

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет будівництва і архітектури

І. О. АЗНАУРЯН

**ФІЗИКА
ТА ФІЗИЧНІ МЕТОДИ
ДОСЛІДЖЕННЯ**

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки України
як навчальний посібник для студентів
технологічних спеціальностей вищих навчальних закладів*

Київ 2007

УДК: 53(075)
ББК 22.3я7
А50

Рецензенти: *О.Д. Альохін*, д-р фіз.-мат. наук, професор фізичного факультету Київського національного університету ім. Тараса Шевченка
А.К. Дорош, д-р хім. наук, професор, зав. кафедри репрографії СПІ НТТУ „КПІ”
М.А. Рехтета, канд. фіз.-мат. наук, доцент, зав. кафедри фізики та астрономії Миколаївського державного університету ім. В.О. Сухомлинського

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів (лист Міністерства освіти і науки України №1,4/18-Г-1413 від 28 грудня 2006 року).

Азнаурян І.О. Фізика та фізичні методи дослідження матеріалів:
А50 Навчальний посібник. – К.: КНУБА, 2007. – 250 с.

ISBN 966-627-130-3

У посібнику розглянуто основні питання загального курсу фізики з розділів „Механіка” та „Молекулярна фізика”. Особливу увагу приділено темам курсу, які мають прикладне значення в професійній підготовці спеціалістів у будівництві та торгівлі.

У розділах 2 та 3 посібника наведено методи фізичних досліджень сировини та матеріалів, які дають змогу студентам більш глибоко засвоїти питання курсу та підготувати їх до засвоєння подальших спеціалізованих дисциплін.

Призначений для студентів вищих навчальних закладів, які вчать за напрямом 0503 „Торгівля”.

УДК: 53(075)
ББК 22.3я7

ISBN 966-627-130-3

© І.О. Азнаурян, 2007
© КНУБА, 2007

ЗМІСТ

Передмова.....	6
Розділ 1. Вступ до дисципліни "Фізика"	8
1.1. Предмет фізики. Зв'язок фізики з іншими науками. Взаємозв'язок фізики та техніки.....	8
1.2. Загальні методи наукового пізнання.....	10
1.3. Фізичні методи досліджень.....	16
1.4. Фізичні величини та їх вимірювання. Міжнародна система одиниць.....	18
Розділ 2. Механіка	26
2.1. Предмет механіки. Класична, релятивістська та квантова механіки. Простір та час.....	26
2.2. Кінематика.....	27
2.2.1. Фізичні моделі механіки. Системи відліку. Переміщення, шлях. Рівняння руху матеріальної точки.....	27
2.2.2. Швидкість та прискорення. Нормальне та тангенціальне прискорення.....	29
2.2.3. Поступальний та обертальний рухи. Рух по колу. Кутова швидкість та кутове прискорення, їх зв'язок з лінійними величинами. Рівняння руху точки по колу.....	32
2.3. Динаміка.....	34
2.3.1. Закони Ньютона. Сила. Маса. Центр мас. Інерціальні системи відліку. Імпульс.....	34
2.3.2. Закон збереження імпульсу. Рух тіл змінної маси.....	36
2.3.3. Динаміка обертального руху. Момент сили. Момент інерції. Момент імпульсу. Закон динаміки обертального руху. Закон збереження моменту імпульсу.....	39
2.4. Статика. Умови рівноваги твердого тіла. Центр ваги. Види рівноваги.....	44
2.5. Енергія, робота та потужність.....	46
2.5.1. Енергія та робота. Потужність. Кінетична енергія поступального та обертального рухів.....	46
2.5.2. Потенціальна енергія. Консервативні сили та потенціаль- ні системи. Потенціальна енергія матеріальної точки у полі тяжіння. Енергія пружно деформованого тіла.....	50
2.5.3. Закон збереження енергії у механіці. Пружний та непружний удари тіл та частинок.....	52
2.5.4. Гравітаційне поле та його характеристики. Зв'язок напруженості поля з його потенціалом.....	56
2.6. Елементи механіки суцільних середовищ.....	59
2.6.1. Механічні властивості твердих тіл. Види деформацій, пружність та повзучість. Закони Гука.....	59
2.6.2. Механічні властивості рідин та газів. Рівняння нерозривності та Бернуллі для стаціонарної течії ідеальної рідини.....	64
2.6.3. Течія рідин та газів по трубах. Ламінарна та турбулентна течії. Сили в'язкого тертя. Рух твердих тіл у рідинах та газах.....	67
Контрольні запитання до розділу „Механіка”.....	70

<i>Розділ 3. Фізичні методи дослідження в механіці</i>	73
3.1. Засоби та методи вимірювання у фізиці та техніці	73
3.2. Маса та вага. Методи вимірювання маси тіла	76
3.3. Методи вимірювання лінійних розмірів об'єктів	82
3.4. Прилади та методи вимірювання кутів	86
3.5. Густина тіла та методи її вимірювання	89
3.5.1. Загальні поняття про густину тіла	89
3.5.2. Пікнометричний метод	91
3.5.3. Метод гідростатичного зважування	94
3.5.4. Флотаційний метод	96
3.5.5. Ареометри	96
3.6. Реологія матеріалів та фізичні методи дослідження в механіці	97
3.6.1. Міцність	97
3.6.2. Деформативні властивості	104
3.6.3. Фізико-технологічні проблеми міцності та деформованості матеріалів	105
3.6.4. Фізичні основи механічних досліджень властивостей сировини та матеріалів. Методи вимірювання модуля Юнга	107
3.6.5. В'язкість. Методи вимірювання коефіцієнта в'язкості	113
Контрольні запитання до розділу „Фізичні методи дослідження в механіці”	122
<i>Розділ 4. Молекулярна фізика</i>	123
4.1. Загальні поняття	123
4.2. Атомно-молекулярна будова речовини. Статистичний та термодинамічний методи дослідження. Макроскопічні стани та термодинамічні параметри. Рівняння стану	123
4.3. Ідеальний газ. Рівняння стану ідеального газу. Кінетична енергія молекул, її розподіл за ступенями свободи	128
4.4. Розподіл молекул за їхніми швидкостями (розподіл Максвелла). Барометрична формула. Розподіл Больцмана	131
4.5. Зіткнення молекул, середня довжина вільного пробігу молекул. Поведінка газів за умов низького тиску	137
4.6. Внутрішня енергія термодинамічної системи. Теплота та робота. Перше начало термодинаміки. Робота газу при розширенні. Теплоємність газів	138
4.7. Ізопроцеси в газах. Застосування першого закону термодинаміки до ізопроцесів. Робота газу в ізопроцесах. Адіабатичний процес	143
4.8. Друге начало термодинаміки. Оборотні та необоротні процеси. Термодинамічні цикли. Робочі цикли теплових та холодильних машин. Цикл Карно. ККД цикла. Ентропія	146
4.9. Сили та потенціальна енергія міжмолекулярної взаємодії. Агрегатні стани речовини	154
4.10. Реальні гази. Рівняння Ван дер Ваальса. Критична температура. Насичена та ненасичена пара. Вологість повітря. Точка роси	156
4.11. Явища переносу. Теплопровідність. Дифузія. Внутрішнє тертя	160
4.12. Загальні властивості та будова рідин. Уявлення про ближній порядок розташування молекул у рідинах	163
4.13. Поверхневий натяг. Змочування та незмочування. Капілярні явища. Флотація. Уявлення про адсорбцію та поверхнево-активні речовини	166
4.14. Тверді тіла. Загальні властивості кристалів. Будова їхніх кристалічних решіток. Дефекти кристалічних решіток	172

4.15. Теплове розширення твердих тіл. Теплоємність твердих тіл. Закон Дюлонга і Пті	180
4.16. Фази та фазові переходи. Випаровування, сублімація, плавлення та кристалізація. Фазові діаграми, рівняння Клапейрона – Клаузіуса. Потрійна точка	182
4.17. Будова полімерів та їх властивості	188
Контрольні запитання до розділу „Молекулярна фізика та термодинаміка”	194
Розділ 5. Фізичні методи дослідження в молекулярній фізиці та термодинаміці	196
5.1. Температура та термометрія	196
5.1.1. Загальні поняття	196
5.1.2. Рідинні термометри, їх градування та застосування	198
5.1.3. Застосування газових законів для визначення температури та газові термометри. Визначення середнього термічного коефіцієнта тиску газів	201
5.2. Фізичні методи визначення густини насипних та поруватих матеріалів	203
5.3. Фізичні методи дослідження теплофізичних властивостей матеріалів	206
5.3.1. Загальна характеристика теплофізичних властивостей матеріалів	206
5.3.2. Теплоємність	206
5.3.3. Теплопровідність	211
5.3.4. Температурні деформації та температуропровідність	218
5.4. Фізичні методи дослідження теплових ефектів на основі законів термодинаміки	225
5.4.1. Властивості сировини та матеріалів	225
5.4.2. Методи визначення питомої теплоти, температури плавлення та зміни ентропії	227
5.4.3. Методи термічного аналізу	229
5.5. Фізичні методи дослідження гідрофізичних властивостей матеріалів	232
5.5.1. Гідрофізичні властивості	232
5.5.2. Метод ртутної порометрії	238
5.5.3. Метод десорбції	239
5.5.4. Метод молекулярних щупів	240
5.5.5. Метод капілярного просочування	242
5.5.6. Методи визначення коефіцієнта поверхневого натягу	244
Контрольні запитання до розділу „Фізичні методи дослідження в молекулярній фізиці та термодинаміці”	248
Список літератури	249

Передмова

Шановний студенте, майбутній спеціалісте або вчений! Ви тримаєте в руках навчальний посібник, який є першою частиною курсу фізики – „Механіка, молекулярна фізика та термодинаміка”. Структура його така – це *теоретична частина*, в якій викладено основи загальної фізики, та *практична частина*, в якій наведено деякі фізичні методи та засоби дослідження властивостей будівельних матеріалів та промислових товарів.

