолютно автономних процесів, існує закономірність такого типу, що не детермінує поведінку відповідного конкретного індивідуального явища, а виходить за його межі і зумовлює взаємодію ряду випадкових явищ. Інакше кажучи, не можна ігнорувати роль випадковостей. Випадкові явища та ознаки також виникають і зникають з певною регулярністю, але ця регулярність або закономірність є не однозначною, а статистичною, тобто діє не в межах одного певного явища, а розподілена в сукупності явищ як стійка тенденція зміни системи однорідних явищ.

Методологічний аналіз порівняльної цінності статистичних та динамічних законів дає змогу пояснити тенденцію до розширення значення статистичних законів у сучасній фізиці.

До появи квантової механіки вважали, що поведінка індивідуальних об'єктів завжди підлягає динамічним законам, а поведінка сукупності має статистичний характер. Проте досвід засвідчує, що закони поведінки як сукупності, так і окремих частинок можуть бути статистичними.

Динамічні закони є першим етапом у процесі пізнання навколишнього світу, статистичні — більш досконало віддзеркалюють об'єктивні зв'язки в природі і є вищим етапом пізнання. Не можна стверджувати, що відомі статистичні закони ґрунтуються на динамічних, що динамічні закони є первинними. Динамічний зв'язок може існувати тільки локально, тобто між окремими станами системи, які розділені досить малими проміжками часу. Поведінка навіть однієї частинки в статистичній системі не підлягає динамічній закономірності, якщо розглядаються досить великі часові інтервали.

Статистичні закони не є випадковими. Як і будь-які інші закони, вони відображають необхідні зв'язки в природі. Головна відмінність статистичних законів від динаміки полягає у врахуванні випадкового. Як динамічні, так і статистичні закони віддзеркалюють необхідні зв'язки. Проте, на відміну від динамічних, у статистичних законах необхідність проявляється діалектично, в нерозривному зв'язку з випадковим. Необхідність, яка в статистичних законах виступає як середнє незліченної множини миттєвих випадкових станів, в динамічних законах розглядається як дещо точно і однозначно визначене. Факт, що сучасні фундаментальні фізичні теорії є статистичними і містять як наближення динамічні теорії, свідчить про віддзеркалювання статистичними теоріями необхідних зв'язків. Необхідне й випадкове в об'єктивних процесах відображається в статистичних законах.

Отже, перехід від фізики макросвіту до фізики мікросвіту супроводжується зростанням ролі ймовірнісних методів. Проте поняття ймовірності вводиться до квантової механіки не через відсутність або недостатність знання, а як віддзеркалювання особливостей стану мікрооб'єктів.

Ось чому в квантовій механіці не можна застосовувати детермінізм Лапласа, який враховує лише необхідність і заперечує випадковість. Непридатність лапласівського детермінізму до явищ мікросвіту не є запереченням принципу причинності взагалі, а тільки свідчить про те, що зв'язки і залежності явищ природи набагато багатші, ніж ті, які узагальнені лапласівським детермінізмом.

У статистичних процесах причинність проявляється інакше, ніж у динамічних. Тут початковий стан системи визначає її наступні стани не однозначно, а лише з деякою ймовірністю, як усереднення випадкових тенденцій.

Ймовірнісно-статистичні закони так само, як і будь-які інші наукові закони, можуть давати правильне передбачення. Проте вони, звичайно, передбачають і елемент невизначеності, проблематичності, який притаманний їм не більше, ніж іншим законам.

Контрольні запитання і завдання

1. Що таке довжина хвилі де Бройля?
 2. Як за допомогою формули де Бройля можна дістати умову стаціонарності електронних орбіт за Бором?
 3. У чому полягає суть досліду К. Девісона і Л. Джермера з експериментального підтвердження хвильових властивостей електронів?
 4. Розкрийте фізичний зміст у рівнянні Шредінгера величин Ψ та $|\Psi|^2$.
 5. Що таке тунельний ефект? Чи можна його пояснити ґрунтуючись на корпускулярних уявленнях?
 6. Як правильно розуміти співвідношення невизначеностей Гейзенберга? Чи залежить це співвідношення від можливостей експериментальної техніки, точності її вимірювань?
 7. У чому полягає принципова відмінність причинності в мікросвіті від детермінізму Лапласа?
 8. Динамічні і статистичні закони. Вони виключають чи доповнюють одні одних?
-

ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Методи реєстрації та прискорення заряджених частинок. Атомне ядро та його властивості. Енергія зв'язку атомного ядра. Моделі атомних ядер. Природна та штучна радіоактивність. Ядерні реакції поділу та термоядерного синтезу. Ядерні реактори. Біологічна дія іонізуючого випромінювання. Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини. Космічне випромінювання і відкриття елементарних частинок, античастинки та антиматерія. Взаємперетворення елементарних частинок — основа сучасної атомістики. Гіпотеза кварків. Квантова хромодинаміка. Сучасні проблеми об'єднання різних видів взаємодії. Фізична картина світу та її роль у розвитку фізики.

Розділ 17 ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

17.1. Розвиток фізики атомного ядра

У 1896 р. А. Беккерель відкрив перше суто ядерне явище — радіоактивність урану. П. Кюрі та М. Кюрі провели ряд досліджень, результатом яких стало відкриття нових радіоактивних елементів — радію і полонію, які мають значно більшу активність, ніж уран. За допомогою методів сцинтиляцій, йонізаційної камери, камери Вільсона М. Кюрі, П. Кюрі, Е. Резерфорд, Ф. Содді та інші дослідники зробили важливі відкриття. Вони встановили три типи радіоактивних випромінювань (α , β , γ), довели, що α - і β -випромінювання пов'язані з перетворенням атомів одного хімічного елемента в інший (перехід $Z \rightarrow Z - 2$ при α -випромінюванні; $Z \rightarrow Z + 1$ при β -випромінюванні). Внаслідок спостереження радіоактивних перетворень з'ясувалось, що існують речовини, які мають різні радіоактивні властивості (тобто їхній розпад відбувається по-різному), але абсолютно тотожні за своїми хімічними властивостями. Їх не можна розділити жодним з відомих хімічних методів. На цій підставі Ф. Содді 1911 р. припустив можливість існування елементів з однаковими хімічними властивостями, але таких, що відрізняються за іншими ознаками, зокрема радіоактивністю. Ці елементи мають перебувати в одній і

тій самій клітинці періодичної системи Д. І. Менделєєва. Ф. Содді назвав їх ізотопами, (тобто такими, що займають однакові місця). Припущення Ф. Содді дістало блискуче підтвердження через рік, коли Дж. Томсон виміряв маси йонів неону за методом відхилення їх в електричному та магнітному полях.

На підставі дослідів з розсіяння α -частинок Е. Резерфорд дійшов висновку (1911 р.), що позитивний заряд атома концентрується в дуже малому порівняно з розмірами атома об'ємі. Цим було доведено безпідставність статичної моделі атома Дж. Томсона. Е. Резерфорд запропонував планетарну модель атома. Її доповнив Н. Бор, який на основі планківської ідеї про кванти енергії сформулював відомі постулати, які визначили основні властивості електронної оболонки атома.

У 1919 р. Е. Резерфорд вперше перетворив одне стабільне ядро в інше. Він спостерігав, зокрема, опромінюючи α -частинками азот, ядерне перетворення азоту в кисень, що супроводжується викидом протона. Ці роботи Е. Резерфорда поклали початок штучного перетворення атомів. Такі перетворення називають *ядерними реакціями*.

Визначною подією в фізиці атомного ядра було відкриття (1932 р.) учнем Е. Резерфорда Дж. Чедвіком нової елементарної частинки — нейтрона. Ця частинка має масу, яка практично дорівнює масі протона, але позбавлена електричного заряду. Д. Д. Іваненко і В. Гейзенберг (незалежно) запропонували тоді само протонно-нейтронну модель атомного ядра. На противагу раніш запропонованим моделям ядра з протонів і електронів, які не давали правильного пояснення властивостей атомного ядра, нова модель узгоджувалась з дослідними фактами. Згодом для пояснення стійкості ядер припустили існування специфічних ядерних сил, які мають обмінний характер. Важливим кроком в розвитку теорії ядерних сил була робота японського фізика Х. Юкави, який у 1935—1938 рр. розвинув цю теорію, ґрунтуючись на уявленні про те, що взаємодія частинок, з яких складаються ядра протонів і нейтронів, зумовлена обміном мезонами. Американські фізики К. Андерсон і С. Недермейер 1937 р. при вивченні космічного випромінювання відкрили μ -мезони (мюони). Проте пізніше з'ясувалось, що відкриті ними частинки (мюони) не вступають в ядерні взаємодії і, отже, не можуть бути носіями цієї взаємодії. І лише 1948 р. були відкриті ядерно-активні частинки — π -мезони (піони), існування яких передбачив Х. Юкава.

Ще з моменту відкриття радіоактивності і з'ясування її природи стало зрозуміло, що атомні ядра містять у собі величезну енергію.

У 1939 р. було зроблено відкриття, яке поставило проблему практичного використання енергії атомних ядер. Німецькі вчені О. Ган і Ф. Штрассманн відкрили реакцію поділу ядер урану на дві майже однакові частини (осколки). Ця реакція відбувається при попаданні нейтрона всередину ядра урану. Реакція поділу супроводжується

виділенням величезної кількості енергії — близько 200 МеВ. Другою важливою особливістю цієї реакції є те, що при розпаді ядра урану з нього вилітає кілька нейтронів. Нові нейтрони можуть спричинити реакцію поділу і, отже, привести до ланцюгової реакції. Це започаткувало використання ядерної енергії.

Порівняно з атомом, теоретичне обґрунтування якого має міцну основу, а труднощі мають лише математичний характер, ядро в багатьох відношеннях залишилося загадковим. Численні експерименти, проведені в ядерній фізиці, дали змогу встановити досить багато фактів, що пояснюють властивості окремих атомних ядер, особливості взаємодії і перетворення їх. Накопичена інформація дає змогу широко використовувати в промислових масштабах як ядерну енергію, так і ядерні процеси, незважаючи на те що сьогодні теорія атомного ядра розвинула набагато гірше, ніж теорія багатоелектронних атомів. Енергія ядер у мільярди разів перевищує хімічну, у стільки само разів є калорійнішим і ядерне паливо.

Відсутність в теорії ядра єдиного підходу якоюсь мірою компенсується багатьма ядерними моделями, які будуються таким чином, щоб якомога повніше описати певне коло явищ.

Ядро — складний об'єкт. У різних випадках воно виявляє неоднакові властивості. Тому серед ядерних моделей трапляються такі, які, на перший погляд, взаємно виключають одна одну. Проте всі ці моделі характеризують певне коло явищ не лише якісно, а й кількісно.

Однією з перших у фізиці ядра було розвинуто краплинну модель, яка відіграла важливу роль у розвитку уявлень про закономірності ядерних перетворень. В оболонковій моделі ядра припускається, що нуклони створюють спільне ядерне поле, яке має центр і тому діє на кожний нуклон із силою, яка залежить від відстані до цього центра. Більш загальною, ніж краплинна і оболонкова, є узагальнена модель, яку запропонував О. Бор. Оптичну модель ядра використовують, описуючи взаємодію ядер з частинками, які бомбардують їх. У різних моделях фігурують різні поняття і величини, за допомогою яких пояснюють уже відомі експериментальні факти і передбачають нові, але зв'язку цих понять з вихідними уявленнями про ядро як систему, що складається з багатьох частинок, або немає, або простежується якісно.

Нині закладено основи нової теорії сильної (ядерної) взаємодії. Вона побудована за зразком квантової електродинаміки, але на більш фундаментальному *кварково-глюонному* рівні (див. підрозділ 18.11).

17.2. Методи спостереження і реєстрації заряджених частинок

Перша група реєструвальних приладів (детекторів) ґрунтується на здатності заряджених частинок і γ -квантів, які проходять через газ, йонізувати його.

Друга група приладів (фотоемальсійні пластинки, кристалічні лічильники) використовує здатність зарядженої частинки йонізувати кристали броміду аргентуму, що містяться у фотоемальсії, або йонізувати кристали напівпровідника і, отже, різко змінювати його електропровідність,

Третя група приладів (сцинтиляційні та черенківські лічильники) використовує флюоресценцію, яка збуджується зарядженою частинкою, або світіння Черенкова при проходженні частинки крізь речовину.

До четвертої групи приладів належать трекові прилади для реєстрування заряджених частинок — камера Вільсона, дифузія та бульбашкова камери.

Йонізаційна камера. Найпростіша йонізаційна камера має вигляд замкненої посудини, заповненої газом при певному тиску, всередині якої між електродами створюється електричне поле. Схему її електричного кола зображено на рис. 17.1 (A, K — електроди йонізаційної камери).

У деяких йонізаційних камерах одним з електродів є стінки камери, а іншим — дротяна нитка, яка розташована в посудині.

За звичайних умов газ між електродами є діелектриком, електричний струм через нього не проходить. Якщо ж швидка заряджена частинка пролітає між електродами A і K , то газ у посудині йонізується, тобто в ньому з'являються вільні електрони і позитивні йони. Під дією електричного поля заряджені частинки починають рухатись і в колі виникає йонізаційний струм.

Якщо при сталій інтенсивності йонізуючого фактора збільшувати різницю потенціалів між електродами, то сила йонізаційного струму змінюватиметься. Залежність сили йонізаційного струму від прикладеної напруги (вольт-амперна характеристика) зображено на рис. 17.2. На ділянці OA сила струму зростає пропорційно прикладеній напрузі U . Подальше зростання напруги на ділянці BC уже не спричинює збільшення сили струму, оскільки всі йони, що утворилися, досягають електродів, практично не зазнаючи рекомбінації. Цей струм називають *струмом насичення*. Сила струму насичення пропорційна інтенсивності йонізуючого фактора — кількості частинок, що потрапляють в йонізаційну камеру. На ділянці CD знову спостерігається зростання сили струму зі збільшенням U через те, що електрони і йони набувають у прискорювальному полі такої швидкості, що при зіткненнях з атомами і молекулами газу можуть йонізувати їх. Загальна кількість електронів і йонів зростає лавиноподібно, різко зростає сила струму, виникає так зване підсилення. При подальшому зростанні U відбувається електричний пробій газу між електродами.

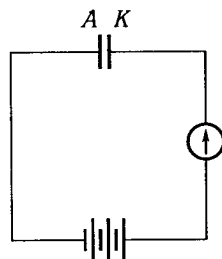


Рис. 17.1

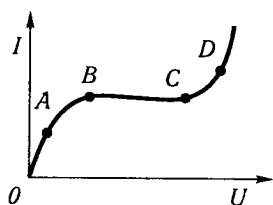


Рис. 17.2

Йонізаційні камери поділяють на два види: лічильно-йонізаційні, розраховані на реєстрацію проходження через камеру однієї якої-небудь частинки, та інтегруючі йонізаційні, які застосовують для вимірювання інтенсивності потоку частинок. Йонізаційні камери, залежно від форми електродів, мають вигляд сферичного або плоского конденсатора. Розміри їх можуть бути різними — від часток кубічного міліметра до

сотень літрів. Йонізаційні камери, крім лабораторного призначення, є також складовими частинами багатьох технічних приладів.

У дослідженнях з фізики ядра широко використовують лічильники, призначені для спостереження і реєстрації окремих заряджених частинок.

До йонізаційних лічильників належать пропорційні лічильники та лічильники із самостійним газовим розрядом — лічильники Гейгера — Мюллера.

Пропорційні лічильники. Йонізаційна камера працює в режимі струму насичення, тому її чутливість до реєстрації окремих частинок низька. Чутливість значно підвищується, якщо йонізаційна камера працює в режимі газового підсилення. При великих напругах (ділянка *CD*, рис. 17.2) внаслідок ударної йонізації лавиноподібно збільшується кількість пар йонів і створені спочатку йонізуючою частинкою n_0 пар йонів перетворюються на Kn_0 пар. Зі зростанням напруги між електродами збільшується коефіцієнт газового підсилення K . Спочатку K не залежить від кількості початкових йонів n_0 , створених йонізуючою частинкою. При подальшому зростанні напруги U коефіцієнт підсилення починає зменшуватись зі збільшенням n_0 . Ділянка газового підсилення, де K не залежить від n_0 , використовують у пропорційних лічильниках. Кількість пар n_0 , утворених спочатку, а також кількість Kn_0 пропорційні енергії, що витрачена частинкою, яка реєструється, на йонізацію газу в лічильнику. Сила йонізаційного струму також пропорційна енергії. Тому пропорційними лічильниками можна реєструвати не тільки проходження частинки через лічильник, а й оцінювати її енергію.

Процес розряду в пропорційних лічильниках є несамостійним, і він закінчується тоді, коли всі утворені при газовому підсиленні електрони і йони досягають відповідних електродів. Тривалість процесу визначається швидкістю руху повільних йонів і становить звичайно 10^{-4} с.

Лічильник Гейгера — Мюллера. Подальше зростання напруги між електродами спричинює самостійний розряд у газі та великі імпульси розрядного струму, які можна реєструвати за допомогою вимірювальних приладів. За таким принципом працює лічильник Гейгера — Мюллера. До електродів лічильника прикладають напру-

гу 0,8...3 кВ. Лічильник заповнюють найчастіше сумішшю аргону з повітрям або зі спиртовою парою при тиску 0,01 МПа. Проходження зарядженої частинки через лічильник супроводжується йонізацією атомів газу, що заповнює камеру лічильника. Під дією електричного поля електрони набувають такої енергії, що під час зіткнень йонізують нові атоми газу. Кількість йонів зростає лавиноподібно, в газі лічильника відбувається електричний розряд, а в його колі з'являється імпульс струму. Поблизу анода лічильника утворюється велика кількість позитивних йонів, які мають малу рухливість і створюють просторовий позитивний заряд, що оточує нитку анода. Дія цього заряду зменшує напруженість електричного поля між електродами лічильника, внаслідок чого розряд припиняється. Через деякий проміжок часу, коли позитивні йони просторового заряду досягнуть катода, напруга на лічильнику знову досягає початкового значення і в ньому знову може відбутися розряд при проходженні нової зарядженої частинки.

Мінімальну кількість частинок, що їх здатний зареєструвати лічильник за одиницю часу, називають *роздільною здатністю лічильника*. Вона визначається тривалістю фізичних процесів, що виникають у лічильнику, коли в нього потрапляє заряджена частинка. Для різних лічильників роздільна здатність має значення від 10^3 до 10^{10} частинок за секунду.

Кількість відліків, яку може зробити лічильник за одиницю часу (роздільна здатність), залежить також від прикладеної до електродів лічильника напруги. Цю залежність показано на рис. 17.3. За допомогою одного лічильника Гейгера — Мюллера можна лише зареєструвати факт проходження частинки через лічильник. Для спостереження за рухом якої-небудь частинки, для встановлення напрямку її руху звичайно використовують систему лічильників, розташованих послідовно один за одним і з'єднаних за спеціальною радіотехнічною схемою «збігів» або «антизбігів». При проходженні швидкої зарядженої частинки через два або більше лічильників, з'єднаних за схемою «збігів», лічильники спрацьовують, і частинки реєструються. Це дає змогу реєструвати частинку, що летить лише в певному напрямі.

Напівпровідникові (кристалічні) лічильники. До йонізаційних лічильників належать також напівпровідникові лічильники, які часто називають кристалічними. Принцип роботи напівпровідникового лічильника такий самий, як і йонізаційного. У кристалічно-

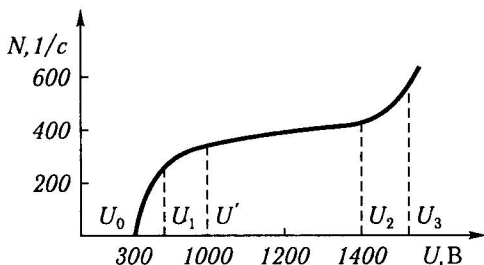


Рис. 17.3

му лічильнику частинка, що пролітає, породжує електрони провідності й «дірки». Із відповідного напівпровідникового матеріалу — сульфід кадмію (CdS) або сульфід цинку (ZnS), алмазу, хлориду аргентуму (AgCl) — виготовляють пластинку невеликих розмірів, яку підключають до спеціальної радіотехнічної схеми. На цю пластинку спрямовують потік досліджуваних частинок, кількість яких треба підрахувати.

Простота пристрою та експлуатації, малі розміри, висока чутливість і швидке зростання імпульсу струму є характерними позитивними властивостями кристалічних лічильників.

Сцинтиляційні лічильники — це прилади, що складаються з речовини (люмінофора, фосфору), яка люмінесцює під дією йонізуючих частинок, фотоелектронного помножувача та відлікового пристрою.

Першим із таких реєстраторів частинок був спітарископ. Він складався з екрана, поверхня якого була вкрита сульфідом цинку, джерела радіоактивного випромінювання і мікроскопа. Зіткнення частинок з екраном викликали спалахи (сцинтиляції), які реєструвались візуально. Проте точність такого методу не могла задовольнити зростаючих вимог експерименту. В 1947—1949 рр. було започатковано успішну реєстрацію сцинтиляцій за допомогою фотоелектронного помножувача (ФЕП). Сьогодні сцинтилятор у поєднанні з ФЕП та відліковим пристроєм є незамінним приладом в експериментальній ядерній фізиці. Позитивною властивістю сцинтиляційних лічильників є виключно короткий час та висока ефективність лічби, яка на кілька порядків перевищує ефективність йонізаційних лічильників.

Лічильники Черенкова. Дія цих приладів ґрунтується на використанні світіння Вавилова — Черенкова, яке виникає під впливом зарядженої частинки, яка рухається зі швидкістю v , що перевищує фазову швидкість світла $\frac{c}{n}$ у певному середовищі (див. 14.2).

Лічильники Черенкова за принципом дії подібні до сцинтиляційних лічильників, але в них замість люмінофору використовується речовина, в якій досліджувана частинка зумовлює видиме черенківське випромінювання.

Трекові прилади для реєстрації частинок. У цих приладах йони є центрами конденсації пересиченої пари і центрами, на яких утворюється пара в перегрітій рідині. При русі зарядженої частинки в такому середовищі на її шляху утворюється слід (трек) з найдрібніших краплинок рідини («гуманна смуга»), а у випадку перегрітої рідини залишається трек у вигляді ланцюжка бульбашок пари. Треки можна спостерігати візуально або фотографувати.

Трекові прилади дають широку інформацію про окремі ядерні процеси, і ця інформація вирізняється певною наочністю. За допо-

могою трекових приладів у поєднанні з магнітним полем можна досить просто визначити імпульс та енергію частинок.

Камера Вільсона. Історично першим трековим приладом, за допомогою якого безпосередньо спостерігали сліди окремих заряджених частинок та ядерні перетворення, була камера Вільсона, створена англійським фізиком Ч. Вільсоном (1912 р.).

Принцип дії камери Вільсона ґрунтується на здатності йонів бути центрами конденсації краплинок у пересиченій парі. Камера Вільсона має вигляд герметично замкненого об'єму V (робочий об'єм), заповненого якимось газом, що не конденсується (повітря, водень, гелій, аргон, азот), і насичений парами деяких рідин, найчастіше парою суміші рідин (вода і спирт). У сучасних камерах, розрахованих для дослідження космічного випромінювання, робочий об'єм вимірюється сотнями і тисячами літрів. Для створення пересиченої пари в робочому об'ємі одна зі стінок робиться рухомою (у вигляді поршня або еластичної діафрагми). Адіабатичне розширення газу до об'єму V_2 спричинює зниження температури в робочому об'ємі до деякого значення, яке задовольняє умову (7.14):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1},$$

де $\gamma = C_p / C_V$ — відношення теплоємностей основного газу (наявність невеликої кількості пари величину γ практично не змінює). При новому значенні температури T пара стає пересиченою і перебуває в такому стані протягом деякого часу, який називають *часом чутливості*. Якщо за цей час через робочий об'єм камери пролетить заряджена частинка, то на своєму шляху вона йонізує атоми (молекули) газу. Утворені на шляху частинки йони стають центрами конденсації пересиченої пари, внаслідок чого цей шлях (трек) можна бачити. Схему камери Вільсона з поршневым пристроєм зображено на рис. 17.4. Для дослідження ядерних перетворень у певній речовині, а також для дослідження частинок високої енергії камеру Вільсона перегороджують пластинками з цієї речовини (або пластинками свинцю), які розташовані перпендикулярно до напрямку руху частинки.

При дослідженні космічного випромінювання використовують камеру Вільсона, керовану лічильниками. Перед камерою та за нею ставлять лічильники, з'єднані за схемою збігів. При проходженні частинки через лічильники ці лічильники спрацюють, і камера фіксує частинку, що пролетіла.

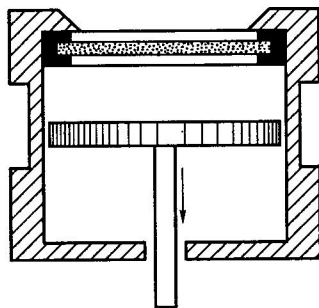


Рис. 17.4

Для визначення знака електричного заряду, імпульсу і енергії частинки камеру Вільсона вміщують у магнітне поле. Вперше такий метод застосував при дослідженнях α -частинок та космічного випромінювання Д. В. Скобельцин (1927 р.).

Дифузійна камера — прилад, призначений для спостереження треків йонізуючих частинок, який вперше запропонував А. Лангдорф (1939 р.). Дифузійна камера — це видозмінена конструкція камери Вільсона, але на відміну від якої дифузійна камера весь час перебуває в робочому стані. В основі її роботи лежить також явище конденсації краплинок з пересиченої пари на йонах уздовж траєкторії частинки, що пролітає. В камері Вільсона пересичений стан пари досягається на короткий час, і лише в цей проміжок часу вона може реєструвати заряджену частинку, що пролітає через неї. Цей недолік усунуто в дифузійній камері, де пересичення пари створюється за рахунок постійно існуючого перепаду температури між дном та кришкою камери. Дифузійна камера є приладом безперервної дії: коли б не потрапила заряджена частинка до робочого об'єму камери, вона завжди залишить свій слід.

Бульбашкова камера. Істотним недоліком камери Вільсона та дифузійної камери є мала гальмівна здатність робочих речовин, які використовуються в них. У 1952 р. Д. Глезер (США) побудував прилад, що дістав назву бульбашкової камери. Рідина, якою заповнюють камеру, перебуває під підвищеним тиском, що запобігає її закипанню. При різкому зниженні тиску до нормального рідина виявляється перегрітою. Якщо в цей час через камеру пролетить заряджена частинка, то на утворених на її шляху йонах починається бурхливе пароутворення, а слід частинки стає видимим. Для реєстрації проходження нових заряджених частинок камера має бути підготовленою до наступного робочого циклу. Тривалість робочого циклу бульбашкової камери становить 4...10 с. Відношення корисного (чутливого) часу до загальної тривалості циклу у випадку бульбашкової камери менше, ніж для дифузійної, але більше, ніж для камери Вільсона. Внаслідок великої густини речовини слід частинки в більшості випадків потрапляє в поле зору.

У 1960 р. Д. Глезеру було присуджено Нобелівську премію за створення бульбашкової камери.

Разом зі збільшенням енергії прискорювачів швидко зростають за місткістю і габаритними розмірами й бульбашкові камери, які буквально з настільних камер перетворились у досить складні електротехнічні споруди, оснащені спеціальною оптичною системою, фототехнікою, керуючими пристроями тощо.

Вченими Об'єднаного інституту ядерних досліджень (м. Дубна, Росія) для фізичних досліджень на Серпуховському прискорювачі створено велику рідинно-водневу камеру «Людмила». Довжина її 2 м, а об'єм рідкого водню близько 1 м³. Камера складається з

металевого корпусу, заповненого рідким воднем і закритого великим оптичним склом. Пуск камери «Людмила» відбувся 26 вересня 1971 р.

Фотоемульсійний метод. Останнім часом все більш широкого застосування в ядерних дослідженнях набуває фотоемульсійний метод, який має переваги порівняно з методом лічильників і камер.

Суть цього методу полягає в тому, що спеціально виготовлена фотоемульсія здатна реєструвати шлях зарядженої частинки. Чим більша йонізуюча дія частинки, що пролітає, тобто чим більші втрати її енергії на йонізацію, тим більше виникає чорних зернин на її шляху і тим густішим буде слід частинки. За виглядом сліду частинки (за його густиною, за наявністю звивистості) можна встановити напрям руху частинки, оцінити її енергію, зафіксувати місце виникнення частинки, зробити висновок про її вид тощо.

17.3. Прискорювачі заряджених частинок

Методи прискорення елементарних частинок пород із методами реєстрації є основними експериментальними методами ядерної фізики. Вони поділяються на прямі й непрямі.

Прискорювачі прямої дії складаються з генератора високої напруги і вакуумної трубки, в якій прискорюються заряджені частинки-йони. Для прискорення використовуються статичне або квазістатичне електричне поле, яке прискорювані частинки проходять тільки один раз. До прискорювачів прямої дії належать електростатичний генератор Ван де Граафа, імпульсний генератор тощо. За допомогою прискорювачів цього типу можна дістати пучки заряджених частинок однакової енергії, значення якої можна регулювати. Недоліком їх є порівняно невеликі енергії, до яких прискорюються частинки. Так, за допомогою генератора Ван де Граафа можна прискорювати йони до енергій (5...7) МеВ. Наявність такої верхньої межі енергій пов'язана з електричними властивостями навколишнього середовища і матеріалу конструкції.

Щоб дістати заряджені частинки більшої енергії, застосовують прискорювачі непрямої дії. На відміну від прискорювачів прямої дії в них прискорювальна різниця потенціалів використовується багаторазово. Прискорювачі непрямої дії поділяють на індукційні, в яких використовується явище електромагнітної індукції, і резонансні, а резонансні поділяють на лінійні та циклічні. До індукційних прискорювачів належить бетатрон, до резонансних — лінійний прискорювач, циклотрон, фазотрон, синхротрон, синхрофазотрон тощо. Нижче розглянемо принцип дії цих прискорювачів.

Лінійний прискорювач. Збільшення енергії прискорюваних частинок можна досягти застосуванням змінної напруги. Розглянемо лінійний прискорювач змінної напруги, за допомогою якого вперше

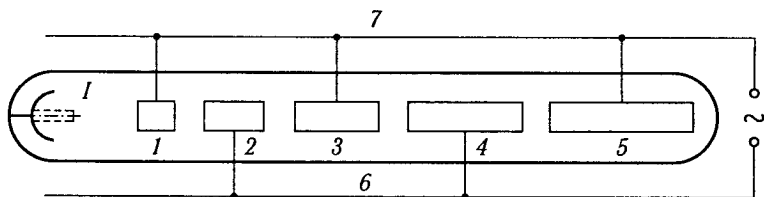


Рис. 17.5

було реалізовано резонансний метод. Схему такого прискорювача зображено на рис. 17.5. У циліндричній вакуумній трубці встановлено ряд коаксіальних трубчастих електродів 1, 2, 3, 4, 5, на які по відвідних шинах 6 і 7 подається високочастотна змінна напруга. Заряджені частинки, що прискорюються, утворюються в йонізаторі, звідки вони витягуються спеціальним електродом і потрапляють під вплив прискорювального поля. Заряджені частинки, прискорюючись, влітають у трубку 1, яку вони проходять без прискорення за час, протягом якого напруженість електричного поля змінить свій напрям на протилежний, тобто час польоту частинок має дорівнювати половині періоду. Отже, в момент проходження зарядженими частинками проміжку 1—2 напруженість електричного поля буде напрямлена так само, як вона була напрямлена півперіоду тому у проміжку перед першим електродом. Унаслідок цього частинки в проміжку 1—2 рухатимуться прискорено. Цей процес повториться в проміжку 2—3, потім у проміжку 3—4 і т. д. Для того щоб частинка, яка рухається прискорено, попадала весь час у прискорювальне поле, довжина трубчастих електродів збільшена від першого до п'ятого.

Таким чином, у лінійному прискорювачі частинки рухаються через прискорювальні проміжки в такт зі зміною в них напрямку напруженості електричного поля, тобто існує резонанс між рухом частинок і частотою прискорювального електричного поля. Повна енергія W частинок у такому прискорювачі з n електродами, до яких прикладено змінну різницю потенціалів з амплітудою U_0 , $W = enU_0$, де e — заряд частинки. При великому значенні n можна дістати дуже високу енергію частинок при малих значеннях U_0 .

Циклотрон. Резонансний лінійний прискорювач крім великих переваг має істотний недолік, який полягає в тому, що для великих енергій прискорюваних частинок він потребує великої кількості прискорювальних електродів. До того ж у технічному відношенні важко створити високий вакуум у трубках великої довжини. В 1931 р. Е. Лоуренс із співробітниками розробив перший циклічний резонансний прискорювач заряджених частинок — циклотрон. Як і в лінійному прискорювачі, йони в циклотроні прискорюються за допомогою змінного електричного поля, проте характер їхнього руху тут інший —

прискорювані частинки рухаються по викривленій траєкторії. При цьому вони багаторазово проходять тільки один прискорювальний проміжок між двома електродами (дуантами). Зміна характеру руху заряджених частинок досягається вмещенням камери циклотрона між полюсами електромагніту постійного струму.

В однорідному магнітному полі, вектор магнітної індукції якого напрямлений перпендикулярно до площини руху зарядженої частинки, ця частинка зазнаватиме дії сили Лоренца. Сила Лоренца напрямлена завжди перпендикулярно до напрямку швидкості частинки, виконує роль доцентрової сили і спричинює рух частинки по колу, радіус якого

$$R = \frac{mv}{eB}, \quad (17.1)$$

де m — маса частинки; e — її заряд; v — швидкість руху; B — індукція магнітного поля. Із формули (17.1) випливає, що радіус кола, по якому рухається заряджена частинка в однорідному магнітному полі, прямо пропорційний її швидкості. Оскільки заряджена частинка в циклотроні, прискорюючись, збільшує свою швидкість, то вона рухатиметься не по колу, а по спіралі. При цьому період обертання її в постійному магнітному полі не залежить від швидкості руху частинки:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB}. \quad (17.2)$$

Це дало змогу використати для прискорення йонів у циклотроні високочастотне електричне поле.

Схему циклотрона зображено на рис. 17.6. Він складається з потужного електромагніта, між плоскими полюсами якого розміщено циліндричну камеру для прискорення йонів, джерела йонів і генератора високої частоти. В камері циклотрона підтримується вакуум $133 \cdot 10^{-5}$ Па. Джерелом йонів є дуговий розряд, що відбувається в

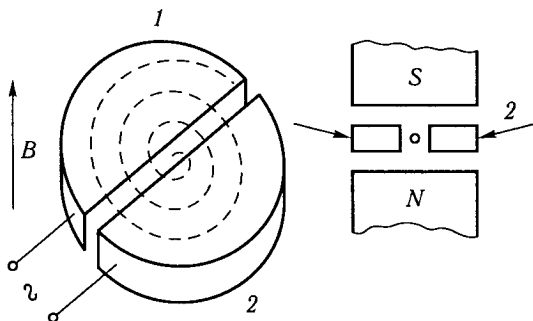


Рис. 17.6

особливий металевій коробці, розміщений у центрі камери. В неї під тиском близько $133 \cdot 10^{-3}$ Па подається водень, дейтерій або гелій, залежно від того, які саме йони прискорюються в циклотроні. Йони, що виникають під час дугового розряду, просочуються крізь капілярний отвір у коробці і попадають у камеру циклотрона біля її центра. Прискорення йонів здійснюється полем між двома електродами-дуантами, що мають форму порожнистого металевого циліндра, розрізаного по одному з діаметрів на дві частини (1, 2). Напруга до них підводиться від високовольтного лампового генератора. Всередині дуантів електричного поля немає і йони рухаються тільки під дією магнітного поля, яке, відхиляючи йони, забезпечує рух їх по дузі кола. Оскільки йони, проходячи проміжок між дуантами, кожний раз прискорюються електричним полем, що діє тут, то радіус дуг кіл, по яких вони рухаються всередині дуантів, при кожному півоберті дещо зростає. Щоб при цьому змінне електричне поле прискорювало, а не гальмувало рух йона, напруга на дуантах має змінюватися на протилежну в такт з півобертими йона по витках спіралі. Згідно з формулою (17.2) резонансна частота ν змінної напруги, потрібна для здійснення синхронізації, визначається так:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{eB}{2\pi m}. \quad (17.3)$$

Отже, частота змінної напруги, прикладеної до дуантів при фіксованому значенні індукції магнітного поля, має бути пропорційною відношенню e/m .

Енергія, якої набуває йон під час прискорення, залежить від частоти обертання n і становить $W = 2neU_0$, де e — заряд йона, а U_0 — амплітудне значення напруги між дуантами. Здавалося б, збільшуючи n , можна надавати зарядженим частинкам як завгодно великої енергії. Проте це не так, бо при великих швидкостях спостерігається так званий релятивістський ефект. При цьому збільшується період обертання частинки, і, отже, порушується резонанс з підведеною до дуантів змінною напругою. Отже, релятивістський ефект зумовлює граничну енергію, до якої прискорюються заряджені частинки в циклотроні.

Якщо амплітуда підведеної напруги U_0 виражена в кіловольтах, то, як показують розрахунки, максимальна енергія в мегаелектронвольтах, яку можна надати йонам у циклотроні, становить

$$W_{\max} = 2,1\sqrt{U_0 AZ}, \quad (17.4)$$

де A — маса йона, виражена в масах протона; Z — заряд йона, виражений у зарядах електрона. Так, при $U_0 = 100$ кВ циклотрон може

прискорити протони до енергії не більше ніж 21 МеВ і α -частинки ($A = 4$, $Z = 2$) до енергії не більше ніж 60 МеВ.

Бетатрон. Апарати, що застосовуються для прискорення електронів, — бетатрони — мають інший принцип дії. В них використано явище електромагнітної індукції.

Бетатрони використовують тільки для прискорення легких частинок — електронів. Прискорювати важкі частинки за допомогою бетатрона неефективно, оскільки такі частинки за час зростання прискорювального магнітного поля (а саме цим обмежений час прискорення частинки в бетатроні) здійснюють набагато менше обертів, ніж електрони, і, отже, набувають меншої енергії.

Прискорення електронів у бетатроні обмежене. Ця обмеженість пов'язана з випромінюванням електромагнітних хвиль електроном, що рухається з прискоренням. Розрахунки, проведені Д. Д. Іваненком і І. Я. Померанчуком, показали, що при збільшенні енергії до 500 МеВ втрата енергії електронами на випромінювання дорівнює енергії, яку набувають вони при русі по стабільній орбіті. Тому раніше, ніж будуть досягнуті ці значення енергії, втрати на випромінювання спричинять значне скорочення радіуса стабільної орбіти, що порушує нормальну роботу бетатрона. Отже, максимальна енергія, до якої можуть бути прискорені електрони в бетатроні, становить близько 500 МеВ.

Гальмівне випромінювання електронів при великих енергіях має напрямлений характер. Випромінювання відбувається переважно в напрямі руху електрона. Воно стає видимим при енергіях у кілька десятків мегаелектрон-вольт.

Інші прискорювачі заряджених частинок. Винайдення циклотрона і бетатрона дало можливість надавати зарядженим частинкам досить великих енергій і розв'язувати деякі проблеми ядерної фізики. Проте навіть граничних значень енергій, до яких можна прискорювати заряджені частинки в цих прискорювачах, не досить для вивчення властивостей і структури складових елементів ядра та інших елементарних частинок. Виникла потреба у розробленні і створенні нових прискорювачів.

Теорію прискорювачів нового типу розробив 1944 р. радянський вчений В. І. Векслер і трохи пізніше незалежно від нього американський фізик Е. Макміллан. В основу теорії покладено міркування, що дають змогу уникнути труднощів, пов'язаних з релятивістським ефектом, і таким чином значно розширити межі прискорення частинок.

Розрізняють три типи резонансних прискорювачів релятивістських частинок: фазотрон, синхротрон і синхрофазотрон. Фазотрон застосовується для прискорення важких частинок. Синхротрон за своєю конструкцією нагадує бетатрон і застосовується для прискорення електронів. Синхрофазотрон є сучасним прискорювачем важких час-

тинок. На відміну від фазотрона, частинки в ньому рухаються по траєкторії сталого радіуса і магнітне поле створюється кільцевим магнітом.

У 1967 р. в Серпухові пущено найбільший у світі кільцевий прискорювач протонів на 70 ГеВ, тобто з енергією майже в 1000 разів більшою, ніж на перших прискорювачах. Номінальна енергія в 70 ГеВ під час пуску прискорювача була перекинута і досягала 76 ГеВ.

Звичайно прискорені частинки використовують як своєрідні «снаряди», що бомбардують мішень, ядра якої перебувають у стані спокою. Проте можна здійснити дослід, коли швидка частинка — «снаряд» — і мішень (сукупність ядер) рухатимуться з великою швидкістю назустріч одна одній. Такий метод дістав назву методу зустрічних пучків. При використанні цього методу внаслідок релятивістського додавання швидкостей енергія відносного руху зустрічних частинок не просто подвоюється, а зростає у багато разів. Уперше принцип зустрічних пучків було з успіхом застосовано в Новосибірську і Стенфорді.

Досі йшлося про розвиток прискорювачів частинок за допомогою збільшення їхніх енергій. Проте в останні 10—15 років велику увагу приділяють також питанням підвищення інтенсивності пучків частинок на прискорювачах до енергій, що наближаються до 1 ГеВ. При цьому основну увагу спрямовано на одержання інтенсивних пусків вторинних частинок π - і μ -мезонів. Звідси і назва таких прискорювачів — мезонні фабрики. Йдеться про мезонні фабрики з енергією протонів менше ніж 1 ГеВ. Слід чекати, що в майбутньому постане завдання створення каонних мезонних фабрик, тобто прискорювачів, за допомогою яких можна дістати інтенсивні пучки K -мезонів. Це потребує розроблення проектів сильнострумових прискорювачів протонів до енергій близько 2 ГеВ, що є дуже складною технічною проблемою.

Успішне прискорення важких йонів на циклотронах, які раніше використовувались лише для прискорення протонів, α -частинок, сприяло розробленню спеціальних прискорювачів важких йонів. Слід назвати насамперед два перших спеціальних прискорювачі важких йонів — циклотрон з діаметром 3 м (ОІЯД, Росія) та лінійний прискорювач важких йонів в Радіаційній лабораторії ім. Е. Лоуренса в Берклі (США). На прискорювачі в Дубні було одержано найбільш інтенсивні пучки важких йонів. Найважчою прискореною до енергій 8...10 МеВ/нуклон частинкою на цьому циклотроні став йон германію.

Розвиток ідей про шляхи синтезу надважких елементів викликав міркування про необхідність прискорення ще більш важких ядер, аж до ядер урану.

Розвиток техніки прискорення заряджених частинок має велике значення для експериментального вивчення будови і фізичних властивостей мікрочастинок. Прискорювачі енергії в мільйони електрон-

вольт дали змогу вивчати ядерну структуру, оскільки саме ці енергії характерні для ядерної спектроскопії. Вивчення частинок на суб'ядерному рівні стало можливим тоді, коли було побудовано прискорювачі на десятки мільярдів електрон-вольт. Тільки в зіткненнях при високій енергії можна встановити існування таких частинок і вивчити їхні властивості. Використання прискорювачів високих енергій привело до того, що вчені за допомогою їх відкрили багато нових частинок.

17.4. Загальні властивості атомного ядра

Дослідами Е. Резерфорда було встановлено існування атомних ядер. Атомному ядру кожного елемента, як і будь-якому іншому матеріальному об'єкту, притаманні певні властивості, що визначають його індивідуальність, а саме: електричний заряд, маса, електричний і магнітний моменти, спин тощо. Розглянемо ці основні характеристики атомних ядер.

Заряд ядра. Електричний заряд атомного ядра є позитивним. Значення його визначається добутком Ze , де Z — атомний номер елемента, що дорівнює порядковому номеру в періодичній системі Д. І. Менделєєва; e — елементарний заряд, що дорівнює $1,6022 \cdot 10^{19}$ Кл. Носієм елементарного позитивного заряду в ядрі атома є протон. У природі є елементи із Z від 1 до 92, за винятком технецію ($Z = 43$) і прометію ($Z = 61$). Плутоній ($Z = 94$) спочатку одержали штучно, а потім знайшли в досить малій кількості в природному мінералі — смолянній обманці. Інші трансуранові елементи добули лише штучно.

Електричний заряд є однією з найважливіших характеристик атомів атомних ядер. Значення його визначає число протонів у ядрі і число електронів у нейтральному атомі, характер внутрішньоатомного електричного поля, від якого залежать фізичні і хімічні властивості атомів.

Маса ядра — є його другою важливою характеристикою. Практично маса атомного ядра збігається з масою атома, оскільки маса електронів, які входять до складу атома, дуже незначна. Так, у атома гідрогену на електрон припадає $1/1836$ його маси. В інших атомах сумарна маса електронів становить приблизно $1/4000$ від маси атома. Масу атомів можна визначити за відхиленням їхніх йонів у електричному й магнітному полях. Ф. Астон сконструював для цього прилад, що називається мас-спектрографом. Дж. Томсон, а потім Ф. Астон за допомогою мас-спектрографа довели, що існує кілька груп атомів того самого хімічного елемента, які відрізняються атомною масою. Атоми, ядра яких мають однакові заряди, але відрізняються масами, називають *ізотопами*.

Масу атомів і атомних ядер прийнято виражати в атомних одиницях маси (а. о. м.). До 1962 р. за фізичною шкалою 1 а. о. м. відповіда-

дала умовній одиниці, яка в 16 разів менша за масу одного з нуклідів кисню ($^{16}_8\text{O}$). За хімічною шкалою 1 а. о. м. дорівнює $1/16$ атомної маси елемента кисню, який є сумішшю трьох його стабільних нуклідів з атомними масами $16,000000$ ($99,759\%$), $17,00450 \pm 0,000060$ ($0,037\%$) і $18,00485 \pm 0,00018$ ($0,024\%$). Починаючи з 1962 р. користуються уніфікованою атомною одиницею маси (у. а. о. м.), яка дорівнює $1/12$ маси нукліда $^{12}_6\text{C}$. Визначення мас ізотопів, проведені з великою точністю, показали, що вони є практично цілими числами. Це дуже важливо, оскільки дає змогу дійти висновку, що ядра всіх хімічних елементів складаються з цілого числа деяких однорідних за масою складових частинок. Масу ядра в у. а. о. м., заокруглену до найближчого цілого числа, називають *масовим числом* — A .

Для позначення ядер користуються символом A_ZX , де X — символ хімічного елемента в таблиці Д. І. Менделєєва, що відповідає заряду ядра Z , A — масовому числу.

Поряд з ізотопами існують атоми, ядра яких за однакової маси (однакового масового числа) мають різні заряди. Їх називають *ізобарами*. Прикладом ізобарних ядер можуть бути $^3_1\text{H} - ^3_2\text{He}$, $^{96}_{40}\text{Zr}$, $^{96}_{42}\text{Mo} - ^{96}_{44}\text{Ru}$.

Стійкість ядер. Відомо близько 300 стабільних і понад 1000 радіоактивних ядер. Радіоактивні ядра є нестійкими, здатними самочинно розпадатися. Ступінь стабільності радіоактивних ядер визначається періодом піврозпаду — часом, протягом якого половина з наявних ядер зазнає розпаду. Атоми, ядра яких мають однакові A і Z , але відрізняються періодом піврозпаду, називають *ізомерами*. Так, радіоактивний $^{231}_{91}\text{Pa}$ має два ізомери: період піврозпаду одного 6,7 год, другого — 1,14 хв.

Розміри і форма ядер. Певні відомості про розміри і форму ядра можна дістати, вивчаючи його електричне поле, яке досліджують методом розсіяння заряджених частинок на ядрах. Експериментальні дослідження, проведені з α -частинками не дуже великих енергій, показали, що на великих відстанях поле ядра є кулонівським. Проте на малих відстанях від ядра, як засвідчили дослідження розсіяння α -частинок великих енергій на легких ядрах, на кулонівські сили відштовхування накладаються специфічні ядерні сили притягання, які швидко зростають зі зменшенням відстані від ядра. Отже, ядерні сили є короткодійними. Їх немає вже на відстані порядку кількох фермі ($1 \text{ Ф} = 10^{-15} \text{ м}$). Цей радіус дії ядерних сил і визначає розмір ядра. Проведені дослідження показали, що радіуси ядер залежать від їхніх масових чисел і можуть бути розраховані за емпіричною формулою

$$R_{\text{я}} = r_0 \sqrt[3]{A}, \quad (17.5)$$

де $r_0 = 1,3 \dots 1,5 \text{ Ф}$; A — масове число.

Виходячи з формули (17.5), можна оцінити середню густину ядерної речовини, яка не залежить від об'єму ядра і дорівнює $1,3 \cdot 10^{17}$ кг/м³.

Дослідження електричного поля ядра дали змогу дійти висновку і про його форму. Так, у випадку сферично-симетричного ядра його поле має бути також сферично-симетричним, тобто таким, як і поле точкового заряду. Проведені дослідження показали, що не всі ядра є сферично-симетричними, але для всіх ядер без винятку характерна осьова симетрія. Осьова же симетрія може бути, якщо ядро має сферичну форму або є еліпсоїдом обертання.

Спін і магнітний момент ядра. Вивчення оптичних спектрів за допомогою приладів високої роздільної здатності дало змогу встановити наявність у атомних ядер спінів і магнітних моментів. У 1928 р. О. М. Теренін і Г. Н. Добрецов, досліджуючи спектр натрію, знайшли, що кожна з двох його *D*-ліній має дублетну структуру. Одна з них (із хвилею завдовжки 589 нм) складається з двох ліній, розташованих на відстані 0,0021 нм одна від одної, друга (з хвилею завдовжки 589,6 нм) також розщеплена на дві компоненти, з відстанню між ними 0,0023 нм. Таке розщеплення спектральних ліній спостерігається у багатьох елементів і називається *надтонкою структурою спектральних ліній*. Для пояснення надтонкої структури спектральних ліній В. Паулі висунув гіпотезу про те, що в атомних ядер є спіни і магнітні моменти.

Спін ядра разом із зарядом і масою є його найважливішою характеристикою. *Спином ядра* називають його повний механічний момент, який є сумою власних моментів імпульсів складових його частинок та їхніх орбітальних механічних моментів, зумовлених внутрішньоядерними рухами. Спін ядра залежить від його стану. Тому звичайно мають на увазі спін ядра в основному стані. Спін ядра визначають за кількістю ліній надтонкої структури при спектроскопічних дослідженнях. Звертає на себе увагу проста закономірність, що пов'язує спін з масовим числом: усі ядра з парним *A* мають цілий, або нульовий, спін, ядра з непарним *A* — півцілий спін. Крім спіну для ядер характерні магнітні моменти. Магнітні моменти ядер виражаються в ядерних магнетонах, які вводяться аналогічно магнетону Бора,

$$\mu_{\text{я}} = \frac{eh}{4\pi m_p}, \quad (17.6)$$

де *e* — заряд протона; *h* — стала Планка; *m_p* — маса протона. Магнітні моменти ядер незначні, тому експериментально виміряти їх важко. Для вимірювання магнітних моментів ядер широко застосовують радіоспектроскопічні методи.

Аналіз значень спінів і магнітних моментів ядер приводить до висновку, що нуклони в ядрі розміщуються так, що їхні спіни і

магнітні моменти взаємно компенсуються. Так, найбільший з експериментально визначених спінів ядер дорівнює 7, тобто значно менший ніж $A/2$. Аналогічна ситуація спостерігається і для магнітних моментів ядер.

Існує однозначний зв'язок між спіном і статистикою ядра. Ядра з півцілим спіном підлягають статистиці Фермі — Дірака, а з цілим — статистиці Бозе — Ейнштейна.

Склад ядра. До 1932 р. вважали, що ядра всіх атомів складаються з протонів і електронів (протонно-електронна гіпотеза). При цьому до складу ядра з порядковим номером Z і масовим числом A мало входити A протонів і $A - Z$ — електронів. «Ядерні» електрони нейтралізують заряд $A - Z$ — протонів і до того ж виконують роль цементуючого середовища, яке утримує позитивно заряджені протони в ядрі. На користь цієї гіпотези, здавалось, вказувала і наявність β^- -радіоактивності, при якій ядро спонтанно випромінює електрони. Проте згодом від неї відмовились, оскільки вона неспроможна пояснити цілий ряд експериментальних фактів. Перший з них пов'язаний з властивостями ядра азоту ${}^{14}_7\text{N}$ і відомий у фізиці під назвою «азотної катастрофи».

Справді, за протонно-електронною гіпотезою, таке ядро складається з 14 протонів і 7 електронів, тобто містить у собі непарне число частинок. Оскільки кожна зі складових частинок характеризується півцілим спіном, то і спін ядра має бути дробовим, що суперечить експериментальним фактам. Виходячи з протонно-електронної гіпотези, не можна пояснити і малі значення магнітних моментів ядер, які набагато менші від магнітного моменту електрона.

Вихід із цього становища було знайдено після відкриття нейтрона. Д. Д. Іваненко і В. Гейзенберг висунули гіпотезу про протонно-нейтронну будову ядер. Ця гіпотеза пояснює всі нині відомі експериментальні факти і є на сьогодні загальноприйнятою. Протони і нейтрони називають ще *нуклонами*.

17.5. Енергія зв'язку атомних ядер

Внутрішня енергія ядра складається з: 1) суми власних енергій нуклонів, які б вони мали, якби були віддалені один від одного і перебували в стані спокою, $\sum_{i=1}^n m_i c^2$, де m_i — маса ізольованого нуклона; 2) енергії внутрішньоядерного руху нуклонів $\sum_{i=1}^n E_{Ki}$; 3) потенціальної енергії їхньої взаємодії в ядрі E_{Π} :

$$E = \sum_{i=1}^n m_i c^2 + \sum_{i=1}^n E_{Ki} + E_{\Pi}. \quad (17.7)$$

Крім того, згідно із законом пропорційності маси і енергії внутрішню енергію ядра можна обчислити за формулою

$$E = M_{\text{я}}c^2, \quad (17.8)$$

де $M_{\text{я}}$ — маса ядра; c — швидкість світла у вакуумі.

В ядерній фізиці для обчислення енергії користуються спеціальною одиницею — атомною одиницею енергії (а. о. е.), що відповідає одній уніфікованій атомній одиниці маси. При такому виборі одиниці енергії енергія системи дорівнюватиме її масі, вираженій в уніфікованих атомних одиницях маси. Неважко переконатися, що

$$1 \text{ а. о. е.} = 1 \text{ у. а. о. м.} \cdot c^2 = 931,48 \text{ MeV},$$

звідки

$$c^2 = 931,48 \frac{\text{MeV}}{\text{у. а. о. м.}}. \quad (17.9)$$

Ураховуючи співвідношення (17.9), формулу (17.8) можна переписати у такому вигляді:

$$E = 931,48 M_{\text{я}} \text{ MeV}. \quad (17.10)$$

У формулі (17.10) маса ядра виражається в уніфікованих атомних одиницях маси.

Якщо від внутрішньої енергії ядра ми віднімемо сумарну власну енергію нуклонів, то дістанемо суму потенціальної й кінетичної енергій нуклонів у ядрі:

$$E_{\text{п}} + E_{\text{к}} = M_{\text{я}}c^2 - \sum_{i=1}^n m_i c^2. \quad (17.11)$$

Це від'ємна величина, оскільки від'ємна енергія взаємодії нуклонів у ядрі $E_{\text{п}}$ більша за енергію руху $E_{\text{к}}$ (інакше ядро розпалося б на складові частини). Практичний інтерес становить протилежна за знаком величина $E_{\text{зв}} = -(E_{\text{п}} + E_{\text{к}})$; її називають *повною енергією зв'язку ядра*.

Енергія зв'язку частинки в ядрі визначається роботою, яка потрібна для її відщеплення від ядра без надання кінетичної енергії. Повна енергія зв'язку ядра визначається роботою, яку треба виконати, щоб розщепити ядро на окремі невзаємодіючі між собою нуклони без надання їм кінетичної енергії:

$$E_{\text{зв}} = \sum_{i=1}^n m c^2 - M_{\text{я}} c^2. \quad (17.12)$$

Відношення цієї роботи до числа нуклонів у ядрі $\left(\bar{\omega} = \frac{E_{зв}}{A} \right)$, де A — масове число ядра) називають *середньою енергією зв'язку* нуклона в ядрі, або *питомою енергією зв'язку*. Отже,

$$\bar{\omega}A = 931,48 \left(\sum m - M_{я} \right) \text{ MeV.} \quad (17.13)$$

Абсолютне значення потенціальної енергії нуклона в незбудженому ядрі (глибина потенціальної ями для нуклона в ядрі) більше від істинної енергії зв'язку нуклона на значення його кінетичної енергії. Те саме можна сказати і про середні значення. Якщо зі збудженого ядра вилітає нуклон, то енергія збудження зменшується на значення надлишкової кінетичної енергії, яку дістав нуклон у момент перед вильотом із ядра. Частина цієї надлишкової кінетичної енергії витрачається на подолання зв'язку певного нуклона з ядром, а друга — зберігається як енергія руху нуклона поза ядром. Отже, при викиданні нуклона енергія збудження зменшується на значення суми кінетичної енергії нуклона поза ядром і його енергії зв'язку з ядром. Теоретичний аналіз експериментальних даних про ядра показав, що істинні енергії зв'язку нуклонів у будь-якому (не дуже легкому) ядрі мало відрізняються від середньої енергії зв'язку нуклонів у тому самому ядрі. В цьому квантова структура ядер протилежна квантовій структурі електронних оболонок атомів. Енергія зв'язку для периферійних електронів у атомах вимірюється кількома електрон-вольтами, а для електронів, розміщених ближче до ядра, сотнями і тисячами електрон-вольтами. У найважчих атомах зв'язок електронів K -шару з ядром перевищує 100 000 еВ. Зрозуміло, що при цьому обчислення середньої енергії зв'язку електронів у атомі безпідставне.

Якщо одному з внутрішньоядерних нуклонів надано надлишкову енергію, то ця енергія збудження внаслідок сильної взаємодії нуклонів ядра відразу розподілиться між усіма нуклонами (або між більшістю нуклонів ядра). Навпаки, енергії збудження (або навіть енергії відриву зовнішнього електрона атома) зовсім не досить для збудження електронів більш глибоких шарів.

Середня енергія зв'язку нуклонів має важливе значення у ядерних розрахунках. Вона визначається складом ядра і для всіх відомих (не дуже легких) ядер змінюється мало, приблизно від 7 до 8,6 МеВ/нуклон. Це в багатьох випадках дає змогу, екстраполюючи властивості вивчених ядер, передбачити властивості невивчених або зовсім нестабільних ядер.

Для обчислення енергії зв'язку нуклонів у ядрі за формулою (17.13) потрібно знати: масу ядра $M_{я}$, число протонів у ньому Z , число нейтронів $A - Z$ і маси протона m_p і нейтрона m_n . Про масу ядра роблять висновки за масою атома, яка відрізняється від маси ядра на

масу Z електронів, зв'язаних з ядром. Підставляючи у формулу (17.13) замість $M_{\text{я}}$ масу атома $M_{\text{а}}$, дістанемо повну енергію зв'язку атома, а не тільки одного ядра, тобто дістанемо суму енергій зв'язку нуклонів у ядрі і енергії зв'язку електронної оболонки з ядром. Оскільки маса атома більша від маси ядра на значення Zm_e — масу електронів, то на таке саме значення треба збільшити перший член у формулі (17.13). Це досягається тим, що замість маси протонів, які містяться в ядрі, беруть масу такої самої кількості атомів гідрогену. Отже, формула для визначення повної енергії ядерного зв'язку набуває такого вигляду:

$$E_{\text{зв}} = \bar{\omega}A = 931,48[(A - Z)m_n + Zm_{\text{H}} - M_{\text{а}}] \text{ MeV}, \quad (17.14)$$

де m_{H} — маса атома гідрогену [m_n, m_{H} і $M_{\text{а}}$, користуючись формулою (17.14), треба виражати в у. а. о. м.].

Якщо нуклони об'єднуються в ядра, то при цьому виділяється енергія зв'язку. Чим щільніше упаковане ядро, тим більше виділяється енергії при його утворенні. Енергія зв'язку виділяється у вигляді випромінювання або кінетичної енергії ядер, яка передається через деякий час іншим частинкам. Втрачаючи енергію, ядра втрачають разом з нею і масу, яка дорівнює енергії, поділеній на квадрат

швидкості світла $\left(\Delta m = \frac{E}{c^2}\right)$. Тому ядро має масу, меншу від суми

мас нуклонів, з яких воно складається. Величину Δm , що дорівнює різниці між масою системи (ядра) і сумою мас складових її частин (нуклонів), називають *дефектом маси*. Фізичний зміст цієї величини полягає в тому, що вона визначає енергію зв'язку в масових одиницях. Іноді, особливо в практичних розрахунках, під дефектом маси (надлишком маси) розуміють різницю між масою атома $M_{\text{а}}$, вираженою в у. а. о. м., і масовим числом A . В такому розумінні дефект маси втрачає безпосередньо фізичний зміст. Проте, знаючи його значення, можна порівняно просто визначити енергію зв'язку ядра. При цьому дефект маси вважають додатним, якщо масове число A менше від маси атома, що спостерігається у найлегших атомів (гідрогену, гелію, берилію, карбону та ін.). Дефект маси від'ємний для всіх атомів з масовими числами, що перевищують 20 і менші від 185.

Отже, дефект маси — це зменшення маси, спричинене виділенням енергії (а з нею і маси) при об'єднанні нуклонів у ядро. В ядрах з малою кількістю нуклонів дефект маси відносно невеликий, зі збільшенням кількості частинок у ядрі зростає і дефект маси. Відношення дефекту маси до масового числа називають пакувальним коефіцієнтом:

$$p = \frac{M_{\text{а}} - A}{A}. \quad (17.15)$$

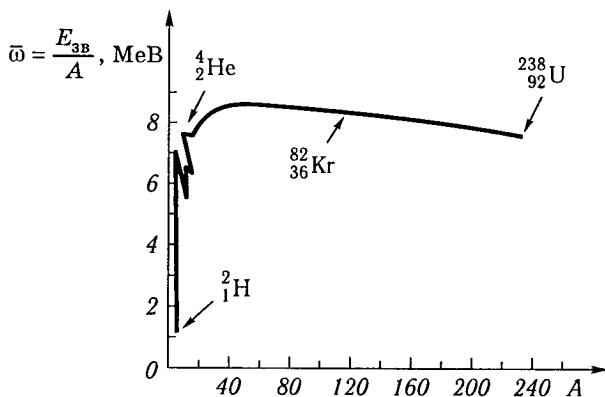


Рис. 17.7

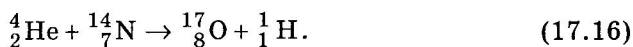
В ядрах з великим числом нуклонів міститься багато протонів, між якими діють електростатичні сили відштовхування. При цьому дефект мас дуже важких ядер зменшується зі збільшенням числа нуклонів у ядрі. У співвідношенні ядерних і електростатичних сил істотною є їхня специфіка: перші здатні насичуватись, а інші не мають такої властивості. Максимальне значення дефекту мас мають ядра середньої маси, які розміщуються всередині таблиці Д. І. Менделєєва приблизно від силіцію ($Z = 14$) до барію ($Z = 56$). Для них характерні найбільші значення середньої енергії зв'язку на один нуклон, що видно з рис. 17.7, на якому зображено залежність середньої енергії зв'язку на один нуклон $\bar{\omega}$ від масового числа для стабільних ядер. Рис. 17.7 показує, що величина $\bar{\omega}$ не є однаковою для всіх ядер. Для ядер з масовими числами $28 < A < 138$ вона залишається приблизно сталою і дорівнює 8,7 МеВ на одну ядерну частинку. Для ядер з $A > 138$ середня енергія зв'язку зменшується зі збільшенням числа нуклонів у ядрі. Для урану, який міститься в кінці таблиці Д. І. Менделєєва, $\bar{\omega} \approx 7,6$ МеВ/нуклон. У випадку легких ядер, які містять у собі невелику кількість нуклонів, середня енергія зв'язку на один нуклон зменшується зі зменшенням кількості частинок у ядрі. При цьому на кривій залежності $\bar{\omega}$ від масового числа A в інтервалі невеликих значень масових чисел спостерігається ряд максимумів і мінімумів. Максимальні значення середньої енергії зв'язку на один нуклон припадають на ядра з парними числами протонів і нейтронів ${}^4_2\text{He}$, ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ (парно-парні ядра). Мінімальні значення $\bar{\omega}$ відповідають ядрам ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$, які містять у собі непарні числа протонів і нейтронів (непарно-непарні ядра).

Аналіз графічної залежності $\bar{\omega} = f(A)$, зображеної на рис. 17.7, дає змогу дійти висновку щодо шляхів добування ядерної енергії.

Таких шляхів два. Перший шлях пов'язаний із поділом важких ядер на більш легкі, для яких енергія зв'язку на один нуклон більша, ніж для ядер, що зазнають поділу. Другий шлях вивільнення ядерної енергії ґрунтується на поєднанні легких ядер у більш важкі (наприклад, поєднання ядер гідрогену або його ізотопів у ядра гелію). Більш докладно про це мова йтиме далі.

17.6. Штучне перетворення атомних ядер. Відкриття нейтрона

Перша ядерна реакція, яка поклала початок штучному перетворенню ядер, а отже, зробила реальністю мрію алхіміків про перетворення елементів, була здійснена 1919 р. Е. Резерфордом за допомогою α -частинок, що випромінювались полонієм $^{209}_{84}\text{Po}$. У дослідах Е. Резерфорда джерело α -частинок вміщувалось у спеціальну камеру, яка наповнювалась газом. В одній із стінок камери було встановлено екран. Попадання частинок на екран спричинювало появу сцинтиляцій, які спостерігались за допомогою мікроскопа. Перед екраном вміщувалась алюмінієва фольга, товщина якої підбиралась такою, щоб вона затримувала α -частинки, випромінювані полонієм. Отже, конструкція установки усувала попадання α -частинок у сцинтиляційний екран. Тим часом при заповненні камери азотом сцинтиляції спостерігались. При заповненні камери киснем або вуглекислим газом сцинтиляцій не було. Появу сцинтиляцій при заповненні камери азотом можна пояснити тим, що дія α -частинок на атоми нітрогену спричинювала появу нових частинок з великою проникною здатністю. Ретельне вивчення їх в електричному і магнітному полях показало, що ці частинки є протонами, тобто ядрами атома гідрогену. Е. Резерфорд пояснив результат свого досліду тим, що швидка α -частинка проникає в ядро нітрогену і викликає його перетворення в ядро оксигену з викиданням протона. Цю ядерну реакцію можна записати так:



Наступні досліди Е. Резерфорда і Д. Чедвіка показали, що крім ядер атомів нітрогену протони випромінюються під дією швидких α -частинок і ядрами атомів інших легких елементів. Проте важчі ядра не вдалося розщепити α -частинками. Ці ядра мають великий заряд, тому α -частинки не можуть подолати сили відштовхування і наблизитись на відстань, де сили ядерного притягання переважають електростатичне відштовхування.

Для дослідження взаємодії α -частинок з ядрами азоту П. Блекетт створив установку з камерою Вільсона, в якій фотографування треків α -частинок відбувалось автоматично через малі проміжки часу. Під

час цих дослідів дістали 23 000 фотографій, на яких зафіксовано близько 400 000 треків α -частинок у нітрогені. Серед них виявилось лише вісім треків, що закінчувались особливими розгалуженнями, які свідчать про руйнування ядер нітрогену, спричинене α -частинками, що влучили в них. Ці розгалуження подвійні: одна з гілок (тонка й довга) є слідом вибитого із ядра протона; друга — більш коротка й товща — слід ядра, утвореного атомом кисню. Третьої гілки, яка була б слідом α -частинки після її зіткнення з ядром, на жодній з фотографій не виявлено. Це означає, що α -частинка, попадаючи в ядро, припиняє своє існування, а замість неї вилітає протон. Однак ймовірність проникнення α -частинки в ядро навіть відносно легкого атома (нітрогену) дуже мала. Проаналізовану ядерну реакцію (17.16) можна записати ще так: ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, p){}^{17}_8\text{O}$. Після відкриття цієї ядерної реакції під дією α -частинок було досліджено дуже багато інших реакцій, і серед них особливе значення має ядерна реакція, яка привела до відкриття нової елементарної частинки — нейтрона.

До початку 30-х років було відомо тільки дві елементарні частинки — електрон і протон. Наприкінці 1930 р. В. Боте і Г. Бекер виявили дуже проникливе випромінювання, яке виникає при бомбардуванні α -частинками ядер легких елементів Li, Be, B та ін. Найінтенсивнішим це випромінювання виявилось у берилію. Проходження берилієвого випромінювання через шар свинцю завтовшки 2 см зменшувало його інтенсивність тільки на 13 %. Оскільки на той час уже було відоме γ -випромінювання, для якого властива також велика проникна здатність, В. Боте і Г. Бекер припустили, що берилієве випромінювання є γ -випромінюванням. Виникнення γ -випромінювання пояснювали так: α -частинка, потрапивши в ядро берилію, перетворює його в збуджене ядро ${}^{13}_6\text{C}$, яке, переходячи в нормальний стан, випромінює жорсткий γ -квант. За поглинанням цього випромінювання було оцінено енергію γ -квантів, яка виявилась близькою до 7 МеВ. Проте подальше вивчення властивостей берилієвого випромінювання змусило відмовитись від зроблених припущень щодо його природи.

Велику роль при цьому відіграли дослідження, проведені І. Жолю-Кюрі і Ф. Жолю-Кюрі. Так, у 1931 р. вони встановили, що берилієве випромінювання, проходячи через речовини, що містять водень (наприклад, парафін), зумовлює інтенсивне вибивання протонів із пробігом у повітрі завдовжки 26 см. Проведені розрахунки показали, що для одержання таких протонів γ -кванти повинні мати енергію не 7 МеВ, а 55 МеВ. Далі виявилось, що берилієве випромінювання спричинює появу ядер віддачі в нітрогені, аргоні і навіть криптоні. За пробігом ядер віддачі розраховували енергію γ -квантів і дістали для нітрогену значення 90 МеВ, для аргону — 150 МеВ. Отже, спроби тлумачити це випромінювання як дуже жорстке γ -випро-

мінювання привели до суперечностей. Однак усі суперечності зникли, коли англійський фізик Д. Чедвік 1932 р. припустив, що берилієве випромінювання є потоком частинок, які мають масу, близьку до маси протона, але позбавлені електричного заряду. Ці частинки було названо *нейтронами*. Ефективним джерелом нейтронів є берилієва мішень, яку опромінюють α -частинками радію. Найпотужнішими джерелами нейтронів є ядерні реактори.

Реакцію утворення нейтронів при бомбардуванні берилію α -частинками можна записати так:



При вивченні властивостей нейтрона було встановлено, що його маса трохи більша за масу протона. Маса нейтрона $m_n = 1,0086649$ а. о. м., тоді як маса протона $m_p = 1,007276$ а. о. м.

Відкриття Д. Чедвіком нейтрона сприяло подальшому розвитку фізики атомного ядра, оскільки воно надало вченим інструмент для вивчення властивостей ядра і здійснення нових ядерних реакцій. З ним пов'язане і формулювання гіпотези про протонно-нейтронний склад ядра.

17.7. Моделі ядра атома

У реальному фізичному світі зв'язки між явищами і предметами настільки різноманітні, що охопити їх усі неможливо не лише в практичному, а й у теоретичному принциповому розумінні. Теоретичне розуміння зумовлене невичерпністю властивостей матерії. Тому при побудові моделей беруть до уваги тільки істотні для певного кола явищ властивості і зв'язки. Вилучення всього неістотного для певного явища є найважливішим елементом фізичного дослідження.

Урахування лише істотних факторів зводиться до абстрагування від реальної ситуації і побудови моделі в межах прийнятих абстракцій. Моделі, які використовують, є наближеними. Їх справедливість може бути гарантована лише в межах придатності використовуваних абстракцій. За цими межами модель може бути непридатною і навіть безглуздою. Тому на кожному етапі фізичного дослідження важливо розуміти, чому застосовується саме та модель, а не інша. Слід зазначити, що один і той самий фізичний об'єкт у різних ситуаціях можна описувати різними моделями.

Здатність до насичення ядерних сил і пов'язана з нею мала стисливість ядерної речовини стали основою для введення у 30-х роках К. Вейцекером *краплинної моделі ядра атома*, за якою маса атомних ядер обчислювалась як маса електрично зарядженої краплини.

Поява моделі рідкої краплини Вейцекера належить до періоду, коли вже були відомі значення мас для досить великої кількості атомних ядер, що дало змогу перевірити її придатність для досить широкого діапазону мас.

Одним із вдалих застосувань цієї моделі було пояснення на її основі процесу поділу атомних ядер Н. Бором та Дж. Уілером і незалежно від них Я. І. Френкелем. Процес поділу атомних ядер вони розглядали як розрив електрично зарядженої краплини на дві краплини меншого розміру.

Значний крок уперед у з'ясуванні будови ядер було зроблено внаслідок обчислення енергії зв'язку ядер, тобто енергії, яка потрібна для повного їх розщеплення на складові частинки. Важливий висновок з цих обчислень полягає в тому, що енергія зв'язку, яка припадає на одну внутрішньоядерну частинку, майже однакова для всіх ядер. Для не дуже легких і не дуже важких ядер вона становить близько 8 МеВ на один нуклон. Радіус дії ядерних сил дуже малий, тому кожний нуклон взаємодіє практично тільки зі своїми найближчими сусідами. Ці та інші факти дали змогу прирівняти ядро атома до краплини рідини, в якій частинки також взаємодіють тільки з найближчими сусідами. Тлумачення атомних ядер як краплин нейтронно-протонної рідини виправдано насамперед тим, що густина «ядерної речовини» приблизно однакова для всіх елементів. Справді, емпіричний вираз для ядерних радіусів, який підтверджується результатами багатьох дослідів і який ми вже наводили ($R_{\text{я}} = r_0 \sqrt[3]{A}$, де $r_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-15}$ м), показує, що всі ядра мають майже однакову густину:

$$\rho = \frac{M_{\text{я}}}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{я}}^3} = \frac{Am_{\text{н}}}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{я}}^3} = \frac{m_{\text{н}}}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = 1,210^{17} \text{ кг/м}^3,$$

де $M_{\text{я}}$ — маса ядра; $R_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}$ — радіус ядра; $m_{\text{н}} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Для будь-якої рідини характерно, що енергія міжмолекулярного зв'язку, розрахована на одну частинку, майже не залежить від розмірів краплини, якщо тільки краплина не дуже мала. Це також властиве і ядрам: енергія внутрішньоядерного зв'язку на один нуклон для всіх не дуже легких ядер мало відрізняється. Для всіх звичайних рідин радіус дії міжмолекулярних сил за порядком величини близький до середньої відстані між частинками.

Радіус дії внутрішньоядерних сил близький до відстані між нуклонами: внутрішньоядерні сили виявляють свою дію тільки на відстанях, менших за 10^{-15} м. Нарешті, для частинок звичайних рідин властива велика рухливість, незважаючи на їхнє компактне розміщення.

Так само і в атомних ядрах, незважаючи на їхню велику густину, нуклони повною мірою зберігають свою рухливість. Прирівнюючи атомні ядра до краплин нейтронно-протонної рідини, процес викидання із ядра частинок при ядерних перетвореннях можна розглядати як явище, аналогічне випаровуванню молекул із краплини рідини.

Проте, незважаючи на ці аналогії, слід пам'ятати, що ядерні і молекулярні явища є принципово різними. Так, сили молекулярної взаємодії за своєю фізичною природою є силами електромагнітної взаємодії, тоді як ядерні сили — специфічні сили, які не можна зарахувати до електромагнітних. На відміну від звичайної рідини «ядерна рідина» є сумішшю двох «рідин»: протонної і нейтронної. При цьому рух молекул у рідині можна описати в межах класичних уявлень, а рух нуклонів у ядрі має квантовий характер. Незважаючи на цю принципову відмінність молекулярних і ядерних явищ, деякі ядерні процеси і властивості пояснено аналогічно динаміці рідкої краплини. Одержані результати в багатьох випадках добре узгоджуються з дослідом.

У 1939 р. Н. Бор, спираючись на краплинну модель, створив теорію поділу ядер під впливом нейтронів. Нейтрон не має заряду і тому, безперешкодно входячи в ядро, віддає йому свою енергію. Таку передачу енергії можна розглядати як інтенсивне нагрівання краплини. При цьому ядро переходить у збуджений стан. На думку Н. Бора, перша стадія зіткнення частинки з ядром полягає у виникненні проміжного ядра, утвореного початковим ядром і частинкою, яка з ним зіткнулась. Це проміжне ядро, як правило, є нестійким, напівстабільним. Під впливом енергії нейтрона проміжне ядро — краплина електрично зарядженої ядерної рідини — починає пульсувати і розривається на дві приблизно однакові частини.

Випромінювання α -частинок при природній радіоактивності можна розглядати як відокремлення краплинки нейтронно-протонної рідини від більш великої краплини; α -частини, що вилітають, не містяться як відокремлені частинки в ядрі, вони формуються при радіоактивному перетворенні. Це формування α -частинки, її «випаровування» або відрив від поверхні ядра призводять до зменшення його енергії. Однак відриву α -частинки від ядра перешкоджає енергетичний бар'єр, створений підвищеними значеннями енергії проміжних станів, які передують відокремленню α -частинки від ядра. Висотою цього бар'єра і невеликою ймовірністю проникнення α -частинки через нього пояснюється величезний півперіод α -розпаду для урану ($4,5 \cdot 10^9$ років).

Отже, краплинна модель ядра дала змогу пояснити багато встановлених явищ.

Подальші експерименти в галузі вивчення властивостей ядер привели до відкриттів, які не можна пояснити краплинною моделлю. Існують факти, які навіть суперечать їй. Одним із таких фактів є виявлена періодичність у властивостях атомних ядер, яка виражена, щоправда, не настільки чітко, як у атомах, проте може розглядатись як доказ існування ядерних оболонок і певної періодичності у забудові їх.

Окремі здогадки про існування в ядрах оболонок протонів і електронів висловлені в 1924—1928 рр., ще до відкриття нейтронів. Щоправда, аналогія нуклонних оболонок у ядрі й електронних оболо-

нок в атомі є суто зовнішньою. Справді, електрони в атомі рухаються в електричному полі ядра і сусідніх електронів, яке можна розглядати як центральне кулонівське поле. Нуклони ж у ядрі рухаються в ядерному полі, яке має нецентральний характер.

Оболонкова модель ядра деякою мірою протилежна краплинній. За краплинною моделлю, нуклони в ядрі рухаються хаотично, зазнають частих зіткнень і не можуть тривалий час перебувати в певних енергетичних станах. За оболонковою ж моделлю, нуклони рухаються майже незалежно. При цьому вони перебувають у певних енергетичних станах.

Ідея про ядерні оболонки ґрунтується на тому, що нуклонам властиві механічний і магнітний моменти. До того ж атомні ядра можуть перебувати у збуджених станах і при переході в основний стан випромінюють γ -кванти. Це дає підставу говорити про енергетичні стани нуклонів у атомних ядрах і ввести для характеристики цих станів квантові числа — головне $n_{\text{я}}$ і орбітальне $l_{\text{я}}$. Отже, подібно до електронів у атомі, нуклони в ядрах утворюють оболонки і під-оболонки. При цьому модель передбачає наявність у ядрі двох систем нуклонних станів: одна — для протонів, друга — для нейтронів, які заповнюються незалежно одна від одної. Слід чекати, що ядра із заповненими нуклонними оболонками, подібно до атомів із заповненими електронними оболонками, характеризуватимуться підвищеною стійкістю. Це передбачення в моделі ядерних оболонок узгоджується із установленими на досліді фактами. Так, аналіз властивостей відомих ядер показав, що найстійкішими є ядра, в яких числа протонів або нейтронів дорівнюють 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 і 152 (цифри 126 і 152 належать лише до нейтронів). Ці числа назвали *магічними*.

Було зроблено спробу дістати магічні числа, виходячи з уявлень про оболонкову модель ядра. При цьому спочатку виходили з повної аналогії між електронами в атомі й нуклонами в ядрі. Тоді стан нуклона в ядрі характеризуватиметься четвіркою квантових чисел $n_{\text{я}}$, $l_{\text{я}}$, $m_{\text{я}}$, $s_{\text{я}}$ (головне, орбітальне, магнітне, спінове; індекс «я» означає ядро), а число нуклонів у заповненій оболонці розраховуватиметься за формулою $2n_{\text{я}}^2$. Знаючи числа нуклонів у заповнених оболонках, що відповідають різним значенням головного квантового числа $n_{\text{я}}$, неважко визначити і сумарні числа нуклонів у таких ядрах. Такі обчислення було проведено. При цьому дістали значення, що не завжди збігаються з магічними числами. Пізніше розрахунки, проведені М. Гепперт-Майер на основі оболонкової моделі ядра з урахуванням спінорбітального зв'язку (залежності ядерної взаємодії від взаємної орієнтації спіну і орбітального моменту руху нуклона), привели до результатів, що підтверджуються дослідом.

Атомні ядра, в яких число протонів або число нейтронів збігається з одним із магічних чисел, називають *магічними ядрами*. Найбільш стійкими є двічі магічні ядра, в яких і числа нейтронів, і числа

протонів відповідають магічному числу. Є ядра, для яких магічні числа нейтронів і протонів збігаються: ${}^4_2\text{He}$ (2 нейтрони і 2 протони), ${}^{16}_8\text{O}$ (8 протонів і 8 нейтронів), ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ (20 протонів і 20 нейтронів).

На відміну від краплинної моделі, яка переважно застосовується для збуджених станів атомних ядер, оболонкова модель справедлива для основного або мало збуджених станів ядер. Фізичною основою оболонкової моделі є принцип Паулі, адже в основному стані всі найнижчі рівні зайняті, тому жодний нуклон не може віддати енергію (бо нікуди переходити), але здатний дістати її і перейти на будь-який вищий енергетичний рівень.

Крім краплинної і оболонкової існує ще кілька моделей атомних ядер, за допомогою яких можна описати різні властивості ядер. Однак оболонкова модель дає змогу описати якомога більше експериментальних даних з єдиної точки зору. Її авторам М. Гепперт-Майер (США) і Х. Ієнсену (ФРН) присуджено Нобелівську премію з фізики за 1963 р. Строге теоретичне обґрунтування оболонкової моделі ядра і її подальший розвиток належить радянському вченому А. Б. Мігдалу.

17.8. Природна радіоактивність

Відомо, що атом складається з позитивно зарядженого ядра і електронів, які його оточують. Це встановив Е. Резерфорд 1911 р. на основі дослідів з розсіяння α -частинок різними хімічними елементами (див. підрозділ 12.2). Дослідження Е. Резерфорда ґрунтувались на найважливіших відкриттях, зроблених А. Беккерелем і подружжям П. Кюрі і М. Склодовською-Кюрі.

У 1896 р., вивчаючи люмінесценцію різних речовин, А. Беккерель виявив випромінювання солями урану без попереднього освітлення їх. Це випромінювання здатне проникати крізь шар непрозорої речовини, йонізувати повітря, діяти на фотографічну плівку, спричиняти люмінесценцію деяких речовин. Наступні дослідження, проведені П. Кюрі, М. Склодовською-Кюрі, Е. Резерфордом та іншими вченими, показали, що властивість випромінювати характерна не тільки для урану, а й для деяких інших хімічних елементів, зокрема полонію, радію, актинію, торію. При цьому характерною особливістю виявленого випромінювання є його самочинність, повна незалежність від зовнішніх умов. За пропозицією М. Склодовської-Кюрі, речовини, здатні випромінювати відкрите А. Беккерелем випромінювання, називають *радіоактивними*, а саме явище — *радіоактивністю*. Радіоактивне випромінювання буває трьох типів: α , β і γ . Дослідження засвідчили, що α -випромінювання є потоком ядер атомів гелію, β -випромінювання — потоком електронів, а γ -випромінювання — жорстким (великої частоти) електромагнітним випромінюванням. Досліди Е. Резерфорда і Ф. Содді (1900 р.) показали, що ці

випромінювання є результатом спонтанного перетворення (розпаду) атомів, точніше, атомних ядер. Це явище супроводжується виділенням великої кількості енергії, яку несуть із собою α -, β - і γ -випромінювання. Наприклад, 1 г радію виділяє за 1 год енергію 561 Дж, а за рік — 4914,4 кДж.

Отже, радіоактивність — це явище самочинного перетворення нестійких ядер одного елемента в ядра іншого елемента, що супроводжується виникненням різних типів радіоактивних випромінювань. Розрізняють природну і штучну радіоактивності. Під природною радіоактивністю розуміють радіоактивність ядер, які є в природі, а під штучною радіоактивністю — радіоактивність штучно одержаних ядер.

Різні радіоактивні речовини дуже відрізняються між собою інтенсивністю радіоактивних випромінювань, яку називають *активністю*. Активність речовини можна характеризувати кількістю розпадів, що відбуваються за одиницю часу. Нехай у певний момент часу t є N атомів радіоактивної речовини. За час dt розпадається dN атомів.

Отже, за одну секунду розпадатиметься $\frac{dN}{dt}$ атомів. Як показує дослід, атоми розпадаються спонтанно, розпад одного ядра не впливає на розпад інших. Тому кількість розпадів залежатиме тільки від властивостей ядер, що розпадаються, і кількості їх. Чим більше атомів радіоактивної речовини, тим більше буде розпадів за одиницю часу. Інакше кажучи, кількість розпадів за одиницю часу має бути прямо пропорційною кількості атомів радіоактивної речовини, тобто

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (17.18)$$

Коефіцієнт пропорційності λ характеризує ймовірність радіоактивного розпаду нестабільного ядра за одиницю часу. Величину λ називають *сталю радіоактивного розпаду*. Знак «мінус» означає, що кількість радіоактивних ядер N з часом зменшується і швидкість розпаду — це від'ємна величина. Величина λ характеризує радіоактивність речовини, оскільки пропорційна кількості розпадів за одну секунду:

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt}. \quad (17.19)$$

Інтегруючи рівняння (17.18) при початкових умовах $t = 0$ і $N = N_0$, дістанемо основний закон радіоактивного розпаду

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (17.20)$$

Отже, кількість ядер радіоактивної речовини зменшується з часом за експоненціальним законом. Чим більше λ , тим швидше зменшується N . Дуже важливе значення має час, протягом якого розпа-

дається певна частина (наприклад, половина) початкової кількості радіоактивних ядер. Якщо цей час позначити через T (період піврозпаду), то можна записати $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$, звідки маємо

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}. \quad (17.21)$$

Як впливає із співвідношення (17.21), період піврозпаду обернено пропорційний величині λ , що характеризує швидкість розпаду: чим більша швидкість розпаду, тим менший період піврозпаду. Наприклад, для урану ^{238}U період піврозпаду дорівнює $4,51 \cdot 10^9$ років, для радію ^{226}Ra — 1590 років, для радону ^{222}Rn — 3,825 дня і т. д. (числа біля символів елементів означають масове число ізотопів). Є радіоактивні речовини, в яких періоди піврозпаду значно менші і становлять хвилини, секунди і навіть мільйонні частки секунди. Величина, обернена ймовірності радіоактивного перетворення, визначає середній час життя радіоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (17.22)$$

Порівнюючи вирази (17.21) і (17.22), бачимо, що середній час життя радіоактивних ядер майже в 1,5 раза перевищує період піврозпаду, точніше $\tau = \frac{T}{\ln 2}$.

Величину $a = \lambda N$, яка визначає кількість атомів, що розпадаються за одиницю часу, називають *активністю радіоактивного препарату*. Активність є характеристикою всієї речовини, яка зазнає розпаду, а не окремого ядра. В СІ за одиницю активності препарату беруть один розпад за секунду — беккерель (Бк). Практичною одиницею активності є кюрі — це активність такої кількості радіоактивної речовини, яка зазнає $3,7 \cdot 10^{10}$ розпадів за одну секунду. Активність в 1 кюрі відповідає активності 1 г радію. Використовують і менші одиниці — мілікюрі (10^{-3} Кі) і мікрокюрі (10^{-6} Кі), а також одиницю активності резерфорд (Рд). Один резерфорд — активність препарату, в якому відбувається 10^6 розпадів за секунду. Очевидно, $1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Рд}$.

Більшість радіоактивних елементів належить до рядів урану й торію і до відгалужень від цих рядів, розпад яких завершується ізотопами плумбуму.

Радіоактивне перетворення призводить до зміни хімічних властивостей, які можна передбачити на основі закону зміщення, встановленого 1913 р. Ф. Содді і К. Фаянсом.

Якщо уявити собі періодичну систему елементів Д. І. Менделєєва розгорнутою в один ряд, то, за законом зміщення, при α -перетворен-

ні утворюється елемент, який розміщений у періодичній системі елементів на два місця ближче до початку системи ($Z - 2$), ніж початковий, а при β -перетворенні — елемент, який розміщений на одне місце далі від материнського елемента ($Z + 1$). α -перетворення означає зменшення заряду ядра на дві одиниці (частинка несе подвійний позитивний заряд); β^- -перетворення рівносильне збільшенню позитивного заряду на одиницю. Послідовне випромінювання однієї α -частинки і двох β^- -частинок приводить до утворення елемента з тим самим зарядом ядра, тобто з тим самим атомним номером, що й початковий елемент, але з масовим числом на чотири одиниці меншим. При α -перетворенні ядро втрачає два протони і два нейтрони (з яких складається α -частинка). При β^- -перетворенні один із внутрішньоядерних нейтронів перетворюється в протон за схемою $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$ — антинейтрино). Це збільшує заряд ядра на одиницю. За законом збереження алгебраїчної суми зарядів перетворення нейтрона в протон має супроводжуватись виникненням електрона, що випромінюється ядром.

Радіоактивні ряди. Якщо є більше двох генетично пов'язаних один з одним елементів, то йдеться про існування радіоактивного ряду. Важкі ядра з масовим числом $A > 208$ зазнають α -розпаду внаслідок того, що в них діють великі кулонівські сили відштовхування. Якщо до того ж масове число набагато перевищує 208, то ядро приходить до стабільного стану шляхом ряду послідовних розпадів. Проте не всі розпади в цьому ланцюжку є α -розпадами. Після втрати кількох α -частинок ядро стає схильним до β -розпаду, коли в середині ядра один з нейтронів перетворюється на протон. У радіоактивних рядах процеси α - і β -розпаду звичайно чергуються один з одним.

За α -розпаду масове число змінюється на 4, а за β -розпаду не змінюється. Оскільки остача від ділення A на 4 однакова для всіх ядер того самого ряду, то для нього A можна виразити формулою $A = 4n + C$, де C — стале для ряду число, а n набуває цілочислових значень.

Принципово можуть існувати лише чотири різних радіоактивних ряди (табл. 17.1), де A дорівнює $4n$; $4n + 1$; $4n + 2$; $4n + 3$.

Таблиця 17.1

Радіоактивний ряд	A	Початковий нуклід	$T_{1/2}$ першого нукліду (в роках)	Кількість перетворень	Кінцевий нуклід
Торію	$4n$	${}^{232}_{90}\text{Th}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	12	${}^{208}_{82}\text{Pb}$
Нептунію	$4n + 1$	${}^{237}_{93}\text{Np}$	$2,2 \cdot 10^6$	13	${}^{209}_{83}\text{Bi}$
Урану	$4n + 2$	${}^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$	18	${}^{206}_{82}\text{Pb}$
Актинію	$4n + 3$	${}^{235}_{92}\text{U}$	$7,3 \cdot 10^8$	16	${}^{207}_{82}\text{Pb}$

У табл. 17.1 зібрано основні відомості про радіоактивні ряди. Зазначено назву ряду, загальну формулу для масового числа, початковий нуклід (найбільш довгоживучий член ряду) з періодом його напіврозпаду, загальне число перетворень у ряді й кінцевий стабільний нуклід. Останній (див. табл. 17.1) ряд називається так тому, що три члени цього радіоактивного ряду ${}^{231}_{91}\text{Pa}$, ${}^{231}_{90}\text{Th}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ були відкриті пізніше, ніж актиній ${}^{227}_{89}\text{Ac}$. Нептуній — родоначальник другого ряду — відносно малостабільний, у земній корі він не зберігся. Тому спочатку ряд нептунію передбачили теоретично, а потім його структуру реконструювали в лабораторії (Г. Сиборг і А. Гюрсо, 1950 р.).

Усі елементи з $Z > 92$ об'єднані спільною назвою *трансуранові елементи* (останнім часом виділяють елементи з $Z > 100$, називаючи їх *трансфермієвими*). Трансуранові елементи синтезують штучним шляхом, послідовне вивчення їх розпочалося в 40-х роках ХХ ст. Спочатку єдиними законодавцями в цій сфері були американські вчені на чолі з Г. Сиборгом і А. Гюрсо. Наприкінці 50-х років минулого століття в роботу, пов'язану із синтезом трансуранових елементів штучним шляхом, активно включилась лабораторія ОІЯД (м. Дубна, Росія), яку очолював Г. М. Флеров. Нині відомо близько 150 нуклідів трансуранових елементів.

Елементи із $Z = 93—96$ нагромаджено у достатній кількості, вони вивчені детально. Кількість берклію ${}^{247}_{97}\text{Bk}$ і каліфорнію ${}^{251}_{98}\text{Cf}$ становить частки міліграма, тому їхні властивості досліджують за допомогою спеціальних мікрометодик. Ейнштейнія ${}^{252}_{99}\text{Es}$ зібрано всього близько 10^{-7} г. Кількість останніх трансуранових елементів становить сотні, десятки і навіть одиниці атомів.

Головною причиною нестабільності трансуранових елементів до $Z \approx 100$ є α -розпад. Проте для трансфермієвих елементів істотним стає спонтанний поділ, роль якого збільшується зі зростанням Z . Для нині відомих нуклідів із $Z = 106—107$ він є головним типом розпаду.