Сучасна фізика є широко розвиненою і розгалуженою наукою. Загальновідомо, що вона є однією з найважливіших стратегічних галузей сучасного природознавства, її наукові напрями та розвиток техніки мають багато спільного. Знання характерних особливостей фізики як науки дає можливість більш ефективно використовувати її методи і концепції для дослідження властивостей сировини, матеріалів та конструкцій, покращання технології виробництва в усіх галузях народного господарства.

Фізика є наукою експериментальною. Прогрес науки і техніки дає змогу розширити області фізики, які раніше були недоступними для дослідження. На основі результатів фізичних експериментів формуються фізичні закони, кожний з яких має певну область застосування. Фізичні закони, які відображають істотне, загальне, необхідне, стійке, повторюване відношення між явищами об'єктивної дійсності, що найбільш широко застосовуються, називаються *фундаментальними*.

Однак поряд з ними у фізиці використовуються також і *емпіричні закономірності*, які не претендують на пояснення механізму досліджуваного фізичного процесу, структури досліджуваних об'єктів. Крім того, для вивчення якого-небудь явища часто застосовуються різні моделі. Тому при викладі матеріалу в посібнику розглядаються як фундаментальні закони, так і емпіричні співвідношення, а також використані моделі: матеріальної точки, математичного маятника, ідеального газу, абсолютно чорного тіла, моделі атомного ядра та інші.

Фізика є дослідною наукою. Дослід, поряд зі спостереженням, є формою емпіричного пізнання об'єктивної дійсності, одним з основних методів наукового дослідження.

Наукове спостереження полягає в цілеспрямованому і планомірному сприйманні властивостей предметів і явищ дійсності для одержання відповідної інформації про об'єкт пізнання за допомогою органів чуттів. В реалізації наукового спостереження значну роль відіграє теоретичне мислення. Дослідник є не просто регістратором фактів. Він свідомо відшукує їх, керуючись певною ідеєю, гіпотезою тощо. Результати наукових спостережень відповідно інтерпретуються на основі певної теорії. У наукових спостереженнях широко використовуються спеціальні засоби (мікроскопи, телескопи, фото- і телеапарати і т. д.), які компенсують відповідну природну обмеженість органів чуттів людини, підвищують точність і об'єктивність результатів спостереження.

Спостереження можна поділити на *безпосередні* (прямі) та *опосередковані*. Останні відіграють досить важливу роль у сучасній фізиці. При опосередкованих вимірюваннях спостерігається власне не сам об'єкт

або процес, а ефект його взаємодії з іншими об'єктами або процесами. Наприклад, спостереження заряджених елементарних частинок у камері Вільсона (або в іншому приладі) за їхніми треками, які являють собою сукупності краплинок рідини.

Експеримент ґрунтується на забезпеченні відтворення явища в штучній (лабораторній) обстановці (йдеться також про забезпечення активного впливу на хід явищ та процесів) і супроводиться точними, по можливості, вимірюваннями та математичною обробкою даних. Родоначальником експерименту у фізиці слід вважати *Галілея*. За структурою експеримент суттєво відрізняється від спостереження наявністю спеціальних матеріальних засобів (експериментальних установок і приладів) впливу на досліджувані об'єкти або процеси. Фізичний експеримент як метод дослідження набуває дальшого поширення у суміжних з фізикою дисциплінах, особливо в хімії, астрономії, біології і т. д.

Для висвітлення кількісних співвідношень у фізиці широко використовується математичний апарат. У даному посібнику теоретичний матеріал викладено лаконічно, але й за допомогою диференціального та інтегрального числення, виведено основні фізичні закономірності, частина з яких має якісно-теоретичний характер.

На відміну від більшості навчальних посібників з курсу загальної фізики в даному посібнику (розділи 3 та 5) приділено особливу увагу описанню приладів, експериментальних установок та методів вимірювання, що дозволяє реалізувати одну з основних тенденцій розвитку сучасної вищої школи – взаємному проникненню фундаментальних та спеціальних наук. Викладений у цих розділах матеріал демонструє студентам, яким чином фізичні закони та явища знаходять застосування при створенні сучасних методів контролю та управління технологічними характеристиками будівельних матеріалів, промислових товарів тощо.

В посібнику наведено основні відомості про видатних фізиків з світовим ім'ям, які внесли неоцінний вклад у розвиток науки про природу, створили фундаментальні закони, що стали базою для розвитку не тільки техніки, а й таких наук як хімія, біологія, космонавтика, ядерна енергетика тощо.

Навчальний посібник написано відповідно до програми курсу фізики для інженерно-технічних вищих навчальних закладів, затвердженої Міністерством освіти і науки України.

Автор висловлює глибоку вдячність викладачам кафедри фізики КНУБА, завідувачу кафедри фізики, доценту, кандидату технічних наук В.І. Клапченку, доценту, кандидату фізико-математичних наук Г.Д. Потапенку за значну допомогу у створенні даного навчального посібника.

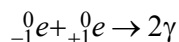
Розділ 1. Вступ до дисципліни „Фізика”

1.1. Предмет фізики. Зв'язок фізики з іншими науками Взаємозв'язок фізики та техніки

Physis (природа) – наука про найбільш загальні форми руху матерії, її перетворення, властивості та будову.

Матерія – це все, що нас оточує, відчувається нами і існує незалежно від нас.

Матерія може існувати у двох формах – *речовина* (елементарні частинки, атоми, молекули) та *поле* (гравітаційне, електромагнітне тощо). Причому речовина може перетворюватись у поля і навпаки. Наприклад, утворення двох γ -квантів електромагнітного випромінювання при анігіляції електрона та позитрона:



До цього часу у фізиці розглядається 4 типи фундаментальних взаємодій:

1. *Гравітаційна взаємодія* визначається силою тяжіння між двома матеріальними тілами, підлягає закону гравітаційної взаємодії *Ньютона* та є пропорційною масам тіл, які взаємодіють. З усіх типів взаємодій вони є найслабкішими.

Особливість гравітаційних сил у тому, що вони є тільки силами тяжіння. Радіус гравітаційної взаємодії необмежений, а характерна тривалість взаємодії становить близько 10^8 років.

Гравітаційні сили є дуже значними для небесних тіл (наприклад, сила тяжіння між Землею та Місяцем дорівнює $2,3 \cdot 10^{20}$ Н) та не відіграють значної ролі при взаємодії молекул, атомів та елементарних частинок (наприклад, сила тяжіння між двома молекулами оксигена на відстані ефективного діаметра $3 \cdot 10^{-10}$ м буде становити $\sim 2 \cdot 10^{-42}$ Н).

2. *Електромагнітна взаємодія* визначається силою притягання або відштовхування між двома електричними зарядами та підлягає закону *Кулона*¹.

Взаємодія між атомами, міжмолекулярні сили та сили, які утримують електрони навколо ядра – це все сили електричного походження, які реалізуються за допомогою електромагнітного поля.

¹ **Кулон** Шарль Огюстен (1736-1806) – французький фізик та військовий інженер, член паризької АН (1803). Закінчив (1761) школу військових інженерів та весь час знаходився на військовій службі.

Радіус електромагнітної взаємодії є необмеженим, а характерна тривалість взаємодії становить близько 10^{-21} с.

Підкреслимо, що сили електромагнітної взаємодії для елементарних частинок значно переважають сили їх гравітаційної взаємодії (наприклад, сила електричного тяжіння ядра атома гідрогену з його єдиним електроном дорівнює $9 \cdot 10^{-8}$ Н, тоді як сила їх гравітаційної взаємодії становить $4 \cdot 10^{-47}$ Н).

3. *Сильна (ядерна) взаємодія* визначається силами взаємодії між нейтроном – протоном, протоном – протоном у ядрі.

Сили, які діють між частинками ядра, дуже швидко зменшуються зі збільшенням відстані між ними, тому за межами ядра вони не проявляються. Радіус взаємодії становить порядку 10^{-15} м, а характерна тривалість взаємодії складає 10^{-23} с.

4. *Слабка взаємодія* проявляється при перетвореннях елементарних частинок за участю нейтрино. Вона відповідальна за всі β - розпади ядер, розпади багатьох елементарних частинок. Радіус слабкої взаємодії надто малий – 10^{-18} м, а характерна тривалість взаємодії становить близько 10^{-9} с.

Треба відзначити дуже важливу роль слабких взаємодій у природі. Без них був би неможливим процес перетворення протон+нейтрон+позитрон+нейтрино, внаслідок якого чотири протони об'єднуються у ядро атома гелію. Цей процес служить джерелом енергії Сонця і більшості зірок.

Основною властивістю матерії є рух. Рух – це будь-яка зміна матерії від простого переміщення до найскладніших процесів мислення. Різноманітні форми руху матерії вивчаються різними науками (рис. 1.1).

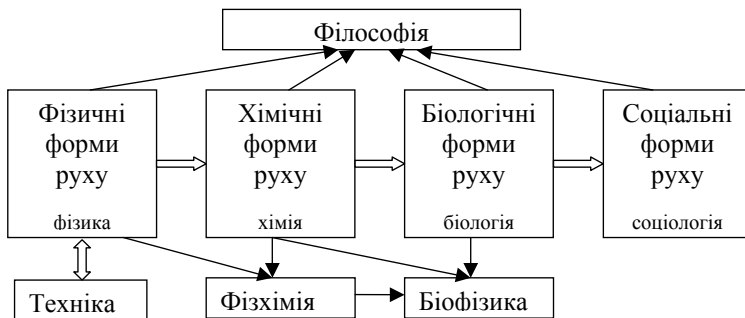


Рис. 1.1

З наведеної схеми видно, що фізика є тісно пов'язана з іншими науками, причому цей зв'язок є двостороннім. Це призводить до появи таких наук як астрофізика, біофізика, геофізика, фізична хімія тощо.

Всі технічні досягнення базуються на законах фізики. З іншого боку, розвиток техніки впливає на розвиток фізики: наприклад, поява такого розділу як фізика твердого тіла була викликана необхідністю розвитку радіотехніки, радіоелектроніки, комп'ютерної техніки.

1.2. Загальні методи наукового пізнання

Сучасна фізика 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 та застосовує наступні методи наукового пізнання: методи емпіричного дослідження; методи, що використовуються на емпіричному та теоретичному рівнях дослідження; методи теоретичного дослідження.

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

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

Прогрес спостереження як методу наукового пізнання нерозривно пов'язаний з прогресом засобів спостереження. Винайдення телескопа надало можливість поширити спостереження на мегасвіт, а створення мікроскопа сприяло вивченню мікросвіту. Рентгенівський апарат, радіолокатор, генератор ультразвуку та багато інших технічних засобів спостереження привели 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 є або неперервним, або ведеться за визначеною системою, що дає змогу сприймати об'єкт

багаторазово і в найрізноманітніших умовах. Спостереження як засіб пізнання дає нам до 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. 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 відповідати двом основним вимогам. Порівнюють лише такі явища, між якими може існувати певна об'єктивна спільність. Об'єкти мають порівнюватися за найважливішими, істотними ознаками. У разі спостереження найчастіше дістають такі якісні результати: більше – менше, тепліше – холодніше тощо. Якщо об'єкти порівнюють з якимось іншим об'єктом, що грає роль еталона, то знайдені кількісні характеристики набувають особливої цінності, оскільки вони описують об'єкти безвідносно один до одного, дають більш повне знання про них. Таке порівняння називають *вимірюванням*

Експеримент – це такий метод вивчення об'єкта, коли дослідник активно впливає на нього за допомогою створення штучних умов, при цьому свідомо змінюється хід природних процесів. Експеримент є найбільш складним і ефективним методом 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.

За допомогою експерименту досліджують властивості реальних об'єктів у експериментальних умовах: при наднизьких та надвисоких температурах, при дуже високих тисках, в умовах величезної напруженості 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.

Експеримент може бути дослідним, перевіреним 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 досліди *Резерфорда* з розсіювання α -частинок, на підставі яких було встановлено планетарну будову атома.

До експерименту звертаються і тоді, коли треба перевірити справедливість тих чи інших тверджень або теоретичних положень. Такий експеримент називають *перевіреним*. Прикладів перевірених 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 їх класифікації *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 якість явище. Такий експеримент називають *ілюстративним*, або *демонстративним*.

Будь-який з 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 широкій діпазоні 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 є набагато ширшою, 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 універсальний 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 відокремлення істотного 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.

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 відокремлених різних властивостей, встановленням співвідношень і зв'язків між цими властивостями, фіксацією їх у процесі пізнання тощо.

Аналіз – 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 – метод пізнання, змістом якого є сукупність заходів і закономірностей поєднання окремих частин предмета в єдине ціле. З вивчення цих методів випливає, що вони є протилежностями, які взаємно передбачають і доповнюють одна іншу. Вся історія пізнання вчить, що аналіз і синтез виступають як плідні методи пізнання лише тоді, коли їх використовують у тісній єдності.

Індукція і дедукція – парні взаємозв'язані методи пізнання, що мають 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. Так, *Дж. Максвелл* на підставі кількох

рівнянь, що є найбільш загальними законами електродинаміки, побудував послідовну і повну теорію електромагнітного поля. Отже, змістом *дедукції* як методу пізнання є використання загальних наукових положень при дослідженні конкретних явищ.

Значення дедукції в пізнанні невинно 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.

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. При цьому вирішальне значення належить об'єктивній закономірності реальних явищ, діалектиці одиничного, особливого і загального.

Моделювання – заміна вивчення явища в природі, яке нас цікавить, вивченням аналогічного явища на моделі меншого чи більшого масштабу, зазвичай в спеціальних лабораторних умовах. Це особливий і універсальний метод наукового пізнання, який застосовується свідомо й систематично. В основі моделювання лежить подібність. У теоретичному пізнанні моделювання є використанням моделей, що складаються з ідеальних уявних елементів, які передають певні риси модельованого об'єкта.

Першим етапом моделювання в теоретичному пізнанні є *побудова моделі*. *Модель* є особливого роду проміжним предметом дослідження, побудованим із матеріальних чи ідеальних (уявних) елементів, що перебувають у певній відповідності з самим об'єктом пізнання, і здатним замінити об'єкт на деяких етапах пізнання. Однією з логічних основ моделювання є особливий вид висновку – *аналогія*.

Другим етапом моделювання є *дослідження побудованої моделі*. Третім етапом моделювання є *екстраполяція* (поширення) інформації, добутої при вивченні вторинної модельної дійсності на сам об'єкт пізнання. Четвертий етап моделювання пов'язаний з *практичною перевіркою екстраполяції такого роду*.

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 їх властивостей, зв'язків і відношень. Термін „конкретне” використовують також для позначення багатогранного, всебічного, систематичного знання про об'єкт.

Перехід від абстрактного до конкретного є загальною формою розвитку наукового знання, законом відображення дійсності в мисленні.

Ідеалізація. З метою наукового пізнання широко використовують так звані ідеальні об'єкти, які не існують в дійсності: матеріальна точка, 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. Використання ідеальних об'єктів надає можливість 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 є специфічним спрощенням 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.

Формалізація. Під формалізацією в широкому значенні розуміють метод вивчення найрізноманітніших об'єктів відображенням змісту структури їх у знаковій формі за допомогою різних штучних способів, наприклад математики, математичної логіки тощо.

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. Математичне формулювання законів механіки, дане *І. Ньютоном*, сприяло досягненню успіхів, 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 їх траєкторій.

Аксіоматичний метод є одним 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.

Отже, всі методи є науковим арсеналом фізики в знаходженні відносних істин, у пізнанні реальної дійсності.

1.3. Фізичні методи досліджень

Основним методом дослідження у фізиці є *досвід* – спостереження явищ природи у відповідних умовах.

Для пояснення експериментальних фактів створюються *гіпотези* – наукові припущення, що дають змогу пояснити явище та вимагають перевірки на досліді і теоретичного обґрунтування для того, щоб стати *науковою теорією*.

Наукові теорії базуються на **фізичних законах** – *стійких, повторюваних, об'єктивних закономірностях, які існують в природі та підтверджуються експериментальними фактами або дослідями*.

Фізичні закони встановлюють зв'язки між *фізичними величинами*, які необхідно вміти вимірювати. Фізичні величини вимірюються за допомогою різних засобів, вимірювальних приладів у відповідних одиницях виміру.

Фізика досліджує *властивості* твердих тіл, рідин, газів, плазми, окремих молекул, атомів, атомних ядер, елементарних частинок і одночасно *форми їх взаємодії* завдяки електромагнітним, гравітаційним, ядерним полям.

Фізичні методи дослідження базуються на фізичних законах, явищах та широко застосовуються в різноманітних областях техніки та будівництва:

- для встановлення оптимальних параметрів технологічних процесів;
- при розробці нових технологій;
- при створенні нових матеріалів та удосконаленні відомих будівельних матеріалів.

Фізичні методи дослідження дають можливість отримувати значення різноманітних *характеристик властивостей речовин та виробів*, які можна класифікувати, наприклад, для будівельних матеріалів та виробів за окремими групами¹ [7].