17.9. α -розпад

Розглянемо найважливіші властивості α -випромінювання. Відомо, що α -частинки є ядрами атомів гелію. Отже, їм властивий заряд $+2e$ і масове число 4. Різні радіоактивні елементи викидають частинки зі швидкостями від $1,4 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^7$ м/с, що відповідає енергіям від 4 до 8,8 МеВ. Іноді під час радіоактивного розпаду виникають α -частинки з енергією 2...4 МеВ. Слід зазначити, що α -випромінювання моноенергетичне, тобто певний радіоактивний елемент викидає α -частинки практично однакової енергії, α -розпад властивий важким ядрам з масовими числами $A > 200$ і зарядами $Z > 82$. Рухаючись у середовищі, α -частинки поступово втрачають свою енер-

гію на йонізацію його атомів і врешті-решт зупиняються. Відстань, на яку проникає α -частинка в середовищі до повного зупинення, називають *пробігом*. Пробіг α -частинок R у повітрі наближено пропорційний кубу швидкості або енергії частинок у степені $3/2$. За нормальних умов пробіг α -частинок у повітрі можна визначити за емпіричною формулою Гейгера:

$$R = av^3 = bE^{3/2}, \quad (17.23)$$

де a і b — константи. За нормальних умов пробіг α -частинки в повітрі становить кілька сантиметрів.

Між пробігом R α -частинки, який може бути мірою її початкової енергії, і ймовірністю радіоактивного перетворення λ існує проста залежність, установлена емпірично Г. Гейгером і Дж. Неттолом (1911 р.) і відома під назвою *закону Гейгера — Неттола*:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (17.24)$$

де A і B сталі, причому B є універсальною сталою, вона однакова для всіх чотирьох радіоактивних рядів; A — залишається сталою в межах певного радіоактивного ряду.

Якщо врахувати, що пробіг α -частинки залежить від її кінетичної енергії, а константа радіоактивного розпаду λ пов'язана з середнім часом життя радіоактивного ядра τ , то закон Гейгера — Неттола можна переписати так:

$$\ln \lambda = \ln \frac{1}{\tau} = A' + B' \ln E. \quad (17.25)$$

Отже, із закону Гейгера — Неттола випливає, що чим менш стабільні ядра, тим більша енергія α -частинок, що ними випромінюється. У 1928 р. закон Гейгера — Неттола пояснив і уточнив теоретично Дж. Гамов, використовуючи квантово-механічний підхід.

У явищі α -розпаду виділяють два етапи, а саме: утворення α -частинки в ядрі з нуклонів і її випромінювання. Щодо першого етапу, то якісні міркування, які ґрунтуються на властивостях ядерних сил, дають змогу пов'язати виникнення α -частинки з самим актом α -розпаду. Порівняно з окремими нуклонами вона зазнає меншої дії з боку ядерних сил притягання і водночас більшої дії кулонівського відштовхування. Саме цим можна пояснити спонтанне випромінювання α -частинки ядром. При вильоті з ядра α -частинка має подолати потенціальний бар'єр, що утворюється силами, які утримують її в ядрі. На відстані, що дорівнює наближено радіусу ядра, превалюють сили кулонівського відштовхування між позитивно зарядженим ядром і α -частинкою.

Загальне потенціальне поле ядра може бути подане кривою, зображеною на рис. 17.8.

Якби α -частинка рухалась до ядра із зарядом Ze ззовні, то вона мала б подолати енергетичний бар'єр, зовнішні схили якого визначаються кулонівською енергією відштовхування

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r} \quad (17.26)$$

аж до значень r , близьких до радіуса ядра r_0 (див. рис. 17.8).

Користуючись цією формулою і підставляючи замість r радіус ядра r_0 , визначений із співвідношення (17.5), можна знайти висоту потенціального бар'єра для будь-якого ядра. Проведені розрахунки для ядра урану дають значення висоти потенціального бар'єра, що дорівнює 31 МеВ. Такий результат узгоджується з експериментальними даними Е. Резерфорда, який 1927 р. спостерігав розсіяння α -частинок полонію ${}^{212}_{84}\text{Po}$ з енергією 8,8 МеВ на ядрах урану і на підставі цього дійшов висновку, що висота потенціального бар'єра ядра урану має перевищувати 8,8 МеВ.

Однак енергія α -частинок, що вилітають із ядер урану, становить усього 4,0 МеВ, тобто значно менша від значення 31 МеВ, яке мало б спостерігатись за класичною механікою, оскільки вона допускає виліт частинки тільки тоді, коли її енергія більша за висоту потенціального бар'єра, тобто коли частинка «перевалює» крізь бар'єр. Отже, зрозуміло, що виліт частинки з ядра відбувається тільки внаслідок просочування крізь потенціальний бар'єр (тунельний ефект), що суперечить класичній механіці, але можливий з точки зору квантово-механічних уявлень. Імовірність просочування α -частинки, сформованої в ядрі крізь потенціальний бар'єр, визначається прозорістю бар'єра D . При цьому константа радіоактивного розпаду λ , яка визначає ймовірність розпаду на одиницю часу, дорівнює добутку «прозорості» бар'єра D на кількість зіткнень α -частинки з внутрішніми стінками бар'єра, причому кількість зіткнень n за порядком величини дорівнює відношенню швидкості α -частинок v до діаметра ядра. Отже,

$$\lambda = Dn = D \frac{v}{2r_0}. \quad (17.27)$$

Прозорість бар'єра

$$D = e^{-\frac{4\pi}{n} \sqrt{2m} \int_{r_0}^r \sqrt{(U_0 - E_\alpha)} dr}, \quad (17.28)$$

де m — маса α -частинки; E_α — її енергія; r_0 і r — координати початку і кінця потенціального бар'єра $U(r)$ для цього значення енергії E_α α -частинки.

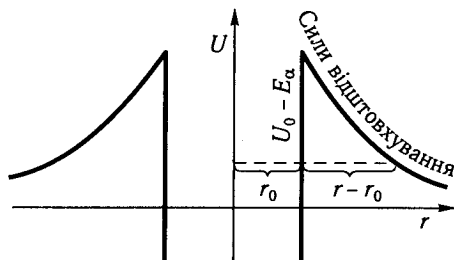


Рис. 17.8

Малою прозорістю D бар'єра для проникнення крізь нього α -частинки пояснюється мала ймовірність α -перетворення урану (мала радіоактивна стала) і великий період піврозпаду $T = 4,5 \cdot 10^9$ років. Отже, процес виділення α -частинок із ядер радіоактивних елементів має специфічно квантово-механічний характер і пов'язаний із хвильовими властивостями. З рис. 17.8 видно, що енергія частинки після вильоту її з ядра дорівнює $U_0 - E_\alpha$, а $r - r_0$ визначає ширину бар'єра. Звідси легко дістати закон Гейгера — Неттола, тобто зв'язок радіоактивної сталої і енергії частинки (17.25).

При випромінюванні α -частинки нове (дочірнє) ядро, як правило, перебуває в збудженому стані, який є нестабільним. Перехід із такого стану в нормальний супроводжується випромінюванням γ -фотонів. Середній час перебування ядра в збудженому стані (10^{-13} с) малий порівняно з середнім часом життя радіоактивного ядра. Енергетичний спектр α -частинок дискретний, що відображає енергетичну структуру ядра атома. Розрахований спектр α -випромінювання збігається з установленим експериментально в межах похибок вимірювань.

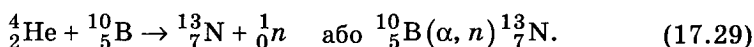
17.10. Відкриття позитрона. Штучна радіоактивність

У 1928 р. П. Дірак, розв'язуючи релятивістське хвильове рівняння, показав, що в природі має бути частинка, подібна до електрона, але з позитивним електричним зарядом. Через чотири роки таку частинку експериментально при дослідженні космічного випромінювання виявив К. Андерсон. Вивчаючи космічне випромінювання за допомогою камери Вільсона, вміщеної в магнітне поле, він серед інших треків виявив трек, який за своїм виглядом нагадував трек електрона, але був викривлений в інший бік. Спостережуване явище можна було пояснити, якщо приписати цей трек позитивно зарядженій частинці. Проте можливе й інше пояснення: трек належить електрону, що рухається не зверху вниз, як мають рухатись космічні частинки, а навпаки. Додатково проведений експеримент дав змогу визначити напрям руху частинки (зверху вниз) і таким чином підтвердив факт існування позитрона.

Було встановлено, що маса позитрона дорівнює масі електрона. Однаковими виявились також їхні механічні та (чисельно) магнітні моменти. Проте оскільки позитрон має позитивний заряд, то напрям його магнітного моменту на противагу електрону збігається з напрямом механічного моменту.

На початку 30-х років ХХ ст. крім відкриття нейтронів і позитронів було зроблено ще одне відкриття. У 1934 р. подружжя І. і Ф. Жолю-Кюрі та інші вчені відкрили у випадку ядерних реакцій, що відбуваються при бомбардуванні деяких елементів α -частинками та ней-

тронами, нові частинки, які реєструються не лише під час опромінення, а й деякий час після опромінення (кілька хвилин, годин і навіть днів). Подружжя Жоліо-Кюрі, Е. Фермі та інші вчені пояснили це тим, що самі продукти ядерних реакцій виявляються радіоактивними, тобто внаслідок таких ядерних реакцій виникають радіоактивні ізотопи, які розпадаються за тими самими законами, що і природні радіоактивні речовини. Це явище самочинного розпаду ядер штучно добутих ізотопів називають *штучною (наведеною) радіоактивністю*, а самі ізотопи — *штучно радіоактивними*. Такі ізотопи випромінюють у процесі розпаду переважно електрони або позитрони і γ -фотони. Наприклад, можна дістати радіоактивний ${}^{13}_7\text{N}$. Для цього треба протягом певного часу бомбардувати α -частинками бор:

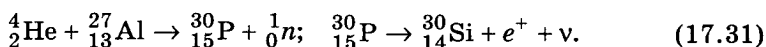


Проте нуклід ${}^{13}_7\text{N}$ нестабільний і розпадається:

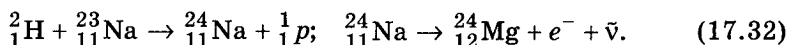


При цьому ${}^{13}_7\text{N}$ випромінює швидкі позитрони (β^+ -випромінювання). Період піврозпаду ${}^{13}_7\text{N}$ дорівнює 10 хв.

Аналогічно, бомбардуючи α -частинками алюміній, дістають радіоактивний ${}^{30}_{15}\text{P}$. Нуклід ${}^{30}_{15}\text{P}$, випромінюючи β^+ -частинки з періодом піврозпаду близько 2,5 хв, перетворюється в стійкий нуклід силіцію. Ядерні реакції, що відбуваються при цьому, можна записати так:



При бомбардуванні ${}^{23}_{11}\text{Na}$ швидкими дейтронами утворюється радіоактивний ${}^{24}_{11}\text{Na}$. Нуклід ${}^{24}_{11}\text{Na}$ має період піврозпаду близько 15 год і, випромінюючи β^- -частинки, перетворюється на стабільний нуклід ${}^{24}_{12}\text{Mg}$. Схема ядерної реакції така:



Найчастіше їхній розпад супроводжується β -випромінюванням, причому в більшості випадків услід за викиданням електрона чи позитрона випромінюється γ -фотон. Деякі радіоактивні ізотопи дістали при опромінуванні стабільних елементів не потоком частинок, а γ -випромінюванням. Перетворення елементів унаслідок поглинання ядром γ -фотона великої енергії (фоторозщеплення ядра, або ядерний фотоефект) уперше виявив Дж. Чедвік (1934 р). Опромінюючи γ -фотонами торію важкий гідроген, він установив, що поглинання γ -фо-

тона з енергією $h\nu$ близько 2,2 MeV переводить ядро важкого гідрогену в збуджений стан, який є нестабільним і закінчується розпадом на протон і нейтрон. Поглинання γ -фотона ядром берилію ${}^9_4\text{Be}$ спричинює викидання з ядра протона, внаслідок чого утворюється радіоактивний нуклід ${}^8_3\text{Li}$. Для фоторозщеплення більш важких ядер потрібні γ -фотони з енергією близько 10...15 MeV і більше.

Слід зауважити, що, на відміну від природних радіоактивних речовин, коли існує перетворення одного з ядерних нейтронів у протон, яке супроводжується β^- -випромінюванням, при штучній радіоактивності спостерігається протилежне перетворення одного з ядерних протонів у нейтрон. Проте не завжди це перетворення супроводжується β^+ -випромінюванням. Якщо один із внутрішньоядерних нейтронів перетворюється в протон, то при цьому неодмінно виникає (за законом збереження алгебраїчної суми зарядів) електрон. Протилежне перетворення одного з внутрішньоядерних протонів у нейтрон може відбуватись двоюко: 1) з виникненням позитрона (спостерігається β^+ -випромінювання) і 2) без виникнення позитрона із захопленням ядром одного з найближчих до нього атомних електронів (β^+ -випромінювання не буде). Явище захоплення ядром атомних електронів розглянемо в підрозділі 17.11.

17.11. β -розпад

Бета-розпадом називають процес спонтанного перетворення нестабільного ядра в ізобарне із зарядом, відмінним на $\Delta Z = \pm 1$, за рахунок випромінювання електрона (позитрона) або захоплення електрона з найближчої до ядра електронної оболонки. Період піврозпаду β -радіоактивних ядер змінюється від 0,025 с (${}^{12}_5\text{B}$) до $4 \cdot 10^{12}$ років (${}^{187}_{75}\text{Re}$). Енергія випромінюваних частинок досягає кількох мегаелектронвольт. Відомо три типи β -розпаду: β^- , β^+ -розпади, захоплення електрона ядром (K -захоплення). Найпростішим прикладом електронно- β -розпаду (після β^- -розпаду нейтрона) є β^- -розпад тритію:



Період піврозпаду ${}^3_1\text{H}$ становить 12 років. Схематично цей процес зображено на рис. 17.9, а. Остаточний β -розпад тритію зводиться до перетворення одного нейтрона в протон. Енергетичну умову можливості β^- -розпаду ядра з масовим числом A і зарядом Z можна записати так:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e. \quad (17.34)$$

Отже, маса початкового β^- -радіоактивного ядра має бути більшою, ніж сума мас кінцевого ядра і електрона. Цю умову можна виразити

через маси атомів, якщо до лівої частини нерівності (17.34) додати Zm_e , тобто масу електронів у атомі:

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z + 1). \quad (17.35)$$

Звідси можна підрахувати енергію, що виділяється при β -розпаді:

$$\Delta E_{\beta^-} = [M_a(A, Z) - M_a(A, Z + 1)]c^2. \quad (17.36)$$

Для розглянутого прикладу $\Delta E_{\beta^-} = 0,019$ МеВ.

Прикладом позитронного β -розпаду є β^+ -розпад ядра $^{11}_6\text{C}$:



Період піврозпаду $^{11}_6\text{C}$ становить 20 хв. У цьому разі β^+ -розпад ядра $^{11}_6\text{C}$ зводиться до перетворення одного з його протонів у нейтрон (рис. 17.9, б). Звичайно, це перетворення слід розуміти умовно, оскільки маса протона менша від маси нейтрона, внаслідок чого позитронний розпад вільного протона неможливий. Однак для протона, зв'язаного в ядрі, подібне перетворення можливе, оскільки нестача енергії для такого перетворення доповнюється ядром. Енергетичну умову β^- -розпаду можна записати за аналогією з умовою β^+ -розпаду:

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e. \quad (17.38)$$

Якщо до обох частин нерівності додати масу електронної оболонки Zm_e , то прийдемо від мас ядер до мас атомів і нерівність набере такого вигляду:

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z - 1) + 2m_e. \quad (17.39)$$

Енергія, що виділяється при β^+ -розпаді,

$$\Delta E_{\beta^+} = [M_a(A, Z) - M_a(A, Z - 1) - 2m_e]c^2. \quad (17.40)$$

Для β^+ -розпаду ядра $^{11}_6\text{C}$ вона становить $\Delta E_{\beta^+} \approx 1$ МеВ.

Третій вид β -радіоактивності — електронне захоплення (e -захоплення) було відкрите американським фізиком Л. Альваресом (1937 р.).

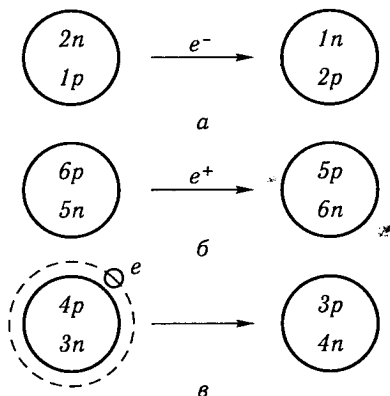


Рис. 17.9

Воно полягає в захопленні ядром електрона з електронної оболонки власного атома. Природу e -захоплення було виявлено при вивченні рентгенівського випромінювання, яке його супроводжує. Істотне значення для важких ядер має захоплення електрона з K -оболонки (K -захоплення). При цьому звільняється місце в K -шарі, внаслідок чого атом переходить у збуджений стан. Повернення до нормального стану відбувається внаслідок переходу одного з електронів зовнішніх шарів на звільнене місце в K -шарі, що супроводжується виникненням характеристичного рентгенівського випромінювання K -серії. Іноді перебудова електронної оболонки із заповненням вільного місця в K -шарі відбувається і без рентгенівського випромінювання, за рахунок аутоіонізації атома; в цьому разі надлишок енергії оболонки несе один із електронів, причому викинутий електрон має велику швидкість (ефект Оже).

Прикладом легкого K -радіоактивного ядра може бути ядро ${}^7_4\text{Be}$, яке захоплює K -електрон і перетворюється в ядро ${}^7_3\text{Li}$:



Період піврозпаду ${}^7_4\text{Be}$ становить 53,6 дня.

Схему e -захоплення зображено на рис. 17.9, в. Енергетичну умову можливості K -захоплення можна записати так:

$$M(A, Z) + m_e - E'_K > M(A, Z - 1), \quad (17.42)$$

де E'_K — енергія зв'язку K -електрона в атомі, виражена в одиницях маси (у. а. о. м.). Додаючи до лівої і правої частини нерівності (17.12) $(Z - 1)m_e$, дістанемо

$$M_a(A, Z) - E'_K > M_a(A, Z - 1). \quad (17.43)$$

Енергія, що виділяється при K -захопленні,

$$\Delta E_K = [M_a(A, Z) - E'_K - M_a(A, Z - 1)]c^2. \quad (17.44)$$

Для розглянутого випадку $\Delta E_K = 0,864$ MeV.

Порівнюючи наведені нерівності для атомних мас, можна переконалися, що окремим ядрам властиві два, а то й три типи β -перетворень.

Тепер розглянемо деякі особливості β -розпаду. На відміну від α -частинок, що випромінюються з певними, характерними для кожної радіоактивної речовини, енергіями, β -частинки випромінюються з різними початковими енергіями, розподіленими за статистичним законом від найменших значень до максимальних (рис. 17.10). Для

одних речовин це максимальне значення близько кількох десятих мегаелектрон-вольта, для інших — 1...4 МеВ і в окремих випадках ще більше. Наприклад, максимальна енергія електронів, випромінюваних $^{214}_{82}\text{Pb}$, дорівнює 0,65 МеВ, а у $^{214}_{83}\text{Bi}$ — 7,68 МеВ.

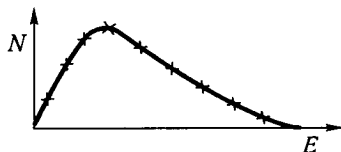


Рис. 17.10

Суцільний характер β -спектрів, здавалося б, суперечить квантовій механіці. Справді, оскільки при β -розпаді ядро переходить із деякого певного енергетичного стану в інший (також певний квантовий стан), то швидкості випромінених електронів (позитронів) повинні були б мати тільки такі значення, при яких їхня енергія дорівнює різниці квантових станів ядра, як це відбувається при випромінюванні α -частинок. Неперервний характер розподілу енергії β -частинок з цього погляду свідчить про те, що частина енергії під час розпаду немовби безслідно втрачається. Тому деякі фізики запропонували відмовитись від закону збереження енергії в елементарних актах. Було поставлено під сумнів універсальність закону збереження енергії. Тоді В. Паулі висловив припущення, розвинуте Е. Фермі, що одночасно з випромінюванням електрона випромінюється ще одна частинка, яка забирає «залишок» енергії квантового переходу. Якби ця частинка мала заряд або масу (порядку маси електрона), то при експериментальних дослідженнях β -перетворень вона не залишалася б непоміченою. Тому, безумовно, ця частинка, яка згодом дістала назву *антинейтрино*, не несе заряду і має дуже малу або навіть нульову масу. Коли в явищах штучно викликаної радіоактивності було виявлено позитрони, які мають розподіл енергій, аналогічний електронам, таку частинку, що супроводжує випромінювання позитронів, почали називати *нейтрино*.

Оскільки ядро одночасно випромінює електрон і антинейтрино (позитрон і нейтрино), то зрозуміло, що енергія, яка дорівнює різниці стаціонарних станів ядра, може як завгодно розподілятися між двома викинутими частинками. Цим пояснюється неперервний спектр ядерного β -випромінювання. Якби нейтрино (антинейтрино) не існувало, то в одиничному акті β -розпаду порушувався б закон збереження енергії: частину енергії квантового переходу ядра несе із собою електрон, а залишок енергії довелось би вважати таким, що зникає безслідно.

Через відсутність заряду і дуже малу масу антинейтрино (нейтрино) не йонізує на своєму шляху повітря.

Отже, при звичайних β -перетвореннях викидання антинейтрино ($\bar{\nu}$) відбувається разом з викиданням електрона e^- , тоді як позитронний розпад супроводжується викиданням нейтрино (ν). Схему перетворення нейтрона на протон і протона на нейтрон можна запи-

сати так:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}; \quad p \rightarrow n + e^{+} + \nu, \quad (17.45)$$

де n — нейтрон; p — протон; e^{-} — електрон; e^{+} — позитрон; $\bar{\nu}$ — антинейтрино; ν — нейтрино.

Наявністю нейтрино (антинейтрино) пояснюється і збереження спіну ядра при β -розпаді.

17.12. Взаємоперетворення γ -фотонів і електронно-позитронних пар

Позитрон стійкий тільки у вакуумі. В речовині він не може існувати тривалий час. Так, у атмосферному повітрі тривалість його життя становить 10^{-6} с. Протягом цього часу позитрон стикається з будь-яким електроном речовини, що приводить до перетворення позитрона і електрона щонайменше у два фотони. Процес перетворення електрона і позитрона у два фотони називають *анігіляцією пари*:

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow 2h\nu. \quad (17.46)$$

При цьому кожний із двох утворених γ -фотонів має енергію, не меншу ніж

$$h\nu = m_e c^2 = 0,51 \text{ MeV}, \quad (17.47)$$

де m_e — маса електрона (позитрона). Досліди Ж. Тібо (1934 р.) підтвердили, що проходження позитронів через речовину (платину) супроводжується випромінюванням γ -фотонів саме такої енергії. Встановлено також, що поряд з анігіляцією пари електрон-позитрон може відбуватись і зворотний процес — перетворення фотона відповідної енергії в полі ядра в пару електрон-позитрон або утворення такої пари зі зменшенням енергії фотона на величину $2m_e c^2$. Утворення електронно-позитронних пар уперше зареєстрували Ірен та Фредерік Жоліо-Кюрі (1933 р.). Та обставина, що в дослідах позитрон з'являвся одночасно з електроном, приводить до такого уявлення про механізм цього явища: фотон великої енергії $h\nu$ поблизу важкого ядра перетворюється в пару позитрон-електрон, на що витрачається енергія 1,02 МеВ. Залишок енергії фотона виявляється у вигляді кінетичної енергії електрона і позитрона, може також утворюватись розсіяний квант з енергією $h\nu'$ (рис. 17.11). Хоча ядро і потрібне для утворення з фотона пари позитрон-електрон (її потребує закон збереження імпульсу), однак в обміні енергії ядро помітної участі не бере; найчастіше залишок енергії кванта ($h\nu' = h\nu - 1,02 \text{ MeV}$) розподіляється порівну між позитроном і електроном. Фотони, енергія яких менша за 1,02 МеВ, не можуть перетворюватись у пару. Перетворення

фотона в парі позитрон-електрон часто називають «матеріалізацією кванта». Обидва терміни — «анігіляція пари» і «матеріалізація кванта» — є методологічно невдалими, на них немовби осіла тінь ідеалістичного тлумачення взаємоперетворення фотона і пари позитрон-електрон. «Анігіляція» позитрона і електрона дослівно означає перетворення в ніщо. Під «матеріалізацією» фотона іноді розуміють «виникнення» матерії з нічого. Таке

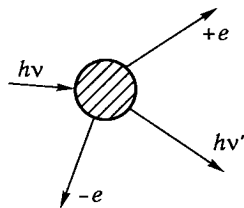


Рис. 17.11

тлумачення немовби повертає до життя енергетизм у сучасній фізиці: матерія «зникає», а енергія існує. Неправильне тлумачення розглянутого взаємоперетворення зумовлене тим, що електрон і позитрон характеризуються тільки масою, а фотон тільки енергією. Електромагнітне поле спочатку цікавило фізиків своїми енергетичними властивостями, та й тепер в експериментах його характеризують насамперед з цього боку. Тут, на відміну від частинок речовини, властиву електромагнітному полю масу визначають, як правило, на основі теоретичних міркувань. Це створює ілюзію, що у разі речовини ми маємо справу тільки з масою, а у разі поля — тільки з енергією. Отже, суть полягає в некоректному користуванні фізичними і філософськими термінами: не енергія і маса взаємоперетворюються, а два різновиди матерії — поле і речовина. Ці висновки цілком належать і до взаємоперетворення будь-якої пари частинок і античастинок та двох-трьох фотонів.

17.13. Ядерні реакції поділу

Ядерні реакції можуть відбуватися з виділенням або поглинанням енергії. У першому випадку реакції називають екзотермічними, в другому — ендотермічними. Екзотермічними є всі реакції розпаду природно-радіоактивних ядер (урану, торію, плутонію) під дією нейтронів, а також реакції синтезу легких атомних ядер (гідрогену, дейтерію, тритію). Важкі ядра, такі як уран, «упаковані» помітно гірше, ніж ядра проміжної маси. Звідси випливає, що коли важке ядро розділити на дві середні за масою частини, нуклони в кожній з них упакуються щільніше. При цьому виділятиметься деяка енергія. Таку реакцію називають *ядерною реакцією поділу (розщеплення)*. Реальна можливість реакцій поділу стала зрозумілою деяким фізикам відразу ж після відкриття нейтрона. Явище поділу ядер урану під дією нейтронів відкрили німецькі вчені О. Ган і Ф. Штрассман (1938 р.). Ці вчені знайшли в хімічно чистому урані, опроміненому нейтронами, барій ($Z = 56$) і лантан ($Z = 57$) — елементи, ядра яких майже вдвічі легші від ядер урану. Нові елементи могли з'явитися в урані тільки в результаті розщеплення його ядер під дією нейтронів. Відкриття О. Гана і Ф. Штрассмана було підготовлене роботами Ірен

і Фредеріка Жоліо-Кюрі, які виявили 1934 р. штучну радіоактивність елементів, а потім знайшли лантан в урані, опроміненому нейтронами.

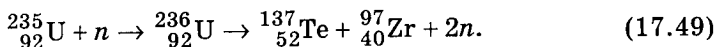
Отже, реакція поділу ядер урану спричинюється нейтронами, що попадають в них. Імовірність попадання нейтрона в ядро характеризується його ефективним перерізом σ . Атомне ядро при цьому виступає як мішень, по якій стріляють нейтронами. Припустимо, що частинка-снаряд рухається в об'ємі V , де міститься N однакових мішеней (ядер). Кількість зіткнень ΔZ , яких зазнає ця частинка на шляху Δx , буде пропорційною густині $n = N/V$ і товщині шару Δx :

$$\Delta Z = \sigma n \Delta x. \quad (17.48)$$

Для пучка однакових частинок, що рухаються в середовищі з однаковими швидкостями, ΔZ визначає кількість частинок, які зазнають зіткнень у шарі завтовшки Δx . Величина $\sigma = \frac{\Delta Z}{n \Delta x}$ має розмірність площі і називається *ефективним перерізом* цього процесу: це кількість «актів взаємодії», яка відбулася в шарі речовини одиничної товщини при одиничній густині мішеней. Радіус атомного ядра становить $R_{\text{я}} \approx 10^{-15}$ м, ефективний переріз зіткнень для багатьох ядерних реакцій має порядок 10^{-30} м² (σ виражається в барнах; 1 барн = 10^{-28} м²). Ефективний переріз залежить від типу реакцій і властивостей «снарядів», а тому може істотно відрізнятись від 10^{-30} м². Наприклад, при бомбардуванні ядра зарядженими частинками їх треба розганяти до таких енергій, щоб вони могли подолати потенціальний бар'єр атомного ядра. Тому для заряджених частинок ефективний переріз реакції швидко зростає зі збільшенням енергії частинки і досягає максимуму при значеннях енергії порядку висоти потенціального бар'єра атомного ядра, після чого зростання ефективного перерізу сповільнюється і для дуже великих енергій починає зменшуватись. Для нейтронів немає потенціального бар'єра, який затримував би проникнення їх у атомне ядро. Тому ймовірність захоплення нейтрона ядром тим більша, чим довше він перебуватиме поблизу атомного ядра, тобто чим менша його швидкість. Отже, ефективний переріз σ захоплення нейтрона ядром має бути обернено пропорційним його швидкості v . Така залежність дійсно спостерігається, проте в деяких атомних ядрах відбувається селективне захоплення нейтронів при деяких значеннях швидкостей їхнього руху. Це явище дістало назву *резонансного захоплення нейтронів*. Воно спостерігається у випадку рідкісноземельних елементів, а також для літію, бору, кадмію та ін.

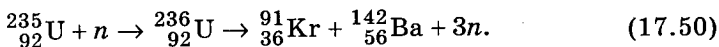
При поділі ядер урану під впливом нейтронів на кожний акт поділу звільняється 2—3 вторинних нейтрони, які при зіткненні з іншими ядрами можуть спричинювати їх поділ. Кількість звільнених нейтро-

нів збільшується, під їхнім впливом зростає кількість актів поділу, процес прогресивно прискорюється — виникає ланцюгова реакція поділу. Проте для здійснення такої реакції треба подолати чимало труднощів. У природному урані містяться переважно два нукліди $^{238}_{92}\text{U}$ і $^{235}_{92}\text{U}$. При цьому значну кількість становить нуклід $^{238}_{92}\text{U}$, який поділяється лише під дією швидких нейтронів. Нуклід $^{235}_{92}\text{U}$, концентрація якого в природному урані не перевищує 0,7 %, поділяється як під дією швидких, так і під дією повільних (теплових) нейтронів; до того ж реакція поділу краще відбувається на повільних нейтронах. Розглянемо одну з можливих реакцій поділу $^{235}_{92}\text{U}$:



При захопленні нейтрона ядром $^{235}_{92}\text{U}$ утворюється проміжне нестабільне ядро $^{236}_{92}\text{U}$, яке розпадається на дві частини. Утворені в результаті поділу нукліди телуру і цирконію є радіоактивними і після радіоактивних перетворень переходять у стабільні ядра нуклідів $^{137}_{56}\text{Ba}$ і $^{97}_{42}\text{Mo}$.

Реакція поділу $^{235}_{92}\text{U}$ з випромінюванням трьох нейтронів може відбуватися за такою схемою:

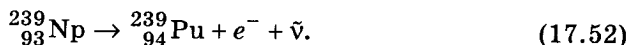
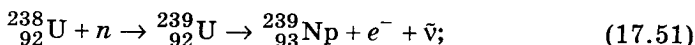


Дослідження показали, що в продуктах реакцій поділу урану є майже всі елементи, розташовані в таблиці Д. І. Менделєєва між селеном (масове число 79) і гольмієм (масове число 165). При цьому середня кількість виділених нейтронів на один акт поділу дорівнює приблизно 2,5. Ці нейтрони мають велике значення для підтримання ланцюгової реакції. Енергія виділених нейтронів лежить у межах від нуля до 7 МеВ.

Для поділу $^{238}_{92}\text{U}$ під дією нейтронів треба, щоб вони мали кінетичну енергію, не меншу ніж 1,8 МеВ.

Слід зазначити, що далеко не всі нейтрони, навіть якщо вони захоплюються ядрами, спричинюють реакцію поділу. Так, нейтрони з енергією 1 МеВ інтенсивно поглинаються ядрами $^{238}_{92}\text{U}$, не викликаючи поділу їх. В результаті такої реакції захоплення дістають трансуранові (зауранові) елементи — $^{239}_{93}\text{Np}$ і $^{239}_{94}\text{Pu}$. Захоплюючи тепловий нейтрон, $^{238}_{92}\text{U}$ перетворюється в радіоактивний нуклід $^{239}_{92}\text{U}$, який зазнає β^- -розпаду (період піврозпаду становить 23 хв) і перетворюється в $^{239}_{93}\text{Np}$. Нептуній також β^- -активний з періодом піврозпаду 2,3 дня. При β^- -розпаді нептунію утворюється $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Плутоній $^{239}_{94}\text{Pu}$ α -активний і має період піврозпаду близько 24 000 років. Ця ядерна реакція відбувається за такою схемою:



Плутоній 239, подібно до $^{235}_{92}\text{U}$, поділяється як тепловими, так і швидкими нейтронами, а тому використовується в атомній техніці як ядерне паливо. Схему поділу атомного ядра $^{235}_{92}\text{U}$ показано на рис. 17.12. Тут зображено випадок, коли нейтрон n , що попадає в ядро $^{235}_{92}\text{U}$, поділяє його на дві частини $^{91}_{36}\text{Kr}$ і $^{142}_{56}\text{Ba}$. Реакція поділу супроводжується вильотом трьох нейтронів. Наступні акти поділу приводять до утворення нових нейтронів, які спричиняють новий поділ ядер і т. д. Отже, якщо природний уран максимально збагатити вмістом нукліду $^{235}_{92}\text{U}$, позбувшись $^{238}_{92}\text{U}$ та інших домішок, які поглинають нейтрони і вилучають їх з «гри», то ядерна реакція поділу може перетворитись у ланцюгову, неперервну реакцію, яка саморозвивається. Якщо розвиток такої реакції нічим не обмежується, то відбувається ядерний вибух (атомний вибух).

У 1940 р. Г. М. Фльоров і К. А. Петржак відкрили спонтанний поділ ядер урану. У випадку чистого ^{235}U (або ^{239}Pu) кожний захоплений ядром нейтрон спричинює його поділ з випромінюванням у середньому 2,5 нових нейтронів. Проте якщо маса урану менша за певне критичне значення, то більшість випромінених нейтронів вилетить назовні, не викликаючи поділу, при цьому ланцюгова реакція не виникає. Якщо ж маса більша за критичну, то нейтрони швидко розмножуються (їхня кількість швидко зростає), і реакція набуває вибухового характеру. На цьому ґрунтується дія атомної бомби. Ядерний заряд такої бомби складається з двох або більше кусків майже чистого ^{235}U або ^{239}Pu (на рис. 17.13 позначено цифрою 2). Маса

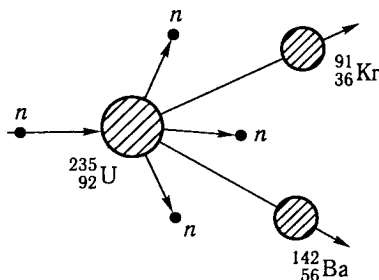


Рис. 17.12

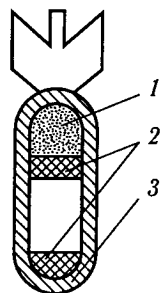


Рис. 17.13

окремого куска менша за критичну, внаслідок чого ланцюгова реакція не відбувається.

У земній атмосфері завжди є деяка кількість нейтронів, народжених космічним випромінюванням (та радіоактивними розпадами в земній корі). Тому для вибуху досить з'єднати частини ядерного заряду в одне ціле з масою, що перевищує критичну. Для з'єднання використовують звичайну вибухову речовину 1 (запал), за допомогою якої «вистрілюють» однією частиною заряду в іншу. Весь пристрій міститься в масивній оболонці 3 , виготовленій з металу великої густини. Оболонка є відбивачем нейтронів і до того ж утримує ядерний заряд від розпорошення. Ланцюгова реакція в атомній бомбі відбувається на швидких нейтронах.

Інший спосіб здійснення ланцюгової реакції використовують в *ядерних реакторах*.

17.14. Ядерні реактори

Для здійснення керованої ланцюгової ядерної реакції поділу слід підвищити в природному урані процентну концентрацію нукліду ${}_{92}^{235}\text{U}$. Пристрій, де відбувається така реакція, називають *ядерним реактором*. Головною частиною ядерного реактора є активна зона, де скупчується ядерне паливо. В ній відбувається самопідтримувальний ланцюговий процес поділу ядер. Масу і концентрацію активної речовини, а також розміри реактора добирають заздалегідь, залежно від потужності та призначення реактора. Для одержання теплових нейтронів до активної зони вводять сповільнювач. Для цього використовують речовини, що мало поглинають нейтрони і мають легкі ядра. Ефективними сповільнювачами нейтронів є гідроген, дейтерій, берилій і карбон (або вода і важка вода, графіт, куди входять ці елементи). Число нейтронів, які утворюються в активній зоні, пропорційне її об'єму, тоді як число нейтронів, що залишають активну зону, пропорційне її поверхні. Тому у разі малих розмірів реактора число нейтронів, які залишають активну зону, виявляється настільки великим, що ланцюгова реакція поділу стає неможливою. Об'єм (або маса) реактора, за якого досягається критичний режим реактора, називають *критичним об'ємом* (або *критичною масою*). Критичні розміри реактора залежать від геометричної форми та розмірів активної зони. Критичні розміри реактора кубічної форми визначають із співвідношення:

$$a = 1,7\pi L / \sqrt{K - 1}, \quad (17.53)$$

де a — ребро куба; L — середня довжина пробігу нейтрона в середовищі від часу його народження в процесі поділу до захоплення якимось ядром; K — коефіцієнт розмноження нейтронів, який визна-

чається відношенням числа нейтронів цього покоління до числа нейтронів попереднього.

Щоб зменшити втрати нейтронів, що беруть участь у ланцюговій реакції, активну зону реактора оточують відбивачем. Для відбивача застосовують ті самі речовини, що й для сповільнювача нейтронів: графіт, важку воду тощо. Наявність відбивача дає змогу зменшити критичну масу і забезпечити економію ядерного палива.

Ядерний реактор має систему охолодження (тепловідведення), що складається із системи труб, по яких циркулює теплоносій у вигляді газу, води або розплавленого металу. В реакторі передбачено систему регулювання, яка керує швидкістю ланцюгової реакції поділу і, отже, підтримує потужність його на певному рівні. До неї належать прилади для вимірювання нейтронного потоку, регульовальні та аварійні пристрої, виготовлені з матеріалів (кадмій, бор), які сильно поглинають нейтрони, і ряд автоматичних електронно-механічних апаратів. Система регулювання забезпечує стійку й безпечну роботу реактора.

Розглянемо реактор першої у світі атомної електростанції, побудованої в колишньому СРСР. 27 червня 1954 р. вона дала промисловий струм. Схему її атомного реактора зображено на рис. 17.14.

Реактор працює на теплових нейтронах із графітовим сповільнювачем. Ядерним паливом є уран 3, збагачений $^{235}_{92}\text{U}$ до концентрації 5 %. Активна зона реактора має вигляд графітового циліндра діаметром 1,5 м і заввишки 1,7 м, в якому є 128 вертикальних робочих

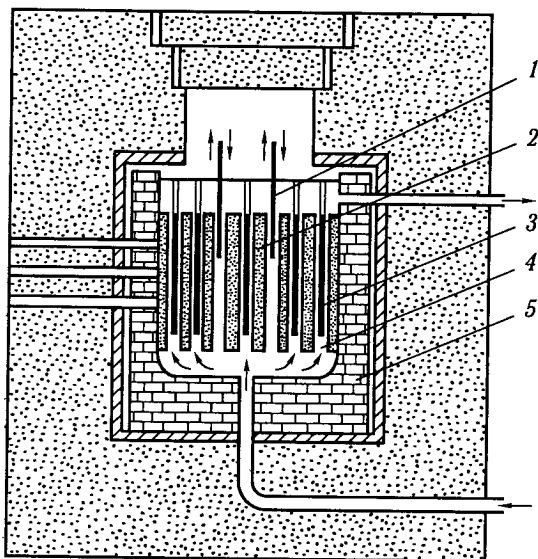


Рис. 17.14

каналів 2. У середині кожного каналу є тонкостінна сталева трубка, по якій під тиском $1,01 \cdot 10^7$ Па циркулює теплоносіє (дистильована вода), що охолоджує трубки 4. На трубки надіті втулки з уранового сплаву. Отже, ядерне паливо — уранові стрижні — розміщене окремими блоками в середовищі сповільнювача — графіту. Шар графіту, що оточує активну зону, є відбивачем нейтронів 5.

Загальна завантаженість реактора становить 550 кг збагаченого урану. Це забезпечує роботу електростанції протягом 100 діб. Витрата ядерного палива — ^{235}U — становить 30 г/добу. Корисна потужність електростанції 5 МВт, ККД першої атомної електростанції 16,7 %.

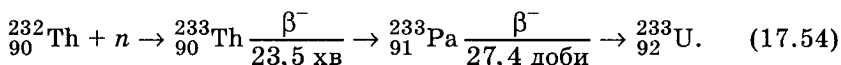
В активній зоні є 22 канали для регульовальних стрижнів, виготовлених з карбїду бору, якому властива велика поглинальна здатність нейтронів. Ці стрижні поступово виймаються з активної зони, в міру того, як витрачається уран 1.

Керування роботою реактора автоматичне і відбувається з центрального пульта.

Останнім часом широко використовуються реактори на швидких нейтронах. Прикладом реакторів цього типу є бридерні (відтворювальні) реактори, в яких атомні ядра спалюваного ядерного палива перетворюються в ядра ізотопів, що здатні до реакції поділу. При цьому кількість відтворюваного палива перевищує кількість спалюваного (коефіцієнт відтворення більший за одиницю).

Нехай активну зону реактора заповнено ураном, збагаченим нуклідом $^{235}_{92}\text{U}$. Сповільнювача в такому реакторі немає, і загальний об'єм реактора невеликий. У результаті поділу ядер $^{235}_{92}\text{U}$ утворюються швидкі нейтрони з енергією 1...2 МеВ. Ці нейтрони захоплюються ядрами $^{238}_{92}\text{U}$ і перетворюють їх на ядра $^{239}_{92}\text{U}$, який, зазнавши β^- -розпаду, перетворюється в $^{239}_{94}\text{Pu}$ за схемами (17.51) і (17.52). Нуклід $^{239}_{94}\text{Pu}$ за своєю здатністю до поділу не поступається $^{235}_{92}\text{U}$. Отже, витрати $^{235}_{92}\text{U}$ супроводжуються утворенням не менш цінного ядерного палива $^{239}_{94}\text{Pu}$, яке можна відокремити від $^{238}_{92}\text{U}$ хімічним способом.

Поглинання нейтронів торієм приводить до утворення іншого цінного ядерного палива $^{233}_{92}\text{U}$ за схемою



У бридерних реакторах як теплоносіє використовують лише розплавлені метали (натрій або калій), оскільки вода є сповільнювачем, а повільні нейтрони практично не поглинаються ядрами $^{238}_{92}\text{U}$ і $^{232}_{90}\text{Th}$. Цінність реакторів на швидких нейтронах полягає в тому,

що вони одночасно можуть бути джерелом ядерної енергії і установкою для одержання нових видів ядерного палива $^{239}_{94}\text{Pu}$ і $^{233}_{92}\text{U}$. Таким чином вони дають змогу більш повно використовувати природні запаси урану і торію.

Для розв'язання практичних задач та проведення наукових досліджень використовують імпульсні ядерні реактори. Ядерний реактор завжди природно асоціюється з атомною енергією. В імпульсних реакторів призначення інше — бути джерелом нейтронних імпульсів. Це специфіка призначення дослідного реактора.

Є два типи імпульсних реакторів, які істотно відрізняються один від одного і за конструкцією, і за принципом дії, і за застосуванням. Це імпульсні періодичні реактори, їх ще називають *пульсуючими*, і самогасні імпульсні реактори, які називають *аперіодичними*. Спільним у них є те, що вони випромінюють нейтрони коротким імпульсом, тобто у вигляді спалаху, і те, що ланцюгова реакція в обох випадках розвивається на так званих миттєвих нейтронах — режим, зовсім неприпустимий для звичайного реактора.

Імпульсний періодичний реактор не треба готувати до кожного спалаху, він генерує їх неперервно, один за другим через цілком певні проміжки часу. За принципом своєї дії ці реактори займають проміжне положення між самогасними і звичайними реакторами, тобто реакторами стаціонарної дії, потужність яких під час роботи підтримується на незмінному рівні.

Можна виділити і третій тип установок — *імпульсні бустери*. Так називають імпульсний періодичний реактор, який працює разом із прискорювачем заряджених частинок.

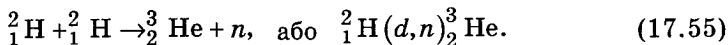
Перший ядерний реактор з керованою ланцюговою ядерною реакцією поділу було побудовано в Чиказькому університеті під керівництвом Е. Фермі, його пуск відбувся 2 грудня 1942 р. У колишньому СРСР перший ядерний реактор побудований під керівництвом І. В. Курчатова, його пуск відбувся 25 грудня 1946 р.

У наступні роки в колишньому СРСР, США, Англії, Франції, Японії та інших країнах споруджено численні реактори, різні за своїм призначенням і потужністю, за структурою активної зони та паливом, що використовується, за способом тепловідведення та видом сповільнювача.

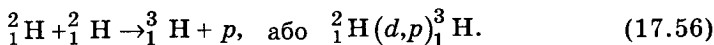
Після Чорнобильської аварії, незважаючи на високий рівень розвитку атомної енергетики, у деяких країнах Європи (Італії, Норвегії, Франції, ФРН) піднялась хвиля вимог закрити працюючі і не будувати нові АЕС, перейти на використання альтернативних джерел енергії. Наприклад, в Австрії було споруджено АЕС, але в експлуатацію не введено. Уряд Швеції ухвалив рішення про виведення з експлуатації всіх АЕС країни. Отже, у світі піднявся рух за вихід з експлуатації екологічно чистих джерел енергії.