1. **Фізичні властивості** матеріалів можна поділити на такі підгрупи: *структурно-фізичні*, які характеризують особливості фізичного стану матеріалу, такі як істинна густина, питома вага, середня густина, насипна густина, пористість, порожнистість, будова та структура;

гідрофізичні, які зумовлюють реакцію матеріалу на дію вологи, такі як гігроскопічність, капілярне всмоктування, водопоглинання, водостійкість, вологість, водовіддача, водо- та паропроникність, гідрофільність, гідрофобність, деформації при зміні вологи (набухання та усадка), морозостійкість;

теплофізичні, які визначають реакцію матеріалу на дію тепла та вогню, такі як теплопровідність, теплоємність, теплостійкість, термічна стійкість, температурні деформації, температуропровідність, тепло засвоєння, вогнестійкість, вогнетривкість, жаростійкість.

2. **Фізико-механічні властивості** характеризують здатність матеріалу чинити опір руйнуванню під дією різних механічних навантажень. Такими властивостями є міцність (при стиску, розбігу та вигині), твердість, стираність, опір удару, опір зношуванню, деформативні властивості (пружність, пластичність, крихкість, повзучість, втома, релаксація).

3. **Фізико-хімічні властивості** характеризують взаємозв'язок фізичного та хімічного станів або хімічних процесів, які відбуваються в будівельних матеріалах. Такими властивостями є дисперсність, пластичність мінерального тіста, когезія, адгезія, здатність до твердіння та емульгування.

4. **Хімічні властивості** показують здатність матеріалу до хімічних перетворень при взаємодії з речовинами, що контактують з ним. Такими

¹ Таку розширену класифікацію основних властивостей будівельних матеріалів розроблено кафедрою будівельних матеріалів КНУБА, автор – проф. І.О. Пашков.

властивостями є стійкість щодо дії мінералізованих середовищ, кислото- та лугостійкість, токсичність тощо.

5. **Технологічні властивості** визначають здатність матеріалу піддаватись технологічній переробці під час виготовлення та наступної обробки. Такими властивостями є технологічність, полірувальність, подрібнюваність, пробійність, оброблюваність, розпилюваність, абразивність, формовність, розшаровуваність, злежуваність тощо.

6. **Спеціальні властивості**: декоративність (колір, блиск, фактура), акустичні властивості (звукопоглинання, звукопроникність, звукоізоляція), електропровідність, прозорість, газопроникність, радіаційна непроникність.

7. **Експлуатаційні властивості** характеризують здатність матеріалу чинити опір руйнівній дії зовнішніх факторів, тобто це такі властивості, як атмосферо- та повітростійкість, біостійкість, корозійна стійкість, старіння, надійність тощо.

Якщо проаналізувати надану вище класифікацію матеріалів, то можна стверджувати, що всі властивості базуються виключно на фізичних параметрах, які розглядаються та вивчаються у курсі фізики (наприклад, абразивність залежить від кристалічної будови тіла, звукоізоляція – від пористої структури матеріалу, морозостійкість – від капілярної будови тощо).

1.4. Фізичні величини та їх вимірювання

Міжнародна система одиниць

Поняття про фізичні величини

Всі об'єкти матеріального світу мають притаманні тільки їм характерні властивості, які можуть бути задані фізичними величинами.

Фізична величина – властивість матеріального об'єкту, притаманна в якісному відношенні багатьом тілам, але в кількісному вимірі індивідуальна для кожного такого матеріального об'єкта.

Приклади: довжина, маса, електричний опір деякого тіла, робота деякої сили, тиск, густина тощо.

Фізична величина визначає, як правило, яку-небудь одну властивість матерії. Наприклад, робота характеризує властивість матеріальних тіл при взаємодії передавати один одному деяку кількість енергії; показник заломлення характеризує властивість світла змінювати свою швидкість при переході з одного середовища в інше тощо.

З кількісної сторони однакові властивості різних матеріальних об'єктів характеризуються різними числовими значеннями фізичних величин.

Значення фізичної величини – оцінка фізичної величини у вигляді деякого числа прийнятих одиниць.

Приклади: 10 м/с – значення швидкості руху; 12 кг – значення маси тіла; 20 Ом – значення електричного опору тіла тощо.

Порівнювати між собою можна лише числові значення тієї самої фізичної величини. Тобто, одна й та сама фізична величина може мати різні кількісні значення. Наприклад, швидкість світла у вакуумі приблизно дорівнює 300 000 м/с, а швидкість звуку в повітрі – 340 м/с.

Для вимірювання фізичних величин та іноді для скорочення запису значення фізичної величини застосовують різний розмір.

Розмір фізичної величини є кількісною характеристикою властивості даного об'єкта, яка відповідає поняттю „фізична величина”.

Приклади: Кілометр, мікрон, ангстрем, парсек, світловий рік, астрономічна одиниця, фут, дюйм, миля – є одиницями довжини (відстані), але мають різний розмір:

1 кілометр (км) = 1000 м,	1 мікрон (мкм) = 10^{-6} м,
1 ангстрем (Å) = 10^{-10} м,	1 парсек (пк) = $3,086 \cdot 10^{16}$ м,
1 світловий рік = $9,46 \cdot 10^{15}$ м,	1 фут = 0,3 м,
1 дюйм = $2,54 \cdot 10^{-2}$ м,	1 миля = 1609,3 м,
1 астрономічна одиниця (1 а.о.) = $1,496 \cdot 10^{11}$ м.	

Всі фізичні величини систематизують та утворюють системи фізичних величин.

Система фізичних величин – сукупність фізичних величин, пов'язаних між собою деякими залежностями (формулами зв'язку).

Система фізичних величин складається з основних та похідних фізичних величин.

Основна фізична величина – фізична величина, яка входить в систему та умовно прийнята в якості незалежної від інших величин цієї системи. Наприклад, в системі СІ: довжина l , маса m , час t тощо.

Крім основних фізичних величин застосовуються ще *допоміжні фізичні величини*, такі як радіан та стерadian.

Похідна фізична величина – фізична величина, яка входить в систему та визначається через основні величини цієї системи за

відповідними формулами зв'язку. Наприклад, густина тіла визначається за рівнянням $\rho = \frac{m}{V}$, де m – маса тіла, V – об'єм тіла.

Розмірність фізичних величин – вираз, який відтворює зв'язок даної величини з основними величинами системи, в якій коефіцієнт пропорційності прийнято за 1. Розмірність величини представляє собою добуток основних величин¹, піднесених до відповідної степені.

Наприклад: розмірність фізичної величини сили (ньютон) буде $LM T^{-2}$; магнітного потоку (вебер) буде $L^2 M T^{-2} I^{-1}$.

Одиниці фізичних величин

Одиниця фізичної величини – фізична величина, якій за визначенням присвоєне чисельне значення, рівне 1.

Наприклад: 1 м/с – одиниця швидкості, 1 Н = 1 (кг·м)/с² – одиниця сили, 1 Кл = 1 А·с – одиниця кількості електрики.

Одиниці фізичних величин зведені у систему.

Система одиниць фізичних величин – сукупність основних та похідних одиниць, які відносяться до деякої системи фізичних величин відповідно до прийнятих принципів. Наприклад, система одиниць СГС, Міжнародна система одиниць (СІ) тощо.

Фізичні величини поділяються на такі групи:

1. *Однорідні фізичні величини* – величини, які мають однакові розмірності та один й той самий фізичний зміст, тобто відрізняються тільки за числовим значенням. Наприклад, координати точок тіла та його лінійні розміри; ціна поділки амперметра, включеного в дану ділянку електричного кола та сила струму на цій ділянці тощо.

2. *Одноїменні фізичні величини* – величини, які мають однакову розмірність, але відрізняються за фізичним змістом. Наприклад, робота сили та момент сили; кутова швидкість та циклічна частота; тиск та модуль Юнга тощо.

3. *Безрозмірні фізичні величини* – величини, чисельні значення яких не залежать від вибору системи одиниць. Наприклад, відношення довжини кола до його діаметра; коефіцієнт тертя ковзання; відносна діелектрична проникність середовища тощо.

¹ Розмірності основних фізичних величин в системі СІ: L – довжина; M – маса; T – час; I – сила струму; Θ – термодинамічна температура; N – кількість речовини; J – сила світла.

Міжнародна система одиниць СІ (The International System of Units)

З 1 січня 1963 р. було введено Міжнародну систему одиниць, скорочено позначену СІ. Система СІ містить 7 основних одиниць (метр, кілограм, секунда, Ампер, Кельвін, моль, кандела) та 2 допоміжні одиниці (радіан та стерadian).

1. *Метр*. Вперше 1 метр був визначений в 1891 р. як $1/40\,000\,000$ частина паризького меридіану на основі вимірювання частини дуги меридіану.

В 1799 р. було виготовлено еталон метра у вигляді платинової кінцевої міри з точністю 0,1 мікрон. Ніяке удосконалення такого еталона не давало змогу підвищити його точність.

На сьогодні **1 м** – *довжина шляху*, яку проходить світло у вакуумі за $1/299\,792\,458$ с.

2. *Кілограм*. При введенні метричної системи в якості одиниці маси (**1 кг**) було прийнято масу 1 дм^3 чистої води при температурі її найбільшої густини 4°C .

На основі точного зважування був виготовлений *прототип кілограму* – платиноіридієвий циліндр з висотою, що дорівнює його діаметру. При повторних більш ретельних вимірюваннях було встановлено, що маса виготовленого еталона на $0,000028$ кг є більшою за масу 1 дм^3 води.

Для того, щоб надалі при більш точних зважуваннях не змінювати значення одиниці маси, було прийнято рішення вважати за одиницю маси масу даного платиноіридієвого прототипу кілограма, який зберігається в Міжнародному бюро мір та вагів в Севрі, поблизу Парижу.

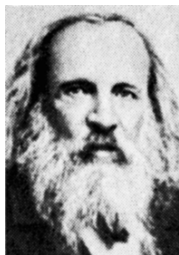
3. *Секунда*. До останнього часу секунду пов'язували з обертанням Землі навколо осі та визначали як $1/86\,400$ частину середньої сонячної доби. Спостереження показали, що швидкість обертання Землі зменшується, а тривалість доби за кожних 100 років зростає на $0,002$ с. Тому похибка визначення секунди досягає величини 10^{-7} с, що є непридатним для сучасної техніки.

Нині **1 с** – *час*, який дорівнює $9\,192\,631\,770$ періодам випромінювання, яке відповідає переходу між двома надтонкими рівнями основного стану атома цезію-133.

4. Ампер. 1 A – сила постійного струму, який при проходженні по двом паралельним прямолінійним провідникам нескінченної довжини та дуже малого поперечного перерізу, розташованих у вакуумі на відстані 1 м один від одного, створює між цими провідниками силу взаємодії, яка дорівнює $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$ на кожний метр довжини провідника.



А. Цельсій



У. Кельвін

5. Кельвін. В 1742 р. Цельсій¹ запропонував термодинамічну шкалу, в якій відстань по шкалі термометра між точками плавлення льоду та кипіння води при нормальному атмосферному тиску ділиться на 100 частин (градусів Цельсія $^{\circ}\text{C}$).

Недоліком цієї шкали є залежність показів термометра від природи термометричної речовини (ртуть, спирт, вода тощо) внаслідок відмінності їх коефіцієнтів об'ємного розширення.

Кельвін² на основі другого начала термодинаміки побудував термодинамічну шкалу, яка не залежить від роду термометричної речовини. Нижньою границею цієї шкали є температура абсолютного нуля, експериментальною точкою – потрійна точка води (температура рівноваги між льодом, водою та водяним паром), яка лежить вище

температури плавлення льоду на $0,01 \text{ К}$.

1 К – температура за термодинамічною шкалою, що дорівнює $1/273,15$ частині термодинамічної температури потрійної точки води.

Між температурою за шкалою Кельвіна T та шкалою Цельсія $t^{\circ}\text{C}$ існує така залежність:

$$T = 273,15 + t.$$

6. Моль. У жовтні 1971 р. Генеральна конференція з мір та вагів винесла рішення про введення ще однієї одиниці вимірювання в систему СІ – одиниці вимірювання кількості речовини.

¹ Цельсій Андерс (1701-1744) – шведський астроном та фізик, член Шведської АН. Народився в Упсалі. Вчився в ун-ті в Упалі, професор цього ун-ту, з 1740 – директор Упсальської астрономічної обсерваторії. Роботи відносяться до астрономії, геофізики, фізики.

² Кельвін (Томсон) Уільям (1824-1907) – англійський фізик, один із основоположників термодинаміки, член Лондонського королівського товариства (1851), президент в 1890-1895. В 1892 отримав титул лорда Кельвіна. Народився в Белфасті. Закінчив Кембріджський ун-т в 1845. З 1846-1899 – професор ун-та в Глазго. В 1846 організував одну з перших фізичних лабораторій. Лауреат Нобелівської премії 1906 р.

1 моль – кількість речовини системи, яка містить стільки ж структурних елементів (молекул, атомів, іонів тощо), скільки атомів вуглецю міститься в 0,012 кг нукліда вуглецю ^{12}C .

Кількість атомів, які містяться в нукліді ^{12}C масою 12 г, називається числом *Авогадро*¹ (N_A).

Число *Авогадро* дорівнює:

$$N_A = (6,02252 \pm 0,00028) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$



А. Авогадро

7. *Кандела*. Ранніми еталонами одиниці сили світла були свічки та лампи розжарювання різних конструкцій.

В 1948 р. було створено так званий *повний випромінювач* (модель абсолютно чорного тіла), в якому практично повністю було виключено відбивання світла, а джерелом світла було тільки випромінювання розплавленої платини при температурі її тверднення. Посудина з платиною розміщувалась у великій посудині, зробленій із кварцу, та засипалась для теплоізоляції подрібненим оксидом торію. В посудину з платиною вставлялась трубка з оксидом торію. Світло випромінювалось внутрішньою поверхнею цієї трубки, стінки якої розжарювались та приймали температуру оточуючої її розжареної платини. Нагрівання здійснювалось струмом високої частоти $\nu = 500$ кГц, який пропускався по спіралі з мідної трубки (8 ... 20 витків).

XIII Генеральна конференція з мір та вагів постановила одиницю світла називати кандела (від лат. *Candela* – свічка).

Кандела – сила світла, яке випромінюється з поверхні площею $1/600\,000 \text{ м}^2$ повного випромінювача в перпендикулярному напрямі при температурі випромінювача, яка дорівнює температурі тверднення платини при тиску 101 325 Па.

Нині визначення одиниці сили світла є таким:

1 кд – сила світла в заданому напрямку джерела, яке випромінює монохроматичні промені з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в заданому напрямку складає $1/683$ Вт/ср.

¹ **Авогадро** Амадео (1776-1856) – італійський фізик та хімік, член Туринської АН (1819). Народився в Турині. Отримав юридичну освіту. В 1800 почав самостійно вивчати фізику та математику. З 1806 – демонстратор в коледжі при Туринській академії, з 1809 – професор в коледжі Верцеллі, в 1820-22 та 1834-50 р.р. – зав. кафедрою математичної фізики Туринського ун-ту.

Допоміжні одиниці:

8. *Радіан* – (**1 рад**) плоский кут, утворений двома радіусами, довжина дуги між якими дорівнює радіусу:

$$1 \text{ рад} = 57^{\circ}17'44,8''$$

9. *Стерадіан* – (**1 ср**) тілесний кут з вершиною в центрі сфери, який вирізає на поверхні сфери площу, що дорівнює квадрату радіуса сфери.

Вимірювання фізичних величин

Посеред оцінок фізичних величин особливе місце займають вимірювання.

Вимірюванням називається пізнавальний процес, що полягає у порівнянні фізичної величини з деяким її значенням, прийнятим за одиницю.

Якщо A – величина, яка вимірюється, B – одиниця виміру та n – чисельне значення вимірюваної величини, то:

$$A = nB.$$

Дане співвідношення є основним рівнянням вимірювання. Права його частина (nB) називається *результатом вимірювання*.

З іншого боку можна дати таке визначення вимірювання:

Вимірюванням називається знаходження чисельного значення фізичної величини дослідним шляхом за допомогою спеціальних технічних засобів вимірювання.

Існує два основних види вимірювання.

Прямі вимірювання – вимірювання, при яких результат отримується із дослідних даних декількох вимірів тієї самої величини.

До таких вимірювань відносяться більшість вимірювань, які здійснюються або за допомогою приладів, які проградуйовані заздалегідь у відповідних одиницях, або шляхом безпосереднього порівняння вимірюваної фізичної величини з її мірою.

Міра – засіб виміру, який застосовується для відтворення фізичної величини заданого розміру.

Наприклад, вимірювання довжини за допомогою лінійки, штангенциркуля, мікрометра; вимірювання часу за допомогою годинника, секундоміра; маси – за допомогою гирі на рівноплечих терезах; температури – термометру тощо.

Однак, отримати значення фізичної величини за допомогою прямих вимірювань можна не завжди. Тоді застосовують непрямі вимірювання.

Непрямі (посередні) вимірювання – вимірювання, при яких шукане значення величини отримується на основі відомої функціональної залежності (формули, графіку тощо) між цією величиною та величинами, які піддаються прямим вимірюванням.

Наприклад, вимірювання опору провідника за допомогою амперметра та вольтметра із застосуванням закону Ома; вимірювання густини тіла за допомогою вагів (вимірювання маси) та лінійки (вимірювання об'єму).

Крім того, розрізняють ще й сукупні та спільні вимірювання.

Сукупні вимірювання – виконувати одночасно вимірювання кількох однойменних величин, при яких шукані значення величин знаходять розв'язуванням системи рівнянь, отриманих при прямим вимірюваннях різних сполучень цих величин або при зміні умов вимірювань.