17.15. Реакції термоядерного синтезу

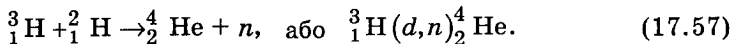
У легких ядрах питома енергія зв'язку збільшується зі зростанням числа нуклонів у ядрі не плавно. Першим відносно стійким ядром серед легких ядер є ${}^4_2\text{He}$. У ньому два протони і два нейтрони. Спіни нейтронів і протонів у ядрі гелію антипаралельні. Сумарний spin ядра дорівнює нулю. Тому в ядрі немає сил відштовхування, зумовленого спіновими і спіноорбітальними силами, ядро упаковано найкраще для такого числа частинок. Наступні максимуми в питомій енергії зв'язку легких ядер спостерігаються там, де число частинок кратне числу частинок, що має ${}^4_2\text{He}$. Це ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$. Спіни цих ядер також дорівнюють нулю. Якщо два легких ядра з'єднуються, то упаковка кінцевого ядра буде вищою, за рахунок цього при з'єднанні ядер виділиться деяка кількість енергії (див. рис. 17.7). Особливо енергетично вигідно, якщо кінцевим ядром буде ядро гелію або ядро з числом нуклонів, кратним числу їх в ядрі гелію. Матеріалом для реакцій з'єднання (синтезу) є ізотопи гідрогену. Більш важкі ядра для цих реакцій не використовують. Це пов'язано з тим, що вони мають відносно великий електричний заряд, і для зближення двох ядер треба подолати електростатичну силу відштовхування, пропорційну добутку електричних зарядів ядер. Силу відштовхування можна подолати, надаючи ядрам кінетичну енергію. Для цього речовину нагрівають і таким чином збільшують відносну швидкість руху ядер. Навіть ядра дейтерію і тритію (ізотопи гідрогену ${}^2_1\text{H}$ і ${}^3_1\text{H}$), що мають найменший електричний заряд, доводиться нагрівати до надто високих температур. Ізотопи гідрогену — дейтерій і тритій — найвигідніші матеріали для реакцій ядерного синтезу. Оскільки ядра з'єднуються за рахунок високої кінетичної енергії, що утворюється при нагріванні, реакції ядерного синтезу називають ще термоядерними. При з'єднанні двох дейтронів (ядер дейтерію) у половини з них утворюються ядро ${}^3_2\text{He}$ і нейтрон. При цій реакції виділяється 3,25 МеВ енергії, з якої 2,45 МеВ несе нейтрон:



Друга половина з'єднань двох дейтронів дає протон і ядро тритію — тритон. При цьому виділяється 4,03 МеВ енергії, з якої близько 3 МеВ несе протон:



З'єднання тритона і дейтрона приводить до утворення ядра ${}^4_2\text{He}$ і нейтрона. Виділяється 17,6 МеВ енергії, з якої 14,1 МеВ припадає на нейтрон:



Ці реакції можуть бути основою для здійснення реакції синтезу атомних ядер для енергетичного використання їх, оскільки вони мають відносно великі значення виділеної енергії. Наприклад, енерговиділення в реакції (17.57), розраховане на один нуклон $\left(q = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} \text{ MeV} = 3,5 \text{ MeV/нуклон} \right)$, значно перевищує енерговиділення в процесах поділу важких ядер ($\omega \approx 0,85 \text{ MeV/нуклон}$). А якщо врахувати, що запаси дейтерію на Землі практично невичерпні (він входить до складу води океанів), то стане зрозумілим, що із здійсненням керованої реакції синтезу в земних умовах буде повністю розв'язано проблему енергопостачання.

Необхідною умовою для реалізації самопідтримної реакції синтезу є дуже висока температура для подолання так званого кулонівського бар'єра заряджених частинок, який не дає змоги ядрам наблизитись одне до одного на відстань порядку радіуса ядерних сил. Для легких ядер кулонівський бар'єр невисокий, і для ефективного проходження, наприклад, реакцій (17.55) і (17.56) потрібні дейтрони з енергією близько 0,1 МеВ. Неважко підрахувати, що температура, яка відповідає цій енергії, дорівнює $1,1 \cdot 10^9 \text{ K}$. Ця температура перевищує температуру центральних областей Сонця, яка дорівнює $1,3 \cdot 10^7 \text{ K}$. Відомо, що речовина за такої високої температури має перебувати в стані плазми, тобто у вигляді повністю йонізованих атомів («голих» ядер) і вільних електронів. Такі високі температури поки що дістати не вдалось. Однак виявляється, щоб процес синтезу відбувся в лабораторних умовах, її можна знизити до 10^8 K .

Реакцію з'єднання дейтерію з тритієм (17.57), точніше реакцію між ядрами цих речовин, здійснено в земних умовах під час вибуху водневої бомби. Потужність такого вибуху еквівалентна потужності вибуху сотень і більше мільйонів тонн тротилу. Початкова температура для здійснення термоядерної реакції у водневій бомбі досягається за допомогою вибуху атомної бомби, основою якої є реакція поділу ядер.

Для з'єднання двох дейтронів треба зблизити їх, подолавши електростатичну силу відштовхування однакових за знаком зарядів на таку відстань, де діють ядерні сили притягання. Радіус ядерних сил дорівнює близько 1,4 Ф. Враховуючи, що розміри дейтрона дещо більші за розміри протона, відстань між центрами двох дейтронів має бути близько 3,5 Ф. Для зближення на таку відстань при прямому зіткненні дейтрону-снаряду треба надати, якщо дейтрон-мішень при цьому не рухається, кінетичну енергію близько 1 МеВ. При зустрічному русі двох дейтронів з однаковою швидкістю кінетична енергія дещо менша. Як же відбувається реакція синтезу?

Згадаємо співвідношення невизначеностей $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$. При наближенні дейтрона, що летить до дейтрона-мішені, його швидкість змен-

шується, а також зменшується й імпульс, що дорівнює добутку маси на швидкість. У момент максимального зближення імпульс, здавалося б, має дорівнювати нулю, тобто бути повністю визначеним. Це буває тоді, коли дейтрони зближаються на відстань близько 200 Ф. Проте згідно із співвідношенням невизначеностей одночасно неможливо точно визначити значення імпульсу й координати частинки. З наближенням імпульсу до нуля його невизначеність зменшується, а невизначеність у координаті частинки зростає. В якийсь момент вона може досягти і навіть перевищити 200 Ф. При цьому налітаючий дейтрон з однаковою ймовірністю може опинитися в будь-якій точці сферичного об'єму радіуса 200 Ф або більше, він може опинитися і поблизу ядра-мішені, і в самому ядрі. Отже, за допомогою співвідношення невизначеностей можна пояснити існування реакцій синтезу при енергіях, менших за енергію потенціального бар'єра. Ймовірність такого явища експоненціально зростає при зменшенні різниці між висотою потенціального бар'єра (1 МеВ) і кінетичною енергією частинки. Взаємодію ядер при енергіях, менших, ніж треба для подолання потенціального бар'єра, можна пояснити проникненням частинки через стінки потенціального бар'єра, а не «перевалюванням» через бар'єр, чого вимагає класична фізика. Цей ефект, як відомо, називають тунельним (див. підрозділ 16.4). Він характерний для явищ мікросвіту. Нічого подібного в класичній фізиці, яка описує макротіла, немає. Тільки завдяки корпускулярно-хвильовим властивостям мікрочастинок можна зрозуміти, чому реакції синтезу ядер проходять не за температури в десять мільярдів градусів, а за значно меншої — сто мільйонів градусів. Це є ще одним підтвердженням діалектичного поєднання протилежних корпускулярних і хвильових властивостей речовини, справедливості застосування квантово-механічних уявлень у мікросвіті.

Для здійснення керованих термоядерних реакцій провадяться роботи, пов'язані з одержанням надвисоких температур пропускання через дейтерій або дейтерієво-тритієву суміш потужних електричних розрядів у магнітному полі. При цьому газ повністю йонізований і складається з електронів і ядер (дейтронів). Якщо не використовувати магнітне поле, то заряджені частинки з плазми спрямовуватимуться до стінок посудини, в якій відбувається розряд, віддаватимуть їй більшу частину своєї енергії, тому високого нагрівання плазми не можна досягти. Магнітне поле утримує плазму далеко від стінок у вигляді порівняно тонкого шнура, внаслідок чого в ній досягається температура в кілька мільйонів градусів.

Великих успіхів досягли вчені у здійсненні термоядерних реакцій за допомогою замкнених магнітних систем для нагрівання і підтримання плазми — установок «токамак». У цих системах можна нагрівати йони гідрогену до температури вісім мільйонів градусів та утримувати їх у гарячому стані кілька сотих секунди. Для початку

ж термоядерної реакції температуру треба підвищити до 70...100 мільйонів градусів і утримувати плазму протягом хоча б кількох секунд.

Успіхи в послідовному просуванні до «токамаку» — термоядерно-го реактора, зосередження наукових сил у масштабах усього світу на цьому основному напрямі дають змогу сподіватись на скорочення шляху до оволодіння керованою термоядерною реакцією.

Тепер найважливішим завданням є збільшення часу існування стійкого режиму плазми та збільшення її густини. Ще багато досить складних завдань треба розв'язати для створення практичної реалізації термоядерних реакцій, але досягнуті успіхи наближають розв'язання цього важливого завдання — одержання практично невичерпного джерела енергії.

17.16. Біологічна дія йонізуючого випромінювання

Крім загрози ядерної катастрофи відкриття і практичне використання ядерної енергії породило багато інших проблем. Однією з найважливіших проблем є можливість додаткового опромінювання населення Землі. Якщо протягом тисячоліть на всі живі організми діяв лише природний радіаційний фон і все живе на Землі пристосувалось до його звичайного рівня, то в недалекому майбутньому виникне реальна загроза багатократного його збільшення внаслідок діяльності людини. Вже сьогодні через забруднення атмосфери й ґрунту радіоактивними продуктами експериментальних ядерних вибухів й атомної енергетики, значне поширення медичної діагностики і променевого лікування, використання нових будівельних матеріалів опромінення людини від природних і штучних джерел радіації збільшилось більше ніж удвічі.

Якщо до аварії на Чорнобильській АЕС слово «радіація» ще було абстрактним поняттям для широких верств населення та й для багатьох фахівців різних галузей, то тепер воно набуло реального і повсякденного значення. Тому доцільно зупинитися на впливі йонізуючого випромінювання на живий організм.

Основною величиною в дозиметрії для передбачення або оцінення радіаційного ефекту, зокрема радіобіологічного, нині є *поглинута доза випромінювання* — енергія, яку поглинає одиниця маси опроміненої речовини. Донедавна одиницею випромінювання поглинутої дози був рад. У СІ одиницею випромінювання поглинутої дози є *грей* (Гр). Вона дорівнює поглинутій енергії в 1 джоуль одним кілограмом речовини. Одиниці випромінювання пов'язані між собою співвідношенням: $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ рад}$.

Результати численних досліджень підтвердили відмінність ефектів опромінення від різних видів і тривалості дії йонізуючих випромінювань. Це зумовило введення нового поняття — *еквівалентна доза*

випромінювання. Для розрахунку еквівалентної дози випромінювання з різною йонізаційною здатністю і відповідно різною відносною біологічною ефективністю нормами радіаційної безпеки встановлено спеціальний коефіцієнт якості випромінювання для кожного виду йонізуючих випромінювань, який характеризується середнім значенням лінійної передачі енергії. Для різних видів випромінювань встановлено такі середні коефіцієнти якості:

Рентгенівське випромінювання	— 1
Гамма-випромінювання	— 1
Бета-випромінювання	— 1
Випромінювання нейтронів і протонів	— 10
Альфа-випромінювання	— 20
Випромінювання важких ядер	— 20

Еквівалентна доза випромінювання чисельно дорівнює добутку поглинутої дози і коефіцієнта якості випромінювання:

$$D = KD_n. \quad (17.58)$$

Оскільки коефіцієнт K є безрозмірним, то еквівалентна доза в СІ виражається в тих самих одиницях, що й поглинута. Одиницею еквівалентної дози є *зіверт*. 1 зіверт (Зв) — це доза будь-якого виду йонізуючого випромінювання, яка спричинює таку саму біологічну дію, як і доза рентгенівського або гамма-випромінювання 1 Гр.

Потужність поглинутої (або еквівалентної) дози дорівнює поглинутій (або еквівалентній) дозі за одиницю часу, наприклад за секунду (с) або за годину (год). Для вимірювання потужності дози випромінювання користуються такими одиницями: *мікрозіверт за годину (мкЗв/год)*, *мілігрей за хвилину (мГр/хв)*, *мілігрей за секунду (мГр/с)* та ін.

Для кількісної характеристики зовнішнього рентгенівського або γ -випромінювання користуються поняттям «*експозиційна доза випромінювання*». Експозиційна доза випромінювання D_0 є мірою йонізації повітря рентгенівським або γ -випромінюванням. Оскільки поглинута доза пропорційна падаючому йонізуючому випромінюванню, то між поглинутою і експозиційною дозами існує пропорційна залежність:

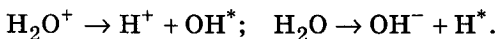
$$D_n = fD_0, \quad (17.59)$$

де f — деякий перехідний коефіцієнт, що залежить від багатьох причин, насамперед від опроміненої речовини та енергії фотона. Для води і м'яких тканин тіла людини $f = 1$. Отже, доза в радах чисельно дорівнює відповідній експозиційній дозі в рентгенах. Це зумовлює зручність використання позасистемних одиниць — рад і рентген. Для кісткових тканин коефіцієнт f зменшується зі збільшенням енергії фотонів наближено від 4,5 до 1. Відповідно в СІ одиницею її виміру

є кулон на кілограм (Кл/кг), але ще досі користуються позасистемною, традиційною одиницею вимірювання експозиційної дози — рентгеном.

Рентген — доза випромінювання, під дією якої в 1 см³ повітря за нормальних температур і тиску утворюються йони, що несуть заряд в одну одиницю електрики кожного знака. 1 рентген (Р) дорівнює $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг, його похідні — міллірентген (10^{-3} Р) і мікрорентген (10^{-6} Р). *Потужність експозиційної дози* — це доза рентгенівського або гамма-випромінювання за одиницю часу, наприклад міллірентген за годину (мР/год).

Оскільки опромінення людини майже завжди нерівномірне, то введено ще одне поняття — *ефективна еквівалентна доза*, що дає змогу враховувати ризик опромінення окремих органів або тканин порівняно з ризиком опромінення всього тіла. Цей показник використовується з метою протирадіаційного захисту осіб, професійна діяльність яких пов'язана з йонізуючим випромінюванням. Внаслідок дії йонізуючого випромінювання на організм людини в її тканинах можуть відбутися складні фізичні, хімічні і біологічні процеси. Відомо, що біологічна тканина на 60...70 % за масою складається з води. Під дією йонізації молекули води утворюються вільні радикали Н* і ОН* за такою схемою:



Під впливом кисню утворюються також вільний радикал надпероксиду (HO_2^+) і пероксид гідрогену (H_2O_2), які є сильними окислювачами.

Вільні радикали й окислювачі, що виникають у процесі радіолізу води, характеризуються високою хімічною активністю, вступають у хімічні реакції з молекулами білка, ферментів та інших структурних елементів біологічної тканини, що змінює біохімічні процеси в організмі. В результаті порушуються обмінні процеси, подавляється активність ферментних систем, сповільнюється і припиняється ріст тканин, виникають нові хімічні сполуки, не властиві організму, — токсини. Це може призвести до порушення життєдіяльності окремих функцій систем або організму в цілому.

Індуковані вільними радикалами хімічні реакції розвиваються з великим виходом, залучаючи в цей процес багато сотень і тисяч молекул, не вражених випромінюванням. У цьому полягає специфіка дії йонізуючого випромінювання на біологічні об'єкти, тобто спричинений ним ефект зумовлений не стільки кількістю поглинутої енергії опроміненням об'єктом, скільки тією формою, в якій ця енергія передається. Ніякий інший вид енергії (теплова, електрична та ін.), яка поглинається біологічним об'єктом у тій самій кількості, не приводить до таких змін, які спричинює йонізаційне випромінювання.

Отже, залежно від поглинутої дози випромінювання й індивідуальних особливостей організму ці зміни можуть бути оборотними або необоротними. При невеликих дозах уражена тканина відновлює свою функціональну діяльність. Великі дози при тривалій дії можуть спричинити ураження окремих органів або всього організму.

Біологічний ефект йонізаційного випромінювання залежить від сумарної дози і тривалості впливу випромінювання, виду випромінювання, розмірів опроміненої поверхні та індивідуальних особливостей організму.

У зв'язку з істотними відмінностями індивідуальної чутливості до опромінення для характеристики відносної чутливості було взято більш відтворювану на досліді величину — так звану напівлетальну (від латин. *letalis* — смертельний) поглинальну дозу, яка призводить до загибелі 50 % опромінених тварин за тридцятидобовий термін спостереження. В табл. 17.2 наведено значення напівлетальної поглинальної дози для деяких живих організмів — від одноклітинних до ссавців, що характеризують видову чутливість до радіаційного опромінення.

Поглинута доза випромінювання, яка спричинює ураження окремих частин тіла, а потім смерть, перевищує смертельну дозу опромінення всього тіла. Смертельні поглинальні дози для окремих частин тіла такі, Гр: голова — 20, нижня частина живота — 30, верхня частина живота — 50, грудна клітка — 100, кінцівки — 200.

Важливим фактором для дії йонізуючого випромінювання на організм є час опромінення. Зі збільшенням потужності дози уражальна дія випромінювання зростає. Чим більш перервне випромінювання з часом, тим менша його уражальна дія.

Зовнішнє опромінення α -, а також β -частинками менш небезпечне. Вони мають невеликий пробіг у тканині і не досягають кровоносних та інших внутрішніх органів. При зовнішньому опроміненні слід урахувувати нейтронне і γ -опромінення, які проникають у тканини на більшу глибину і руйнують їх.

Таблиця 17.2

Живі організми	Летальна доза, Гр	Живі організми	Летальна доза, Гр
Парамеція	3000	Кролик	8
Амеба	1000	Жаба	7
Дрозофіла		Хом'як	7
(доросла та інші комахи)	600	Пацюк	6...7
Бактерія Колі	100	Мавпа	5
Равлик	100	Коза	3,5
Тритон	30	Собака	3,25
Черепаша	15	Свиня	2,75
		Морська свинка	2...4

Ступінь ураження організму залежить від розміру опроміненої поверхні. Зі зменшенням опроміненої поверхні зменшується і біологічний ефект.

Радіоактивні речовини можуть потрапити всередину організму при вдиханні повітря, зараженого радіоактивними елементами, із зараженими харчами або водою і, нарешті, через шкіру, а також через відкриті рани.

Попадання твердих частинок у дихальні органи залежить від дисперсності частинок. Виходячи з дослідів над тваринами, встановлено, що в легенях може залишатися тільки незначна частина твердих частинок. Крупні частинки розмірами понад 5 мкм майже всі затримуються носовою порожниною.

Якщо радіонукліди, які потрапляють усередину організму, одностипні з елементами, які людина вживає з їжею (натрій, хлор, калій та ін.), то вони не затримуються тривалий час в організмі, а виводяться разом з ними.

Інертні радіоактивні гази (аргон, ксенон, криптон та ін.), які потрапили через легені в кров, не є сполуками, що входять до складу тканини. Тому вони через певний час повністю виводяться з організму.

Деякі радіоактивні речовини, потрапляючи в організм, розподіляються в ньому майже рівномірно, інші концентруються в окремих внутрішніх органах. Так, у кісткових тканинах відкладаються джерела α -випромінювання — радій, уран, плутоній; β -випромінювання — стронцій та ітрій; γ -випромінювання — цирконій. Ці елементи хімічно не зв'язані з кістковою тканиною, і їх дуже важко виводити з організму. Тривалий час утримуються в організмі також елементи з великим атомним номером (полоній, уран та ін.). Елементи, що утворюють в організмі легкокорозивні солі й накопичуються в м'яких тканинах, легко виводяться з організму.

При дії йонізуючих випромінювань з низькою лінійною передачею енергії (γ -, β -випромінювання, рентгенівське випромінювання) низькими дозами вважають дози, менші за 2 Гр, проміжними — 0,2...1,5 Гр, високими — 1,5...3,5 Гр, дуже високими — понад 3,5 Гр. При дії випромінювань з високою лінійною передачею енергії (α -частинки, нейтрони), відносна біологічна ефективність яких у 10...20 разів вища, верхня межа поглинальних доз відповідно знижується.

Під час оцінювання радіаційної безпеки населення за малі дози йонізуючого випромінювання беруть рівень природного радіоактивного фону. Нині встановлено, що будь-які, навіть найменші, дози йонізуючого випромінювання здатні справляти біологічну дію. Йонізуюче випромінювання, діючи на ядра і хромосоми клітини, сприяє зміні генетичної інформації, торкається основних спадкових функцій організму.

Різні біологічні об'єкти характеризуються рівнем радіочутливості. Наприклад, деякі найпростіші організми, бактерії і віруси, здатні переносити величезні дози радіації — 1000...10 000 Гр і при цьому

Доза, 10^{-2} Зв	Імовірнісний ефект
0,1	Фонове опромінення за рік
0,5	Допустиме опромінення населення в нормальних умовах за рік
3	Опромінення при рентгенографії зубів
5	Допустиме опромінення персоналу АЕС у нормальних умовах за рік
10	Допустиме аварійне опромінення населення (разове)
25	Допустиме аварійне опромінення персоналу АЕС (разове)
30	Опромінення при рентгеноскопії шлунку (місцеве)
75	Короточасні незначні зміни складу крові
100	Нижня межа розвитку легкого ступеня променевої хвороби
450	Важкий ступінь променевої хвороби (гине 50 % опромінених)

зберігають свою життєздатність (табл. 17.3). Набагато менша стабільність до йонізуючих випромінювань у людини. Аналіз нещасних випадків свідчить, що небезпечна доза зовнішнього γ -випромінювання для людини становить (6 ± 1) Зв, а безпосередні шкідливі ефекти опромінення не розвиваються при дозах, менших за 1 Зв короткочасного опромінення, що видно з табл. 17.3.

Отже, дози, які сприймає людський організм від природного радіаційного фону, в тисячі разів менші, ніж смертельна доза йонізуючого випромінювання для людини.

Ураховуючи широке використання ядерної енергії на практиці, проблеми впливу йонізуючих випромінювань на здоров'я людини і живі організми в цілому будуть актуальними ще досить довго.

17.17. Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини

На початку ХХ ст. фізика більш-менш опанувала два своєрідні види об'єктивної реальності: дискретну атомістичну речовину і неперервне електромагнітне поле. Ці протилежні характеристики дискретності й неперервності виступили у фізиці того часу незалежними.

Із виникненням квантових уявлень починається діалектичний синтез протилежностей перервного і неперервного.

У квантовій механіці важливу методологічну роль відіграють категорії перервності й неперервності, оскільки все більшого значення для теорії і практики набуває вивчення хвильових і корпускулярних властивостей фізичних об'єктів. Відомо, що уявлення про частинки і хвилі в класичній фізиці ґрунтувалися на різкому протиставленні частинок і хвиль, на цілковитому взаємовиключенні їхніх властивостей. У багатьох відношеннях властивості хвиль і частинок розглядалися як прямо протилежні.

Частинки характеризувались такими властивостями, як маса, просторова локалізація (визначеність об'єкта), непроникність. Потім було встановлено, що деякі частинки можуть бути носіями електричного заряду. Рух частинок у певній системі відліку характеризувався певними траєкторіями. Якщо зовнішніх сил немає, то частинки мають сталі імпульс і енергію. Взаємодія частинок розглядалась як різні види зіткнень (пружні й непружні, центральні й нецентральні), за яких відбувається обмін імпульсами та енергіями. Кожна частинка речовини переносить енергію та імпульс, а також масу з одного місця в інше.

Хвилі в класичній фізиці розглядалися як потік збурень середовища, під якими розуміли деформації його поверхні (наприклад, морські хвилі), його стиснення і розрідження (звукові хвилі), зміну його електромагнітного стану (електромагнітні хвилі). Хвилі характеризуються періодичністю значень певних параметрів збурення середовища в просторі й часі, тобто повторюваністю їх, наприклад, максимальних збурень середовища (амплітуда) через певні проміжки часу (період коливань) і на певних відстанях у просторі (довжина хвилі). Хвилі, що поширюються в просторі, не переносять речовину, але переносять енергію та імпульс. Хвилі не мають певних траєкторій, хоч і поширюються в просторі в певних напрямках. Якщо немає перешкоди для поширення хвилі, то вона заповнює весь простір і, отже, для неї характерна відсутність просторової локалізації. Основними параметрами хвилі є: довжина, частота, амплітуда і фаза. Найважливіша властивість хвиль — їхня здатність огинати перешкоди і за відповідних умов накладатися одна на одну (інтерферувати).

Отже, в класичній фізиці хвилі відрізняються від частинок: хвилі мають ряд істотних ознак неперервності, а частинки, навпаки, дискретності. Проте класична фізика накопичила великий матеріал для встановлення зв'язку між перервністю й неперервністю в явищах природи. Хоча встановлення зв'язку між тими або іншими протилежними сторонами ще не означає встановлення єдності. Поняття єдності включає в себе не тільки наявність взаємозв'язку, а й наявність взаємопереходів, взаємопроникнення та отождолення протилежностей. Встановлення єдності перервності й неперервності на матеріалі єдності частинок і хвиль стало надбанням нової квантової фізики. Поняття частинки і хвилі — це загалом поняття, що характеризують граничні стани об'єктів природи.

Важливе значення в розкритті єдності хвиль і частинок, а отже, неперервності й дискретності, мала теорія де Бройля, яка встановила всезагальність відповідності імпульсно-енергетичних параметрів частинок таким специфічним параметрам коливань і хвиль, як довжина хвилі і частота коливань. За цією теорією енергія і частота, імпульс і довжина хвилі є пропорційними не лише у хвильових процесах, а й у процесах руху частинок. Це означає, що частинки можуть

мати специфічні для хвилі властивості (дифракцію, інтерференцію, поляризацію).

Л. де Бройль виконав з речовиною «операцію», протилежну тій, яку А. Ейнштейн виконав зі світловими хвилями. Як А. Ейнштейн порівняв неперервну хвилю з дискретним фотоном, так де Бройль порівняв дискретну частинку з неперервною хвилею. Він своєрідно поширив на частинки речовини співвідношення корпускулярних і хвильових характеристик, які були відкриті для фотонів.

Загальний хід міркувань де Бройля можна уявити приблизно так. Ще в 20-х роках XIX ст. У. Гамільтон установив так звану оптико-механічну аналогію. Виявилось, що основні закони геометричної оптики й класичної механіки можна описати математично в однаковій формі, порівнявши відповідно рух частинки в деякому силовому полі і рух світлового променя в оптично неоднорідному середовищі. На той час у науці панували геометрична оптика і ньютонівська механіка і йшлося про їхню аналогію. Пізніше було розвинено хвильову оптику, окремою складовою якої є геометрична оптика. Де Бройль вирішив розширити оптико-механічну аналогію У. Гамільтона і поставити у відповідність хвильовій оптиці деяку хвильову механіку, яка повинна мати дві характерні риси: 1) бути до хвильової оптики у відношенні, аналогічному відношенню класичної механіки і геометричної оптики; 2) включати в себе класичну механіку як граничний випадок, так само як хвильова оптика включає геометричну. Цю нову механіку де Бройль не випадково назвав хвильовою, бо її основна риса й полягала в наданні частинкам речовини хвильових властивостей, подібно до того як це робиться для фотонів.

Він дістав співвідношення (16.1), яке будь-якій частинці з масою m ставить у відповідність певну довжину хвилі λ . Будь-який матеріальний об'єкт характеризується наявністю як корпускулярних (енергія E і імпульс p), так і хвильових (частота ν і довжина хвилі λ) властивостей. Йдеться про внутрішній органічний зв'язок корпускулярних і хвильових властивостей, що відображається в основних співвідношеннях $E = h\nu$ і $p = \frac{h}{\lambda}$. Ці співвідношення унеможливають зберігання лише одного з розглянутих аспектів — корпускулярного чи хвильового, бо кожний з них вводиться через протилежний собі за допомогою елементарного кванта дії, що є константою зв'язку цих двох аспектів, ключем, що дає змогу переходити від одного аспекту до іншого.

Гіпотеза де Бройля про хвильові властивості мікрочастинок дістала відразу прямі експериментальні підтвердження в дослідях з дифракції електронів. Без урахування хвильових властивостей мікрочастинок неможливо було пояснити природну і штучну радіоактивності. Вилітання частинок із ядра атома з енергією, меншою від висоти потен-

ціального бар'єра, можна пояснити лише просочуванням, проникненням їх крізь бар'єр, тобто тунельним ефектом. А це може бути тільки тоді, коли мікрочастинці властиві як дискретні, так і хвильові властивості.

Розвиваючи ідеї Л. де Бройля, Е. Шредінгер завершив створення хвильової механіки. Він відкрив основний закон руху мікрооб'єктів — хвильове рівняння (16.11). Це рівняння описує зміну з часом особливої величини — так званої хвильової функції, або ψ -функції, що характеризує стан електрона або будь-якої іншої частинки. У сфері своєї компетенції (руху мікрооб'єктів зі швидкостями, значно меншими від швидкості світла) квантова механіка, точніше нерелятивістська механіка, дає повне описання фізичних явищ.

Враховуючи пропорційність між енергією і масою, можна стверджувати, що частинка з малою масою є хвилею, а не частинкою. Слушне обернене твердження: чим більша маса частинки і чим швидше вона рухається, тим яскравіше виявляються її корпускулярні властивості. Для частинок, що мають лише масу руху, їхнє існування як частинок можливе лише при русі з граничною швидкістю передавання взаємодії, тобто зі швидкістю світла у вакуумі. Фотони-кванти електромагнітного поля існують лише за такої швидкості.

Отже, прояв у матеріальних об'єктів корпускулярних або хвильових властивостей залежить від таких параметрів руху. Оскільки ці параметри змінюються, то вони є відносними щодо різних взаємодій, а отже, відносними є і їхні корпускулярні й хвильові властивості.

В одних взаємодіях об'єкт поводить себе як частинка, в інших — як хвиля. В граничних екстремальних випадках, а саме при мінімальних значеннях енергії, частинка поводить себе як хвиля, а при максимальних значеннях енергії — як частинка. Отже, в процесі взаємодії, під час руху об'єктів природи вони поводять себе або як частинки, або як хвилі відносно своїх станів взаємодії і руху. Звідси напрошується висновок, що поняття про частинки і хвилі можуть бути застосовані до одного і того самого об'єкта, що ці поняття і тотожні, і водночас відмінні, а отже, тотожні і водночас відмінні більш загальні поняття перервності й неперервності, що покладені в основу понять частинки і хвилі.

Оперуючи у квантовій механіці поняттями частинки і хвилі, дискретності й неперервності, постійно переходимо від відмінності їх до тотожності і навпаки. Ці переходи від відмінності їх до тотожності і від тотожності до їхньої відмінності становлять суть єдності понять про хвилю і частинку, дискретність і неперервність, що відображають один бік діалектики самої природи. Єдність тотожності й відмінності, притаманна перервності і неперервності, виявляється також через єдність хвильових і корпускулярних властивостей

об'єктів природи, а один із аспектів в єдності цих властивостей — їхня аналогія одна одній, відповідність та взаємозамінність.

Отже, немає жодних підстав для поділу об'єктів природи на частинки і хвилі. Йдеться лише про те, що об'єкти природи мають взаємопов'язані типи властивостей: корпускулярні і хвильові. Оскільки в тому або іншому об'єкті природи на перший план виступає то один, то інший тип його властивостей, то образи частинки і хвилі мають об'єктивний зміст. Поняття хвилі і частинки не перебувають у відношенні взаємного виключення, обидва вони необхідні для описання мікрооб'єктів у різних взаємозв'язках і взаємодіях. В. О. Фок справедливо зазначав, що за наявності у мікрооб'єкта корпускулярних властивостей його хвильові властивості існують як потенціальні можливості, які за зміни умов існування мікрооб'єкта можуть проявитися. Єдність перервності і неперервності в існуванні мікрооб'єктів аж ніяк не порушується, а виявляється через єдність можливості і дійсності. Те, що в дійсності є перервним, в можливості — неперервне і навпаки.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм є однією з форм виявлення діалектики перервності — неперервності, але в сучасній фізиці (квантовій фізиці, теорії елементарних частинок) він найчастіше виступає у формі метафізичного відособлення або підсумовування двох властивостей: корпускулярних і хвильових.

Очевидно, майбутній розвиток фізики приведе до більш адекватного відображення за допомогою її теорій діалектики перервності й неперервності.

Матеріальні об'єкти, процеси і явища характеризуються діалектичною єдністю перервності й неперервності. Неперервність, цілісність об'єкта, процесу є фундаментом наступних утворень нової неперервності через систему взаємодіючих частин (перервностей) цієї неперервності.

Контрольні запитання і завдання

1. Назвіть основні методи спостереження заряджених частинок.
2. Які ви знаєте методи реєстрації заряджених частинок? Охарактеризуйте основні з них.
3. З якою метою прискорюють заряджені частинки? Які основні принципи та відмінності прискорення заряджених частинок лінійним прискорювачем та циклотроном?
4. Які атоми називають ізотопами, ізобарами, ізомерами?
5. Який хімічний елемент має атомне ядро з символічним позначенням ${}_{55}^{132}\text{X}$? Скільки нуклонів у цьому ядрі?
6. Що називають масовим числом?
7. Як можна вирахувати енергію зв'язку атомного ядра? Що таке «дефект маси» та пакувальний коефіцієнт?
8. Крапельна та оболонкова моделі ядра атома. В чому полягає їхня відмінність? Які числа прийнято вважати магічними для нуклонів?
9. Охарактеризуйте α -, β - і γ -випромінювання.

10. При β -розпаді радіоактивної речовини його атомні ядра втрачають завжди однакову енергію. Чому ж енергетичний спектр β -частинок виявився суцільним?
 11. Сформулюйте закони зміщення при радіоактивному розпаді.
 12. В яких одиницях виражається стала розпаду?
 13. Дайте визначення періоду піврозпаду.
 14. Для яких елементів здійснено ядерні реакції поділу? Які умови ланцюгової реакції?
 15. За яких умов реалізуються реакції термоядерного синтезу і з якими елементами?
 16. Як ви розумієте двоєдність корпускулярних і хвильових властивостей речовини?
-

Розділ 18 ФІЗИКА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

18.1. Космічне випромінювання і відкриття елементарних частинок

Вивчення будови атомів, атомних ядер, процесів у космічному випромінюванні, реакцій на швидких заряджених частинках, які дістають у прискорювачах, дало змогу встановити існування великої кількості частинок, які названо *елементарними*. До них належать електрони і позитрони, протони і антипротони, нейтрони і антинейтрони, нейтрино і антинейтрино, мезони, гіперони, фотони та ін. Деякі з цих частинок стабільні, тобто самочинно не розпадаються, не перетворюються в інші частинки, тоді як більшість елементарних частинок через певний проміжок часу перетворюється в інші. Назва «елементарні частинки» в буквальному розумінні слова означає найпростіші частинки, які не можна розкласти на складові частини. Насправді це не так.

Поки що можемо дуже мало сказати про будову елементарних частинок, але інтенсивні дослідження в цьому напрямі проводяться в багатьох лабораторіях світу. Добре вивчено явища перетворення одних елементарних частинок в інші і встановлено закономірності цих перетворень. Тому всі частинки, які називають «елементарними», насправді не є елементарними, так само як і атомні ядра, атоми й молекули.

Часто фізику елементарних частинок називають фізикою високих енергій, оскільки для проведення більшості експериментів у цій сфері потрібні частинки високих енергій. Так, якщо при вивченні ядерних реакцій було достатньо енергій бомбардувальних частинок порядку енергії зв'язку нуклонів у ядрі, то для дослідів, пов'язаних з народженням піонів, необхідні протони, прискорені до енергій 300 МеВ,

а для експериментів, пов'язаних із народженням протон-антипротонних пар, потрібні частинки з енергією 6 ГеВ.

До застосування потужних прискорювачів заряджених частинок єдиним джерелом частинок з енергією, достатньою для утворення мезонів і гіперонів, було *космічне випромінювання*.

Космічне випромінювання — потік атомних ядер (в основному протонів), що попадає на Землю із світового простору і утворює в земній атмосфері вторинне випромінювання, в якому виявлено багато елементарних частинок. Відкриття космічного випромінювання пов'язане з проведенням на початку ХХ ст. дослідів, які вказували на існування слабкої йонізації повітря, що спричиняла розряд електроскопів, екранованих товстим шаром речовини. Дослідження причин цього ефекту привели до відкриття випромінювання неземного походження, яке пізніше назвали *космічним*. Середня енергія космічних частинок становила близько 10 ГеВ, а енергія окремих частинок досягала 10^{10} ГеВ. Потік первинного космічного випромінювання на межі атмосфери в період мінімуму сонячної активності становить $7 \cdot 10^2 \dots 10^4$ частинок на квадратний метр за секунду і збільшується в кілька разів із наближенням до максимуму активності. Потік заряджених частинок на рівні моря дорівнює в середньому $1,7 \cdot 10^2$ частинок на квадратний метр за секунду і мало змінюється із сонячною активністю.

Вчені вважають, що головним джерелом космічного випромінювання є так звані пульсари, яких у нашій Галактиці нараховується близько 10 мільйонів. Характерну перевагу важких елементів у складі первинного космічного випромінювання, очевидно, можна пояснити переважним прискоренням важких ядер ($Z > 20$) у джерелах космічного випромінювання. Поява легких елементів у складі космічного випромінювання спричинена розщепленням важких ядер при взаємодії з ядрами міжзіркового газу.

У 1958 р. під час перших польотів штучних супутників Землі і космічних ракет було виявлено навколосемні радіаційні пояси. Вони становлять дві просторово розділені зони навколо Землі з різко підвищеною концентрацією йонізуючого випромінювання. Існування поясів радіації зумовлене захопленням і утриманням заряджених космічних частинок магнітним полем Землі. Тому утворення поясів радіації має бути характерним для всіх небесних тіл, які мають магнітне поле. При дослідженні космічного випромінювання було зроблено багато принципово важливих відкриттів. Так, 1932 р. К. Андерсон відкрив у космічному випромінюванні позитрон, а 1937 р. К. Андерсон і С. Неддермейер відкрили μ -мезони і визначили тип їхнього розпаду. В 1947 р. С. Пауелл відкрив π -мезони. У 1955 р. в космічному випромінюванні було виявлено K -мезони, а також важкі нейтральні частинки з масою, що перевищує масу протона, — *гіперони*. Дослідження космічного випромінювання привело до необхідності введення квантової характеристики, названої *дивністю*.

Докладно вивчати властивості частинок, особливості їхньої взаємодії і перетворення можна лише на прискорювачах. Прискорювачі використовуються для різних досліджень, але головне їхнє призначення — дослідження фундаментальних властивостей речовини, елементарних частинок. Для цього проектувались і будувались все крупніші прискорювачі заряджених частинок (див. підрозділ 17.3). Вже на перших прискорювачах, споруджених для вивчення нуклонів, дістали важливі результати. В багатьох зіткненнях при високих енергіях виникали нові частинки, часто у великих кількостях, але, що найважливіше, зовсім не обов'язково менші або легші, ніж початкові. Більше того, виникали одні й ті самі частинки для різних партнерів по зіткненню. Це не вписувалось у межі простих звичних уявлень про структуру частинок. Експеримент показує, що всі вторинні частинки не «вибиваються» з первинних, а «народжуються», строго дотримуючись релятивістських законів збереження енергії й імпульсу в акті розсіяння.

Успіхи фізики елементарних частинок зумовлені, поряд з високим рівнем техніки наукового експерименту, розвитком новітніх фізичних теорій, які привели до багатьох відкриттів у фізиці ядра і елементарних частинок. Так, при поясненні суцільного спектра β -розпаду В. Паулі передбачив існування нейтрино. П. Дірак, виходячи з виведеного ним релятивістського рівняння, передбачив існування позитрона (античастинки). Х. Юкава передбачив існування піонів, була також висловлена гіпотеза про існування анти-сигма-гіперона та ін.

Багато теоретичних висновків підтверджено експериментально. Нині здійснюється експериментальний пошук кварків, передбачених теорією елементарних частинок.

У 1952 р. в Брукхейвені (США) введено в дію перший *синхрофазотрон*, на якому можна одержувати протони набагато більшої енергії (до 3 ГеВ), ніж давали прискорювачі, що існували до цього часу. Енергія в 3 ГеВ — це вже енергія первинного космічного випромінювання. Тому брукхейвенський синхрофазотрон дістав назву *космотрона*. З появою прискорювачів космічне випромінювання втратило своє виняткове значення при вивченні елементарних частинок. Проте воно залишається єдиним джерелом частинок надвисоких енергій.

Нині відомо близько 400 елементарних частинок, головна особливість яких полягає у їхній здатності до взаємоперетворення.

Характерною особливістю елементарних частинок є те, що вони існують у вигляді частинок і античастинок. Це виражається, зокрема, в тому, що поряд з позитивно зарядженими частинками певного виду існують негативно заряджені частинки такого самого виду. Для нейтральних частинок відмінність полягає в протилежній орієнтації механічних і магнітних моментів. У цьому фундаментальному факті яскраво проявляє себе основний закон матеріалістичної діалектики, який розглядає рухому матерію як єдність протилежностей, між

якими постійно точиться боротьба, що є основою саморуху матерії. Елементарні частинки характеризуються основними фізичними властивостями, які визначають їхні характерні особливості. Всі елементарні частинки мають ту чи іншу масу, енергію, момент кількості руху, спіні. Деякі частинки мають магнітний момент, електричний, баріонний, лептонний заряди тощо. Всі перетворення елементарних частинок строго підлягають законам збереження цих величин. Щоб описати процеси, пов'язані з перетворенням елементарних частинок, потрібно враховувати співвідношення між масою й енергією.

Термін «елементарна» швидше належить до рівня наших знань, оскільки на кожному етапі розвитку науки елементарними називають частинки, будову яких не знають і які розглядають як точкові.

Експерименти на прискорювачах елементарних частинок поки не дали доказів існування яких-небудь субчастинок. Можна припустити, що досягнута на прискорювачах енергія не перевищує енергії зв'язку субчастинок усередині елементарної частинки, і тому їх не можна виділити. Внаслідок цього після кожної нової серії експериментів субчастинкам вимушені приписувати все більшу масу. Отже, теоретичні міркування обмежують масу можливих субчастинок, а експеримент потребує збільшення її. Якщо відносно атомів і молекул справедливе твердження, що молекула «складається» з атомів, а атом — з ядра і електронів, то було б неадекватним уявлення, що ядро «складається» з протонів і нейтронів у тому розумінні, в якому молекула «складається» з атомів. Якісна специфіка будови мікрочастинок ще сильніше проявляється для елементарних частинок у сучасній фізиці.

18.2. Основні властивості елементарних частинок

Накопичений фактичний матеріал, який включає велику кількість даних про маси, заряди, спіни, способи розпаду і народження частинок, сприяв виробленню феноменологічного підходу, на основі деяких нових понять, таких як ізотопічний спіні, дивність, лептонний і баріонний заряди тощо. За загальними правилами квантової теорії, цим поняттям відповідає дискретний набір чисел, названих квантовими, для яких формулюються емпіричні закони збереження і відбору, встановлених із різним ступенем точності. На основі цих знань виникла первинна система елементарних частинок. Поняття, покладені в основу сучасної класифікації елементарних частинок, не мають простих класичних аналогів. Вони були вироблені під час спроби пояснити ті закономірності, які спостерігаються на досліді.

Одне з основних завдань майбутньої теорії — пояснити походження встановленого спектра значень відповідних квантових чисел, подібно до того як квантова механіка пояснила спектр значень квантових чисел електрона в атомі.

Тепер у фізиці високих енергій відомо досить багато елементарних частинок і за допомогою квантових чисел можна дати вичерпну характеристику кожної з них. Розглянемо ці квантові числа.

1. Кожна частинка характеризується масою m . Для частинок, що рухаються зі швидкістю світла (фотон), маса дорівнює нулю. Для інших частинок вона відрізняється від нуля. У фізиці високих енергій маса частинок виражається в енергетичних одиницях.

2. Електричний заряд q виражається в одиницях заряду електрона і для всіх відомих нині елементарних частинок набирає тільки цілочислових значень: $0, \pm 1$. Елементарних частинок із більшим електричним зарядом не виявлено.

3. До відкриття антинуклонів (антинейтрон було відкрито 1956 р.) можна було сформулювати закон збереження числа нуклонів так: *загальне число нуклонів у будь-яких перетвореннях залишається незмінним*. У зв'язку з явищем анігіляції нуклонів і антинуклонів було введено нове поняття — *баріонний заряд B* . Нейтрон і протон мають баріонний заряд, що дорівнює $+1$, а антинейтрон і антипротон -1 . Замість збереження числа нуклонів говорять про *закон збереження баріонного заряду*. За будь-яких перетворень у природі баріонний заряд зберігається. Цей закон досить умовний, але він відображає фундаментальну властивість природи: важкі частинки при перетвореннях не можуть повністю розпадатися на легкі. Закон збереження баріонного заряду подібний за формою до закону збереження електричного заряду — в природі існують лише такі електричні заряди, значення яких кратне заряду електрона. Тому сказати, що електричний заряд зберігається, — це все одно, що сказати: зберігається різниця числа частинок, заряджених позитивно, і числа частинок, заряджених негативно. Заряд, таким чином, набуває нового змісту — він стає відмінною ознакою, за якою можна підрахувати число частинок різного типу. Як електричний заряд допомагає підрахувати число заряджених частинок, так баріонний заряд допомагає підрахувати число важких частинок — баріонів. Електричний заряд дорівнює нулю для нейтрона, π -мезона, фотона. Баріонний заряд дорівнює нулю для лептонів і мезонів. Нуклонам і гіперонам (баріонам) властивий баріонний заряд $+1$, антибаріонам відповідає баріонний заряд -1 .

4. Експериментально не спостерігається безнейтринний подвійний β -розпад нейтрона, хоча він не суперечить законам збереження електричного і баріонного зарядів. Відсутність такого процесу можна пояснити, припустивши, що з кожною частинкою пов'язаний ще *лептонний заряд*, який відмінний від нуля лише для легких частинок — лептонів. Електронний лептонний заряд L_e дорівнює $+1$ для електрона e^- та електронного нейтрино ν_e і -1 для позитрона e^+ та електронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ і дорівнює нулю для інших частинок. Мюонний лептонний заряд L_μ дорівнює $+1$ для негативного

мюона μ^- та мюонного нейтрино ν_μ і -1 для позитивного мюона μ^+ та мюонного антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ і дорівнює нулю для всіх інших частинок. У випадку ізольованої системи елементарних частинок алгебраїчна сума лептонних зарядів залишається незмінною. Це положення виражає закон збереження лептонного заряду L_e і L_μ .

Кожній елементарній частинці з певним набором чотирьох квантових чисел (зарядів) — q , B , L_e , L_μ відповідає інша частинка, для якої всі ці чотири числа мають протилежні знаки. При цьому маса, спін, час життя у таких частинок однакові. Такі дві частинки утворюють пару частинок — античастинка. Частинки, для яких ці чотири заряди дорівнюють нулю, при зміні знаків зарядів переходять самі в себе (γ -фотон, ρ^0 -мезон). Відомий також третій лептонний заряд L_τ , за допомогою якого відрізняють недавно відкритий τ -лептон від електрона і мюона.

5. У 1951—1961 рр. було відкрито групу частинок, властивості яких настільки незвичні, що їх почали називати *дивними*. Для характеристики таких частинок ввели нову величину — *дивність* S .