Наприклад, вимірювання, при яких маси окремих гир набору знаходять за відомою масою однієї з них та за результатами прямих порівнянь мас різних сполучень.

Спільні вимірювання – одночасно виконувати вимірювання двох або кількох не однойменних величин для знаходження залежності між ними.

Наприклад, електричний опір при 20°C і температурні коефіцієнти вимірювального резистора визначають за даними прямих вимірювань його опору в різних температурних режимах.

Про засоби вимірювання ми поговоримо пізніше в розділі 3.

Розділ 2. Механіка

2.1. Предмет механіки. Класична, релятивістська та квантова механіки. Простір та час

Механіка – розділ фізики, який вивчає найбільш просту і найбільш загальну форму руху матерії – механічний рух, тобто зміну положення тіла в просторі з часом. Механіка поділяється на три частини:

кінематика – вивчає рух тіл без виявлення причин, що зумовили цей рух;

динаміка – вивчає закони руху тіл і причини, що зумовили цей рух;

статика – вивчає закони рівноваги тіл або системи тіл.

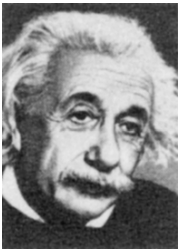
Класична механіка (Механіка Галілея¹ – Ньютона) вивчає рух макроскопічних тіл, що рухаються зі швидкостями, значно меншими за швидкість світла ($v \ll c$).



Г. Галілей

Релятивістська механіка (Механіка Ейнштейна²) вивчає рух макроскопічних тіл зі швидкостями, порівнянними зі швидкістю світла ($v \approx c$).

Квантова механіка (хвильова механіка) вивчає рух мікроскопічних тіл (окремих атомів та елементарних частинок з розмірами $\sim 10^{-10}$ м). Існує релятивістська квантова механіка.



А. Ейнштейн

Для фізики та інших природничих наук поняття простору та часу є основним. В *класичній механіці* простору та часу надавали абсолютний характер. Тобто вважали, що *простір є абсолютною пустотою*, яка має три виміри, а *час є характеристикою тривалості події*. Простір та час у класичній механіці Галілея – Ньютона розглядали у відриві один від одного.

¹ **Галілей** Галілео (1564-1642) – італійський фізик та астроном, один із засновників точного природознавства, член Академії деї Лінчеї (1611). В 1581 вступив до Пізанського ун-ту, де вивчав медицину. З 1589 професор Пізанського ун-ту, в 1592-1610 – Падуанського, а надалі – придворний філософ герцога Козімо II Медичи.

² **Ейнштейн** Альберт (1879-1955) – фізик-теоретик, основоположник спеціальної та загальної теорії відносності, квантової теорії. Закінчив Цюріхський політехнікум (1900), професор Цюріхського політехнікуму (1909-1913), професор Берлінського ун-ту та директор ін-ту фізики (1914-1933), 1933 емігрував до США, де до кінця життя працював у Пристонському ун-ті. Лауреат Нобелівської премії в області вивченні фотоелекту 1921 р.

Теорія відносності *А. Ейнштейна* вважає, що простір та час є взаємопов'язаними і цей зв'язок встановлюється певним рухом матерії в просторі та часі. Згідно з теорією *Ейнштейна* кожний матеріальний об'єкт має об'єм, тобто йому притаманна *просторова протяжність*, а час – виявляє *послідовність* явищ, процесів. Теорія відносності стверджує, що просторово-часові характеристики події залежать від швидкості руху даної системи відносно спостерігача та концентрації мас, в полі яких рухається ця система.

2.2. Кінематика

2.2.1. Фізичні моделі механіки. Системи відліку. Переміщення, шлях.

Рівняння руху матеріальної точки

Закономірності кінематики знаходять широке застосування в будівельній галузі. В першу чергу ці закономірності є базовими (фундаментальними) для таких будівельних та інженерних дисциплін як теоретична механіка, будівельна фізика, будівельна механіка тощо. Крім того, закони кінематики необхідно враховувати при проведенні будівельно-монтажних робіт, розрахунку і проектуванні будівельних машин та обладнання.

Механічним рухом тіла називається зміна положення тіла (або частин тіла) в просторі відносно інших тіл з часом. *Основною задачею кінематики* є визначення положення тіла у просторі відносно інших тіл у даний момент часу.

Одним з базових принципів сучасної фізики є так званий принцип моделювання. *Модель – це спрощені абстрактні об'єкти, базові властивості яких збігаються з деякими властивостями реальних об'єктів.* Прикладами найпростіших моделей, які найчастіше використовує фізика, можуть бути матеріальна точка, точковий заряд, ідеальна рідина, абсолютно чорне тіло тощо.

Заміна опису реального об'єкту (як правило надзвичайно складного) набагато простішим описом адекватної моделі дає змогу значно спростити процес його фізичного аналізу. Такий метод вивчення реальних об'єктів називають *моделюванням*.

Для опису механічного руху та розв'язання основної задачі кінематики вводять такі фізичні моделі та поняття:

матеріальна точка (МТ) – це тіло, що має масу, але розмірами якого в умовах даної задачі можна знехтувати;

абсолютно тверде тіло (АТТ) – тіло, деформацією якого за даних умов можна знехтувати;

суцільне середовище – тверді тіла, рідини та гази, молекулярною будовою яких нехтують за даних умов;

траєкторія – лінія, вздовж якої рухається тіло (рис. 2.1);

шлях – довжина траєкторії, позначається буквою S (рис. 2.1); шлях є величиною скалярною;

радіус-вектор – вектор \vec{r} , який з'єднує початок координат з точкою простору, в якій знаходиться тіло;

переміщення – вектор, проведений з точки I початку руху в точку 2 кінця руху (рис. 2.1), позначається $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$; переміщення є величиною векторною.

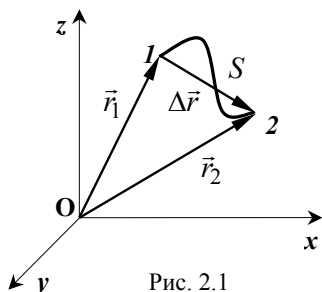


Рис. 2.1



Р. Декарт

Шлях, радіус-вектор та переміщення вимірюються в метрах (м).

Система відліку – це тіло відліку, пов'язана з ним система координат та спосіб завдання часу (наприклад, годинник).

Найбільш часто використовують декартову¹ прямокутну систему координат, в якій положення точки в просторі (рис. 2.1) визначають *радіус-вектором* або трьома координатами x, y, z .

Для криволінійного руху застосовують полярну систему координат $(\vec{r}; \varphi)$.

Рух МТ є заданим, якщо є відомими рівняння, які дозволяють визначити положення МТ відносно системи відліку в будь-який момент часу.

Формула, якою подається однозначний зв'язок між радіусом-вектором та часом, називається *рівнянням*

¹ **Декарт** Рене (1596-1650) – французький філософ, фізик, математик та фізіолог. Народився в селищі Лає. Закінчив єзуїтську колегію Ла-Флеш (Анжу), деякий час був військовим, мандрував. У 1628-49 роках жив в Голландії, в 1649 році переїхав в Стокгольм, де і помер.

руху. У векторній формі рівняння руху матеріальної точки (АТТ) має вираз:

$$\vec{r} = \vec{r}(t).$$

В скалярній формі рівняння руху задається залежністю кожної координати від часу:

$$x = x(t); y = y(t); z = z(t).$$

Рівняння траєкторії можна отримати, виключивши час t з рівняння руху. За видом траєкторії рух поділяють на *прямолінійний* та *криволінійний*. Найпростішим випадком криволінійного руху є рух по колу.

2.2.2. Швидкість та прискорення. Нормальне та тангенціальне прискорення

Для характеристики руху матеріальної точки вводиться поняття швидкості.

Середня швидкість є векторною фізичною величиною, яка дорівнює відношенню вектора переміщення до часу, за який це переміщення відбулося:

$$\vec{v}_{\text{cp}} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}.$$

Якщо визначити швидкість у даний момент часу, тобто взяти границю від \vec{v}_{cp} за умови $\Delta t \rightarrow 0$, то будемо мати *миттєву швидкість*:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{v}_{\text{cp}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad \text{або} \quad \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}.$$

Миттєва швидкість є першою похідною від радіус-вектора точки по часу. Оскільки січна в границі співпадає з дотичною, то вектор миттєвої швидкості спрямований вздовж дотичної до точки траєкторії. Отже, миттєва швидкість є швидкістю в даний момент часу в даній точці траєкторії.

Середню швидкість можна визначити й так:

$$v_{\text{cp}} = \frac{\Delta S}{\Delta t},$$

де ΔS – весь шлях, який пройшла МТ за весь час Δt .

При зменшенні Δt шлях ΔS буде наближатись до $|\Delta \vec{r}|$, тоді модуль миттєвої швидкості буде:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}, [m/c].$$

Тоді шлях, пройдений МТ, визначається рівнянням:

$$dS = v \cdot dt \quad \Rightarrow \quad S = \int_{t_1}^{t_2} v \cdot dt.$$

Прискорення – векторна фізична величина, яка показує зміну швидкості за одиницю часу.

Середнє прискорення:

$$\bar{a}_{cp} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}.$$

Миттєве прискорення:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}, [m/c^2].$$

У випадку криволінійного руху швидкість може змінюватись не тільки за величиною, а й за напрямком (рис. 2.2, а), тобто:

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

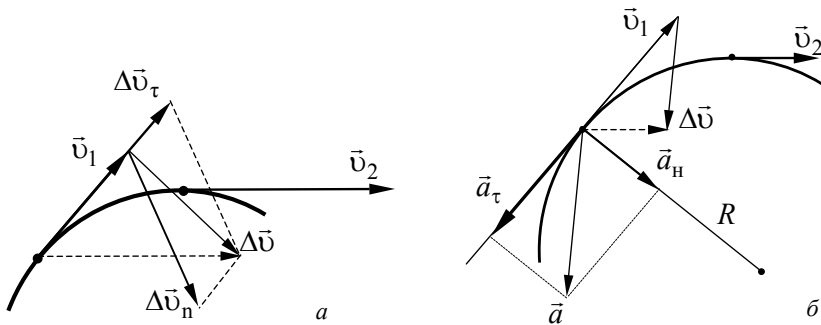


Рис. 2.2

Тоді перший доданок називається *тангенціальним прискоренням*, яке характеризує зміну швидкості за величиною (рис. 2.2, б) і визначається за формулою:

$$a_{\tau} = \frac{d\nu}{dt};$$

а другий доданок – *нормальним прискоренням*, яке характеризує зміну швидкості за напрямком (рис. 2.2, б) і визначається за формулою:

$$a_n = \frac{\nu^2}{R},$$

де R – радіус кривизни траєкторії (рис. 2.2).

Випадок, який показано на рис. 2.2, а, відповідає прискореному руху, а на рис. 2.2, б – сповільненому.

Повне прискорення \vec{a} є векторною сумою тангенціального і нормального прискорень, а модуль його визначається за теоремою Піфагора:

$$\vec{a} = \vec{a}_{\tau} + \vec{a}_n; \text{ модуль } a = \sqrt{a_{\tau}^2 + a_n^2}.$$

Наведемо деякі значення прискорень: протон у прискорювачі рухається по колу з нормальним прискоренням порядку 10^{16} м/с^2 ; лінійне прискорення реактивних снарядів досягає $\sim 30 \text{ м/с}^2$; прискорення хокейного м'яча – $\sim 10 \text{ м/с}^2$; прискорення автомобіля, який рухається з місця, досягає $1 \dots 2 \text{ м/с}^2$. Кутова швидкість ротора турбогенератора складає 314 рад/с , на відстані $0,5 \text{ м}$ від осі обертання прискорення точок досягає $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ м/с}^2$; точки обода колеса велосипеда мають нормальне прискорення $\sim 20 \text{ м/с}^2$.

Формула шляху при рівнозмінному русі ($\vec{a} = \text{const}$):

$$d\vec{\nu} = \vec{a} \cdot dt \Rightarrow \vec{\nu} = \int_{t_0}^t \vec{a} \cdot dt, \text{ або при } t_0 = 0 \quad \vec{\nu} = \vec{\nu}_0 + \vec{a} \cdot t.$$

Тоді формула шляху:

$$dS = \nu \cdot dt = \nu_0 dt + a \cdot t dt; \int_0^S dS = \int_{t=0}^t (\nu_0 dt + a \cdot t dt);$$

Отже, формула шляху при рівнозмінному русі:

$$S = S_0 + \nu_0 t + \frac{at^2}{2}.$$

2.2.3. Поступальний та обертальний рухи. Рух по колу. Кутова швидкість та кутове прискорення, їх зв'язок з лінійними величинами. Рівняння руху точки по колу

Види руху

Механічний рух можна класифікувати за видами траєкторії та за зміною швидкості (табл. 2).

Поступальний рух є рухом АТТ (рис. 2.3), при якому всі точки тіла описують паралельні траєкторії та мають однакові швидкість та прискорення в даний момент часу. Тому рух АТТ можна розглядати як рух МТ.

Обертальний рух є рухом АТТ (рис. 2.4), при якому всі точки тіла описують траєкторії у вигляді кола, центри яких лежать на прямій, яка називається віссю обертання. Площини, в яких знаходяться кола, є паралельними між собою та перпендикулярними до осі обертання.

Кінематичні характеристики обертального руху

Для описання обертального руху застосовується *полярна система координат*, яка включає: полюс (т. **O**) та полярну вісь (промінь **ON**), а положення МТ визначається радіус-вектором \vec{r} та кутом φ між полярною віссю та радіус-вектором (рис. 2.5).

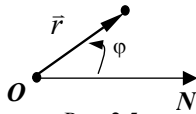


Рис. 2.5

Кутова швидкість – векторна фізична величина $\vec{\omega}$, що дорівнює першій похідній кута повороту $\Delta\vec{\varphi}$ радіус-вектора \vec{r} точки за часом:

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}, [rad/c].$$

Кутове прискорення є векторною фізичною величиною $\vec{\beta}$, що дорівнює першій похідній кутової швидкості за часом:

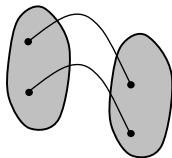


Рис. 2.3

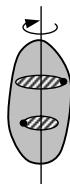


Рис. 2.4

$$\vec{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}, [rad/c^2].$$

Вектори кутового переміщення $\Delta\vec{\varphi}$ і кутової швидкості $\vec{\omega}$ є *аксіальними* (рис. 2.6), тобто спрямованими вздовж осі; їхній напрям встановлюється за правилом правого гвинта. Модуль вектора кутового переміщення $\Delta\vec{\varphi}$ дорівнює куту повороту радіус-вектора \vec{r} .

Кутове прискорення є також аксіальним вектором, напрям якого збігається з напрямом кутової швидкості $\vec{\omega}$ (рис. 2.6), якщо модуль кутової швидкості зростає з часом. Кутове прискорення спрямоване у протилежному напрямку до вектора кутової швидкості $\vec{\omega}$, якщо модуль кутової швидкості зменшується з часом.

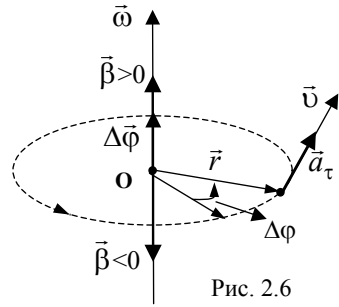


Рис. 2.6

Зв'язок кутових та лінійних величин

Нехай МТ пройшла за час Δt по колу з радіусом R шлях ΔS (рис. 2.7), а радіус-вектор повернувся на кут $\Delta \varphi$. Якщо довжина шляху:

$$\Delta S = R \cdot \Delta \varphi,$$

то лінійна швидкість:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \cdot \Delta \varphi}{\Delta t},$$

або
$$v = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \Rightarrow \boxed{v = \omega \cdot R}.$$

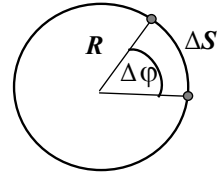


Рис. 2.7

Тоді тангенціальне прискорення буде:

$$a_{\tau} = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} \Rightarrow \boxed{a_{\tau} = \beta \cdot R},$$

а нормальне прискорення буде:

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R}, \boxed{a_n = \omega^2 R}.$$

Для руху по колу вводять поняття періоду та частоти обертання.

Період є часом, за який МТ здійснює один повний оберт, тобто радіус-вектор точки повертається на кут 2π . Тоді у випадку рівномірного руху:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{2\pi}{T} \Rightarrow T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Частота є кількістю повних обертів N , що здійснює МТ за одиницю часу:

$$v = \frac{N}{t}.$$

За один оберт:
$$v = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \Rightarrow \omega = 2\pi v.$$

Для рівноприскореного ($\beta = \text{const}$) обертального руху можна записати формули кутової швидкості та рівняння руху:

$$\boxed{\bar{\omega} = \bar{\omega}_0 + \bar{\beta} \cdot t}; \quad \boxed{\bar{\varphi} = \bar{\omega}_0 t + \frac{\bar{\beta} \cdot t^2}{2}}.$$

2.3. Динаміка

2.3.1. Закони Ньютонa. Сила. Маса. Центр мас. Інерціальні системи відліку. Імпульс

Динаміка є розділом фізики, який вивчає рух тіл та причини появи руху.

Закони динаміки широко використовуються фахівцями будівельної індустрії при розрахунку динамічних навантажень, які виникають в процесі експлуатації будівельних споруд та враховуються при конструюванні будівельних механізмів та машин. Знання законів динаміки дозволяє не тільки запобігти руйнуванню будівельних конструкцій, а й розраховувати величини навантажень, яких будуть зазнавати елементи будівельних конструкцій. Особливо ці знання будуть важливими при вивченні явища деформації та умов рівноваги систем.

Динаміка базується на трьох законах *Ньютонa*¹. Закони *Ньютонa* взято безпосередньо зі спостережень за природою. Вони визначають умови руху та взаємодії тіл.