Незвичність у поведінці цих частинок полягала насамперед у тому, що народжувались вони внаслідок сильних взаємодій за час порядку 10^{-23} с. Виходячи з оборотності реакцій, слід чекати, що вони розпадатимуться за такий самий час. Тим більше, що розпад унаслідок сильних взаємодій енергетично можливий для всіх дивних частинок. Проте час життя цих частинок становить не 10^{-23} с, а $10^{-8} \dots 10^{-10}$ с, тобто вони розпадаються дуже повільно, за час, характерний для слабких взаємодій. Отже, щось заважає їм розпадатися під впливом сильних взаємодій, унаслідок яких вони утворюються. Далі виявилось, що дивні частинки завжди народжуються тільки парами. Це навело на думку, що сильні взаємодії не відіграють ролі при розпаді дивних частинок унаслідок того, що для їхнього прояву необхідна наявність двох таких частинок. Проте в основі будь-якого процесу завжди лежать *закони збереження*. Так, важкі частинки (наприклад, нуклони) не можуть розпастися на легкі, оскільки це заборонено законами збереження баріонного і лептонного зарядів, а розпад вільного протона на нейтрон, позитрон і нейтрино заборонений законом збереження енергії. Для пояснення заборони одиничного народження дивних частинок М. Гелл-Манн і К. Нішіджима ввели нове квантове число, яке дістало назву *дивності* частинки. Частинкам, що не беруть участі у сильних взаємодіях, умовились приписувати значення дивності $S = 0$. Для інших частинок, що беруть участь у сильній взаємодії, дивність відмінна від нуля і набуває значень ± 1 , ± 2 , ± 3 . Частинки з більшим значенням дивності поки що невідомі. Закон збереження дивності можна сформулювати так: *алгебраїчна сума дивностей частинок до і після реакції дорівнює одна одній*. Із закону збереження дивності випливає пояснення парного

виникнення дивних частинок. Справді, дивні частинки народжуються під час зіткнень звичайних частинок, сумарна дивність яких дорівнює нулю. Проте тоді сумарна дивність народження частинок має також дорівнювати нулю і, отже, обов'язково утворюватимуться частинки з від'ємною і додатною дивністю. Виходячи із закону збереження дивності, можна пояснити неможливість розпаду дивних частинок сильною і електромагнітною взаємодіями.

Часто користуються величиною, еквівалентною дивності, яку позначають Y і називають *гіперзарядом*. Гіперзаряд однозначно пов'язаний із дивністю S і баріонним зарядом B частинки співвідношенням

$$Y = S + B. \quad (18.1)$$

6. В усіх процесах з елементарними частинками строго виконується закон збереження *спіну*, який у першому наближенні можна розглядати як закон незнищуваності обертального руху матеріальних об'єктів. Класичним аналогом спіну є момент обертання дзиґи навколо своєї осі. Однак при цьому слід пам'ятати, що, по-перше, спін — це невід'ємна властивість елементарних частинок, його неможливо змінити, по-друге, спін може дорівнювати тільки цілому або півцілому числу сталої Планка, поділеній на 2π ($h/(2\pi)$), і, по-третє, в частинки вісь «обертання» може бути орієнтована лише в кількох певних напрямках.

Зі спіном пов'язана поведінка частинки в групі однакових частинок, або так звана статистика частинок. Існує два типи статистик: статистика Фермі — Дірака для частинок з півцілим спіновим числом $1/2, 3/2, \dots$ і статистика Бозе — Ейнштейна для частинок з цілим спіновим числом $0, 1, 2, \dots$. Частинки, що мають півцілий спін, називають *ферміонами*. До них належать усі легкі частинки — *лептони* і всі важкі частинки — *баріони*. Для них справджується принцип Паулі, який стверджує, що у певній системі тотожних ферміонів будь-які два з них не можуть одночасно перебувати в одному квантовому стані. Частинки з цілим спіном називають *бозонами*, до них належать фотон і всі мезони — частинки проміжної маси. У випадку бозонів в одному і тому самому стані може перебувати довільна кількість частинок.

7. Уявлення про *ізотопічний спін* уперше було введено у фізику для пояснення факту однаковості ядерних взаємодій протона і нейтрона. Електромагнітні властивості цих частинок істотно відрізняються: протон електрично заряджений, нейтрон — ні, магнітний момент протона — позитивний, нейтрона — негативний. Отже, в електромагнітних взаємодіях беруть участь дві різні частинки, а в сильних — одна, що перебуває у двох різних станах: нейтронному і протонному. Два стани (протонний і нейтронний) однієї частинки — нуклона — нагадують ситуацію зі спіном електрона.

Електрон у реальному просторі може мати лише два фіксовані положення: або вздовж деякого обраного напрямку, або назустріч йому. При цьому електрону приписують поняття спіну зі значенням його проєкцій $\pm 1/2$. Нуклонам, крім звичайного спіну, для описання їхніх зарядових властивостей за аналогією приписують поняття ізотопічного спіну зі значенням проєкцій $\pm 1/2$. Проєкції ізоспіну також відраховують від обраного напрямку, але вже в деякому абстрактному ізотопічному просторі. При цьому нейтрону приписують значення проєкції ізоспіну $-1/2$, протону — $+1/2$. Подібна ситуація буває й при електромагнітних і сильних взаємодіях піонів. Введення квантового числа I (ізотопічного спіну) дає змогу з'ясувати поведінку елементарних частинок щодо сильних і електромагнітних взаємодій. Сильні взаємодії залежать тільки від абсолютного значення вектора ізоспіну, тоді як електромагнітна взаємодія залежить і від орієнтації цього вектора в ізотопічному просторі.

Ізоспін частинки введено за аналогією зі звичайним спіном, і тому він математично характеризується тими самими формальними властивостями, що і звичайний спін. Однак фізичний зміст їх істотно різний. Якщо спін як квантова характеристика частинок виникає із властивостей симетрії (ізотропності) реального простору і не залежить від виду взаємодії, в яких частинка бере участь, то ізоспін як квантова характеристика має зміст вектора в деякому формальному просторі — ізопросторі, який виявляє властивості ізотропії лише для певної (сильної) взаємодії.

Отже, слово «спін», яке фігурує в назві нового квантового числа I -ізотопічного спіну, підкреслює лише той факт, що математичний апарат, який його описує, такий самий, як і математичний апарат звичайного спіну. Зауважимо, що квантове число I немає ніякого відношення до ізотопів. Слово «ізотопічний» в його назві з'явилося через те, що протон і нейтрон відносно сильної взаємодії є різновидами однієї частинки — нуклона, подібно до того як ізотопи утворюють різновиди певного хімічного елемента. Введення поняття ізотопічного спіну мало велике значення для вивчення сильних взаємодій, яким властива зарядова незалежність, а також накреслили шляхи в установленні систематики елементарних частинок. Дослідження показали, що в усіх процесах, пов'язаних з перетвореннями елементарних частинок, зумовленими зарядово-незалежними сильними взаємодіями, виконується закон збереження ізотопічного спіну. При цьому зберігається як сам ізотопічний спін I , так і його проєкція I_z . Для електромагнітних взаємодій зберігається тільки його проєкція I_z , значення ізотопічного спіну не зберігається. При слабких взаємодіях змінюються як I , так і I_z .

8. Серед величин, що характеризують елементарні частинки, є ще одна суто квантово-механічна величина, яку називають *парністю* P . Розглянемо її. Відомо, що в квантовій механіці стан однієї час-

тинки або системи частинок описується хвильовою функцією, яка задовольняє рівняння Шредінгера і залежить від координат і часу. Під парністю стану, або парністю хвильової функції, розуміють характер її поведінки при просторовій інверсії — зміні знака всіх координат частинки на протилежні (x на $-x$, y на $-y$, z на $-z$), що еквівалентно дзеркальному відображенню, або переходу від право-гвинтової системи координат до лівогвинтової. При такій просторовій інверсії можливі два випадки: хвильова функція залишається незмінною або змінює свій знак на протилежний. У першому випадку хвильова функція є парною, а в другому — непарною.

Поведінка хвильової функції при інверсії визначається внутрішніми властивостями частинок, які вона описує. Саме для того, щоб наголосити на цьому, і вводять нове квантове число P . Частинкам із парною хвильовою функцією приписують *позитивну парність* ($P = +1$). Вважають, що частинки з непарною хвильовою функцією мають *негативну парність* ($P = -1$). Парність системи частинок визначається добутком парностей окремих частинок, що входять до складу системи.

Із квантової механіки випливає *закон збереження парності, який стверджує: при всіх перетвореннях, яких зазнає система частинок, парність стану залишається незмінною*. Закон збереження парності означає, що процеси в природі не залежать від вибору право-гвинтової або лівогвинтової системи координат, в яких ці процеси вивчають, або, що те саме, немає різниці між об'єктом і його дзеркальним відображенням. Отже, закон збереження парності пов'язаний із властивостями дзеркальної симетрії простору. До 1956 р. вважали, що закон збереження парності має загальний характер і виконується при всіх видах взаємодії. В 1956 р. було з'ясовано, що при слабких взаємодіях закон збереження парності порушується.

Ми розглянули основні квантові числа елементарних частинок. Кожне з них об'єднує велику групу частинок за тією ознакою, яку вона має. Електричний заряд поділяє всі частинки на заряджені позитивно, заряджені негативно і нейтральні. Баріонний заряд об'єднує частинки у велику групу баріонів, для яких він відмінний від нуля. Зазначимо, що баріони можуть бути електрично нейтральними або зарядженими позитивно чи негативно. Лептонний заряд об'єднує групу легких частинок — лептони, які беруть участь в електромагнітних і слабких взаємодіях і не беруть участі в сильних. Дивність групує частинки на дивні, куди входять як баріони, так і мезони з баріонним зарядом, що дорівнює нулю, і на звичайні — недивні, куди також входять баріони і мезони, але з нульовою дивністю. Звичайний спин поділяє всі частинки на ферміони (з півцілим спіном) і бозони (з цілим спіном), кожній групі з яких відповідає своя статистика. Те саме можна сказати і про ізоспін, який об'єднує відомі нам частинки в ізотопічні мультиплети.

Отже, за допомогою квантових чисел можна повністю охарактеризувати кожну елементарну частинку. Проте слід зазначити їхню істотну відмінність, яка насамперед полягає в тому, що не всі вони є універсальними квантовими числами, здатними описувати всі види взаємодії. Деякі з них (парність, ізотопічний спіні) змінюють своє значення при слабких взаємодіях, закон збереження ізотопічного спіну порушується також при електромагнітній взаємодії (див. підрозділ 18.9).

18.3. Види взаємодії

Із фундаментальних сил у природі гравітаційні сили (тяжіння) були усвідомлені першими, для них була створена математично зрозуміла теорія — теорія Ньютона.

У теорії тяжіння Ньютона простір і час не мають тісного зв'язку, який було встановлено в теорії відносності Ейнштейна.

На початку ХХ ст. було відкрито два нових фундаментальних типи зв'язку: слабку взаємодію, яка зумовлює β -розпад, і сильну взаємодію, що зв'язує протони і нейтрони в атомних ядрах. Ці типи зв'язку не були відкриті раніше, оскільки вони діють лише на малих субатомних відстанях, тоді як сили тяжіння і електромагнітні сили далекодіючі, радіус дії їх нескінченно великий.

Інтенсивність взаємодії прийнято характеризувати за допомогою так званої константи, яка є безрозмірним параметром, що визначає ймовірність процесів, зумовлених певним видом взаємодії. Відношення значень констант дає відносну інтенсивність відповідних взаємодій.

Нині відомо чотири види взаємодії між частинками, а саме: гравітаційна, сильна, електромагнітна і слабка.

Гравітаційна взаємодія є найслабкішою з перелічених і в процесах мікросвіту істотного значення не має. Щоправда, сучасна теорія передбачає, що цей вид взаємодії можливо буде основним усередині елементарних частинок. Проте сучасна техніка експерименту не дає змоги проникнути в глибини частинок і перевірити висновки теорії. У зв'язку з цим обмежимося розглядом трьох видів взаємодії: сильної, електромагнітної і слабкої.

Сильна взаємодія характерна для важких елементарних частинок (протонів, нейтронів та ін.). Вона зумовлює зв'язок нуклонів у ядрі. Саме через це сильну взаємодію іноді називають ядерною. Особливістю ядерної взаємодії є мале значення радіуса дії ядерних сил, який становить близько 1 фермі (10^{-15} м).

Короткодія ядерних сил робить їх подібними до молекулярних сил, що дало змогу І. Є. Тамму 1933 р. висловити ідею про обмінний характер їх. Подальший розвиток цієї ідеї належить Х. Юкаві, який 1935 р. розробив теорію обмінних сил. За теорією Юкави, ядерні

сили (сильні взаємодії) зобов'язані своїм походженням деяким спеціальним частинкам — мезонам, якими обмінюються нуклони в ядрі. Цим віртуальним мезонам властива певна маса і дуже короткий час життя — 10^{-23} с. За цей час мезон, випромінений нуклоном, пролітає відстань близько 10^{-15} м, повертається назад і поглинається частинкою, що його породила. Якщо ж поблизу є інший нуклон, то він поглинає мезон і відразу випромінює його знову. Внаслідок такого обміну мезонами нуклони взаємодіють. Сильна взаємодія відбувається за ядерний час — час проходження світлом відстані, що дорівнює розміру атомного ядра, — 10^{-23} с і відзначається площею перерізу 10^{-31} м². Інтенсивність взаємодії характеризується безрозмірною величиною — константою $G = \frac{g^2}{\hbar c}$ (g — стала мезон-нуклонної взаємодії). Інтенсивність сильної взаємодії має найбільше значення серед подібних констант: $\frac{g}{\hbar c} \approx 15$ для π -мезонів і $\frac{g}{\hbar c} \approx 1$ для K -мезонів. Сильній взаємодії властива незалежність від електричного заряду. У реакціях, що відбуваються за сильної взаємодії, зберігається максимальна кількість квантових чисел: баріонний і електричний заряди, ізотопічний спіні, дивність, парність.

Електромагнітна взаємодія за своєю інтенсивністю в $10^2 \dots 10^3$ разів слабша від сильної взаємодії і спостерігається між електрично зарядженими частинками. Нею зумовлені кулонівські сили, процеси народження електронно-позитронних пар γ -фотонами, розпад π -мезона на два γ -фотони та ін. Електромагнітні взаємодії характеризуються безрозмірною константою $\frac{e^2}{\hbar c} \approx 1/137$ (e — заряд електрона).

Електромагнітні взаємодії найзручніші для експериментального і теоретичного дослідження. Вони вигідно відрізняються від слабких взаємодій тим, що тільки в сто разів слабші від сильних і, отже, мають майже ті самі порядки значень для перерізів взаємодії — $10^{-31} \dots 10^{-34}$ м², що і в ядерних взаємодіях. Великі інтенсивності пучків електронів і фотонів у прискорювачах дають змогу виміряти ці перерізи з великою точністю. Крім того, електромагнітні взаємодії відрізняються від сильних взаємодій тим, що вони досить слабкі (константа взаємодії набагато менша за одиницю). При цьому можна провести точні розрахунки і побудувати досить досконалу теорію електромагнітних взаємодій — квантову електродинаміку.

Природу електромагнітної взаємодії можна описати, якщо припустити, що електрони обмінюються фотонами подібно до того, як нуклони обмінюються π -мезонами. Тільки обмін фотонами відбувається не за 10^{-23} с, а за 10^{-20} с — характерний час електромагнітної

взаємодії. На відміну від сильної взаємодії для електромагнітної взаємодії порушується закон збереження ізотопічного спіну.

Слабка взаємодія в 10^{-14} разів слабша від сильної. Цей тип взаємодії відповідальний за всі види β -розпаду ядер, за спонтанний розпад більшості елементарних частинок, за процеси взаємодії нейтрино з речовиною. Слабкі взаємодії характеризуються безрозмірною константою $\frac{f^2}{\hbar c} \approx 10^{-14}$, де f — електронно-нейтринний заряд, що

відповідає гіпотетичному полю слабких взаємодій. Відрізняють слабкі процеси за участю лептонів, які класифікуються за допомогою лептонного заряду, і слабкі процеси, що проходять зі зміною дивності й класифікуються за допомогою цього поняття. При цьому константа слабкої взаємодії однакова не лише для всіх видів лептонних процесів, а й у першому наближенні збігається також із константою взаємодії для процесів, що проходять зі зміною дивності.

Слабка взаємодія, як і сильна, є короткодіючою. Характерний час для слабкої взаємодії становить 10^{-10} с.

Вчені вважають, що слабка взаємодія має також обмінний характер і переноситься специфічним векторним мезонним полем. Йому відповідають три сорти заряджених і нейтральних проміжних векторних бозонів: W^+ , W^- і Z^0 . Для слабкої взаємодії порушуються закони збереження ізотопічного спіну, дивності, парності (див. підрозділ 18.10).

Електромагнітні та гравітаційні взаємодії спадають обернено пропорційно квадрату відстані між частинками, а тому про якийсь певний радіус дії для них не йдеться. Водночас експериментальний характер залежності ядерних сил від відстані дає змогу визначити ра-

Таблиця 18.1

Взаємодія	Переносники	Інтенсивність (константа)	Радіус, м	Переріз, м ²	Характерний час, с	Величина, що зберігається
Сильна (ядерна)	Глюони	1...10	10^{-15}	$10^{-28} \dots 10^{-31}$	$10^{-21} \dots 10^{-23}$	$\Delta q=0; \Delta B=0$ $\Delta S=0; \Delta I=0$
Електромагнітна	Фотони	1/137	∞	$10^{-31} \dots 10^{-34}$	$10^{-18} \dots 10^{-20}$	$\Delta q=0; \Delta B=0$ $\Delta S=0; \Delta I \neq 0$
Слабка	Проміжні бозони	$\sim 10^{-10}$	10^{-18}	$10^{-42} \dots 10^{-45}$	$10^{-10} \dots 10^{-13}$	$\Delta q=0; \Delta B=0$ $\Delta S \neq 0; \Delta I \neq 0$
Гравітаційна	Гравітони	$\sim 10^{-40}$	∞	$10^{-68} \dots 10^{-71}$	—	—

діє їхньої дії — порядку 10^{-15} м. Ядерні сили в сотні разів інтенсивніші від електромагнітних, проте через малий радіус дії були виявлені зовсім недавно, коли фізичний експеримент дав змогу проникнути в середину атомного ядра. У табл. 18.1 наведено основні характеристики всіх взаємодій (q — електричний заряд, B — баріонний заряд, S — дивність, J — ізотопічний спі́н).

18.4. Класифікація елементарних частинок

Нині відома велика кількість елементарних частинок, які мають різноманітні властивості. Спроби класифікувати їх за деякими загальними ознаками сприятимуть встановленню закономірностей, пов'язаних з будовою і поведінкою частинок, дадуть змогу передбачити ще невідкриті частинки, як це зробив Д. І. Менделєєв для хімічних елементів.

У табл. 18.2 наведено основні відомі елементарні частинки та їхні характеристики. Якщо в основу класифікації частинок покласти спі́н, то їх можна розділити на дві групи — ферміони і бозони. Якщо ж в основу класифікації частинок покласти масу, то визначаться чотири групи частинок: фотони, лептони, мезони, баріони.

У табл. 18.2 наведено назви тільки для частинок. Назву відповідної античастинки для баріонів, нейтральних каонів і всіх видів нейтрино утворюють додаванням до назви частинки приставки «анти». Наприклад, протон — антипротон, електронне нейтрино — електронне антинейтрино. Антиелектрон називають також *позитроном*. До заряджених піонів і каонів термін античастинка, як правило, не застосовують. Йдеться про позитивні й негативні *піони* (*каони*).

Нині відомо п'ять зарядів, які строго зберігаються: електричний q , баріонний B і три види лептонних зарядів L_e (для $e^-, e^+, \nu_e, \bar{\nu}_e$), L_μ (для $\mu^-, \mu^+, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) і L_τ (для $\tau^-, \tau^+, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$). Характерною особливістю всіх цих зарядів є їхнє цілочислове значення. Кожний із зарядів може бути як позитивним, так і негативним.

Фотони, тобто γ -кванти електромагнітного поля, маса яких дорівнює нулю, а спі́н дорівнює $h/(2\pi)$, беруть участь лише в електромагнітних взаємодіях.

Лептони. Ще донедавна було відомо чотири лептони: два заряджені (e^-, μ^-) і два їхні нейтральні супутники ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$). Потім було встановлено третій заряджений лептон, якому присвоїли символ τ . Допускається, що τ -лептон також має «власне» нейтрино. Для лептонів властиві малі значення мас. Серед цих частинок найбільшу масу має τ -лептон, найменшу — електронне нейтрино. Лептони беруть участь лише в електромагнітних і слабких взаємодіях. Усі лептони мають півцілий спі́н і, отже, описуються статистикою Фермі. Серед них є електрично заряджені (електрон, позитрон, мюони) і

нейтральні (електронні й мюонні нейтрино й антинейтрино). Вони мають відмінний від нуля лептонний заряд. Баріонний заряд для них дорівнює нулю.

Електрони — це елементарні частинки, які були виявлені першими при вивченні атомної структури речовини. Електрон є носієм найменшої порції електричного заряду. Його заряд $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл, маса спокою $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг. Електрону властивий власний момент кількості руху — спин, що дорівнює $\frac{1}{2} \hbar / (2\pi)$. Магнітний момент електрона майже дорівнює магнетону Бора

$$\mu_B = 0,9274 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл}; \quad \mu_e = -\mu_B (1 + 0,0012).$$

Знак мінус означає, що магнітний і механічний моменти електрона мають протилежний напрям. Електрони позначаються символом e^- . Електрон є стабільною частинкою, яка спонтанно не перетворюється в інші частинки. Поряд з негативними існують позитивні електрони — *позитрони*, які відносно електронів є античастинками. Позитрон відрізняється від електрона тільки знаком електричного і електронного лептонного зарядів. Абсолютні значення цих зарядів і всі інші характеристики у позитронів і електронів збігаються. Позитрон є частинкою, стабільною у вакуумі, проте в речовині довго не може існувати внаслідок того, що при зіткненні з електроном вони анігілюють, перетворюються в електромагнітне випромінювання (див. підрозділ 17.12).

Мюони. Вперше мюони виявили 1937 р. К. Андерсон і С. Недермейер у складі космічного випромінювання. Відомо позитивні (μ^+) і негативні (μ^-) мюони. Електричний заряд мюонів за абсолютним значенням дорівнює заряду електрона. Негативно і позитивно заряджені мюони виступають відповідно як частинка й античастинка.

Маса мюонів становить 206,8 електронних мас, спин їх дорівнює $\frac{1}{2} \frac{\hbar}{2\pi}$. Середній час життя нерухомих мюонів $\tau = 2,15 \cdot 10^{-6}$ с.

У 1948 р. Г. Б. Жданов і А. А. Хайдаров установили, що електрони й позитрони, утворені при розпаді мюонів, які майже втратили швидкість, мають широкий спектр енергії. Середня енергія їх становить близько 35 МеВ, що відповідає 1/3 енергії спокою мюона (для електрона $m_e c^2 = 0,51$ МеВ, а для мюона $m_\mu = 206m_e$ і $m_\mu c^2 = 106$ МеВ). Це означає, що при розпаді мюона крім легкої зарядженої частинки виникає не одне (як при β -перетворенні), а два нейтрино. Якщо розпад мюона, що припинився, супроводжувався, як вважали спочатку, випромінюванням одного нейтрино, то при одночасному збереженні енергії 106 МеВ і при однаковості імпульсів двох частинок — електрона і нейтрино — енергія всіх електронів розпаду була б однаковою і дорівнювала 53 МеВ. Викидання двох нейтрино з антипара-

Групи частинок	Частинка	Позначення		Маса m , MeB	Спін s	Ізотопічний спін I	
		Частинка	Анти- частинка				
Фотони	Фотон, гамма-квант	γ	γ	0	1	0	
Лептони	Електронне нейтрино	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	1/2		
	Мюонне нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	1/2	0	
	Електрон, позитрон	e^-	e^+	0,511	1/2	0	
	Мюон	μ^-	μ^+	106	1/2		
	τ -лептон	τ^-	τ^+	1807	1/2		
	τ -нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	1/2		
Мезони	Заряджений піон	π^+	π^-	140	0	1	
	Нейтральний піон	π^0	π^0	135	0	1	
	Заряджений каон	K^+	K^-	494	0	1/2	
	Нейтральний каон	K^0	\bar{K}^0	498	0	1/2	
Етон	η -мезон	η	η	549	0	0	
Баріони	Нуклони	Протон	p	\bar{p}	938,2	1/2	1/2
		Нейтрон	n	\bar{n}	939,2	1/2	1/2
Гіперони	Ламда-гіперон	λ^0	$\bar{\lambda}^0$	1116	1/2	0	
	Сигма-плюс-гіперон	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189	1/2	1	
	Сигма-нуль-гіперон	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192	1/2	1	
	Сигма-мінус-гіперон	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	1/2	1	
Каскадні гіперони	Ксі-нуль-гіперон	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315	1/2	1/2	
	Ксі-мінус-гіперон	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	1/2	1/2	
	Омега-мінус-гіперон	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672	3/2	0	

лельними орієнтаціями спінів забезпечує при розпаді μ -мезона збереження спіну $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu. \quad (18.2)$$

Вимірювання показали, що середній час життя нерухомих мезонів збігається з розрахованим.

Дивність S	Заряд			Середній час життя τ , с	Превалююча схема розпаду
	електричний	баріонний	лептонний		
0	0	0	0	Стабільний	
0	±1	0	±1	Те саме	
0	±1	0	±1	—”—	
	±1	0	±1	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$
	±1	0	±1	Нестабільний	
	0	0	±1	Стабільний	
0	±1	0	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \gamma_\mu$
0	0	0	0	$0,76 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
±1	±1	0	0	$1,23 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
±1	0	0	0	$0,86 \cdot 10^{-10} K_1^0$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
				$5,4 \cdot 10^{-8} K_2^0$	
0	0	0	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$	$\eta \rightarrow 2\gamma$
0	±1	±1	0	Стабільний	
0	0	±1	0	$0,93 \cdot 10^3$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
±1	0	±1	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$\lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
∓1	∓1	±1	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$
∓1	0	±1	0	10^{-14}	$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma$
∓1	∓1	±1	0	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
∓2	0	±1	0	$3 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \lambda + \pi^0$
∓2	∓1	±1	0	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \lambda^0 + \pi^-$
∓3	∓1	∓1	0	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \begin{cases} \Xi^0 + \pi^- \\ \lambda^0 + K^- \end{cases}$

Нині встановлено, що нейтрино і антинейтрино, які випромінюються разом з позитронами і електронами, відрізняються від нейтрино і антинейтрино, що випромінюються разом з мюонами. У зв'язку з цим, як зазначалося, розрізняють електронне і мюонне нейтрино і антинейтрино. Виходячи із закону збереження електронного лептонного заряду, схему розпаду μ^+ -мезонів (18.2) слід пере-

писати так:

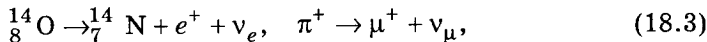
$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}, \quad \mu^{\mp} \rightarrow e^{\mp} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}.$$

Якби швидкорухомі мюони мали той самий середній час життя, який спостерігається для нерухомих (що зупинилися) мюонів, то середній пробіг мюонів у атмосфері при їхній швидкості, близькій до швидкості світла, не перевищував би 600 м ($l = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 6 \cdot 10^2 \text{ м}$). Насправді пробіг мюонів у атмосфері в багато разів більший. Це пояснюється збільшенням тривалості всіх періодичних процесів (сповільненням часу) при русі з великими швидкостями, як це впливає з теорії відносності. Відповідно збільшується і середній час життя будь-якої нестабільної частинки, коли її швидкість наближається до швидкості світла.

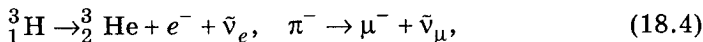
Енергія швидких мюонів у космічному випромінюванні становить близько 3000 МеВ, тоді як енергія мюона — 100 МеВ. При такій енергії середній час життя мюона виявляється в 30 разів більшим, ніж середній час життя нерухомого мюона, і становить $6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. У зв'язку з цим середній пробіг мюонів у атмосфері дорівнює 18 км ($l = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 6 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 18 \cdot 10^3 \text{ м}$). При такій довжині пробігу слід чекати, що на шляху в 1 км розпадатиметься близько 5 % мюонів. Цей розрахунок підтверджується вимірюванням інтенсивності жорсткої компоненти космічного випромінювання і порівнянням числа швидких мюонів у стратосфері з їхнім числом на рівні моря.

Особливий інтерес становить *електронне* (ν_e) і *мюонне* (ν_{μ}) *нейтрино*, які мають надзвичайно велику проникну здатність. Вони характеризуються півцілим спіном і нульовою масою. Останнім часом завдяки експериментам зроблено припущення про наявність у нейтрино маси.

Наведемо приклади реакцій, в яких випромінюється нейтрино:



де ν_e — електронне нейтрино; ν_{μ} — мюонне нейтрино. Антинейтрино ($\bar{\nu}$) народжується в реакціях β -розпаду природних радіоактивних речовин і в реакціях розпаду мезонів за такою схемою:



де $\bar{\nu}_e$ — електронне антинейтрино; $\bar{\nu}_{\mu}$ — мюонне антинейтрино. Спін обох видів нейтрино ν_e і ν_{μ} напрямлений в бік, протилежний напрямку швидкості (імпульсу), спін антинейтрино $\bar{\nu}_e$ і $\bar{\nu}_{\mu}$ збігається зі швидкістю їхнього руху.

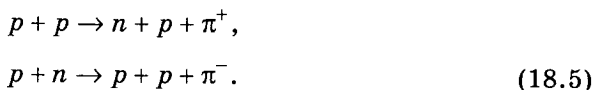
Мезони — частинки з масою, проміжною між масами лептонів і масами більш масивних частинок — баріонів, належать до наступного класу. Вони беруть участь у всіх трьох видах взаємодії, при цьому сильна взаємодія превалує. Від класу баріонів вони відрізняються відсутністю баріонного заряду, від класу лептонів — відсутністю лептонного заряду. Мезони мають нульовий спін. Вони бувають електрично зарядженими й нейтральними, дивними і звичайними, характеризуються цілим і півцілим ізотопічними спінами. До групи мезонів належать піони (π -мезони), каони (K -мезони), етон (η -мезон). Мезони, як електрони або протони, існують у двох видах частинок і античастинок.

Існування й нестабільність мезонів були передбачені до їх відкриття квантово-механічною теорією внутрішньоядерних сил, запропонованою японським фізиком Х. Юкавою (1935 р.). У теорії Юкави передбачалось, що: 1) мезони можуть мати заряд електрона або позитрона; 2) їхня маса в 200—300 разів більша від маси електрона; 3) мезони нестабільні і мають спонтанно розпадатись на електрон (чи позитрон) і нейтрино; 4) середній час життя мезона становить мільйонну частку секунди.

Деякий час фізики ототожнювали мюони з частинками, передбаченими теорією Х. Юкави. Проте вивчення їхніх властивостей показало, що у мюонів немає основної властивості частинок Юкави: вони, на відміну від частинок Юкави, ядро неактивні.

Аналогом частинок Юкави виявилися π^+ -мезони (піони), які також мають заряд електрона (π^- -мезони) або позитрона (π^+ -мезони). Спін їх дорівнює нулю. Маса π -мезонів приблизно в $4/3$ раза більша від маси мюонів $m_{\pi^\pm} = 273,2m_e$.

Заряджені π -мезони були відкриті в космічному випромінюванні 1947 р., а 1949 р. їх було одержано в лабораторних умовах (на прискорювачі в Берклі) при зіткненні швидких протонів з протонами і нейтронами:



У 1950 р. було відкрито π -мезони, що не мають заряду, нейтральні π^0 -мезони, які інколи називають *нейтретто*. Їхня маса трохи менша від маси заряджених π -мезонів: $m_{\pi^0} = 264,2m_e$, як і заряджені π -мезони, π^0 -мезони мають нульовий спін. (Існування нейтральних μ -мезонів не виявлено.) Як і μ -мезони, π -мезони є нестабільними частинками і спонтанно розпадаються з дуже малим середнім часом життя. Відповідні вимірювання показали, що середній час життя заряджених π^\pm -мезонів однаковий і становить $2,6 \cdot 10^{-8}$ с, тобто на два порядки менший, ніж у μ -мезонів. Саме цим пояснюється той

факт, що у космічному випромінюванні на рівні моря число π -мезонів набагато менше від числа μ -мезонів. Заряджені π -мезони розпадаються за такою схемою:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}\quad (18.6)$$

Отже, внаслідок розпаду π^\pm -мезонів утворюються μ^\pm -мезони і мюонне нейтрино (або антинейтрино).

Середній час життя π^0 -мезона становить $0,76 \cdot 10^{-16}$ с. Нейтральний π^0 -мезон розпадається на два фотони:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (18.7)$$

γ -кванти високої енергії, що виникають при цьому, дають початок каскадному утворенню електронно-позитронних пар.

На відміну від μ -мезонів π -мезони сильно взаємодіють з атомними ядрами і, проникаючи в них, спричиняють ядерні перетворення. Особливе значення для фізики ядра має можливий віртуальний обмін зарядженими π -мезонами між різнорідними нуклонами і нейтральними π^0 -мезонами між однорідними нуклонами всередині ядра. Виходячи з ідей, які висловили ще 1934 р. І. Є. Тамм, Д. Д. Іваненко, Х. Юкава, вважають, що, подібно до фотонів електромагнітного поля, π -мезони зі спіном, який дорівнює нулю, випромінюються і поглинаються нуклонами і є квантами ядерного (мезонного) поля:

$$\begin{aligned}p &\rightleftharpoons n + \pi^+, \quad n \rightleftharpoons p + \pi^0, \\ p &\rightleftharpoons p + \pi^-, \quad p \rightleftharpoons p + \pi^0.\end{aligned}\quad (18.8)$$

Поглинання цих мезонів іншими нуклонами приводить до сильної взаємодії між ними, яка реалізується по одній із таких схем:

$$\begin{aligned}p + n &\rightleftharpoons n + \pi^+ + n \rightleftharpoons n + p; \\ p + p &\rightleftharpoons p + \pi^- + p \rightleftharpoons p + n; \\ p + p &\rightleftharpoons p + \pi^0 + p \rightleftharpoons p + p; \\ n + n &\rightleftharpoons n + \pi^0 + n \rightleftharpoons n + n.\end{aligned}\quad (18.9)$$

До групи мезонів належать також K -мезони. Як і π -мезонам, K -мезонам властивий нульовий спіні. Маса їх більша за масу π -мезонів і становить $966,3m_e$ для заряджених K^\pm -мезонів і $974,5m_e$ для нейтральних K -мезонів (K^0) і анти-ка-нуль-мезонів (\bar{K}^0). K -мезон має елементарний позитивний заряд, а K^- -мезон — елементарний нега-

тивний заряд. Залежно від типу K -мезонів середній час життя змінюється від 10^{-8} до 10^{-10} с. Існує кілька схем розпаду K -мезонів. Так, у випадку K -мезона можливі такі види розпадів:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e, K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0, K^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu_\mu. \quad (18.10)$$

Як зазначалось, π -мезони можуть бути утворені при ядерних реакціях із частинками високих енергій в потужних прискорювачах; μ -мезони утворюються в результаті перетворення π - і K -мезонів. K -мезони народжуються з великою інтенсивністю при зіткненнях мезонів або протонів високої енергії з нуклонами. Якщо один із видів частинок, наприклад негативні мезони, назвати частинками, то позитивні мезони будуть античастинками. Можна прийняти і протилежне позначення.

Баріони — масивні елементарні частинки. Вони складаються з двох підгруп — нуклонів і гіперонів. Для них баріонний заряд відмінний від нуля, лептонний заряд дорівнює нулю, вони характеризуються півцілим спіном і є ферміонами. З мезонами їх об'єднує здатність брати участь у сильній взаємодії, внаслідок чого мезони і баріони об'єднують в групу адронів. **Адронами** називають усі сильно-взаємодіючі частинки.

Нуклони. До нуклонів належать *протон* (p), *антипротон* (\bar{p}), *нейтрон* (n) і *антинейтрон* (\bar{n}).

Протон має масу, що дорівнює 1836,5 електронним масам, тобто $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг. Позитивний заряд протона за абсолютним значенням дорівнює заряду електрона, тобто $q_p = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл. Спін протона дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, магнітний момент $\mu_p = 2,7929\mu_\mu$, де

$$\mu_\mu = \frac{\mu_B}{1836,5} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл.}$$

Протон є однією з найзручніших частинок для прискорення в прискорювачах та використання для ядерних реакцій. Для протона прийнято такі позначення: ${}^1_1\text{H}$ або p .

Протон — стабільна частинка. Проте, як показують теоретичні розрахунки, час життя його менший за 10^{32} років. Експериментально розпад протона не зафіксовано.

Існування антипротона було передбачено теорією Дірака, але експериментальне відкриття його стало можливим тільки через чверть століття після відповідного розвитку техніки прискорювачів заряджених частинок. Він був відкритий наприкінці 1955 р. групою фізиків

у складі Е. Сегре, О. Чемберлена та інших при бомбардуванні мідної мішені протонами, прискореними в бетатроні Каліфорнійського університету до енергії 6,3 BeV.

Антипротон має масу, що дорівнює масі протона, і заряд, однаковий за значенням і знаком з електроном. Спін антипротона дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнітний момент однаковий за значенням з магнітним моментом протона, але має від'ємний знак, тобто напрямлений проти-лежно спіну. Отже, $\mu_{\bar{p}} = 2,7929\mu_{\text{я}}$. Антипротон позначають символом \bar{p} .

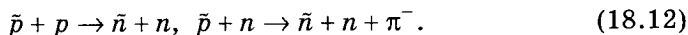
Протон і антипротон, подібно до електрона і позитрона, утворюють систему частинка — античастинка. Якщо в системі електрон — позитрон позитивно заряджена частинка після проходження через речовину швидко анігілює, то в парі частинок протон — антипротон стабільною є саме позитивна частинка — протон. Антипротон, хоч і стабільний у вакуумі, проте в речовині швидко анігілює з протоном, утворюючи π - і K -мезони і рідше жорсткі γ -фотони. Отже, поряд з електронно-позитронним вакуумом має існувати протонно-антипротонний вакуум. Антипротон відносно протона є античастинкою. Протон є однією з найважливіших складових частинок складних ядер і сам становить ядро атома гідрогену. Разом з електроном протон утворює нейтральний атом гідрогену. Можна уявити собі обернену систему, тобто систему антипротон — позитрон, яка буде за всіма властивостями (оптичними, хімічними, магнітними та ін.) аналогічна атому гідрогену. Це буде антиатом гідрогену.

Елементарна частинка нейтрон має масу майже однакову з масою протона, але не має електричного заряду. Внаслідок цього нейтрону властива велика проникна здатність, оскільки він під час руху в речовині не витрачає енергію на йонізацію, випромінювання тощо. Крім того, через відсутність кулонівського відштовхування нейтрони дуже легко проникають в атомні ядра і тому є дуже ефективними частинками, які спричинюють ядерні реакції з усіма ядрами атомів. Маса нейтрона дорівнює 1838,6 електронним масам, а електричний заряд — нулю. Спін нейтрона дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, а магнітний момент нейтрона $\mu_n = -1,9131\mu_{\text{я}}$. Позначають нейтрон символом n : інколи 1_0n або ${}_0^1n$. Це вказує на те, що його масове число — одиниця, а заряд дорівнює нулю. Нейтрон є нестабільною елементарною частинкою і після його звільнення з атомного ядра через деякий час розпадається. Період піврозпаду нейтрона 16,9 хв. Він розпадається за такою схемою:



де $\bar{\nu}_e$ — електронне антинейтрино.

Античастинкою відносно нейтрона є антинейтрон. Це елементарна частинка з тією самою масою, як і нейтрон, із зарядом, що дорівнює нулю, і спіном $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнітний момент антинейтрона дорівнює за абсолютним значенням магнітному моменту нейтрона, проте протилежний йому за знаком. Антинейтрон позначають символом \bar{n} . Уперше антинейтрони виявили (1956 р.) американські фізики Б. Корк, Г. Ламбертсон, О. Піччоні, В. Вензель, які спостерігали антинейтрони, що виникли в результаті перезарядження антипротонів, при русі їх через речовину. Реакція перезарядження полягає в обміні зарядами між нуклоном і антинуклоном за такою схемою:



Вихід цих реакцій дуже невеликий, однак все ж вдається спостерігати виникнення антинейтронів. Відкриття антинейтронів поряд з відкриттям антипротонів є блискучим підтвердженням сучасної теорії елементарних частинок.

Дослідження космічного випромінювання методом фотоемульсій, а також з камерами Вільсона спеціальних конструкцій привели до відкриття важких нестабільних частинок, які названо *гіперонами*. Маса гіперонів більша від маси нуклонів (протонів і нейтронів), але менша від маси дейтронів. Нуклони і гіперони належать до групи баріонів, тобто важких частинок. Їх позначають великими літерами грецького алфавіту. Існують нейтральні й заряджені гіперони, спіні їх дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$.

При деяких зіткненнях піона з нуклоном піон зникає, а замість нього народжується новий мезон, який назвали *K-мезоном*, або каоном. Нуклон при цьому перетворювався в нову частинку. Ця нова частинка, як і нуклон, була баріоном. Час життя її був близько 10^{-10} с. Якщо вона розпадалась, то з'являвся піон і нуклон і все поверталось у вихідний стан, тільки з «додачею» *K-мезона*. Порівняно з ядерним часом тривалість життя 10^{-10} с досить велика, і нові баріони з цієї точки зору можна розглядати як стабільні.

Гіперони народжуються при зіткненні піонів високої енергії з нуклонами. При цьому утворюються, зокрема, Λ^0 -гіперони з масою $2182,75m_e$, два різних сигма-гіперони з майже однаковими масами (Σ^+ з масою $2327,6m_e$ і Σ^- з масою $2342,6m_e$), а також нейтральний сигма-гіперон (Σ^0). Час життя його 10^{-14} с або менший. Маса Σ^0 -гіперона близька до маси Σ^+ - і Σ^- -гіперонів і дорівнює $2333,4m_e$. Крім Σ - і Λ -гіперонів було виявлено й інші гіперони. Незвичними здалися фізикам два ксі-гіперони Ξ^- і Ξ^0 , які розпада-

лись так:

$$\begin{aligned}\Xi^- &\rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \text{ (час життя } 1,74 \cdot 10^{-10} \text{ с)}, \\ \Xi^0 &\rightarrow \lambda^0 + \pi^0 \text{ (час життя } 3,06 \cdot 10^{-10} \text{ с)}.\end{aligned}\quad (18.13)$$

По-перше, незвичним було те, що ксі-гіперони не розпадались відразу на нуклони, а обов'язково спочатку перетворювались в ламбда-гіперон. По-друге, у ксі-гіперона Ξ^- не виявилось позитивно зарядженого антипода. Ксі-гіперони були схожі на пару нуклонів, а не на три сигма-гіперони. Маси їх близькі $2584,7m_e$ у Ξ^- і $2572m_e$ у Ξ^0 . Незвичною була також поява ксі-гіперонів. Вони народжувались у супроводі двох каонів, наприклад так:

$$\begin{aligned}\pi^- + p &\rightarrow \Xi^0 + K^0 + K^0, \\ \pi^0 + n &\rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0.\end{aligned}\quad (18.14)$$

Останній представник гіперонів, який привернув до себе увагу, це Ω^- (омега-мінус-гіперон), маса якого дорівнює $3278m_e$, час життя — $1,3 \cdot 10^{-10}$ с. Утворюється він також при зіткненні піона з нуклоном, але в супроводі трьох каонів:

$$\pi^- + p \rightarrow \Omega^- + K^0 + K^0 + K^+.\quad (18.15)$$

Вперше Ω^- -гіперон виявлено на Брукгейвенському синхротроні 1964 р. при здійсненні реакції:

$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0.\quad (18.16)$$

При цьому було одержано 300 тис. знімків і лише на восьми з них виявлено сліди Ω^- -гіперонів. На цих самих знімках було зафіксовано і розпад Ω^- -гіперонів. Ω^- -гіперон випромінює піон π^- і перетворюється в Ξ^0 -гіперон. Ксі-нуль-гіперон, у свою чергу, розпадається на λ^0 -гіперон і нейтральний піон. Нейтральний піон, як ми знаємо, перетворюється на два фотони, кожний з яких народжує пару електрон — позитрон. λ^0 -гіперон перетворюється в протон і негативний піон.

Отже, гіперони беруть свій початок від нуклонів. Нуклони є також кінцевими продуктами їхнього розпаду. Саме це дає змогу розглядати гіперони як збуджені нуклони. На користь такої думки свідчить і той факт, що гіперони здатні замінити нуклони в атомних ядрах, унаслідок чого виникають нестабільні гіперядра.

18.5. Резонанси

Формально резонанси відрізняються від інших частинок меншим часом життя. Кожний резонанс характеризується кількома способами розпаду. Чим більша ефективна маса резонансної частинки, тим більше в неї способів (каналів) розпаду. Звичайні елементарні частинки стабільні відносно сильної взаємодії і розпадаються внаслідок

слабкої взаємодії або в результаті електромагнітної взаємодії, а деякі з них (фотон, електрон, нейтрино, вільний протон та їхні античастинки) стабільні відносно всіх видів взаємодії. Резонанси виникають і розпадаються в результаті сильної взаємодії, тому їх зараховують до адронів.

Загальноприйнятій термінології щодо резонансів ще немає. Для позначення резонансів використовують літери грецького (η , ω , ρ , Ξ), латинського (K , N , Y) та інших алфавітів.

У 1960 р. було започатковано новий період експериментальної фізики високих енергій відкриттям великої кількості резонансних частинок. Першу резонансну частинку масою 1237 MeV виявив (1952 р.) Е. Фермі в Чиказькому університеті. Багато резонансів було передбачено теоретично на підставі припущення про існування вищих симетрій сильних взаємодій, а також при вивченні внутрішньої структури нуклонів. Проте справжній інтерес до резонансних станів виник лише після відкриття групою Л. Альвареса мезонного резонансу з масою приблизно 0,8 GeV, чим було започатковано новий етап розвитку фізики елементарних частинок.

Графіки перерізу розсіяння π^+ - і π^- -мезонів на нуклонах залежно від енергії розсіюваних піонів зображено на рис. 18.1. Істотна особливість графіків — їхня немонотонність, наявність резонансних піків за певних значень енергії. Як видно з графіків, найбільший пік припадає на енергію піонів 0,18 GeV. Цей пік свідчить про наявність резонансних умов розсіяння, чому відповідає, як пізніше з'ясувалося, утворення на короткий час зв'язаного стану з піона і нуклона, тобто нетривалий час піон і нуклон летять, «злипнувшись» один з одним, а потім роз'єднуються і стають незалежними частинками. Як розглядати такі утворення: як деякий новий стан двох адронів (піона і нуклона) чи як нову частинку? Це питання досить актуальне, оскільки таких резонансних станів (резонансів) відкрито вже близько 100 і кількість їх продовжує збільшуватись.

Виявляється, що резонансам можна приписати такі самі квантові числа, як і звичайним метастабільним частинкам, а тому немає підстав не визнавати резонанси частинками. Якщо резонанси існують як частинки, то з графіка (рис. 18.1) неважко визначити їхній час життя. Ширина резонансного піка близько 0,1 GeV (на половині висоти), тобто визначаємо енергію резонансу з невизначеністю 0,1 GeV. Тоді із співвідношення невизначеностей $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ визначаємо час життя резонансної час-

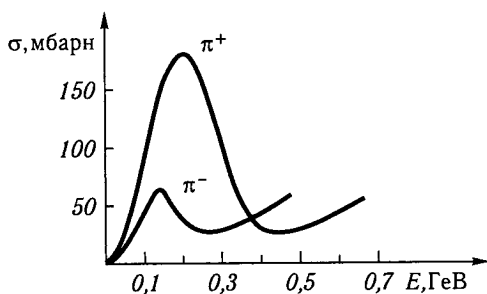


Рис. 18.1

тинки — $5 \cdot 10^{-23}$ с, тобто час життя лише в п'ять разів перевищує час, характерний для сильних взаємодій. Такий малий час життя поставив перед фізиками чимало принципових проблем, зокрема встановлення самого існування резонансів: за час 10^{-23} с безпосередня реєстрація їх неможлива.

Резонанси реєструють опосередкованим шляхом, використовуючи закон збереження імпульсу, узагальнений на релятивістський випадок. Отже, ідея реєстрації резонансів проста. Конкретна ж її реалізація істотно ускладнюється насамперед через принцип тотожності частинок у квантовій теорії.

Спін резонансів визначають, додаючи спіни всіх зв'язаних у такому утворенні частинок. При цьому ще додають відносний орбітальний момент, який не менший за одиницю, тому спіни резонансів часто перевищують одиницю.

За аналогією з метастабільними частинками резонанси можна охарактеризувати ізотопічним спіном, який набуває для них значень $1/2$, $3/2$, $5/2$ і т. д.

Існує два великих класи резонансів: мезонні й баріонні (з нульовою і відмінною від нуля дивністю). Мезонні резонанси спостерігаються при $(\pi\pi)$ -, $(K\pi)$ -, (KK) -взаємодіях. Баріонні резонанси реєструються в реакціях (πN) -, (KN) -, (NN) -, а також при гіперон-піонних, гіперон-нуклонних і гіперон-гіперонних взаємодіях.

Велика кількість резонансних частинок, з одного боку, сприяє виявленню симетрії сильної взаємодії, а з іншого — ускладнює проблему елементарних частинок.

Питання про природу резонансних частинок до цього часу залишається відкритим. Проблема резонансних частинок — одна з найскладніших у фізиці, розв'язання якої належить майбутньому.

18.6. Античастинки, антиречовина

Одне з найважливіших досягнень сучасної фізики — відкриття особливої симетрії природи, яка полягає в тому, що в кожній частинці речовини існує «двійник» — античастинка. Вона має ту саму масу і спін, але протилежний знак електричного та інших характерних зарядів. На існування в природі такої симетрії вперше вказав (1928 р.) П. Дірак.

Першою відкритою античастинкою був позитрон (антиелектрон), виявлений 1932 р. у складі космічного випромінювання. Через більш ніж двадцять років в експериментах на прискорювачах високих енергій були відкриті антипротон і антинейтрон. Потім на прискорювачах вдалося спостерігати велику групу нестабільних частинок — антигіперонів. Зокрема, одна з таких частинок — анти-сигма-мінус-гіперон — була відкрита на синхрофазотроні в ОІЯД м. Дубни. Анти-

частинки можуть народжуватися лише в парі зі своїм двійником — звичайною частинкою. Енергія, що витрачається на утворення пари частинки — античастинки, дорівнює $2mc^2$, де m — маса частинки. Наприклад, у разі народження пари електрон — позитрон витрачається енергія 1,02 МеВ.

Усі ці античастинки належать до класу елементарних частинок. Із теоретичних уявлень випливає, що поряд з елементарними античастинками мають існувати їхні складові системи — антиядра, складовими елементами яких є антипротони і антинейтрони. Більше того, атому кожного хімічного елемента таблиці Д. І. Менделєєва відповідають атоми антиелементів, що складаються з антиядер і антиелектронів (позитронів). Отже, поряд з будь-якою хімічною сполукою звичайної речовини можуть існувати аналогічні хімічні сполуки, побудовані з атомів антиречовини. Інакше кажучи, сучасна теорія припускає, що у Всесвіті можуть існувати ділянки з антиречовиною. Вони відрізняються від звичайної речовини лише тим, що замість електронної оболонки «звичайних» атомів в «антиатомах» оболонка складається з позитронів, а замість атомних ядер містяться відповідні антиядра.

Характерною особливістю взаємодії частинок з античастинками є те, що при зіткненні вони можуть анігілювати, точніше перетворюватися у випромінювання або в частинки меншої маси. Так, позитрон, зіткнувшись з електроном, може перетворитися в два або три γ -кванти (див. підрозділ 17.12), антипротон при зіткненні з протоном — у кілька мезонів, які потім або поглинаються речовиною, або розпадаються. Через реакцію анігіляції «антиречовина» не може стабільно існувати разом із речовиною. В такій «суміші» неперервно знищувалися б частинки і античастинки доти, доки один з її компонентів повністю не «вигорів» би. Оскільки при анігіляції виділяється значна енергія, суміш речовини і антиречовини становить «ідеальне» паливо максимально можливої калорійності. Воно приблизно в тисячу разів калорійніше від палива на основі ядерного поділу. Внаслідок великого енерговиділення при анігіляції речовини і антиречовини гіпотеза існування «антисвітів» (тобто ділянок, що складаються з антиречовини) часто використовувалась астрофізиками для пояснення незрозумілих потужних джерел випромінювання у Всесвіті.

Із введенням в експлуатацію потужних прискорювачів елементарних частинок на енергію в десятки мільярдів електрон-вольтів істотно розширились можливості експериментального вивчення антиречовини. Справа в тому, що для народження античастинки при зіткненні частинок високої енергії важливо, щоб енергія бомбардуєчої частинки була досить великою. Наприклад, реальна можливість спостережень антипротонів з'явилась тоді, коли було споруджено прискорювачі протонів до енергій 6...10 ГеВ. На прискорю-

вачі, розрахованому на енергії близько 30 ГеВ, було виявлено антидейтерій.

Перше антиядро-антидейтрон одержали 1965 р. американські фізики під керівництвом Л. Ледермана. Можливість же спостерігати антиядро наступного за гідрогеном елемента таблиці Д. І. Менделєєва — гелію відкрилась, по суті, тільки з введенням в експлуатацію Серпухівського прискорювача протонів з максимальною енергією 76 ГеВ. Ядро антигелію складається з двох антипротонів і одного антинейтрона.

Труднощі, які виникли перед експериментаторами, полягали у тому, що ядра антигелію потрібно було шукати серед великої кількості інших частинок, які утворюються при зіткненні частинок високих енергій. Їх виділяли з маси інших частинок одночасно за кількома ознаками, зокрема за електричним зарядом, швидкістю руху частинок, які визначались різними методами. Це дало змогу надійно зареєструвати ядра антигелію. За час вимірювання через експериментальну установку було пропущено понад $2 \cdot 10^{11}$ частинок, серед яких виявилось п'ять ядер антигелію. Відкриття ядер антигелію має велике принципове значення, оскільки воно підтверджує теоретичну концепцію існування антиречовини. А це, у свою чергу, сприятиме глибокому розумінню процесів, які відбуваються у Всесвіті, а також його еволюції.

Якби були можливими накопичення антиречовини, то процеси, які в них можуть відбуватися, не відрізнялись би від тих, що існують у звичайній речовині. Таке накопичення антиречовини, яке за своїми масштабами еквівалентне, наприклад, галактиці, можна назвати антигалактикою.

Можна припустити, що поряд з галактиками існують антигалактики. При зіткненні антигалактик із звичайними космічними утвореннями мають відбуватися грандіозні катастрофи у Всесвіті, які супроводжуються грандіозними вибухами з виділенням величезної кількості випромінювання. Можливо, що цими процесами можна пояснити спалахи нових зірок та інші космічні явища.

18.7. Взаємоперетворення елементарних частинок — основа сучасної атомістики

На сучасному рівні пізнання мікросвіту підтверджується атомістична картина будови матерії, яку передбачали стародавні філософи. Однак нова атомістика елементарних частинок якісно відрізняється від атомістичних уявлень минулого. Елементарні частинки не є незмінними, найпростішими елементами: вони можуть перетворюватися одна в одну в процесі взаємодії, народжуватись або поглинатись різними компонентами частинок, що взаємодіють.

Відкриттям антипротона наприкінці 1955 р. встановлено, що не існує будь-яких груп елементарних частинок, які не могли б перетворитись у інші елементарні частинки. Тепер взаємоперетворюваність елементарних частинок можна вважати експериментально встановленим фактом для найпростіших форм матерії. В загальній взаємоперетворюваності елементарних частинок виражена одна з найосновніших властивостей матерії — її здатність перетворюватись із однієї форми в іншу, якісно відмінну.

Усі важкі мезони перетворюються або в π -мезони, або в π -мезони і пари лептонів (μ -мезони, електрони, нейтрино), або в пари лептонів. У свою чергу, заряджені π -мезони перетворюються в μ -мезони і нейтрино, а μ -мезони далі перетворюються у стабільні електрони і нейтрино; нейтральні π -мезони перетворюються в пари γ -фотонів. Отже, всі без винятку мезони перетворюються в стабільні легкі частинки — позитрони, електрони, нейтрино і γ -фотони.

Дещо інакше перетворюються важкі частинки. Остаточо всі важкі частинки (важчі від протона) перетворюються в стабільні протони, позитрони, електрони, нейтрино і фотони. Електрон, маючи найменшу масу в спектрі мас елементарних частинок, займає найнижчий рівень у ньому, якщо цей спектр вважати подібним енергетичним рівням деякої квантово-механічної системи. Цей рівень стабільний, оскільки переходи можуть відбуватися лише з більш високих рівнів на найнижчий у спектрі рівень. Розпад з цього рівня у фотони, електричний заряд яких дорівнює нулю, заборонено законом збереження електричного заряду. Це відразу приводить до стабільності електрона. Звичайно, пара електрон — позитрон перетворюється у фотони за законом збереження електричного заряду і експериментально спостерігається. Протон у парі з антипротоном також перетворюється у фотони.

Отже, в результаті процесів розпаду і процесів народження всі елементарні частинки можуть перетворюватись у найлегші частинки — нейтрино і фотони. Теоретично також очевидно, що нейтрино і антинейтрино також можуть перетворюватись у фотони. При цьому допускається, виходячи з узагальнень дослідних даних, що всі відомі елементарні частинки мають відповідні античастинки і можуть спонтанно перетворюватись у фотони або частинки, що розпадаються на фотони.

Закон взаємоперетворення елементарних частинок можна сформулювати так: *будь-які елементарні частинки можна повністю перетворити у фотони або безпосередньо, або в сукупності з відповідними античастинками.* Тут спостерігається також взаємоперетворення частинок і фотонів. При всіх взаємоперетвореннях частинок виконуються всі універсальні закони збереження: енергії (маси), імпульсу, спіну та зарядів (електричного, баріонного і лептонного). До неабсолютних законів збереження належать закони збереження дивності

та парності. Вони зберігаються для сильних і електромагнітних взаємодій і порушуються у випадку слабких взаємодій. Закон збереження ізотопічного спіну справджується тільки для сильних взаємодій і порушується для електромагнітних і слабких.

Досвід засвідчує, що взаємоперетворення елементарних частинок зумовлене законами збереження, які не допускають довільних реакцій. Проте завжди можна підібрати ланцюг реакцій, за допомогою яких можна перетворити один вид частинок і античастинок в інші. Матерія у своїх найпростіших формах може перетворюватись із однієї форми в будь-яку іншу, якісно відмінну, але можливість перетворення окремих найпростіших форм обмежується законами збереження. Вони виражають незнищуваність різних атрибутів матерії.

Законали збереження, що мають місце в процесах взаємоперетворення найпростіших форм матерії, якісно різняться між собою. Деякі закони виражають кількісне збереження різних форм руху (збереження імпульсу, енергії і моменту кількості руху). Друга група законів виражає збереження основних якісних відмінностей різних найпростіших форм матерії (збереження електричного, баріонного і лептонного зарядів). Нарешті, важливе значення при взаємоперетвореннях елементарних частинок має закон збереження загальної маси системи.

Наприклад, баріонний заряд замкненої системи частинок не може змінитися, а загальна кількість важких частинок у цій сукупності не може зменшитися. Можуть лише утворитися пари частинок і античастинок, але це не змінює баріонного заряду і, отже, не приводить до зменшення кількості важких частинок. Збереження баріонного заряду забезпечує стабільність речовини, тобто неможливість перетворення нуклонів, що входять до складу ядра, в легкі частинки і фотони. Отже, закон збереження баріонного заряду виражає збереження глибокої якісної відмінності групи важких частинок від усіх інших. Якщо, наприклад, баріонний заряд у системі дорівнює нулю, то частинки з відмінним від нуля баріонним зарядом, тобто важкі частинки, можуть виникати лише парами полярно протилежних частинок з позитивним і негативним баріонними зарядами.

Існування лептонів зумовлює закон збереження лептонних зарядів. Як і баріони, лептони є ферміонами, тобто мають півцілий спін. Проте вони не можуть перетворюватись у баріони у зв'язку з дією закону збереження баріонного заряду.

Збереження електричного заряду виражає збереження особливої властивості у частинок створювати електричне поле. Цю властивість можуть мати частинки всіх груп, крім нульової (фотона). Отже, закони збереження зарядів елементарних частинок виражають збереження основних якісних відмінностей елементарних частинок. Ці якісні відмінності можуть виникати лише у взаємних протилежностях, тобто у позитивних і негативних зарядах, частинках і античастинках тощо, причому протилежності абсолютно тотожні за всіма властивостями,

крім знака зарядів у цьому випадку. Винятком може бути лише дивність, яка в деяких малоймовірних процесах може зникати або виникати не в парі із зарядом протилежного знака. Проте дивність не є універсальною характеристикою, як електричний чи баріонний заряди.

Розглянемо закони збереження форм руху. Наявність у сукупності частинок загальної кількості руху, або імпульсу, завжди свідчить про поступальний рух цієї сукупності як цілого. Тому збереження загального імпульсу системи виражає збереження поступальної форми руху матерії. Це справедливо не лише для сукупності елементарних частинок, а й для будь-яких полів. Збереження імпульсу можна розглядати також як наслідок інваріантності (незмінності) законів природи відносно просторових переміщень.

Наявність загального моменту кількості руху, в тому числі і в електромагнітного поля, завжди свідчить (інколи в прихованому вигляді) про обертальний рух. Закон збереження загального моменту кількості руху системи виражає збереження обертальної форми руху матерії. Цей закон можна розглядати як наслідок інваріантності законів природи відносно просторових поворотів.

Нарешті, закон збереження загальної енергії системи виражає незнищеність руху в усіх його формах, урахуваючи зовнішні, приховані форми руху. Відносний рух частин ізольованої системи в процесі взаємоперетворень найпростіших форм матерії може зменшуватися і взагалі зникати. Однак закон збереження енергії не допускає безповоротної втрати руху, а тому важливі зворотні процеси, в яких втрачений рух відновиться. Якщо рух якоїсь найпростішої форми матерії зник разом із цією формою в результаті взаємоперетворення, то за законом збереження енергії він виникне при зворотному перетворенні. Зворотні перетворення завжди можуть відбуватися внаслідок оборотності всіх законів руху найпростіших форм матерії. У збереженні енергії найпростіших форм виражається неможливість будь-яких перетворень однієї форми матерії в іншу без зміни руху і неможливість виникнення нових форм руху без якісних перетворень матерії з однієї форми в іншу. Справді, утворення нових елементарних частинок завжди пов'язане з втратою кінетичної енергії відносного руху частинок (енергія поступального руху системи як цілого при цьому не зміниться). І навпаки, в процесах зникнення або народження частинок кінетична енергія відносного руху збільшиться. При цьому виникнуть або зникнуть нові рухомі частинки (поля), тобто нові форми руху матерії.

Щодо закону збереження загальної маси системи, то його можна розглядати як формальний наслідок закону збереження загального імпульсу $\left(p = \sum_{i=1}^N p_i \right)$ і загальної енергії $\left(E = \sum_{i=1}^N E_i \right)$ системи. Слід

зазначити, що тлумачення законів збереження матерії і руху в мікросвіті не суперечить конкретній формі цих законів, відкритих М. В. Ломоносовим, Р. Майером, Г. Гельмгольцем та іншими природодослідниками внаслідок узагальнення основних законів дорелятивістської фізики. Вони не суперечать також загальній філософській інтерпретації цих законів.

Отже, зроблені за останню чверть ХХ ст. фундаментальні відкриття у фізиці елементарних частинок експериментально обґрунтовують загальний закон взаємоперетворюваності всіх найпростіших форм матерії. Цей закон є основою принципово нової атомістики — атомістики елементарних частинок і стверджує одне з основних положень діалектичного матеріалізму про єдність матеріального світу. Закон взаємоперетворюваності найпростіших форм матерії по-новому розкриває взаємозв'язок матерії і руху, а також зміст законів збереження найпростіших форм матерії. Його можна розглядати як *загальний закон збереження і перетворення матерії*, який можна сформулювати так: *матерія при будь-яких перетвореннях не зникає і не виникає, вона лише перетворюється із однієї форми в іншу*. Будь-яка найпростіша форма матерії у відповідних умовах може бути перетворена повністю в будь-яку іншу найпростішу форму.

18.8. Деякі проблеми розвитку фізики елементарних частинок

На першому етапі прагнення якимось чином обмежити кількість елементарних складових матерії привело до обговорення теоретичних схем, в яких фундаментальними частинками вважалась лише частина відомих адронів, які розглядалися як зв'язані стани, що складаються з фундаментальних адронів. Однак пізніше виявилось, що ці схеми неспроможні описати властивості всіх відомих частинок. Зі збільшенням кількості відкритих адронів труднощі, з якими зіткнулись подібні схеми, ускладнювались і стало все більш очевидним, що адрони не можуть бути елементарними утвореннями, що елементарні частинки, якщо вони існують, мають бути об'єктами якоїсь іншої природи.

Адрони з цілочисловим спіном називають *мезонними*, оскільки перші виявлені мезони (π , K) мали масу, проміжну між масою електрона і протона. Адрони з півцілим спіном унаслідок значної маси дістали назву *баріонних адронів*. До них належать нуклони, гіперони і деякі інші частинки.

Знання характеристик адронів дає змогу надійно здійснити їхню класифікацію, тобто виділити групи з однаковими або близькими властивостями. Частину таких досить широких груп ми згадували. Виявляється, що можна виділити й інші групи адронів, близьких одна до одної за деякими ознаками.

Найпростішим прикладом таких груп адронів є так звані ізотопічні мультиплети. Ілюстрацією можуть бути такі групи: $p, n; \pi^+, \pi^0, \pi^-; K^+, K^0, K^-; \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$. Існування подібних груп адронів було приписане наявності у частинок, що входять до них, особливої характеристики — ізотопічного спіну I , формально подібного до звичайного спіну. Як і звичайний спін, I -спін може мати різні проєкції I_z на виділену вісь (I_z — адитивне квантове число). Кожна група (мультиплет) включає в себе в загальному випадку $2I + 1$ частинки. Наприклад, для груп із p і n $I = 1/2$, а для груп мезонів π^+, π^0, π^- $I = 1$ і т. д.

Сучасні дослідження спрямовані на пошуки фундаментальних частинок, з яких можна створити всі сильновзаємодіючі частинки, тобто адрони. До цих фундаментальних частинок висувають такі вимоги: вони мають бути баріонами і антибаріонами — частинками з відповідно позитивним і негативним баріонним зарядом. Їх комбінація сприятиме утворенню баріонного заряду будь-якого адрона. Баріонний заряд мезонів дорівнює нулю, тому їх одержують комбінацією баріона з антибаріоном. Фундаментальні частинки повинні мати мінімальне півціле значення звичайного спіну, щоб із них можна було побудувати частинки з будь-якими цілими і півцілими спінами. Серед них обов'язково має бути баріон з дивністю, яка дорівнює одиниці, для контролювання дивних частинок. Важливо також, щоб маса фундаментальних частинок не дуже відрізнялась, що може свідчити про однакові значення сильної взаємодії, яка існує між ними. Ще одна вимога пов'язана з ізотопічним спіном фундаментальних частинок. Щоб можна було дістати будь-які ізотопічні мультиплети, у нашому розпорядженні має бути хоча б ізотопічний синглет та ізотопічний дублет.

С. Саката, керуючись цими вимогами, за фундаментальні частинки взяв три баріони: протон, нейтрон і λ -гіперон (p, n, λ) та їхні античастинки ($\bar{p}, \bar{n}, \bar{\lambda}$). Схема Сакати задовільно описує мезонні адрони, але виявляється непридатною для баріонних адронів. Для усунення недоліків схеми Сакати було застосовано октетний формалізм М. Гелл-Манна і Ю. Неймана. Автори октетного формалізму запропонували розширити схему Сакати, вибравши в ролі фундаментальних частинок вісім баріонів замість трьох.

Нову схему виявилось можливим поширити на баріонні адрони. На основі запропонованої схеми Гелл-Манн передбачив існування невідомого в той час Ω^- -гіперона. При цьому за допомогою октетної схеми визначили не лише всі квантові числа передбаченого гіперона, а і його масу. Передбачене значення маси збіглося з експериментальним значенням, коли Ω^- -гіперон було відкрито у Брукхейвені в двометровій водневій бульбашковій камері, опроміненій K -мезонами.

Проте виявилось, що не всі факти можна пояснити на основі схеми октетної симетрії. Для подолання труднощів октетного формалізму

му М. Гелл-Манн і Дж. Цвейг 1964 р. запропонували кваркову модель, згідно з якою всі елементарні частинки побудовані з трьох кварків. Незвичним в цій моделі було те, що кваркам приписувалися дробові квантові числа (електричний і баріонний заряди). Зокрема, електричний заряд у них мав бути кратним одній третій елементарного електричного заряду.

У першій формі цієї моделі було запропоновано три типи кварків, позначених літерами u , d , s , які походять від англійських слів up (вгору), down (вниз), strange (дивний). Носієм дивності був кварк s , тому до складу всіх дивних частинок входив щонайменше один s -кварк, або s -антикварк. У кварковій моделі розподіл мас між адронами відображає розподіл мас між кварками. Отже, оскільки s -кварк значно масивніший від інших кварків, маса дивних адронів значно більша від маси недивних адронів.

Пізніше систему кварків розширили, було додатково введено кварки: «зачарований» (c), «привабливий» (b) і «правдивий» (t). Властивості, які приписуються кваркам, наведено в табл. 18.3. Підставою збільшення кількості кварків було те, що зв'язані стани з трьох кварків на зразок uuu (Δ^{++}), ddd (Δ^{--}), sss (Ω^-) суперечать принципу Паулі. Із табл. 18.3 видно, що всі квантові числа кварків у цих утвореннях однакові. Оскільки кварки мають півцілі спіни і, отже, мають описуватись статистикою Фермі, то в одній системі не може бути не лише трьох, а й навіть двох кварків з однаковим набором квантових чисел.

Таблиця 18.3

Тип («аромат») кварка	Електричний заряд q	Баріонний заряд B	Спін s	«Дивність» S	«Зачарованість» C	«Колір»
u	+2/3	+1/3	1/2	0	0	Червоний Зелений Синій Те саме
d	-1/3	+1/3	1/2	0	0	—“—
s	-1/3	+1/3	1/2	-1	0	—“—
c	+2/3	+1/3	1/2	0	+1	—“—
b	-1/3	+1/3	1/2	0	0	—“—
t	+2/3	+1/3	1/2	0	0	—“—
\bar{u}	-2/3	-1/3	1/2	0	0	Античервоний Антизелений Антисиній Те саме
\bar{d}	+1/3	-1/3	1/2	0	0	—“— —“—
\bar{s}	+1/3	-1/3	1/2	+1	0	—“—
\bar{c}	-2/3	-1/3	1/2	0	-1	—“—
\bar{b}	+1/3	-1/3	1/2	0	0	—“—
\bar{t}	-2/3	-1/3	1/2	0	0	—“—

Частинка	Склад	Електричний заряд q	Баріонний заряд B	Дивність S	Взаємна орієнтація спінів кварків	Спін частинки s	Взаємна орієнтація ізотопічних спінів кварків	Ізотопічний спін частинки I
π^+	$u\bar{d}$	+1	0	0	$\uparrow\downarrow$	0	$\uparrow\uparrow$	1
π^-	$\bar{u}d$	-1	0	0	$\uparrow\downarrow$	0	$\uparrow\uparrow$	1
K^+	$u\bar{s}$	+1	0	+1	$\uparrow\downarrow$	0	\uparrow	1/2
p	uud	+1	+1	0	$\uparrow\uparrow$	1/2	$\uparrow\uparrow\uparrow$	1/2
n	udd	0	+1	0	$\uparrow\uparrow$	1/2	$\uparrow\uparrow\uparrow$	1/2
Σ^+	uus	+1	+1	-1	$\uparrow\uparrow$	1/2	$\uparrow\uparrow$	1
λ	uds	0	+1	-1	$\uparrow\uparrow$	1/2	$\uparrow\downarrow$	0
Δ^{++}	uuu	+2	+1	0	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2
Δ^-	ddd	-1	+1	0	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2
Ω^-	sss	-1	+1	-3	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2	$\uparrow\uparrow\uparrow$	0

Згідно з кварковою моделлю всі адрони є складними структурами, утвореними з найпростіших складових — кварків. Так, баріони складаються з трьох кварків, мезони — з кварка і антикварка. В табл. 18.4 наведено деякі з цих структурних утворень.

Виходячи з деяких міркувань, зокрема для усунення суперечності з принципом Паулі, було введено поняття «колір» кварка. Виникла думка, що кожний кварк може існувати в трьох «забарвлених» формах: червоній, зеленій, синій (зазначимо, що суміш цих кольорів дає «нульовий» білий колір). Тоді можна стверджувати, що s -кварки, що утворюють, наприклад Ω^- -гіперон, мають різне забарвлення, тому принцип Паулі не порушується.

Поєднання «кольорів» кварків у випадку адронів мають бути таким, щоб у цілому «колір» адрона був нульовим (тобто адрон має бути «безбарвним»). Так, до складу протона входять кварки u (червоний), u (зелений) і d (синій). У результаті дістають нульовий (білий) «колір».

Антикварки вважаються забарвленими в додаткові «кольори» («антикольори»), що дають разом з «кольором» нульовий «колір». Тому мезони, які складаються з кварка і антикварка, також мають нульовий «колір».

У 1974 р. було відкрито практично одночасно у двох лабораторіях США (в Стенфорді — Б. Ріхтером, в Брукейвені — С. Тінгом) частинку з великою масою, яка дорівнювала 3,10 ГеВ (понад три маси нуклона). В одній із лабораторій новій частинці дали позначення J , у другій — Ψ , у зв'язку з чим цю частинку називають J/Ψ -частин-

кою (джей-пси-частинкою). Після цього було виявлено інші Ψ -частинки з масами 3,69; 3,77 і 4,04 ГеВ, а також група χ -частинок з масами 3,45; 3,51 і 3,55 ГеВ.

Відкриття Ψ - і χ -частинок було підтвердженням запропонованої раніше моделі частинок із чотирьох кварків. Крім u -, d -, s -кварків у цій моделі введено четвертий «чарівний» кварк c (від англ. charming — чарівний). Він відрізняється від інших кварків тим, що квантове число C , яке дістало назву «зачарованість» (його називають також «шарм» або «чарм»), у нього дорівнює одиниці, тоді як для інших кварків воно дорівнює нулю (див. табл. 18.3). До складу «незачарованих» частинок (мезонів і баріонів) c -кварк не входить.

Частинки груп Ψ і χ є різними рівнями (станами) систем $C\bar{C}$ («зачаровані» кварк — антикварк). За аналогією з системою електрон — позитрон, яка називається позитронієм, система дістала назву *чармоній*.

Оскільки «зачарованість» кварка C і його антикварка \bar{C} дорівнює відповідно $+1$ і -1 , квантове число C системи $C\bar{C}$ дорівнює нулю. Стверджують, що для Ψ - і χ -частинок властива захована «зачарованість». У 1976 р. було відкрито теоретично передбачені частинки з явною «зачарованістю». Їхні властивості наведено в табл. 18.5.

Щоб пояснити властивості відкритої 1976 р. Y -частинки (іпсилон-частинки), ввели п'ятий кварк, який позначили b (bottom — нижній або beauty — привабливий) (див. табл. 18.3). Частинки Y (9,46 ГеВ), Y' (10,02 ГеВ), Y'' (10,40 ГеВ), Y''' (10,55 ГеВ) є різними рівнями $b\bar{b}$. Теоретики передбачили існування шостого кварка, який позначають літерою t (top — верхній або truthful — правдивий). Поки що немає експериментальних даних, для тлумачення яких потрібний був би цей кварк. Проте вчені впевнені, що відповідні частинки будуть відкриті.

Різні типи кварків називають «ароматами», крім того, кварки мають додаткову ознаку, яку називають «кольором» (і аромат, і колір є просто умовними позначеннями, які не мають нічого спільного зі смаковими, зоровими чи іншими відчуттями). Кожний «аромат» кварка існує в трьох «кольорах»: червоному, зеленому і синьому. Кольорова ознака створює основну відмінність між лептонами і кварками. Шість «ароматів» кварків відповідають шести різновидам леп-

Таблиця 18.5

Частинка	Маса, ГеВ	Склад	Електричний заряд q	Баріонний заряд B	«Зачарованість» C
D^0 -мезон	1,663	$c\bar{d}$	0	0	+1
D^+ -мезон	1,863	$c\bar{d}$	+1	0	+1
F^+ -мезон	2,04	$c\bar{s}$	+1	0	+1
Λ_c -баріон	2,27	cdu	+1	+1	+1





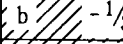
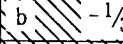

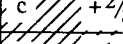
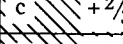

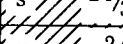
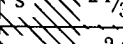

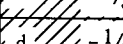
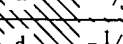

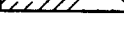
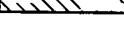
тонів, але аналога кваркового «кольору» в лептонів немає. Ця відмінність наглядно проявляється на експерименті. Сильна взаємодія відбувається між «кольорами», і, оскільки лептони не мають «кольору», вони не чутливі до сильної взаємодії.

В основному «колір» кварка (подібно до електричного заряду) передає відмінність у властивості, яка визначає притягання і відштовхування кварків. За аналогією з квантами полів різних взаємодій (фотонами в електромагнітній взаємодії, π -мезонами в сильній взаємодії і т. д.) було введено частинки-переносники взаємодії між кварками. Ці частинки назвали *глюонами* (від англ. glue — клей). Вони переносять «колір» від одного кварка до іншого, в результаті чого кварки утримуються разом.

Ще одна характерна ознака кварків — це їхній електричний заряд. Кварки d , s , b мають заряд $-1/3$, тоді як заряд кварків u , c , t дорівнює $+2/3$. Антикварки \bar{d} , \bar{s} , \bar{b} і т. д. мають протилежні за знаком електричні заряди, отже, електричний заряд антикварка \bar{d} дорівнює $+1/3$, антикварка \bar{u} дорівнює $-2/3$ і т. д. Антикварки характеризуються також протилежними кольорами: античервоним, антизеленим і антисинім. При утворенні адронів кварки можуть комбінуватися двома шляхами: або об'єднуються три кварки при одному кварку кожного «кольору», або кварк певного «кольору» приєднує до себе антикварк з відповідним «антикварком». Ці комбінації називають «безкольоровими», і вони, крім цього, мають ще одну важливу особливість. В усіх можливих комбінаціях дробові електричні заряди кварків складаються так, що дають цілочисловий сумарний заряд; ніякі інші комбінації (крім утворених складанням уже дозволених комбінацій) не мають такої властивості. Кварковий склад протона uud , що дає повний електричний заряд $2/3 + 2/3 - 1/3$ або $+1$. Нейтрон складається з кварків uud із зарядом $2/3 - 1/3 - 1/3$, що в результаті дає нуль. Позитивний піон містить кварк u і антикварк \bar{d} , заряди їх $+2/3$ і $+1/3$ дають в сумі $+1$.

Лептони і кварки прийнято розбивати на три покоління. Кожне покоління складається із зарядженого лептона, відповідного йому нейтрино і двох кварків, один з яких має заряд $-1/3$, а другий $+2/3$. Перше покоління складається з електрона, електронного нейтрино, кварків d і u . Оскільки кварки існують у трьох «кольорах», це покоління містить вісім частинок, представники інших поколінь спостерігаються практично тільки в лабораторних експериментах з прискореними частинками. В єдиній теорії ці три покоління описуються незалежно, але аналогічним чином.

На рис. 18.2 зображено три покоління лептонів і кварків: заряди в лептонів цілі, у кварків — дробові. Лептони існують у вільному вигляді, а кварки є лише складовими більш складних частинок — адронів. У звичайній речовині містяться частинки лише з першого покоління.

Покоління	Лептони		Кварки					
Третє	ν_τ	0		$+2/3$		$+2/3$		$+2/3$
	τ^-	-1		$-1/3$		$-1/3$		$-1/3$
Друге	ν_μ	0		$+2/3$		$+2/3$		$+2/3$
	μ^-	-1		$-1/3$		$-1/3$		$-1/3$
Перше	ν_e	0		$+2/3$		$+2/3$		$+2/3$
	e^-	-1		$-1/3$		$-1/3$		$-1/3$

 червоний  зелений  синій

Рис. 18.2

Розвиток фізики елементарних частинок допускає складну структуру кварків і лептонів, тобто вони, в свою чергу, складаються із субкварків. Гіпотеза субкварків обговорюється багатьма вченими, хоча нікому ще не вдалося обійти труднощі, які трапляються на цьому шляху, очевидно, тому, що вони мають принциповий характер.

Нині «внутрішність» частинок вивчена до розмірів порядку 10^{-18} м, але субкварків не виявлено. Досить вірогідно, що фундаментальні фізичні закони, відомі нині, перестають діяти на відстанях, менших ніж 10^{-18} м, а відкриття субкварків, якщо воно відбудеться, приведе до зміни основних уявлень про закони природи.

Ми розглянули деякі проблеми фізики елементарних частинок, яка вивчає властивості речовини. Важко передбачити хід розвитку цього розділу фізики. Проте експериментальні результати у сфері фізики елементарних частинок є надійною основою її розвитку в майбутньому.

18.9. Порушення принципу дзеркальної симетрії. Незбереження комбінованої парності

Загальновідомо, яке велике значення має поняття про симетрію простору в неперервних просторово-часових перетвореннях. Вимога одновимірності простору приводить до збереження імпульсу, тоді як із ізотропності простору випливає збереження моменту імпульсу. Однорідність часу проявляється в законі збереження енергії.

Розглянемо інші симетрії природи, пов'язані з можливістю заміни правого на ліве, частинки на античастинку і зворотність плинності

часу. Кожну із цих трьох симетрій можна вважати точною відносно сильної і електромагнітної взаємодії частинок, але вони порушуються для слабкої взаємодії.

Ще в далекому минулому вважали, що природа абсолютно симетрична, що фізичні процеси не зміняться від того, якщо замінити праве на ліве, частинку на античастинку або навіть звичний плин часу на зворотний. У 1956 р. уперше було висловлено припущення, а згодом підтверджено експериментально, що дзеркально відображений світ за фізичними властивостями відмінний від реального.

Спроби пояснити деякі загадкові факти в розпадах каонів на два і три піони привели до істинно революційного припущення про те, що природа здатна відрізнити праве від лівого в процесах слабкої взаємодії. Це можливо лише тоді, коли немає так званої дзеркальної симетрії. Дійсно, дзеркальній симетрії відповідає дзеркальне відображення. Симетрія у цьому разі означає ідентичність лівого і правого. Математично дзеркальне відображення оформляється у вигляді заміни знака в однієї з координат ($x \rightarrow -x$), якщо дзеркало збігається з площиною yz . Більш загальне математичне перетворення, що ґрунтується на заміні знаків у всіх координат ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$), складається із дзеркального відображення з подальшим поворотом на 180° навколо осі, перпендикулярної до площини дзеркала. Таке перетворення називають *інверсією координат*.

Дзеркальна симетрія пов'язана з поняттям просторової парності (скорочено P -парності, від англ. parity — парність).

У квантовій механіці стани об'єктів (мікрочастинок або систем об'єктів) характеризуються хвильовими функціями, а багато фізичних характеристик систем квантуються, тобто визначаються квантовими числами. Просторова парність є квантовим числом, яке набуває всього двох значень: $+1$ і -1 ; P -парність дорівнює $+1$, якщо хвильова функція квантової системи не змінює знак при інверсії координат, і дорівнює -1 , якщо хвильова функція змінює знак. Закон збереження просторової парності полягає в тому, що квантово-механічна система може перебувати лише в станах з певною P -парністю: або $P = +1$ (парний стан), або $P = -1$ (непарний стан). Парність стану не змінюється з часом. Збереження P -парності відображає симетрію фізичних явищ відносно інверсії координат. Вперше закон збереження P -парності (1924 р.) сформулював німецький фізик О. Лапорт стосовно процесів випромінювання світла атомами. Вчений встановив, що енергетичні рівні атома розбиваються на два класи — парні й непарні, а також, що випромінювання або поглинання фотона супроводжується переходом з рівня з певною парністю на рівень з протилежною парністю. При цьому фотон наділяється від'ємною парністю $P = -1$. Отже, P -парність складної системи дорівнює добутку P -парностей складових частин.

Тривалий час закон збереження P -парності вважався справедливим при всіх фізичних процесах, тобто для будь-якої взаємодії. Про-

те 1956 р. став роком краху принципу дзеркальної симетрії в мікросвіті, точніше роком краху універсальності цього принципу. Американські фізики Т. Лі і Ч. Янг пояснили дивну поведінку K^0 -мезона, який може розпадатись як на два, так і на три піони. Вони припустили, що в цьому разі порушується P -парність. На їхню думку, порушення P -парності має супроводжувати не лише розпад K^0 -мезонів, а й усі інші процеси, зумовлені слабкою взаємодією. Для перевірки цієї гіпотези вони запропонували експеримент, здійснений в Колумбійському університеті (1957 р.) групою фізиків під керівництвом Ц. Ву. Вони досліджували β^- -розпад нукліду ${}^{60}_{27}\text{Co}$. Для того щоб не порушувалась орієнтація ядер кобальту тепловим рухом атомів, його охолоджували рідким гелієм до температури 0,06 К. Так, «заморожений» зразок поміщався в магнітне поле, а над і під ним встановлювалась система лічильників. При цьому виявилось, що при відносно малому часі спостереження (до 30 хв) існує асиметрія у вильоті електронів: β^- -частинки, випромінені орієнтованими ядрами кобальту, вилітають переважно проти напрямку магнітного поля. Повторивши дослід при протилежному напрямі поля, напрям переважного вильоту електронів також змінювався на зворотний. Виявлене в дослідях Ц. Ву переважне випромінювання β^- -частинок в одному напрямі свідчить про порушення дзеркальної симетрії.

Експериментально було переконливо доведено, що гіпотеза Т. Лі і Ч. Янга справедлива. Отже, в усіх процесах, зумовлених слабкою взаємодією, P -парність не зберігається*.

Розвиваючи ідеї Т. Лі і Ч. Янга, американські фізики Р. Фейнман і М. Гелл-Манн висловили гіпотезу про універсальність слабкої взаємодії (1958 р.). Вони звернули увагу на те, що розпади різноманітних елементарних частинок і β -розпад ядер характеризуються одними і тими самими закономірностями. В усіх цих процесах не зберігається просторова парність. Р. Фейнман і М. Гелл-Манн виділили те спільне, що властиве всім частинкам, які беруть участь у слабкій взаємодії. Ним виявився спін частинок.

Багато висновків із гіпотези про універсальність слабкої взаємодії було підтверджено експериментально на початку 60-х років ХХ ст. Залишалось експериментально виявити слабку взаємодію ядерних частинок. Ураховуючи малість константи слабкої взаємодії порівняно з константою сильної взаємодії (відмінність у 10^{14} разів), потрібно було виявити дію слабкої взаємодії нуклонів на фоні істотно більш інтенсивної сильної взаємодії. Це вдалося зробити внаслідок властивості слабкої взаємодії не зберігати просторову парність. Слабка взаємодія, яку раніше пов'язували з повільними розпадами елементарних

*За фундаментальні роботи з проблем симетрії, які привели до важливих відкриттів у фізиці елементарних частинок, Т. Лі і Ч. Янгу було присуджено Нобелівську премію (1957 р.).

частинок і з процесами, які відбуваються за участю нейтрино, існує також і між ядерними частинками — протонами і нейтронами.

Отже, вивчаючи слабку взаємодію елементарних частинок, фізики змушені були відмовитися спочатку від універсальності принципу дзеркальної симетрії в природі, вилучивши зі сфери його застосування слабку взаємодію елементарних частинок. Потім установили універсальність слабкої взаємодії, довівши, що вона властива великій кількості елементарних частинок, у тому числі протонам і нейтронам.

Після відкриття порушення принципу дзеркальної симетрії Т. Лі і Ч. Янг сформулювали принцип так званої зарядово-дзеркальної симетрії. Велике значення у формуванні понять, пов'язаних з новим принципом, мають наукові праці Л. Д. Ландау.

Отже, поряд з поняттям P -парності було введено поняття зарядової парності, яке позначається літерою C (від англ. charge — заряд) і яке характеризує властивості симетрії мікрооб'єктів щодо заміни знака всіх зарядів, тобто до зарядового спряження.

Новий принцип зарядово-дзеркальної симетрії полягає в тому, що якщо поряд з інверсією координат (дзеркальним відображенням) здійснити одночасно зарядове спряження (замінити частинки на античастинки), то перетворений процес (або мікрооб'єкт) повністю еквівалентний реально існуючому. Отже, два разом взяті перетворення — інверсія координат і заміна знаків зарядів — не змінюють властивостей мікрооб'єктів. У цьому разі кажуть, що зберігається CP -парність. Кожна з парностей окремо може не зберігатися, а їхній добуток зберігається. Л. Д. Ландау назвав цю комбінацію «комбінованою парністю».

Нова симетрія набула загального визнання, тим більше, що експерименти підтвердили її справедливність. Так продовжувалось доти, доки 1964 р. Дж. Кронін і В. Фітч в США експериментально виявили незбереження CP -парності в одному із розпадів нейтральних K^0 -мезонів*. Слід зазначити, що K -мезонам дуже «пощастило» у виявленні порушення принципів симетрії. Дійсно, виходячи з аналізу розпадів K^0 -мезонів, Т. Лі і Ч. Янг сформулювали свою гіпотезу про незбереження P -парності в слабкій взаємодії.

Властивість симетрії, що відповідає операції зворотності плину часу, тобто заміні знака часу ($t \rightarrow -t$), називають інваріантністю відносно зміни напрямку плину часу, або T -інваріантністю.

Тривалий час фізики були впевнені в симетрії мікропроцесів відносно зворотності плину часу, тобто що T -інваріантність існує в усіх процесах мікросвіту. Це означає: якщо можливий який-небудь процес, то можливий і зворотний процес, який отримують із початковою зміною напрямку плину часу.

*За відкриття порушення CP -парності Дж. Кроніну і В. Фітчу було присуджено Нобелівську премію (1980 р.).

Тепер введемо комбінацію всіх трьох операцій: C (зарядового спряження), P (інверсії координат) і T (зворотності плину часу). Таку операцію позначимо добутком усіх трьох перетворень CPT . У квантовій теорії поля доводиться, що в будь-яких взаємодіях є симетрія відносно операції CPT . Це так звана *CPT-теорема*.

Досвід показує, що сильна взаємодія з великою точністю окремо C -, P - і T -інваріантна. Електромагнітна взаємодія P -інваріантна, але можливе помітне порушення C - і T -інваріантності. Нарешті, слабка взаємодія повністю порушує C -, P - і, можливо, T -інваріантність.

18.10. Підстави створення і основні положення єдиної теорії слабкої і електромагнітної взаємодій

Деякі ядра, розпадаючись, випромінюють нейтрино, але тільки не поодиноці, а обов'язково в парі із зарядженою частинкою — електроном або позитроном. Після відкриття нових частинок, наприклад мезонів, виявилось, що вони при розпаді також можуть випромінювати нейтрино, але неодмінно разом із зарядженою частинкою. Все це вказує на те, що нейтрино завжди з'являється в парі із зарядженою частинкою. Це явище називають існуванням «зарядженого нейтринного струму».

Тривалий час нікому не вдавалось відкрити нейтральний нейтринний струм, тобто виявити процес, в якому є нейтрино, але немає заряджених частинок, що супроводжують його, хоча жодний фундаментальний закон природи не заперечує існування таких струмів. Проте за допомогою кількох складних експериментів, виконаних незалежно різними групами дослідників у Швейцарії, США, були відкриті нейтральні нейтринні струми. Це відкриття змело одну з перепон на шляху до єдиної теорії суб'ядерних взаємодій. Експерименти підтвердили висновки з теорії про взаємодію нейтрино з нуклонами, нейтрино з електронами, а також про електрон-нуклонні реакції з нейтральними струмами. При здійсненні експериментів виявлено кілька незвичайних, за попередніми уявленнями, мюонних пар. Було зроблено припущення, що причиною виникнення їх є «зачаровані» частинки, невідомий тоді експериментаторам клас частинок. «Зачаровані» частинки характерні для всіх єдиних моделей слабкої, електромагнітної і сильної взаємодій. У зв'язку з цим особливий інтерес становлять джейпсі-частинка, група χ -частинок та ін. (див. підрозділ 18.8).

За своїми квантовими числами джейпсі-частинка повторює фотон, але на відміну від нього має не нульову, а досить велику масу, яка дорівнює 3,1 ГеВ. Маса інших частинок приблизно в 30 разів більша від маси проміжних бозонів. Вони не є також адронами. Адрони легко перетворюються один в одного, а масивний адрон, народившись, неодмінно розпадається приблизно за 10^{-23} с на менш масивні частинки. Джейпсі-частинки живуть понад 10^{-20} с.

Отже, джей-пси-частинки — це не справжні «зачаровані» адрони (вони були виявлені пізніше), а частинки із захованим чармом. Це означає, що джей-пси-частинка складається із кварка s і антикварка \bar{s} , який немовби екранує зачарованість кварка. Кварк s , як і будь-який інший, має зберігати властивість йому індивідуальність, тобто «зачарованість» зберігається в сильній взаємодії. У зв'язку з цим джей-пси-частинка має вільно розпадатися тільки на «зачаровані» адрони, які містять кварк s . Проте пара «зачарованих» адронів має сумарну масу більшу, ніж джей-пси-частинка, тому такий перехід заборонено законом збереження енергії. Для розпаду у джей-пси-частинки залишається єдина можливість: пара зачарованих кварків має проанігілювати, перетворившись у легкі кварки, з яких утворюються звичайні легкі адрони. Перетворення відбувається не безпосередньо, а через стадію глюонів. Глюонна стадія затримує розпад і тим самим продовжує час життя джей-пси-частинки. Відносно слабкий зв'язок глюонів із «зачарованими» кварком і антикварком у момент анігіляції їх — специфічна властивість, передбачена квантовою хромодинамікою.

Теоретично було передбачено існування цілої групи частинок із захованою «зачарованістю». «Група чармонію» — так назвали нову групу адронів, першим представником якої виявилась частина джей-пси. Спираючись на сучасну теорію, експериментатори згодом виявили цілий спектр частинок із захованою «зачарованістю» і різними квантовими числами.

До важливих досягнень фізики останніх років належать успіхи в створенні єдиної теорії взаємодії елементарних частинок. Квантова теорія пояснює взаємодію між частинками одного типу обміном частинок другого типу. Встановлено, що електромагнітна взаємодія зумовлена обміном фотонами, а взаємодія між нуклонами — обміном π -мезонами. Природно виникає питання про носія слабкої взаємодії. В процесах слабкої взаємодії, наприклад при β -розпаді, завжди беруть участь чотири ферміони. Отже, частинки-носії повинні мати цілий спин, тобто бути бозонами. Виходячи із співвідношення між радіусом дії і масою, дійшли висновку, що маса гіпотетичних частинок (носіїв слабкої взаємодії) повинна становити кілька десятків протонних мас. Час життя їх має бути близько 10^{-18} с. Радіус дії таких частинок обернено пропорційний їхнім масам. Слабка взаємодія є короткодіючою, радіус її дії менший за 10^{-17} м.

А. Салам, С. Вайнберг і Ш. Лі Глешоу створили теорію, яка об'єднує слабку і електромагнітну взаємодії. Згідно з цією теорією мають існувати заряджені і нейтральні мезони дуже великих мас — близько 100 ГеВ. За участю цих мезонів, які називають проміжними, слабка взаємодія зводиться до двох етапів, кожний з яких (проміжна взаємодія) є взаємодією електромагнітного типу. Теоретично передбачено, що слабка взаємодія зумовлена трьома сортами заряджених і ней-

тральних проміжних векторних бозонів: W^+ , W^- і Z^0 . Природа слабкої і електромагнітної взаємодій єдина в тому розумінні, що на найглибшому рівні істинна сила їх однакова і проміжні векторні бозони взаємодіють з лептонами і адронами на малих відстанях так само, як і фотони із зарядженими частинками. Проте радіус слабкої взаємодії значно менший, ніж електромагнітної, оскільки маса проміжних бозонів-переносників слабкої взаємодії дуже велика — кілька десятків протонних мас. Тільки на малих відстанях слабка взаємодія близька за значенням до електромагнітної. У 1979 р. за створення електрослабкої теорії, що об'єднує електромагнітну і слабку взаємодії, А. Саламу, С. Вайнбергу і Ш. Лі Глешоу було присуджено Нобелівську премію. Ця теорія виявилась евристично цінною своїми передбаченнями ефектів і характеру взаємодій, зокрема відносно існування так званих нейтральних струмів. Вона стимулювала великий цикл експериментальних робіт, в яких було підтверджено передбачення теорії.

У 1981 р. в Швейцарії було введено в експлуатацію прискорювач на зустрічних протон-антипротонних пучках з енергією зіткнення до 540 ГеВ (так званий $p\bar{p}$ -колайдер). Цієї енергії досить для народження проміжних векторних бозонів. Вони можуть виникати в зіткненнях кварків і антикварків, які входять до складу протонів і антипротонів, тобто утворюються внаслідок таких процесів:

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, \quad \bar{u} + d \rightarrow W^-, \\ u + \bar{u} \rightarrow Z^0, \quad d + \bar{d} \rightarrow Z^0.$$

Група дослідників на чолі з К. Руббіа виявила і спостерігала 71 заряджених і 6 нейтральних бозонів. Група дослідників, яку очолював П. Дарьюл, експериментально встановила 35 заряджених і 5 нейтральних бозонів. Експериментальні значення мас проміжних векторних бозонів

$$m_W = (80,19 \pm 0,32) \text{ ГеВ}, \quad m_Z = (91,171 \pm 0,032) \text{ ГеВ}$$

практично збігаються з теоретично передбаченими:

$$m_W = 77 \dots 84 \text{ ГеВ}, \quad m_Z = 89 \dots 95 \text{ ГеВ}.$$

Експериментальне підтвердження об'єднаної теорії електрослабких взаємодій має особливе значення, оскільки тут йдеться про фундаментальні властивості матерії.

Поряд із теорією електрослабких взаємодій створено калібрувальну польову теорію сильних кваркових взаємодій (квантову хромодинаміку, яка локалізує групу «кольору»).

18.11. Основні положення сучасної теорії сильної взаємодії

Допускається, що нуклони складаються з точкових об'єктів — кварків і глюонів, які рухаються практично вільно всередині нуклона. Проте, незважаючи на це, кварки не вдалося виділити з нуклона і зафіксувати у вільному стані навіть при максимальній доступній енергії. Існування глюонів також виявляється лише опосередковано. Щоб пояснити це, було висунуто гіпотезу про стале положення (або невиліт) кварків і глюонів. Згідно з цією гіпотезою енергія, яку потрібно затратити на розщеплення нуклонів, зростає зі збільшенням відстані, і тому виділення чистого кварка потребує нескінченно великої енергії. В реальних експериментах, де енергія обмежена, замість вилітання кварків спостерігається множинне народження піонів. Гіпотезу невилітоту до цього часу не доведено теоретично, але весь накопичений досвід свідчить на її користь.

Вчені дійшли до специфічної теорії сильних взаємодій, запропонувавши три кольори кварків і калібрувальну групу симетрії $SU_c(3)$. Ця теорія відома нині під назвою квантової хромодинаміки (КХД)*. Термін «хромо» означає, що сили діють не між електричними, а між кольоровими зарядами. Сила взаємодії визначається деякою безрозмірною константою зв'язку, яка значно більша за електромагнітну. В той час як електромагнетизм пов'язаний лише з одним типом заряду, в сильній взаємодії діють три основних кольори: червоний, зелений і синій. Будь-який колір є деякою комбінацією основних кольорових зарядів.

Є кілька способів визначення кольорових зарядів. Розглянемо один із них. Він передбачає три види кольорових зарядів. Назвемо їх «червоний мінус зелений» ($R - G$), «зелений мінус синій» ($G - B$) і «синій мінус червоний» ($B - R$). Значення кожного заряду може бути $+1/2$, $-1/2$ або 0 і кожний кварковий колір має свою комбінацію зарядів. Кварк буде червоним, якщо він має заряди $R - G = +1/2$, $G - B = 0$ і $B - R = -1/2$. Зелений кварк має заряди $R - G = -1/2$, $G - B = +1/2$ і $B - R = 0$. Заряди синього кварка такі: $R - G = 0$, $G - B = -1/2$ і $B - R = +1/2$. Антикільори, пов'язані з антикварками, утворюються простою заміною знаків усіх зарядів.

Кожну із цих комбінацій підібрано так, що сума трьох зарядів дорівнює нулю. Ніякі інші комбінації, крім досліджуваних, не мають цих властивостей. (Частина, яка не має кольорового заряду, не є кварком.) Рівність нулю суми трьох кольорових зарядів вказує на те, що кожний із цих зарядів не є незалежним від останніх двох. Якщо відомі будь-які два заряди, третій можна визначити.

*Цю назву, як і термін «глюони», ввели Г. Фрітч, М. Гелл-Манн і Г. Летвейлер (1973 р.). Кольорову взаємодію вперше ввів Й. Намбу (1966 р.).

У системі, яка містить один червоний, один зелений і один синій кварк, повне значення кольорового заряду також дорівнює нулю. Комбінація трьох кольорів приводить нас до кольоронейтрального стану. Отже, утворюються кольоронейтральні адрони, такі, як протон. Безкольорова система може утворюватись комбінуванням кольору з відповідним антикольором. Прикладом такого способу утворення адронів може бути π -мезон.

Механізм передачі сильної взаємодії подібний до механізму передачі електромагнітної взаємодії: взаємодія між двома зарядженими частинками описується як обмін деякою третьою частинкою. Проте квантова хромодинаміка більш різноманітна. Якщо квантова електродинаміка оперує з одним безмасовим фотоном, то КХД має вісім безмасових частинок, названих глюонами. Більше того, фотон не має електричного заряду, а деякі глюони переносять кольоровий заряд. Наявність заряджених частинок-переносників докорінно змінює характер взаємодії.

Оскільки глюони заряджені, вони не лише переносять сильну взаємодію, а й можуть змінювати колір кварків. Якби не було заряджених глюонів, сильна взаємодія змінювалась би з відстанню так, як і електромагнітна. Сильна взаємодія між кварками на великих відстанях ще не вивчена, але допускається, що сила взаємодії не зменшується, як квадрат відстані, а залишається сталою незалежно від відстані. Якщо це так, то потрібна нескінченно велика енергія для розділення двох кольорових кварків, що може бути поясненням невилітоту кварків із адронів.

Очевидно, що глюони, відповідальні за тотожні переходи, не повинні мати кольорових зарядів, інакше вони б змінювали колір кварків. Здавалося б, що повинні існувати три таких кольоронейтральних глюони, по одному для кожного тотожного перетворення. Проте оскільки досить двох незалежних кольорових зарядів, щоб дістати три кваркових кольори, існує лише два кольоронейтральних глюони, які позначаються так: G_1 і G_2 .

Сильна взаємодія описується теорією, в якій зв'язок глюонів з кварками можна передати за допомогою матриці три на три (рис. 18.3). Будь-який колір із лівої колонки може перетворитися в будь-який колір із верхнього ряду. Перехід здійснюється глюоном, що розміщується на перетині відповідного рядка і стовпчика. Наприклад, червоний кварк може випромінювати глюон і стати синім.

Схему визначення кольорових зарядів кварків і глюонів зображено на рис. 18.4. У триплеті кварків, що містить по одному кварку кожного кольору, сума значень кожного заряду дорівнює нулю. Шість глюонів мають такі кольорові заряди, щоб можна було перетворити кварки з одного кольору в інший. Із розподілу зарядів у кварковому триплеті й наявності заряджених глюонів випливає вимога квантування кольорового заряду: *можуть бути лише цілі і півцілі значення кольорового заряду.*

	Червоний	Зелений	Синій
Червоний	$G_1 + G_2$	G_{R-G}	G_{R-B}
Зелений	G_{G-R}	$G_1 + G_2$	G_{G-B}
Синій	G_{B-R}	G_{B-G}	$G_1 + G_2$

Рис. 18.3

Кольорові заряди

		$R-G$	$G-B$	$B-R$	
Кварки	Червоний	$+1/2$	0	$-1/2$	0
	Зелений	$-1/2$	$+1/2$	0	0
	Синій	0	$-1/2$	$+1/2$	0
		0	0	0	

Глюони	G_1	0	0	0	0
	G_2	0	0	0	0
	(Червоний) (Зелений) G_{R-G}	+1	$-1/2$	$-1/2$	0
	(Зелений) (Червоний) G_{G-R}	-1	$+1/2$	$+1/2$	0
	(Зелений) (Синій) G_{G-B}	$-1/2$	+1	$-1/2$	0
	(Синій) (Зелений) G_{B-G}	$+1/2$	-1	$+1/2$	0
	(Червоний) (Синій) G_{R-B}	$+1/2$	$+1/2$	-1	0
	(Синій) (Червоний) G_{B-R}	$-1/2$	$-1/2$	+1	0
		0	0	0	

Рис. 18.4

Згідно з квантовою теорією принципово неможливо побудувати певний об'єкт мікросвіту з частинок все менших і менших мас, що займають все менші об'єми. Справа в тому, що згідно із співвідношенням невизначеностей Гейзенберга (див. підрозділ 16.5) енергія частинок, а отже, і маса мають збільшуватись зі зменшенням ділянки локалізації їх у цьому об'єкті. На відміну від традиційних уявлень про структуру матерії, відповідно до яких об'єкти створились із час-

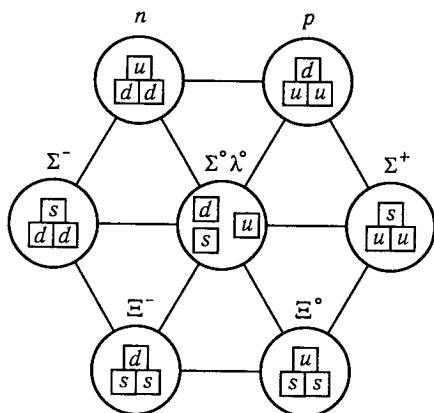


Рис. 18.5

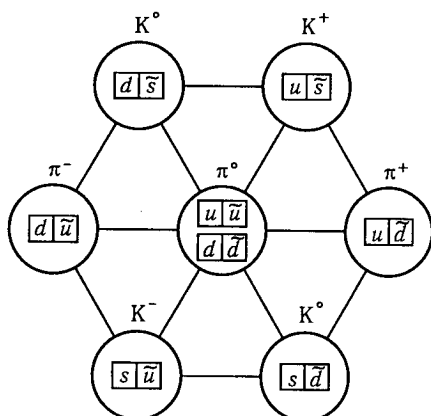


Рис. 18.6

тинок все менших і менших мас, виникла ідея створити частинки певної маси з частинок, які мають більші маси.

Так виникла ідея будувати адрони з більш масивних кварків. Кварки склеєні між собою глюонами. На рис. 18.5 зображено схему побудови восьми баріонів із трьох кварків. Щоб одержати антибаріони, треба кварки замінити на антикварки. Побудову мезонів можна зрозуміти з рис. 18.6. Побудова мезонів відрізняється від будови баріонів тим, що вони складаються з одного кварка і одного антикварка. Крім того, нейтральний піон проявляється частково як $u + \bar{u}$, а частково як $d + \bar{d}$. Із кварків можна побудувати також інші частинки.

Новий кварково-глюонний рівень будови речовини не є простою копією попередніх гіпотез через те, що ці об'єкти мають особливі властивості, які раніше не спостерігалися в мікросвіті. Наприклад, за певних умов можна розщепити атом на ядро і електрони, ядро атома на його складові частини. Кварки ж, хоча і рухаються всередині нуклона майже вільно, принципово невіддільні один від одного. Динаміка взаємодії між кварками і глюонами всередині частинки нині інтенсивно вивчається, але багато важливих питань ще залишаються без відповіді. Передній край досліджень просунувся далі, і вчені намагаються відповісти на нові питання, зокрема як побудовані субкварки — об'єкти, з яких, як припускається, можуть складатися кварки.

18.12. Сучасні проблеми об'єднання різних видів взаємодії

Незважаючи на відмінність властивостей чотирьох основних сил природи, доцільно шукати більш глибоку теорію, в якій всі вони мали б спільне походження. А. Ейнштейн присвятив багато років

свого життя пошукам єдиної польової теорії — теорії гравітації й електромагнетизму.

У попередніх підрозділах розглянуто основні принципи об'єднання слабкої і електромагнітної, а також ядерної взаємодій. Проте цей синтез не торкнувся сили, яка була відома значно раніше від інших — сили тяжіння.

Новий підхід до єдиної теорії впливає з ідеї супергравітації. Супергравітація є узагальненням загальної теорії відносності і передбачає ті самі класичні явища, що і теорія Ейнштейна: наприклад, прецесію планетних орбіт, відхилення променя світла зірки під час проходження її поблизу Сонця, червоне зміщення зіркових спектральних ліній та запізнення радіолокаційних сигналів, що проходять в полі тяжіння Сонця. Проте на квантовому мікроскопічному рівні супергравітація відрізняється від загальної теорії відносності. При розрахунку ймовірностей деяких квантових ефектів гравітації загальна теорія відносності дає безглуздий, нескінченно великий результат. У супергравітації ж усі виконані до цього часу розрахунки дали скінченне значення.

При створенні нової фізичної теорії керуються принципами симетрії, які дають змогу описувати одним законом об'єкти або поняття, які здаються незв'язаними. Симетрія фізичної теорії може існувати як в глобальній, так і в локальній формі. Виявилось, що теорії з локальною симетрією, які називають також калібрувальними, є більш потужними. Загальна теорія відносності і теорія електромагнетизму Максвелла ґрунтуються на локальних симетриях. Новітня єдина теорія слабкої і електромагнітної взаємодій також є калібрувальною. Це наводить на думку, що будь-яка теорія, яка б об'єднувала всі чотири сили, також повинна мати локальну симетрію.

Супергравітація заснована на новій симетрії, справедливій навіть на глобальному рівні, тому вона дістала назву суперсиметрії. Суперсиметрія зв'язала два великих класи, на які поділяються всі елементарні частинки: ферміони (частинки з півцілими спінами) і бозони (частинки з цілими спінами). Властивості ферміонів і бозонів істотно відмінні, тому наявність фундаментального зв'язку між ними була деякою несподіванкою. В супергравітації суперсиметрія продовжується з глобального рівня на локальний. Важливо, що це продовження саме по собі приводить до теорій, які передбачають гравітаційну взаємодію, тому вказують на можливість побудови єдиної теорії.

Супергравітацію не перевірено дослідом, але досягнуті в ній успіхи вселяють надію. Ввібравши в себе ряд найважливіших принципів сучасної фізики, супергравітація розв'язала багато фізичних проблем. Сучасне розуміння основних законів природи виникло з трьох принципів: спеціальної теорії відносності, загальної теорії відносності й квантової механіки. Кожний із них зумовлено розв'язанням якої-небудь суперечності у фізиці і кожний привів до передбачення нових явищ, перевірених потім на досліді.

Створюючи сучасну теоретичну фізику на основі спеціальної теорії відносності й квантової механіки, потрібно було об'єднати обидві теорії. Перше важливе досягнення належить П. Діраку, який сформулював (1928 р.) релятивістське хвильове рівняння для електрона. Об'єднання спеціальної теорії відносності і квантової механіки почалося роботами П. Дірака, В. Гейзенберга, В. Паулі наприкінці 20-х років ХХ ст. Квантова теорія поля — загальний підхід, який можна застосувати до чотирьох видів взаємодії. Проте практично при розрахунках деяких квантових ефектів в імовірностях виникають нескінченності, що призводять до труднощів. Уперше ці труднощі було подолано в квантовій електродинаміці — квантовій теорії поля, яка описує взаємодію електронів, позитронів і фотонів. Успіх прийшов наприкінці 40-х років ХХ ст., коли Р. Фейнман, Дж. Швингер і С. Томонага відшукали строгі методи розрахунків, що узгоджуються з внутрішньою симетрією теорій. Виявилось, що нескінченності можна послідовно усунути за допомогою методу, який називають перенормуванням. Одержані остаточні передбачення порівнювали з дослідом.

Перенормування успішно застосовується в квантовій електродинаміці і в прийнятих тепер польових теоріях сильної взаємодії. На початку 70-х років ХХ ст. Г. Хоофт, М. Вельтман, Т. Лі й Ж. Зінн-Жюстен показали, що єдина теорія слабкої і електромагнітної взаємодії може бути перенормована. Квантові теорії гравітаційної взаємодії ще містять нескінченності. Можна надіятись, що ці труднощі в фізиці розв'яже супергравітація.

Супергравітація — це значне теоретичне досягнення, яке сприятиме розв'язанню важливих фізичних проблем: об'єднанню фундамен-



Рис. 18.7

тальних сил і усуненню нескінченностей із квантової гравітації. Відносно об'єднання ферміонів і бозонів, а також одержання всіх взаємодій з єдиної вимоги локальної симетрії, теорія дає задовільні результати. Схему об'єднання різних типів взаємодій зображено на рис. 18.7.

В історії фізичних теорій проявляється тенденція до уніфікації їх. Першим це зробив І. Ньютон, відкривши закон всесвітнього тяжіння. Дж. Максвелл створив теорію, яка охоплює електричні й магнітні явища. У ХХ ст. на зміну теорії Ньютонів прийшла загальна теорія відносності Ейнштейна, теорії Максвелла — квантова теорія поля, названа квантовою електродинамікою. Тепер електромагнетизм об'єднав із слабкою взаємодією. Сильна взаємодія також описується квантовою теорією поля.

18.13. Фізична картина світу і її роль у розвитку фізики

Поняття «фізична картина світу» виникло у фізиці разом із формуванням методів теоретичного дослідження.

Коли перша фізична картина світу була розроблена і викладена в ньютонівських «Математичних началах натуральної філософії» (1686 р.), І. Ньютон ще не користувався терміном «наукова картина світу» або «фізична картина світу», але фактично надавав це значення поняттю «натуральна філософія».

Ньютонівська фізична картина світу, не будучи в цьому смислі «натурфілософією», становила не лише основу для наукового пояснення явищ природи, а й синтез наукових знань свого часу. Оскільки в ті часи механіка була головною наукою, то наукове пояснення природи було механічним, а синтез наукових знань про природу ототожнювався або з самою механікою, або з *механічною картиною світу*.

Хоча в той час чітко не розмежовувались функції картини світу і самої механіки як фізичної теорії, ці функції фактично відрізнялись. *Механічна картина світу* не підміняла, а швидше доповнювала механіку Галілея — Ньютонів в її прагненні дати цілісне пояснення всім явищам довкілля. Функції механічної картини світу передбачали пояснення явищ для всіх тих випадків, коли ці явища безпосередньо не могла пояснити механіка. Наприклад, задачу двох тіл розв'язав ще І. Ньютон. Проте більш складну задачу трьох тіл, також сформульовану Ньютонів, тривалий час не було розв'язано. Водночас на основі механічної картини світу прийнято було вважати, що не лише цю задачу, а й будь-які інші аналогічні задачі в принципі можна розв'язати.

Припускалось, що на основі механічної картини світу можна розв'язати будь-яку проблему, пов'язану з явищами природи, якою б грандіозною ця проблема не була. Наприклад, задачу про походження сонячної системи із хаотичної туманності безпосередньо в механіці не можна було розв'язати. Цю проблему в загальному вигляді розви-

нув на основі механічної картини світу І. Кант у своїй знаменитій космогонічній гіпотезі (1755 р.). Щоправда, пояснення на основі механічної картини світу мало якісний характер, а не такий точний і строгий, яким був розв'язок задач механіки. Проте загальне якісне розуміння явищ таке пояснення все-таки давало.

Отже, механічна картина світу могла охопити такі явища, які фактично не належали до механіки. Так, тривалий час не вдавалося пояснити теплові й електромагнітні явища на основі механіки. Проте загальне механічне тлумачення їх на основі механічної картини світу не мало особливих ускладнень.

Тому механічна картина світу була засобом механічного пояснення немеханічних явищ і ґрунтом для спроб побудувати механічні теорії цих явищ (корпускулярна і пружна теорії світла, механічна теорія теплоти, кінетична теорія газів, корпускулярна і пружна теорії електромагнетизму тощо).

Визнавалося, що механічна картина світу може дати пояснення або тлумачення будь-якому явищу природи. Ідеалом наукового пояснення вважалось таке пояснення, яке виходить із простих і наочних механічних моделей.

На початку другої половини XIX ст. виникли перші фізичні теорії, які вийшли за межі механічних і в основі яких лежали нові для того часу поняття енергії і поля. З цими теоріями була пов'язана можливість інших поглядів на природу — енергетичного і електродинамічного.

У зв'язку з цим виникло чимало важливих проблем. Оскільки уявлення про універсальність механічної картини світу похитнулися, виникла тенденція, з одного боку, розширити основи механіки для того, щоб зберегти стару картину світу, а з іншого — відмовитися від універсалізації механіки і змінити загальні уявлення про природу. Як відомо, на роль головної науки про природу почала претендувати електродинаміка. Однак під час побудови універсальної електродинамічної картини світу зіткнулися з рядом ускладнень (проблема ефіру, проблема зв'язку заряду й поля і деякі інші пов'язані з ними проблеми), внаслідок чого виникли сумніви щодо можливості єдиного пояснення природи. Старе пояснення природи виявилось неспроможним, нового ж побудувати не вдалося.

Наприкінці XIX — на початку XX ст. через остаточний крах механічної картини світу і труднощі, пов'язані зі створенням нової картини світу, в фізиці наступила криза.

У цей період серед фізиків виникла гостра полеміка з приводу розуміння фізичної картини світу. Ґрунтуючись на тому, що старе ньютонівське розуміння фізичної картини світу не узгоджується з розвитком фізики, одні вчені взагалі відкидали поняття картини світу. Інші ж намагалися зберегти це поняття, нерідко в його класичному вигляді.

Прихильники феноменологічного тлумачення законів фізики у своїй аргументації широко використовували незвичність новітніх фізичних відкриттів і абстрактність фізичних понять, яка помітно зростає. Так, через відмову від поняття ефіру як матеріального носія поля його почали ототожнювати з енергією: за пропозицією представників енергетизму воно визначалося як пустий простір, наділений енергією. У зв'язку з цим уся електродинаміка розглядалася в «енергетичному» аспекті, чому сприяла незвичність і складність її рівнянь.

Наприкінці XIX ст. фізичний зміст рівнянь Максвелла був незрозумілим багатьом. Г. Герц зазначав, що багато фізиків, зокрема ті, хто ретельно вивчав твір Максвелла, не зовсім розуміли фізичний зміст теорії Максвелла. Тим більше важко було рядовому фізику відмовитися від звичних механічних уявлень про природу.

Незважаючи на це, теорія Максвелла сприяла формуванню і утвердженню *електродинамічної картини світу*.

Розуміння науки лише як опис явищ природи зіткнулося з опозицією з боку абсолютної більшості природодослідників. Проте багато з них ще дотримувалися стихійно матеріалістичних уявлень про природу, пов'язаних з механічною картиною світу. Тому були об'єктивні умови для критики їхніх загальних поглядів на природу, які ґрунтувались на нових досягненнях науки і насамперед електродинаміки Максвелла. В результаті цього складалося враження, що матеріалістичні уявлення про природу заважають прогресу науки. Такою ситуацією скористалися прихильники феноменологічного підходу.

Аналіз розвитку фізики засвідчує, що для фізичного пізнання необхідні як описання, так і пояснення. Однак у період кризи в фізиці старі поняття відкидаються, впроваджуються в практику нові. Надійнішим методом пізнання стає описання, що приводить до можливості його абсолютизації і водночас до опозиції щодо самого поняття картини світу. Проте такий підхід практично не можна реалізувати хоча б тому, що створенню будь-яких фізичних теорій передують виникнення фізичної картини світу або її окремих елементів.

У кінці XIX — на початку XX ст. у зв'язку з виникненням теорій нового типу, зокрема теорії Максвелла, передбачалося більш чітке розмежування функцій фізичних теорій і функцій фізичної картини світу. Нерозуміння цього призводило прихильників феноменологічного підходу до помилкових висновків.

У поглядах Г. Герца на картину світу виявилася звичайна позиція природодослідника, який стихійно переконаний у реальності зовнішнього світу. Цим поглядам відповідало і саме поняття картини світу. «Картину» створює вчений відповідно до дослідних даних, але водночас вона має внутрішній, композиційний, смисловий зміст, який відображає об'єктивну суть явищ.

Починаючи з праць Г. Герца, термін «картина світу» в розумінні відображення зовнішнього світу набув більшого поширення, причо-

му замість терміна «механічна картина світу» почали застосовувати більш місткий термін «фізична картина світу». Таким чином енергетичному і феноменологічному підходам протиставлялося стихійно матеріалістичне розуміння науки. У вступі до свого оригінального викладу основ механіки Г. Герц вперше проаналізував поняття «фізична картина світу» і показав його значення для всієї структури фізики і, отже, для поглиблення наших знань про природу.

Лінію розуміння науки як відображення зовнішнього світу і важливості застосування у зв'язку з цим поняття «фізична картина світу» продовжив М. Планк, який присвятив аналізу цього поняття щодо стану фізики початку ХХ ст. кілька своїх праць.

М. Планк відзначав значення фізичної картини світу як відображення об'єктивної реальності й виступав з цих позицій проти агностицизму і позитивізму. Він, як і більшість природодослідників, визнавав, що картина світу, яку створює наука, містить у собі зерна абсолютної істини, кількість яких постійно зростає в процесі розвитку науки.

Щоправда, пізніше, після виникнення квантової механіки, М. Планк не зміг зберегти свій матеріалістичний підхід до фізичної картини світу. Віддаючи належне емпіризму і вважаючи першоосновою науки один лише особистий досвід, М. Планк дійшов висновку про брак доказів того, що побудована ним картина світу дійсно відображає реальний світ. Отже, є підстави вважати, що вона є лише засобом зв'язку між реальним світом і чуттєвими сприйняттями природодослідника.

У першу чверть ХХ ст. під фізичною картиною світу часто розуміли загальне уявлення про природу, яке виникло на основі досягнень фізики. Проте крім фізики цей термін почав застосовуватися і в інших природничих науках, у зв'язку з чим виникло поняття «наукова картина світу» як синтез даних усіх наук про природу.

Великого значення цьому поняттю надавали Д. І. Менделєєв, В. І. Вернадський та інші видатні природодослідники. Термін «наукова картина світу» спочатку вживався в галузі філософських питань природознавства, а потім значно поширився і почав застосовуватися для визначення наукового світогляду взагалі, проникаючи в філософію, психологію і соціальні науки. Широке тлумачення картини світу як картини сприйняття світу людиною дав також А. Ейнштейн.

На початку ХХ ст. розвинулась тенденція створення, переважно на ґрунті природничих наук, всеохоплювального наукового світогляду, наукової філософії. Помітним прихильником цієї тенденції був Е. Мах. Однак при цьому він применшував можливості науки до рівня описання явищ, а явища фактично зводив до відчуттів. Як наслідок, науковість, за Махом, розумілась настільки однобоко, що його «наукова філософія» викликала різку відсіч з боку абсолютної більшості природодослідників.

У першій чверті ХХ ст., до появи квантової механіки, більшість природодослідників стихійно дотримувалась розуміння фізики і фізич-

ної картини світу як відображення дійсності. Проте на початку другої чверті ХХ ст., з появою квантової механіки, положення істотно змінилося. Квантово-механічні поняття були досить абстрактні, а їхній зв'язок з дослідом був настільки складний, що важко було бачити в них відображення об'єктивних співвідношень. Багатовимірність хвильової функції для квантових систем, імовірнісний характер зв'язку теорії і досліду, принципи невизначеностей й доповнення та інші незвичні поняття, пов'язані з ними, — все це без належного філософського підходу призвело до того, що уявлення не лише про фізичну картину світу, а й про фізику в цілому як відображення об'єктивних законів природи для багатьох фізиків було похитано.

Поняття фізичної картини світу в фізиці збереглося, але тепер воно вживалося переважно в навчальній і популярній літературі. При цьому наголошувалося не стільки на об'єктивному змісті сучасної фізичної картини світу, скільки на тому, що вона дає картину фізики як єдиного цілого. І лише в окремих книгах говорилося про те, що картина світу сучасної фізики є відображенням природи.

Багато фізиків почали вважати, що поняття картини світу в фізиці є неприйнятним, що його можна було вживати лише в класичній фізиці. Наприклад, В. Гейзенберг зберіг традиційний для фізиків термін «картина світу», проте позбавив його об'єктивного значення.

Виникнення нових квантово-механічних понять привело фізиків до деяких важливих гносеологічних висновків. Так, Н. Бор, аналізуючи методи атомної фізики, з'ясував, що наше пізнання перестало бути наочним.

Слідом за ним В. Гейзенберг дійшов висновку, що зрозуміти неясні питання будови атома можна лише за умови подальшої відмови від наочності й прагнення до об'єктування.

Научні уявлення можливі тільки для макроскопічних явищ, але оскільки вони ґрунтуються на мікроявищах, теорія мікроявищ має охопити і макроскопічні явища. Проте це означає, що вся теоретична основа фізики перестає бути наочною, адже теоретичну основу сучасної фізики становлять математичні рівняння, логічні принципи, уявні конструкції тощо.

Нині всю теоретичну основу фізики почали сприймати не як безпосередню «картину», а як «логічну структуру», ідеальну «схему». Деякі фізики вважають, що сучасна теоретична фізика не наочна, а тому вона не може дати картину світу. Робиться висновок, що наука взагалі вже не «картина», не відображення дійсності, а «логічна система фактів». Сучасні позитивісти якраз використали ці обставини з урахуванням розвитку фізики, але зберегли при цьому основну емпіричну і суб'єктивістську суть позитивізму. Позитивісти вважають, що теоретичною основою фізики є деяка логічна схема описання, і відповідно до своїх суб'єктивістських підходів до природи відмовились від визнання об'єктивного значення фізичної картини світу.

Проте легко переконалися, що таким протиставленням ще не спростовується можливість фізичної картини світу. Сучасна фізична картина світу, побудована на загальних поняттях, які є основою теорії відносності й квантової фізики, не може бути в певному розумінні «логічною схемою» або абстрактною «науковою концепцією».

Зростання ролі теоретичних методів дослідження у фізиці, їх надзвичайна математизація, поява таких абстрактних понять, які не можуть бути пов'язані з окремими даними досліду безпосередньо і пов'язуються з ним шляхом складної ймовірнісної і статистичної інтерпретації, сприяли проникненню в методологію наукового пізнання ідеалістичних уявлень. Особливо наочно це видно на прикладі методології пізнання А. Еддінгтона. Він дійшов висновку, що знання, які встановлено фізичними методами, є цілком суб'єктивними.

Найбільш настирливим прихильником тлумачення квантової механіки без істотних змін попередніх фізичних картин світу був А. Ейнштейн. Йому було пригаманне непохитне переконання в об'єктивній реальності та єдності світу, яким він керувався в своїх пошуках єдиної теорії фізичних явищ.

Пояснення явищ на основі картини світу відрізняється від пояснення на основі теорії більшою наочністю, якісним характером. Однак такі пояснення дуже корисні й потрібні, оскільки вони прокладають шлях для побудови нових теорій, які здатні дати більш строгі пояснення явищ. У спробах пояснити нові емпіричні дані на основі загальних уявлень про природу, які містить у собі фізична картина світу, можуть народжуватися нові гіпотези, міститися нові поняття і пропозиції.

Отже, фізичну картину світу слід розуміти, як *ідеальну модель природи, яка передбачає найзагальніші поняття, принципи і гіпотези фізики і яка характеризує певний історичний етап її розвитку*. Функція фізичної картини світу полягає не лише у відображенні, а й у поясненні явищ природи, а також у фундаментальній ролі побудови нових фізичних теорій.

Розвиток фізики ХХ ст. переконливо засвідчив, що електродинамічну картину світу не слід абсолютизувати, як не слід абсолютизувати також механічну картину світу.

Головне значення електродинамічної картини світу полягало не в тому, що вона давала універсальну і остаточну картину природи, а в тому, що вона визначила другий етап в історичному ході розвитку фізики. Цей етап розпочався з виникненням електродинаміки Максвелла, а завершився невдалими спробами побудувати єдину теорію поля як універсальної фізичної теорії, яка охоплювала б усі явища природи.

Під час свого формування електродинамічна картина світу створювала можливості для виникнення все новіших фізичних теорій, які впливали на її розвиток.

Побудова квантової механіки була б неможливою, якби у працях М. Планка, А. Ейнштейна, Н. Бора не були закладені основи третьої в історії фізики *квантово-польової картини світу* (рис. 18.8).

Першим етапом квантово-польової картини світу була гіпотеза Планка. Потім А. Ейнштейн зробив наступний крок до побудови нової картини світу, висунув ідею про кванти випромінювання як про структурні елементи поля. І нарешті, Н. Бор, ґрунтуючись на даних спектроскопії та на елементах атомної фізики, висунув свої відомі постулати.

Після цього побудова квантово-польової картини світу здійснюється швидкими темпами в працях Л. де Бройля, Е. Шрединґера і В. Гейзенберґа.

В основі квантово-польової картини світу лежать якісно нові уявлення про матерію і рух, взаємодію і взаємозв'язок, причинності і закономірності.

Якщо в основі механічної картини світу лежать корпускулярні уявлення про матерію, в основі електродинамічної картини світу — хвильові, то в квантово-польовій картині світу — корпускулярно-хвильові уявлення про матерію. Це спонукає відмовитися від лапласівського детермінізму і звичного розуміння взаємодії. Якщо раніше ще можна було сподіватися на те, що розвиток статистичної фізики і статистичних уявлень не торкається класичного розуміння причинності, то тепер остаточно з'ясувалось, що ця надія була безпідставною.

З'ясувалося, що уявлення про світ як механічну або електродинамічну систему мають бути відкинуті. Замість них сформульовано уявлення про світ як про всеохоплювальну квантово-польову систему, в якій об'єктивні не лише необхідні, а й випадкові події.

Найважливішою особливістю квантово-польової картини світу є те, що вона синтезувала ідеї дискретності, властиві механічній картині світу, та ідеї неперервності, властиві електродинамічній картині світу. Причому слід наголосити не на простому поєднанні цих ідей, а на діалектичному синтезі їх, який стосується всіх без винятку фізичних явищ. Оскільки квантово-польова картина світу змінила електродинамічну, для якої головним є поняття неперервності, то в процесі формування квантово-польової картини світу важливо наперед спиратися на ідею дискретності.

Значення квантово-польової картини світу не можна абсолютизувати, оскільки істинне її значення полягає не в тому, що вона відображає якусь універсальну й остаточну картину світу. Квантово-польові уявлення розвиваються так само, як розвивались електродинамічні і механічні уявлення і подібно до того, як у першій половині ХХ ст. квантово-польова картина світу змінила електродинамічну. Через деякий проміжок часу нова фізична картина, четверта в історичному розвитку фізики, неодмінно прийде на зміну сучасній квантово-польовій картині світу. Отже, квантово-польова картина світу

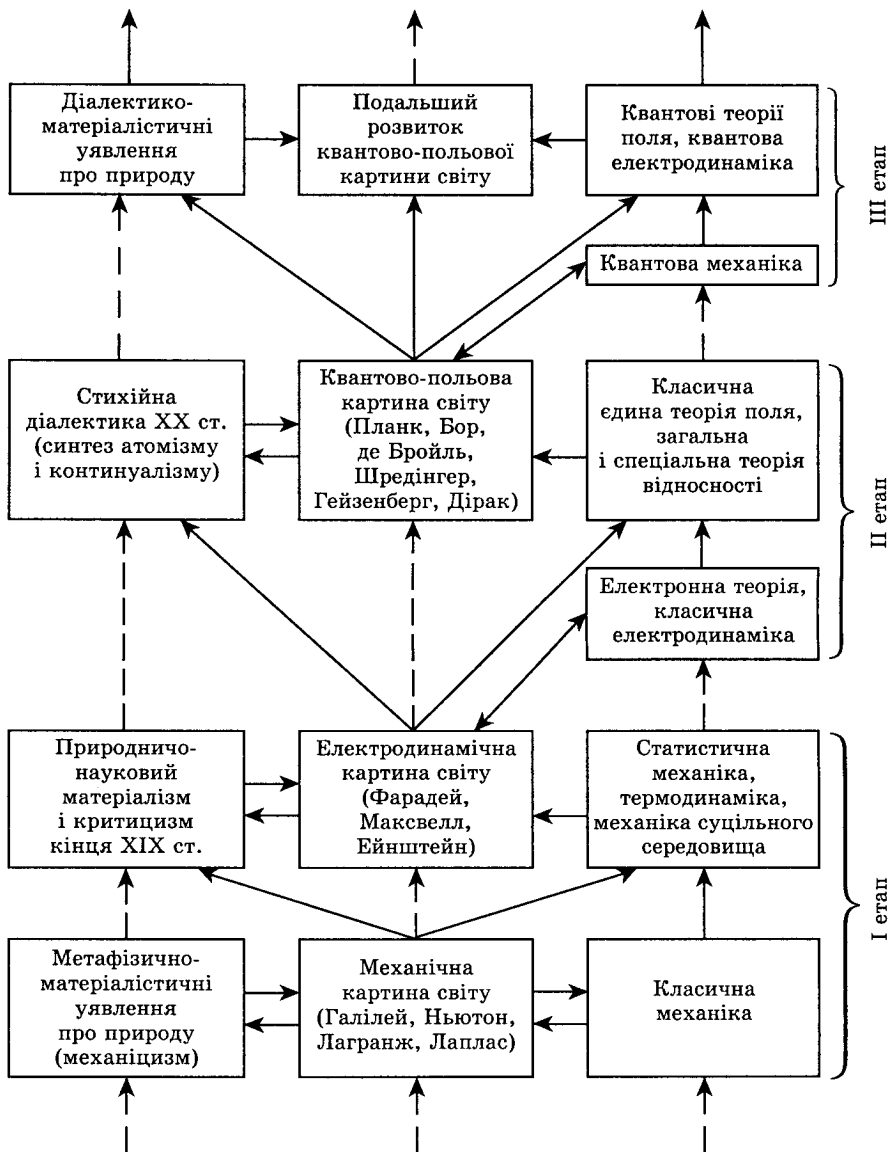


Рис. 18.8

створила нові можливості для побудови фізичних теорій, а з розвитком нових теорій розвивалась і сама. Аналізуючи розвиток квантово-польової картини світу, можна дійти висновку, що хоча вона й пройшла дві стадії свого розвитку, проте можливості її розширення ще не вичерпані.

Ці положення підтверджуються і конкретизуються при аналізі розвитку фізичних теорій на всіх трьох історичних етапах, які існували в розвитку фізики, і пов'язані з відповідними фізичними картинами світу. Проведений аналіз засвідчує, що зміна фізичних картин світу при їх взаємодії з фізичними теоріями і філософськими ідеями можна передати в загальних рисах за допомогою схеми (див. рис. 18.8). У лівому стовпчику розміщено філософські уявлення про природу і пізнання, які істотно вплинули на розвиток фізичних картин світу. Середній стовпчик відображає зміну фізичних картин світу і їх еволюцію. Правий стовпчик належить до розвитку самих фізичних теорій. Зв'язки і взаємовпливи фізичних теорій, фізичних картин світу і філософських концепцій показано стрілками. Штриховими лініями показано якісні стрибки, для яких важче простежити безпосередній логічний зв'язок.

Контрольні запитання і завдання

1. Де і як вперше були виявлені елементарні частинки?
 2. Як уточнюються поняття елементарності частинок з розвитком фізики?
 3. Назвіть основні властивості елементарних частинок. Дайте пояснення їх.
 4. Які ви знаєте фундаментальні фізичні взаємодії у природі? У чому полягає відмінність між ними?
 5. Назвіть основні групи елементарних частинок і проаналізуйте їх.
 6. Яку властивість покладено в основу класифікації елементарних частинок?
 7. Яка з елементарних частинок має найменшу масу? Чому дорівнює її електричний заряд?
 8. До якої групи елементарних частинок належать нейтрино, позитрон, протон, ка-плюс-мезон?
 9. Які ви знаєте античастинки в групі мезонів? Охарактеризуйте їхні фізичні властивості.
 10. Що розуміють під анігіляцією пар? Наведіть приклади такої анігіляції.
 11. Якими законами регулюється взаємоперетворення елементарних частинок?
 12. У чому полягає суть кваркової моделі М. Гелл-Манна і Дж. Цвейга? Скільки нині відомо кварків і антикварків?
 13. Що таке «аромат» кварка і його «колір»?
 14. Як ви розумієте відкриття Т. Лі, Ч. Янга і Ц. Ву, що P -парність не зберігається у процесах, зумовлених слабкою взаємодією?
 15. Яку роль відіграє «колір» кварків у сучасній теорії сильної взаємодії? Що таке квантова хромодинаміка?
 16. Який характер має поділ матерії на речовину і поле? Що є квантом внутрішньоядерного поля?
-

1. Сучасний курс фізики у вищій школі охоплює всі найважливіші розділи класичної й сучасної фізики. З усіх природничих і технічних дисциплін у вищому навчальному закладі немає таких, які могли б зрівнятися з курсом фізики за багатством і різноманітністю ідей, методів дослідження і фундаментальності досягнень науки й техніки, які вивчаються в ньому. Багато галузей сучасної техніки, таких як електронна техніка (у тому числі напівпровідникова), квантова електроніка, ядерна техніка (враховуючи реакторобудування) тощо, настільки переплітаються з фізикою, що стають невіддільними від неї. Водночас застосування нових фізичних методів дослідження у «класичних» галузях техніки часто приводить до принципово нових інженерних розв'язків багатьох проблем.

2. Відомо, що розвиток науки і техніки визначається економічними потребами суспільства. Технічний рівень виробництва значною мірою залежить від стану науки. Історія розвитку фізики і техніки показує, яке велике значення мали відкриття у фізиці для створення і розвитку нових галузей техніки. Фізика стала науковим фундаментом, на якому виростили такі нові галузі техніки, як електро- і радіотехніка, електронна і обчислювальна техніка, космічна техніка і приладобудування, ядерна енергетика і лазерна техніка. На основі досягнень фізичної науки розробляються нові й більш досконалі методи виробництва, прилади і установки.

У свою чергу, техніка має великий вплив на прогрес фізики. Відомо, що саме технічні потреби суспільства привели до розвитку механіки, необхідної для спорудження різних будівель. Створення більш економічних теплових двигунів сприяло швидкому розвитку термодинаміки. Ці приклади можна продовжити. Розвиток техніки впливає також на вдосконалення експериментальних методів фізичних досліджень. Упроваджено у виробництво такі сучасні прилади й установки, як прискорювачі заряджених частинок, штучні супутники Землі й космічні станції, радіотелескопи, мас-спектрометри, лазери, електронні обчислювальні машини.

3. Для нашого часу характерне різке скорочення термінів між науковими відкриттями, досягненнями сучасної науки і їх упровадженням в повсякденну інженерну практику. Поява і розвиток суміжних наукових дисциплін, які знаходяться на межі кількох наук і ґрунтуються на фізиці, істотно розширили можливості подальшого взаємного проникнення одна в одну різних сфер знання і підвищили практичний рівень, на якому розв'язується нині багато технічних задач.

Усе це не могло не привести до істотного підвищення вимог, які ставляться до сучасного курсу фізики у вищому навчальному закладі. Ці вимоги втілюються у підвищення науково-теоретичного рівня курсу.

4. Неважко помітити, що для побудови курсу фізики характерне неперервне поглиблення відомостей про явища природи і закономірності, які керують процесами в навколишньому світі. Адже механіка вивчалась на макроскопічному рівні, коли об'єктом дослідження були макроскопічні тіла, що рухаються зі швидкостями, набагато меншими від швидкості світла у вакуумі, і з масами, значно більшими від маси атомів і молекул. У спеціальній теорії відносності (СТВ) розглянуто вчення про зв'язок простору-часу з рухомими тілами і частинками. На основі постулатів СТВ вивчалися кінематика і динаміка рухів зі швидкостями, близькими до швидкості світла у вакуумі.

Наступний, молекулярний рівень вивчення явищ дав змогу з'ясувати особливості поведінки великих сукупностей атомів і молекул. Молекулярна фізика з її статистичним методом була першим кроком у мікросвіт — сферу, в якій фізика розвивалася особливо швидко і досягнуті нею результати мали глибокий, революційний вплив на науку й техніку і повсякденне життя людського суспільства. На молекулярному і внутрішньомолекулярному рівнях вивчення курсу фізики довелося відмовитися для ряду випадків від методів, що застосовуються в макрофізиці. З'явилася потреба у використанні нових, квантових уявлень і нових закономірностей. Перехід до нових кількісних масштабів приводить, як наголошує діалектичний матеріалізм, до істотних якісних змін. Тому не дивно, що в мікросвіті діють інші закони, ніж у макросвіті.

5. Вивчення будови і властивостей атомів, атомного ядра і твердих тіл — досягнення фізики ХХ ст. Воно стало можливим завдяки, по-перше, швидкому розширенню технічних можливостей експерименту — фактора, який відіграв визначальну роль у розвитку сучасної фізики, і, по-друге, теорії відносності й квантовій механіці, які сприяли революції у фізиці. Вони виникли в першій чверті ХХ ст. і привели фізику до усвідомлення тих законів, якими керується мікросвіт. Нині квантова механіка і теорія відносності — це не лише теорії, що дають змогу проникати в таємниці будови атомного ядра і елементарних частинок. Теорія відносності вже давно є основою для одержання розрахункових інженерних формул прискорювальної техні-

ки і дослідження термоядерних реакцій. Основи квантової механіки ввійшли в інженерну практику при її застосуванні до теорії твердих тіл, розрахунків ядерних реакторів електронних приладів, квантових генераторів і підсилювачів тощо.

Багато основних ідей квантової механіки, а також теорії відносності здаються спочатку незвичними, які суперечать тому складу мислення, до якого звикає людина завдяки тривалому періоду навчання в школі й повсякденній практиці.

Значна частина труднощів вивчення сучасної фізики зумовлена тим, що недостатньо усвідомлюються логічні зв'язки між класичною і сучасною фізикою, між різними аспектами розгляду фізичних явищ. На це потрібні час і терпіння — два фактори, без яких немислиме засвоєння нових ідей.

6. Глибокі внутрішні зв'язки між класичною і сучасною фізикою знаходять своє відображення в принципі відповідності, згідно з яким між подальшим розвитком фізики і її попереднім змістом установлюються певні зв'язки: в певних граничних випадках нове фізичне вчення переходить у старе. Встановлені на певному етапі розвитку фізики закономірності, які правильно пояснюють експериментальні дані, не відкидаються з розвитком нового етапу вчення, а включаються в нього як граничний випадок, справедливий за певних умов. Уся споруда класичної і сучасної фізики, незважаючи на її складну «архітектуру», міцно стоїть на фундаменті законів збереження. Всі закони збереження, які були встановлені в класичній фізиці, застосовуються і в фізиці мікросвіту — їм підлягають елементарні процеси, які відбуваються з окремими частинками речовини. Факт спільності законів збереження у фізиці макро- і мікросвіту є свідченням глибокого зв'язку між класичною і сучасною фізикою. Щоправда, у фізиці елементарних частинок з'являються нові закони збереження, які не діють у сфері макросвіту. Проте в цьому знаходить своє підтвердження матеріалістичне вчення про абсолютну і відносну істину і про неперервний перехід у процесі пізнання від сутностей менш глибоких до більш глибоких.

7. Фізика тісно пов'язана з філософією. Великі відкриття в галузі фізики (наприклад, закон збереження і перетворення енергії, другий принцип термодинаміки, корпускулярно-хвильовий дуалізм і взаємоперетворення двох видів матерії — речовини і поля, статистичний характер описання закономірностей у мікросвіті) завжди пов'язувалися з боротьбою матеріалізму та ідеалізму. Вся історія фізики є блискучим підтвердженням основних положень діалектичного матеріалізму. Тому вивчення фізики і філософське осмислення її відкриттів і законів відіграють важливу роль у формуванні наукового світогляду студентів.

Одне з важливих завдань курсу фізики полягає також у формуванні у студентів уявлень про фізичну картину світу, про її сучасний

стан, коли вона пройшла еволюцію від механічної до електродинамічної, а потім від електродинамічної до сучасної квантово-польової картини світу.

8. Сучасна фізика належить до числа наук, які найбільш швидко розвиваються. Її динамічний характер особливо проявляється в розвитку таких розділів, як фізика атомного ядра і елементарних частинок, фізика твердого тіла тощо, а також багатьох суміжних з фізикою наук: біофізики, астрофізики, радіофізики, геофізики та ін. Розвиток новітньої фізики приводить до появи багатьох нових дисциплін. Кілька десятиріч тому не можна було і думати, що виникнуть магнітна гідродинаміка, механіка плазми, квантова радіотехніка та інші найважливіші розділи сучасної фізики.

Із сказаного видно, яке значення має для нинішнього фахівця вивчення фізики. Якраз тому час і зусилля, витрачені на засвоєння сучасної фізики, сторицею окупляться в подальшому навчанні й роботі фахівця.

З розвитком науки змінюються уявлення про простір і час. Теорія відносності Ейнштейна привела до заміни класичної концепції простору і часу новою концепцією. Як доведено в теорії відносності, простір і час — відносні характеристики, органічно пов'язані між собою і рухом матерії. Матерія, рух, простір і час розглядаються як взаємопов'язані різні й необхідні характеристики одних і тих самих процесів. Відносність і взаємозв'язок простору й часу розглянуто в підрозділах 14.6 і 14.11.

Сучасна наука й експериментальна техніка дають змогу діставати інформацію від об'єктів мегасвіту на відстанях близько $2 \cdot 10^{26}$ м (20 млрд світлових років; 1 світловий рік — відстань, яку проходить світло протягом року), і проникати в глибини мікросвіту до розмірів атомів і елементарних частинок, а також вивчати властивості матерії в масштабах 10^{-18} м. Тепер спостерігають і досліджують об'єкти мегасвіту, час життя яких становить близько 20 млрд світлових років, і об'єкти мікросвіту, час життя яких близько 10^{-24} с. Такий величезний діапазон просторово-часових масштабів об'єктів, про існування яких дістають інформацію за допомогою сучасних приладів та методів дослідження і які потребують осмислення, узагальнення та об'єктивного пізнання.

1. Час. Таблиця масштабів часу

Один із способів вимірювання часу полягає у використанні періодичних процесів, які регулярно повторюються, наприклад обертання Землі навколо своєї осі, коливання маятника тощо. Якщо маятник відхиляється 3600 разів за годину (доба має 24 год), то період такого маятника називають *секундою*. Отже, середню добу можна поділити на 86 400 частин, кожна з яких дорівнює секундi. Використовуючи той самий принцип порівняння, можна і секунду поділити на менші частини. Для цього використовують не простий, механічний, а електричний маятник (осцилятор), період коливань якого може бути дуже малим. У таких електронних осциляторах роль маятника виконує змінний електричний струм.

Сучасна електроніка дає можливість створювати осцилятори з періодом 10^{-12} с, які калібрують методом порівняння зі стандартною одиницею часу — секундою. Можна виміряти інтервали часу значно коротші, ніж 10^{-12} с, для цього використовують істотно інші методи. По суті, використовують

Таблиця 1. Масштаби часу

Величина	Секунди	Величина	Роки
Період ядерних коливань	10^{-21}	Вік цивілізації	10^4
Період атомних коливань	10^{-15}	Час існування людини	$3 \cdot 10^5$
Період молекулярних обертань	10^{-12}	Час існування ссавців	10^8
Світло проходить відстань 1 м	10^{-9}	Час існування життя	$2 \cdot 10^9$
Період радіохвиль	10^{-6}	Вік Землі	$4,5 \cdot 10^9$
Період звукової хвилі	10^{-3}	Вік найближчих зірок (поблизу Сонця)	$5 \dots 10 \cdot 10^9$
Найкоротший інтервал, який відрізняє вухо	0,1	Вік видимого Всесвіту	10^{10}
Один поштовх серця	1		
Доба	10^5		
Вік людини	10^9		
	(100 років)		

інше визначення поняття часу. Один із таких методів — це визначення інтервалу між двома подіями, які відбуваються на рухомому об'єкті. У фізиці елементарних частинок розглядають інтервали часу порядку $2 \cdot 10^{-25}$ с.

Розглянемо інтервали часу, більші від доби. Щоб виміряти великі інтервали часу, потрібно рахувати дні (період обертання Землі навколо своєї осі), роки (період обертання Землі навколо Сонця). Цікаво, що в природі існують лічильники часу у вигляді річних кілець у дерев, відкладання річного мулу тощо. У деяких випадках можна використовувати ці природні лічильники для визначення часу подій у далекому минулому.

Проте коли не можна підрахувати роки для великих інтервалів часу, слід шукати якісь інші способи вимірювання. Одним із ефективних способів вимірювання часу є використання у ролі «годинників» радіоактивної речовини. Тут ми маємо справу з «регулярністю» іншого виду, ніж, наприклад, для маятника. Радіоактивність будь-якої речовини для досліджуваних однакових інтервалів часу змінюється на одне й те саме число разів. Основою так званих «атомних годинників» є коливання атомів, період яких не чутливий до температури і до інших зовнішніх впливів. За допомогою цих годинників можна вимірювати час із точністю 10^{-7} %.

2. Шкала відстаней. Таблиця масштабів відстаней

Найменша відстань (розмір), яку людське око ще може розрізнити, дорівнює близько однієї десятої міліметра. За допомогою оптичних приладів можна «побачити» об'єкти, менші, ніж довжина хвилі видимого світла (близько $5 \cdot 10^{-5}$ см). Проте за допомогою електронного мікроскопа можна «побачити» і виміряти ще менші об'єкти — до 10^{-6} см. Застосування посередніх вимірів дасть змогу визначити розміри і значно менших об'єктів. Наприклад, завдяки рентгенографії і електроннографії вивчають молекулярну будову і розміри частинок.

У шкалі відстаней є досить великий незаповнений «простір» між атомними розмірами 10^{-8} см і значно меншими ядерними розмірами (близько

10^{-13} см). Для визначення ядерних розмірів використовують так званий ефективний поперечний переріз σ . Щоб визначити радіус ядра, користуються формулою $\sigma = \pi r_{\text{я}}^2$, якщо ядро можна вважати, хоча б наближено, сферичним. Експериментально встановлено, що радіуси ядер становлять від $1 \cdot 10^{-13}$ до $6 \cdot 10^{-13}$ см. Одиницю ядерної довжини 10^{-13} см називають *фермі*. Фізика елементарних частинок користується також відстанями порядку 10^{-25} см. Поки що нічого конкретного не можна сказати про менші відстані. Може саме тут і є розгадка природи ядерних сил.

Розглянемо також ланцюг великих відстаней. Характерними у цьому ланцюзі є розміри тіла людини. Наприклад, відстань від ока до кінця руки — кінчиків пальців — становить близько одного метра. Відстань до гір, які чітко видно на горизонті, у 10^4 разів більша. Наступний ступінь — діаметр Землі, який приблизно у 10^3 разів більший, — $1,2 \cdot 10^4$ км. Відстань від Землі до Сонця знову в 10^4 разів більша — $149,5 \cdot 10^6$ км. Далі — відстань до найближчих зірок. Однак тут світловий рік десь у 10^6 разів більший, і дістаємо 10^{14} км, або 10 світлових років. Наступний ступінь — розміри нашої Галактики — знову в 10^4 разів більші від попередньої (тобто 10^5 світлових років). Потім йдуть відстані, які більші лише на множник у межах від 10 до 100. Це відстані до сусідніх галактик, які дорівнюють кільком світловим рокам. Якщо збільшити цю відстань у 10^4 разів, то дістанемо відстань до найвіддаленіших об'єктів, які взагалі ще можна бачити, або те, що називають радіусом видимого Всесвіту. За сучасними оцінками ця відстань порядку 10 млрд світлових років, на якій знаходиться 10^{20} зірок.

Отже, розміри всього видимого Всесвіту надзвичайно великі, щоб порівнювати їх з будь-якими земними розмірами. Тим величніші досягнення людського розуму, які дали можливість збагнути величезні розміри Всесвіту. Французький фізик Б. Паскаль наголосив на тому, що *не грандіозність світу зірок захоплює нас, а людина, яка вимірjala його*.

Розглянемо стандарт довжини, за який логічно взяти яку-небудь природну одиницю довжини, наприклад радіус Землі або деяку його частину. Саме так виник метр. Спочатку він визначався як $\frac{\pi}{2} \cdot 10^{-7}$ частина радіуса Землі. Однак таке визначення не можна вважати точним і зручним. Тому протягом довгого часу за Міжнародною угодою за еталон метра брали довжину між двома штрихами, зробленими на особливому бруску, який зберігається в спеціальній лабораторії у Франції.

Пізніше стало зрозумілим, що й таке визначення метра не є настільки точним, універсальним і сталим, як це потребується. Тому нині за метр беруть довжину шляху, який проходить у вакуумі світло за $1/299\,792\,458$ частину секунди.

В основі поняття числа, одиниці виміру, систем розрахунків тощо є розвиток виробничої практики людей. Макроскопічна практика примусила людину вибрати спочатку так звану природну одиницю виміру, яка була сумірною з розмірами людини, з частинами його тіла або оточуючими макроскопічними тілами і явищами. Вибір одиниць виміру в цій нескінченній сукупності всіх можливих еталонів був зумовлений положенням самої людини в нескінченному просторово-часовому світі.

Застосування великих або малих одиниць виміру пов'язано зі сталим розвитком практики людей. Яскравим прикладом цього може бути метрич-

Таблиця 2. Масштаби відстаней

Величина	м	Величина	км
Розмір протона	$0,8 \cdot 10^{-15}$	Радіус Землі	6378,169
Розмір атомного ядра	$3 \cdot 10^{-13}$	Відстань від Землі до Місяця	$3,8444 \cdot 10^5$
Розмір атома	$3 \cdot 10^{-10}$	Діаметр Сонця	$1,39 \cdot 10^6$
Довжина хвилі видимого світла	$5 \cdot 10^{-7}$	Відстань від Землі до Сонця	$1,5 \cdot 10^8$
Середній зріст людини	1,7	Діаметр Молочного шляху	$7 \cdot 10^{17}$
		Розміри Всесвіту	$\sim 10^{23}$

на система мір. Коли людство почало безпосередньо вивчати не лише макроскопічне оточення, а й перейшло до дослідження мікросвіту, було введено нові одиниці довжини — нанометр, фермі тощо. Після встановлення факту скінченності швидкості поширення світла введено порівняно велику одиницю довжини для вимірювання астрономічних відстаней — світловий рік. Це стосується також одиниць виміру часу: року, місяця, доби, години, хвилини, секунди. Можна вважати, що в природі існує нескінченна кількість одиниць виміру, оскільки кожний предмет може бути не лише вимірювальним об'єктом, а й вимірювачем, одиницею виміру, еталоном відповідних властивостей інших тіл. Будова систем одиниць виміру відбиває будову матерії в нескінченному просторі й часі.

3. Температурні шкали

Основними первинними точками шкали Цельсія взято 0°C — *температуру плавлення льоду при нормальному тиску* і 100°C — *температуру кипіння води при нормальному тиску*. Градус у температурній шкалі Цельсія позначається $^\circ\text{C}$, а температура в цій шкалі — літерою t . Абсолютний нуль температури в цій шкалі дорівнює мінус $273,1675^\circ\text{C}$.

В одиницях СІ за температурну шкалу взято шкалу Кельвіна. Градус абсолютної термодинамічної шкали позначається знаком K , а температура в цій шкалі — літерою T . За 0 K беруть абсолютний нуль температури, а за опорну точку — температуру трійної точки води, яка дорівнює в цій шкалі $273,1675\text{ K}$.

Співвідношення між температурою за Цельсієм і за Кельвіном таке:

$$t^\circ\text{C} = T\text{ K} - 273,1675; \quad T\text{ K} = t^\circ\text{C} + 273,1675.$$

У деяких країнах застосовуються температурні шкали Фаренгейта, Реомюра. Градуси в цих шкалах позначаються відповідно $^\circ\text{F}$ і $^\circ\text{R}$. Точка 0°C відповідає за шкалою Фаренгейта 32°F і збігається з 0°R , тобто за шкалою Реомюра. Точка 100°C відповідає за шкалою Фаренгейта 212°F , а за шкалою Реомюра — 80°R . Отже,

$$1^\circ\text{C} = \frac{9}{5}^\circ\text{F} = \frac{4}{5}^\circ\text{R}; \quad 1^\circ\text{F} = \frac{5}{9}^\circ\text{C} = \frac{4}{9}^\circ\text{R}; \quad 1^\circ\text{R} = \frac{5}{4}^\circ\text{C} = \frac{9}{4}^\circ\text{F}.$$

Таблиця 3. Основні похідні та невизначені інтеграли

Похідні	Інтеграли
$(\sqrt{x})' = \frac{1}{2\sqrt{x}}$	$\int \frac{dx}{\sqrt{x}} = 2\sqrt{x} + C$
$\left(\frac{1}{x}\right)' = -\frac{1}{x^2}$	$\int \frac{dx}{x^2} = -\frac{1}{x} + C$
$(\ln x)' = \frac{1}{x}$	$\int \frac{dx}{x} = \ln x + C$
$(x^n)' = nx^{n-1}$	$\int x^n dx = \frac{x^{n+1}}{n+1} + C \quad (n \neq -1)$
$(e^{ax})' = ae^{ax}$	$\int e^{ax} dx = -\frac{e^{ax}}{a} + C$
$(e^x)' = e^x$	$\int e^x dx = e^x + C$
$(a^x)' = a^x \ln a \quad (0 < a \neq 1)$	$\int a^x dx = \frac{a^x}{\ln a} + C \quad (a > 0)$
$(\sin x)' = \cos x$	$\int \cos x dx = \sin x + C$
$(\cos x)' = -\sin x$	$\int \sin x dx = -\cos x + C$
$(\operatorname{tg} x)' = \frac{1}{\cos^2 x}$	$\int \frac{dx}{\cos^2 x} = \operatorname{tg} x + C$
$(\operatorname{ctg} x)' = -\frac{1}{\sin^2 x}$	$\int \frac{dx}{\sin^2 x} = -\operatorname{ctg} x + C$
$(\arcsin x)' = -\frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \quad (-1 < x < 1)$	$\int \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}} = \arcsin x + C$
$(\arccos x)' = -\frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \quad (-1 < x < 1)$	$\int \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}} = -\arccos x + C$
$(\operatorname{arctg} x)' = -\frac{1}{1+x^2}$	$\int \frac{dx}{1+x^2} = \operatorname{arctg} x + C$
$(\operatorname{arccctg} x)' = -\frac{1}{1+x^2}$	$\int \frac{dx}{1+x^2} = -\operatorname{arccctg} x + C$

Для переходу від одних температурних шкал до інших і навпаки існують такі формули:

$$n \text{ } ^\circ\text{C} = \frac{4}{5}n \text{ } ^\circ\text{R} = \left(\frac{9}{5}n + 32\right) \text{ } ^\circ\text{F};$$

$$n \text{ } ^\circ\text{R} = \frac{5}{4}n \text{ } ^\circ\text{C} = \left(\frac{9}{4}n + 32\right) \text{ } ^\circ\text{F};$$

$$n \text{ } ^\circ\text{F} = \frac{5}{9}(n - 32) \text{ } ^\circ\text{C} = \frac{4}{9}(n - 32) \text{ } ^\circ\text{R};$$

$$n \text{ }^{\circ}\text{C} = (n + 273,1675) \text{ K};$$

$$n \text{ K} = (n - 273,1675) \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Виходячи з основного рівняння кінетичної теорії газів, запишемо:

$$\frac{3}{2} kT = \frac{mv^2}{2} \quad \text{або} \quad v = 158 \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

Якщо в цій формулі температуру T визначати в градусах Кельвіна, а масу частинок m — в атомних одиницях маси, то дістанемо значення швидкості поступального руху в метрах на секунду (м/с). Наприклад, швидкість атомів гелію, для яких $m = 4$, за температури 273 К становить 1310 м/с. Швидкість молекул кисню ($m = 32$) за кімнатної температури (300 К) дорівнює 480 м/с. Так само можна визначити швидкості для інших значень T і m . Із цієї формули випливає, що за довільно заданої температури швидкість тим більша, чим менша маса частинки, а також видно, що при абсолютному нулю ($T = 0$) поступальна швидкість атома або молекули будь-якої маси дорівнює нулю. Отже, абсолютний нуль — це така температура, за якої не відбувається поступального руху атомів і молекул. Це не стосується внутрішньоатомного і внутрішньоядерних рухів.

Якщо нульова швидкість молекул і атомів — нижня межа температури, то логічно виникає питання про існування верхньої межі температури. В механіці Ньютона швидкість змінюється довільно, а маса залишається сталою під час руху тіл. Тому, за Ньютоном, температура не може мати верхньої межі. Проте немає верхньої межі температури і в механіці Ейнштейна, в якій існує верхня межа для швидкості тіл — швидкість світла у вакуумі ($C = 299\,792,5$ км/с).

4. Грецький і латинський алфавіти

Для позначення різних фізичних величин у фізиці користуються практично всіма грецькими та латинськими літерами, тому знання їх полегшить розуміння символічного формалізму в фізичному тексті.

Алфавіт грецький

Α α — альфа	Ν ν — ні (ню)
Β β — бета	Ξ ξ — ксі
Γ γ — гама	Ο ο — омікрон
Δ δ — дельта	Π π — пі
Ε ε — епсилон	Ρ ρ — ро
Ζ ζ — дзета	Σ σ — сигма
Η η — ета	Τ τ — тау
Θ θ — тета	Υ υ — іпсилон
Ι ι — йота	Φ φ — фі
Κ κ — капа	Χ χ — хі
Λ λ — ламбда	Ψ ψ — пси
Μ μ — мі	Ω ω — омега

Алфавіт латинський

<i>Aa</i> — а	<i>Nn</i> — ен
<i>Bb</i> — бе	<i>Oo</i> — о
<i>Cc</i> — це	<i>Pp</i> — пе
<i>Dd</i> — де	<i>Qq</i> — ку
<i>Ee</i> — е	<i>Rr</i> — ер
<i>Ff</i> — еф	<i>Ss</i> — ес
<i>Gg</i> — же (ге)	<i>Tt</i> — те
<i>Hh</i> — аш (ха)	<i>Uu</i> — у
<i>Ii</i> — і	<i>Vv</i> — ве
<i>Jj</i> — йот	<i>Ww</i> — дубль-ве
<i>Kk</i> — ка	<i>Xx</i> — ікс
<i>Ll</i> — ель	<i>Yy</i> — ігрек
<i>Mm</i> — ем	<i>Zz</i> — зет

5. Римські цифри

I = 1, V = 5, X = 10, L = 50, C = 100, D = 500, M = 1000.

За допомогою цих цифр записують усі натуральні числа. Якщо в числі більша цифра стоїть перед меншою, то вони складаються, якщо ж менша — перед більшою, то від більшої віднімається менша, а різниця між двома цифрами додається до інших цифр — доданків. Останнє правило застосовується з метою усунення чотирикратного повторення однієї і тієї самої цифри. Наприклад,

MCMLXX = 1970, MCMXCV = 1995, MCMLVIII = 1958.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Больцман Л.* Статьи и речи. — М.: Наука, 1970. — 406 с.
2. *Бор Н.* Атомная физика и человеческое познание. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. — 151 с.
3. *Борн М.* Физика в жизни моего поколения. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. — 535 с.
4. *Бройль Л.* Революция в физике. — М.: Госатомиздат, 1963. — 231 с.
5. *Гейзенберг В.* Физика и философия. Часть и целое. — М.: Наука, 1990. — 400 с.
6. *Голин Г. М., Филонович С. Р.* Классики физической науки. — М.: Высш. шк., 1989. — 576 с.
7. *Дирак П. А. М.* Пути физики. — М.: Энергоиздат, 1983. — 86 с.
8. *Кудрявцев П. С.* Курс истории физики. — М.: Просвещение, 1982. — 447 с.
9. *Курс фізики / І. Р. Зачек, І. М. Кравчук, В. М. Романишин та ін.* — Л.: Бескід Біт, 2002. — 375 с.
10. *Лаплас П.* Изложение системы мира. — Л.: Наука, 1982. — 364 с.
11. *Липсон Г.* Великие эксперименты в физике. — М.: Мир, 1972. — 215 с.
12. *Новиков И. Д.* Эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1983. — 190 с.
13. *Паули В.* Физические очерки. — М.: Наука, 1975. — 256 с.
14. *Планк М.* Единство физической картины мира. — М.: Наука, 1966. — 288 с.
15. *Пуанкаре А.* О науке. — М.: Наука, 1983. — 560 с.
16. *Трофимова Т. И.* Курс физики. — М.: Высш. шк., 1990. — 478 с.
17. *Храмов Ю. А.* Физики (Биографический справочник). — К.: Наук. думка, 1977. — 508 с.
18. *Шмутцер Э.* Теория относительности. Современное представление. — М.: Мир, 1981. — 230 с.
19. *Шредингер Э.* Новые пути в физике. — М.: Наука, 1971. — 427 с.
20. *Эйнштейн А.* Физика и реальность. — М.: Наука, 1965. — 359 с.

- Абсолютно сіре тіло – 307
– чорне тіло – 307
Абстрагування – 10
Адіабатичний процес – 178
Адрони – 507
Альфа-розпад – 457
Аморфне тіло – 151
Ампер – 48
Аналіз (синтез) – 11
Антиречовина – 513
Античастинки – 513
Анігіляція пари – 466
Атомна бомба – 470
Атомна одиниця енергії – 443
Атомний номер – 439
- Баріони – 507
Беккерель – 455
Бета-розпад – 462
Бататрон – 437
Біпризма Френеля – 291
Бозони – 494
Бора магнетон – 380
– постулати – 371
Броунівський рух – 126
Брюстера кут – 303
- Вектор електричної індукції – 208
Вектор Умова – 83
Взаємодія гравітаційна – 497
– електромагнітна – 498
– сильна – 497
– слабка – 499
Вимірювання – 7
Випаровування – 107
Випромінювання теплове – 306
Відносність одночасності – 336
В'язкість газів – 134
- Газ ідеальний – 109
– реальний – 119
- Галілея перетворення – 54
Гейзенберга співвідношення невизначеностей – 411
Гіперзаряд – 494
Гіперони – 509
Гіпотеза де Бройля – 402
– Планка – 311
Глюони – 531
Грей – 478
Густина електричних зарядів – 206
- Детермінізм Лапласа – 57
Дефект маси – 445
Деформація пластична – 99
– пружна – 99
Дзеркало ідеальне – 307
– Ллойда – 292
Дивність – 493
Дисперсія світла – 285
Дифракційна решітка – 300
Дифракція світла – 294
– Фраунгофера – 298
– Френеля – 297
Дифузія газів нестационарна – 130
– стационарна – 143
– термічна – 134
Діаграма стану речовини – 106
Діамагнетики – 245
Діаметр молекул ефективний – 125
Довжина середня вільного пробігу молекул – 123
Дослід Бібермана, Сушкіна, Фабриканта – 406
– Вавилова – 320
– Девісона і Джермера – 404
– Йоффе і Добронравова – 317
– Кавендіша – 66
– Лебедева – 270
– Майкельсона – 327
– Міллікена – 224

- Резерфорда - 363
- Дослід Ремера - 326
- Ріхарца - 66
- Фізо - 327
- Франка і Герца - 376
- Штерна і Естермана - 406
- Ейхенвальда - 229
- Дуалізм корпускулярно-хвильовий речовини - 483
- - світла - 323
- Еволюція Всесвіту - 356
- Експеримент - 8
- Електроємність - 213
- Електрохімічний еквівалент - 223
- Енергетизм - 180
- Енергія - 71, 172
- внутрішня - 113
- зарядженого конденсатора - 216
- електромагнітного поля - 215
- електростатичного поля - 215
- зв'язку нуклонів у ядрі - 442
- когезії - 160
- Ентропія - 186
- Ефект Доплера для звуку - 85
- - для світла - 352
- Зеемана і Штарка - 394
- Комптона - 318
- тунельний - 459
- Закон Ампера - 237
- Біо - Савара - Лапласа - 233
- Бойля - Маріотта - 109
- Брюстера - 303
- відбивання та заломлення світла - 279
- всесвітнього тяжіння - 65
- Гей-Люссака - 110
- Гука - 101
- Дальтона - 107
- Джоуля - Ленца - 221
- зміщення Віна - 309
- Кірхгофа - 307
- косинуса - 278
- Кулона - 202
- Ленца - 254
- Максвелла - 115, 269
- Менделєєва - Клапейрона - 110
- Мозлі - 393
- Ньютона другий - 55
- - перший - 51
- - третій - 59
- обернених квадратів - 277
- Ома - 219
- Пуазейля - 99
- Стефана - Вольцмана - 308
- Столетова для фотоэффекту - 314
- Ейнштейна для фотоэффекту - 316
- Фарадея для електролітів - 223
- для електромагнітної індукції - 254
- Фіка - 129
- Фур'є - 140
- Хаббла - 354
- Шарля - 110
- Заряд баріонний - 492
- лептонний - 492
- Звук - 85
- Ідеалізація - 15
- Ізотопи - 439
- Індукція (дедукція) - 11
- електромагнітна - 251
- Інерція - 52
- Інтерференція механічних хвиль - 83
- світлових хвиль - 287
- Кандела - 48
- Камера бульбашкова - 432
- Вільсона - 431
- дифузійна - 432
- йонізаційна - 427
- Квант дії - 311
- Квантова хромодинаміка - 531
- Квантові генератори - 398
- числа - 378
- Квантування гідрогеноподібних йонів - 372
- Кварки - 520
- Кілограм - 48
- Кінематика - 39
- Кельвін - 48
- Когерентність - 288
- Коефіцієнт в'язкості - 96, 136
- дифузії - 130
- корисної дії теплових машин - 184
- теплопровідності - 140
- Колівання гармонічні - 78
- Константа взаємодії - 497
- Космічне випромінювання - 488
- Кристали - 147
- рідкі нематичні - 164
- - смектичні - 166
- - холестеричні - 164
- Кюри - 455
- Лазери - 398
- Ленца правило - 252
- Лептони - 500
- Лічильник Гейгера - Мюллера - 428
- напівпровідниковий - 429
- пропорційний - 428

- Черенкова – 430
- Лоренца перетворення – 334
- Магнітне поле електричного струму – 233
 - прямолінійного провідника – 235
 - соленоїда – 237
- Магнітний момент атома – 247
 - електрона власний – 380
 - ядра – 441
- Максвелла електромагнітна теорія – 264
 - закон розподілу молекул – 115
 - рівняння – 265
- Маса гравітаційна – 67
 - Землі – 68
 - інертна – 67
 - критична – 471
 - Сонця – 68
 - ядра – 439
- Масове число – 440
- Матеріальна точка – 39
- Маятник математичний – 79
 - Фуко – 65
- Мезони – 505
- Метод зон Френеля – 295
- Метр – 48
- Механіка – 39
- Моделювання – 12
- Моделювання у фізиці – 18
- Модель атома Резерфорда – 364
 - Томсона – 363
 - ядра атома крапельна – 449
- Модель ядра атома оболонкова – 452
- Модуль Юнга – 85, 100
- Моль – 48
- Мюони – 501
- Напруження нормальне – 100
 - тангенціальне – 100
- Народження пар – 466
- Незбереження парності – 524
- Нейтрон – 447
- Нуклони – 507
- Освітленість – 277
- Парамагнетика – 245
- Парність – 495
 - комбінована – 527
 - Паскаль – 90
- Переріз ефективний – 468
- Пі-мезони – 505
- Поверхня екіпотенціальна – 212
 - хвильова – 81
- Повне внутрішнє відбивання – 281
- Показник заломлення світла – 281
- Поле електромагнітне – 264
 - електростатичне – 204
 - магнітне Землі – 239
- Полімери – 157
- Поляризація світла – 301
- Порівняння – 7
- Постулати Бора – 371
- Потенціал електростатичного поля – 210
- Принцип близькодії – 205
- Принцип відносності Галілея – 54
 - Гюйгенса – 295
 - Гюйгенса — Френеля – 295
 - далекодії – 205
 - Ейнштейна – 340
 - еквівалентності – 346
 - Паулі – 383
 - суперпозиції – 205
 - термодинаміки другий – 181
 - перший – 175
 - третій – 196
 - Ферма – 383
- Прискорювач лінійний – 433
- Причинність у мікросвіті – 416
- Процес адіабатичний – 178
- Реакція поділу ядер – 467
 - термоядерного синтезу – 475
- Радіоактивні ряди – 456
- Радіоактивність природна – 453
 - штучна – 460
- Резонанси – 510
- Рентген – 480
- Рентгенівське випромінювання – 391
- Рівняння адіабати – 179
 - Бернуллі – 95
 - Больцмана – 191
 - Ван дер Ваальса – 119
 - гідростатики основне – 91
 - Максвелла – 264
- Рівняння нерозривності – 93
 - Пуассона – 179
 - Сезерленда – 125
 - хвилі – 80
 - Шредінгера – 407
- Робота – 71, 170
- Розмір ядра – 440
- Розподіл електронів в атомі – 382
- Рух обертальний – 74
 - поступальний – 74
- Самоіндукція – 254
- Секунда – 48
- Сила відцентрова – 63
 - доцентрова – 63
 - електрорушійна – 218

- Коріоліса - 63
- Лоренца - 240
- світла - 277
Симетрія дзеркальна - 524
Система відліку - 39
-- інерціальна - 53
-- неінерціальна - 61
Спектри лінійчасті - 368
Спеціальна теорія відносності - 339
Спін - 494
- ізотопічний - 494
Сповільнення часу - 337
Спонтанний поділ ядер - 470
Спостереження - 7
Стала гравітаційна - 66
- магнітна - 234, 239
- Рідберга - 369
- світла - 277
- Сезерленда - 125
- Стефана — Больцмана - 308
- Фарадея - 223
Стан термодинамічної системи - 169
Стокс - 134
Ступені вільності - 113
Схема октетна - 519
- Сакати - 519
Таблиця електромагнітних хвиль - 269
- масштабів відстаней - 552
-- часу - 551
Температура від'ємна - 196
Температурні шкали - 554
Теорема Остроградського — Гаусса - 207
Теплоємність газу - 113
Теплопровідність газу нестационарна - 139
-- стационарна - 143
Теплота - 173
Течія ламінарна - 97
- турбулентна - 97
Точка критична - 108
- потрійна - 108
Тиск рідини гідростатичний - 95
-- динамічний - 95
-- статичний - 95

Трубка Піто - 95
- течії - 93

«Ультрафіолетова катастрофа» - 310

Хвилі електромагнітні - 264
- звукові - 85
- когерентні - 84
Хвиля плоска - 81
- поздовжня - 84
- поперечна - 84

Фазові переходи - 108
Фермі, одиниця довжини - 497
Ферміони - 494
Ферромагнетики - 245
Формалізація - 15
Формула Больцмана - 197
- Віна - 310
- Вульфа — Брегга - 148
- де Бройля - 403
- Ейнштейна - 344
- Планка - 311
- Релея — Джинса - 310
Фотоефект - 313
Фотони - 500

Цикл Карно - 183
Циклотрон - 434

Чармоній - 522
Число Авогадро - 107
- Лошмідта - 107
- Рейнольдса - 97
- хвильове - 81

Швидкість - 40
- групова - 328
- друга космічна - 69
- найімовірніша - 117
- перша космічна - 69
- середня арифметична - 117
- середня квадратична - 117

Явища перенесення - 122
Ядерні реактори - 471
Ядро атома - 439
Яскравість - 278

<i>Передмова</i>	3
Вступ	5
1. Предмет фізики і загальні методи наукового пізнання	5
2. Застосування методу моделювання у фізиці	18
3. Філософський огляд розвитку фізики	22
4. Історичний огляд розвитку фізики	26
5. Внесок у розвиток фізики українських учених	31
Частина 1. МЕХАНІКА	39
Розділ 1. Кінематика	39
1.1. Механіка. Система відліку. Матеріальна точка	39
1.2. Швидкість	40
1.3. Прискорення. Прискорення при криволінійному русі	42
1.4. Рух точки по колу	44
1.5. Одиниці фізичних величин	47
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	49
Розділ 2. Динаміка матеріальної точки	50
2.1. Класична механіка	50
2.2. Перший закон Ньютона	51
2.3. Інерціальні системи відліку	53
2.4. Принцип відносності Галілея	54
2.5. Другий закон Ньютона	55
2.6. Детермінізм Лапласа	57
2.7. Третій закон Ньютона	59
2.8. Неінерціальні системи відліку	61
2.9. Доцентрова і відцентрова сили	63
2.10. Сила Коріоліса	63
2.11. Закон всесвітнього тяжіння	65
2.12. Інертна і гравітаційна маси	67
2.13. Визначення мас Сонця і Землі	68
2.14. Космічні швидкості. Освоєння космосу	69
2.15. Робота. Енергія	71
2.16. Поступальний і обертальний рухи твердого тіла	74
2.17. Коливання. Гармонічні коливання	77
2.18. Математичний маятник	79
2.19. Хвильовий процес. Рівняння хвилі. Енергія хвилі	80
2.20. Інтерференція хвиль. Швидкість поширення хвиль	83

2.21. Звук. Ефект Доплера	85
2.22. Філософські висновки з механіки Ньютона	87
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	89
Розділ 3. Основи механіки суцільного середовища	90
3.1. Основні рівняння гідростатики	90
3.2. Гідродинаміка ідеальної рідини	92
3.3. Гідродинаміка в'язкої рідини	96
3.4. Елементи теорії пружності	99
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	102
Частина 2. МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА	103
Розділ 4. Основи молекулярно-кінетичної теорії газів	103
4.1. Молекулярно-кінетична теорія і статистичний метод у молекулярній фізиці	103
4.2. Агрегатні стани речовини	106
4.3. Діаграма стану речовини	108
4.4. Ідеальний газ. Закони ідеального газу	109
4.5. Основне рівняння кінетичної теорії газів	110
4.6. Внутрішня енергія і теплоємність ідеального газу	113
4.7. Розподіл молекул газу за швидкостями. Закон Максвелла	115
4.8. Експериментальна перевірка закону розподілу Максвелла	118
4.9. Реальний газ. Рівняння стану реального газу	119
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	121
Розділ 5. Явища перенесення	122
5.1. Кількість зіткнень і середня довжина вільного пробігу молекул. Ефективний діаметр молекули	123
5.2. Броунівський рух. Визначення числа Авогадро	126
5.3. Дифузія газів	128
5.4. Нестационарна дифузія	130
5.5. Стационарна дифузія. Коефіцієнт дифузії газів	132
5.6. В'язкість газів (внутрішнє тертя)	134
5.7. Коефіцієнт в'язкості газів	137
5.8. Теплопровідність газів	139
5.9. Нестационарна теплопровідність	140
5.10. Стационарна теплопровідність. Коефіцієнт теплопровідності	143
5.11. Співвідношення між коефіцієнтами перенесення	145
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	146
Розділ 6. Будова і властивості речовини в конденсованому стані	147
6.1. Будова і властивості кристалів	147
6.2. Будова і властивості рідин	151
6.3. Будова і властивості полімерів	157
6.4. Структура і властивості рідких кристалів	162
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	168
Розділ 7. Основи термодинаміки	168
7.1. Параметри термодинамічної системи. Стан системи. Процес	168
7.2. Робота термодинамічної системи	170
7.3. Енергія, робота і теплота	172
7.4. Перший принцип термодинаміки	175

7.5. Адіабатичний процес. Рівняння адіабати	178
7.6. Енергетизм і причини його виникнення	180
7.7. Другий принцип термодинаміки	181
7.8. Цикл Карно	183
7.9. Ентропія	186
7.10. Статистичний зміст другого принципу термодинаміки	190
7.11. Філософські висновки з другого принципу термодинаміки	192
7.12. Третій принцип термодинаміки. Від'ємні температури	196
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	199
Частина 3. ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ	200
Розділ 8. Електрика	200
8.1. Розвиток уявлень про електрику	200
8.2. Закон Кулона	202
8.3. Електростатичне поле	204
8.4. Розподіл електричних зарядів у просторі	206
8.5. Вектор електричної індукції. Теорема Остроградського — Гаусса	207
8.6. Робота в електростатичному полі	209
8.7. Електроємність	212
8.8. Енергія електростатичного поля. Густина енергії	215
8.9. Постійний електричний струм. Закони постійного струму	217
8.10. Електропровідність електролітів. Закони Фарадея	221
8.11. Атомна структура електрики. Досліди Йюффе, Міллікена	224
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	227
Розділ 9. Магнетизм. Магнітне поле електричного струму	227
9.1. Зовнішні аналогії між магнітними і електричними явищами	227
9.2. Природа магнетизму. Досліди Ейхенвальда	229
9.3. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо — Савара — Лапласа	233
9.4. Дія магнітного поля на струм. Взаємодія струмів. Закон Ампера	237
9.5. Магнітне поле Землі	239
9.6. Рух зарядженої частинки в магнітному та електричному полях. Сила Лоренца	240
9.7. Магнітні властивості речовини. Діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики	245
9.8. Електромагнітна індукція	251
9.9. Основний закон електромагнітної індукції. Самоіндукція	254
9.10. Енергія магнітного і електромагнітного полів	255
9.11. Взаємозв'язок електричного і магнітного полів	257
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	259
Частина 4. ОПТИКА. СПЕЦІАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ	260
Розділ 10. Електромагнітна теорія світла	260
10.1. Розвиток уявлень про природу світла	260
10.2. Електромагнітна теорія світла	264
10.3. Тиск світла. Дослід Лебедева	270
10.4. Філософські висновки з електромагнітної теорії Максвелла	272
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	274

Розділ 11. Основи фотометрії. Основні закони геометричної оптики	275
11.1. Основні поняття фотометрії	275
11.2. Поширення світла. Відбивання та заломлення світла	278
11.3. Принцип Ферма	283
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>284</i>
Розділ 12. Хвильові властивості світла	285
12.1. Дисперсія світла	285
12.2. Інтерференція світла	287
12.3. Методи спостереження інтерференції світла	291
12.4. Дифракція світла	294
12.5. Дифракція Френеля	297
12.6. Дифракція Фраунгофера	298
12.7. Поляризація світла. Методи одержання поляризованого світла	301
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>305</i>
Розділ 13. Корпускулярні властивості світла	306
13.1. Теплове випромінювання тіл. Закон Кірхгофа	306
13.2. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла	308
13.3. «Ультрафіолетова катастрофа»	310
13.4. Гіпотеза Планка. Формула Планка	311
13.5. Зовнішній фотоэффект. Закони Столетова. Закон Ейнштейна	313
13.6. Досліди Йоффе і Добронравова	317
13.7. Ефект Комптона	318
13.8. Експериментальне дослідження світлових квантових флуктуацій візуальним методом	320
13.9. Двоїста корпускулярно-хвильова природа світла	323
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>324</i>
Розділ 14. Швидкість поширення світла. Основи спеціальної теорії відносності	325
14.1. Експериментальне визначення швидкості світла	325
14.2. Фазова й групова швидкості світла	328
14.3. Дослід Майкельсона	329
14.4. Висновки з дослід Майкельсона	332
14.5. Перетворення Лоренца	334
14.6. Висновки з перетворень Лоренца	336
14.7. Основні положення спеціальної теорії відносності	339
14.8. Динаміка спеціальної теорії відносності	341
14.9. Закон взаємозв'язку маси і енергії	343
14.10. Філософський аналіз взаємозв'язку маси і енергії	344
14.11. Фізика простору і часу. Принцип еквівалентності	346
14.12. Філософське значення теорії відносності	349
14.13. Ефект Доплера для світлових хвиль	352
14.14. Червоне зміщення в спектрах галактик	354
14.15. Сучасні уявлення про розвиток Всесвіту	356
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>360</i>
Частина 5. АТОМНА ФІЗИКА	361
Розділ 15. Будова атома	361
15.1. Розвиток вчення про будову речовини	361
15.2. Досліди Резерфорда. Ядерна будова атомів	363

15.3. Лінійчасті спектри	368
15.4. Постулати Бора	371
15.5. Квантування гідрогеноподібних йонів	372
15.6. Досліди Франка і Герца	376
15.7. Основні положення теорії Бора — Зоммерфельда	378
15.8. Розподіл електронів в атомі по енергетичних рівнях	382
15.9. Періодична система елементів Д. І. Менделєєва	385
15.10. Методологічне значення періодичного закону Д. І. Менделєєва	389
15.11. Рентгенівське випромінювання	391
15.12. Ефекти Зеемана і Штарка	394
15.13. Оптичні квантові генератори (лазери)	398
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>401</i>
Розділ 16. Хвильові властивості речовини	401
16.1. Хвильові властивості частинок. Формула де Бройля	401
16.2. Експериментальне підтвердження хвильових властивостей речовини	404
16.3. Рівняння Шредінгера	407
16.4. Проникнення мікрочастинок крізь енергетичний бар'єр	409
16.5. Співвідношення невизначеностей	411
16.6. Принцип доповнення	414
16.7. Причинність у мікросвіті	416
16.8. Динамічні і статистичні закони	420
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>423</i>
Частина 6. ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК ...	424
Розділ 17. Фізика атомного ядра	424
17.1. Розвиток фізики атомного ядра	424
17.2. Методи спостереження і реєстрації заряджених частинок	426
17.3. Прискорювачі заряджених частинок	433
17.4. Загальні властивості атомного ядра	439
17.5. Енергія зв'язку атомних ядер	442
17.6. Штучне перетворення атомних ядер. Відкриття нейтрона	447
17.7. Моделі ядра атома	449
17.8. Природна радіоактивність	453
17.9. α -розпад	457
17.10. Відкриття позитрона. Штучна радіоактивність	460
17.11. β -розпад	462
17.12. Взаємоперетворення γ -фотонів і електронно-позитронних пар	466
17.13. Ядерні реакції поділу	467
17.14. Ядерні реактори	471
17.15. Реакції термоядерного синтезу	475
17.16. Біологічна дія йонізуючого випромінювання	478
17.17. Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини	483
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	<i>487</i>
Розділ 18. Фізика елементарних частинок	488
18.1. Космічне випромінювання і відкриття елементарних частинок	488
18.2. Основні властивості елементарних частинок	491
18.3. Види взаємодії	497
18.4. Класифікація елементарних частинок	500
18.5. Резонанси	510

18.6. Античастинки, антиречовина	512
18.7. Взаємоперетворення елементарних частинок — основа сучасної атомістики	514
18.8. Деякі проблеми розвитку фізики елементарних частинок	518
18.9. Порушення принципу дзеркальної симетрії. Незбереження комбінованої парності	524
18.10. Підстави створення і основні положення єдиної теорії слабкої і електромагнітної взаємодій	528
18.11. Основні положення сучасної теорії сильної взаємодії	531
18.12. Сучасні проблеми об'єднання різних видів взаємодії	534
18.13. Фізична картина світу і її роль у розвитку фізики	537
<i>Контрольні запитання і завдання</i>	545
<i>Висновки</i>	546
<i>Додаток</i>	550
1. Час. Таблиця масштабів часу	550
2. Шкала відстаней. Таблиця масштабів відстаней	551
3. Температурні шкали	553
4. Грецький і латинський алфавіти	555
5. Римські цифри	556
<i>Список рекомендованої літератури</i>	557
<i>Предметний покажчик</i>	558

Навчальне видання

Чолпан Петро Пилипович

ФІЗИКА

*Видано за рахунок державних коштів.
Продаж заборонено*

Оправа і титул художника *Ю. О. Коваленка*
Художній редактор *Г. С. Муратова*
Технічний редактор *А. І. Омоховська*
Коректори: *Л. О. Зеленько, Л. М. Тимченко*
Комп'ютерна верстка *Н. П. Довлетукаєвої*

Свідоцтво про внесення до Держ. реєстру від 04.12.2000 серія ДК № 268

Підп. до друку 05.02.2003. Формат 60 × 84/16. Папір офс. № 1.
Гарнітура SchoolBook. Офс. друк. Ум. друк. арк. 33,01 + 0,23 форз.
Обл.-вид. арк. 34,75 + 0,25 форз. Тираж 8000 пр.
Вид. № 10580. Зам. № 4-466

Видавництво «Вища школа», вул. Гоголівська, 7г, м. Київ, 01054

Надруковано з плівки, виготовлених у видавництві «Вища школа»,
у ВАТ «Білоцерківська книжкова фабрика»,
вул. Л. Курбаса, 4, м. Біла Церква, 09117