І закон Ньютонa: існують такі інерціальні системи відліку, відносно яких тіло рухається рівномірно і прямолінійно ($\vec{v} = \text{const}$), або знаходиться в стані спокою, поки зовнішня дія не змінить цього стану.

Якраз тут доречно ввести нове поняття сили.

Сила \vec{F} , [Н] є векторною фізичною величиною, яка є кількісною мірою взаємодії між двома тілами або тілом та полем. Результатом цієї взаємодії є зміна швидкості тіла або зміна його форми та розмірів.

Отже, інерціальна система відліку (ІСВ) є системою відліку, відносно якої тіло рухається рівномірно та прямолінійно, або знаходиться у стані



І. Ньютон

¹ **Ньютон** Ісаак (1643-1727) – англійський вчений, основоположник класичної фізики. Член Лондонського королівського товариства, президент з 1703. Закінчив Кембріджський ун-т (1665), очолював у ньому кафедру (1669-1701). З 1699 – директор Монетного двора.

спокую, якщо дію інших тіл на дане тіло скомпенсовано.

Неінерціальна система відліку є системою відліку, яка рухається з прискоренням. Закони *Ньютона* в неінерціальних системах відліку не виконуються.

II закон Ньютона (умова змінного руху): *прискорення, яке отримує тіло внаслідок дії сили, є прямо пропорційним силі, що діє на нього, та обернено пропорційним масі цього тіла:*

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}.$$

На практиці на тіло може діяти одночасно декілька сил. Але кожна з сил діє незалежно від інших сил і надає тілу прискорення, яке визначається за II законом *Ньютона*. В цьому полягає *принцип незалежності дії сил*, тоді відповідно до нього можна записати:

$$\vec{a} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{F}_i}{m} = \frac{\vec{F}}{m}.$$

Маса, [кг] є динамічною характеристикою тіла, яка показує, як тіло може змінювати свою швидкість під дією іншого тіла. Вона є мірою інертності тіла.

В механіці *Ньютона* вважається, що:

- маса тіла не залежить від швидкості руху;
- маса тіла дорівнює сумі мас всіх частинок (або МТ), з яких воно складається (адитивна властивість маси);
- для даної сукупності тіл виконується *закон збереження маси* (при будь-яких процесах, що протікають в системі тіл, її маса залишається незмінною).

Центром мас (центром інерції) системи матеріальних точок (МТ) називається точка, радіус-вектор якої визначається співвідношенням:

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \cdot \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^N m_i},$$

де m_i – маса i -ої МТ системи, \vec{r}_i – радіус-вектор цієї МТ, N – кількість МТ даної системи.

Отримаємо вираз II закону *Ньютона* у диференціальній формі.

Враховуючи, що $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ та $m = \text{const}$, з II закону *Ньютона*

будемо мати:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{F}_i}{m} \text{ або } \sum_{i=1}^N \vec{F}_i = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}.$$

Позначимо: $\boxed{\vec{p} = m\vec{v}}$, $\left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}} \right]$.

Ця величина дістала назву *імпульсу* тіла.

Імпульс тіла є векторною фізичною величиною, яка дорівнює добутку маси МТ на її швидкість. Напрямок вектора імпульсу тіла співпадає з напрямком вектора лінійної швидкості МТ.

Тоді **II закон Ньютона** (у диференціальній формі) можна сформулювати таким чином: *в інерціальних системах відліку зміна імпульсу тіла дорівнює векторній сумі сил, що діють на дане тіло:*

$$\boxed{\sum_{i=1}^N \vec{F}_i = \frac{d\vec{p}}{dt}}.$$

III закон Ньютона (умови взаємодії тіл) формулюється так: *сили, з якими два тіла діють одне на інше, мають однакову природу, є рівними за величиною, протилежними за напрямком, спрямованими вздовж однієї прямої, яка з'єднує їх центри і прикладаються до різних тіл* (рис. 2.8):

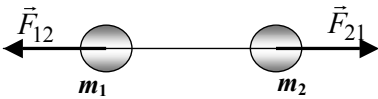


Рис. 2.8

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}.$$

2.3.2. Закон збереження імпульсу. Рух тіл змінної маси

Збереження імпульсу

Розглянемо систему N матеріальних точок, маси яких m_1, m_2, \dots, m_N , що рухаються зі швидкостями $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_N$ та на які діють зовнішні сили $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_N$ (рис. 2.9).

Запишемо II закон *Ньютона* в диференціальній формі для кожної МТ системи:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{p}_1}{dt} = \vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} + \dots + \vec{f}_{1N} + \vec{F}_1; \\ \frac{d\vec{p}_2}{dt} = \vec{f}_{21} + \vec{f}_{23} + \dots + \vec{f}_{2N} + \vec{F}_2; \\ \frac{d\vec{p}_i}{dt} = \vec{f}_{i1} + \vec{f}_{i2} + \dots + \vec{f}_{iN} + \vec{F}_i; \\ \dots \\ \frac{d\vec{p}_N}{dt} = \vec{f}_{N1} + \vec{f}_{N2} + \dots + \vec{f}_{N,N-1} + \vec{F}_N. \end{array} \right.$$

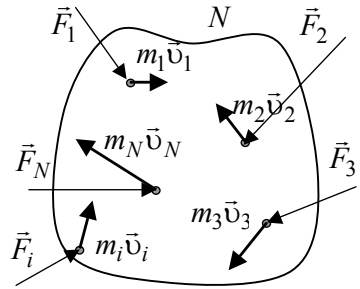


Рис. 2.9

Додамо всі рівняння цієї системи, врахувавши, що за *III законом Ньютона* сума всіх внутрішніх сил буде рівною нулю:

$$[f_{12} + (-f_{21})] + [f_{13} + (-f_{31})] + \dots + [f_{1N} + (-f_{N1})] = 0;$$

$$\frac{d}{dt}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N.$$

В останньому рівнянні $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i$, тобто ця сума є векторною сумою всіх зовнішніх сил, що діють на дану систему МТ.

Якщо $\sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0$, таку систему називають *замкненою*. Тоді:

$$\frac{d}{dt}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N) = 0.$$

Похідна від суми дорівнює нулю за умови, що:

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N = \text{const}$$

Або

$$\boxed{\sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \text{const}}.$$

Останні рівняння й виражають **закон збереження імпульсу** (один з фундаментальних законів природи): *сумарний імпульс замкненої системи МТ з часом не змінюється.*

Рух тіл змінної маси

Рух деяких тіл супроводжується зміною їх маси, наприклад маса ракети зменшується за рахунок витікання газів, що утворюються при згоранні палива.

Застосуємо *II закон Ньютона* до руху ракети. Якщо в момент часу t маса ракети m , її швидкість \vec{v} , то через деякий час dt її маса зменшується на dm та стане рівною $(m - dm)$, а швидкість буде $(\vec{v} + d\vec{v})$. Зміна імпульсу системи за час dt :

$$d\vec{p} = [(m - dm)(\vec{v} + d\vec{v}) + dm(\vec{v} + \vec{u})] - m\vec{v},$$

де \vec{u} – швидкість витікання газів відносно ракети. Тоді:

$$d\vec{p} = m\vec{v} + m \cdot d\vec{v} - dm \cdot \vec{v} - dm \cdot d\vec{v} + dm \cdot \vec{v} + dm \cdot \vec{u} - m\vec{v};$$

в останній формулі $dm \cdot d\vec{v}$ є малою величиною більшого порядку порівняно з іншими доданками (нею можна знехтувати), отже, після скорочень, маємо:

$$d\vec{p} = m \cdot d\vec{v} + \vec{u} \cdot dm.$$

Якщо на систему діють зовнішні сили, то за *II законом Ньютона* $d\vec{p} = \vec{F} \cdot dt$, маємо:

$$\vec{F} \cdot dt = m \cdot d\vec{v} + \vec{u} \cdot dm.$$

Таким чином, ми отримали *рівняння руху тіла змінної маси*, яке вперше було отримано *Мещерським*¹:

$$\boxed{m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \vec{u} \frac{dm}{dt}}.$$

Член $F_p = -\vec{u} \frac{dm}{dt}$

в останньому рівнянні називають *реактивною силою*.

Якщо швидкість газів \vec{u} є протилежною швидкості \vec{v} , то ракета прискорюється, а якщо \vec{u} спрямована так само, як і \vec{v} , то ракета гальмує.

Застосуємо *рівняння Мещерського* до прямолінійного руху ракети, на яку не діють зовнішні сили ($F = 0$) та вважаючи, що швидкість газів відносно ракети не змінюється $\vec{u} = const$:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{u} \frac{dm}{dt}.$$

¹ **Мещерський** І.В. (1859-1935) – радянський вчений в області теоретичний та прикладної механіки. Закінчив фіз.-мат. ф-т Петербурзького ун-ту (1882), зав. каф. теоретичної механіки Петербурзького політехнічного ін-ту (з 1902).

Звідси:

$$v = -u \int \frac{dm}{m} = -u \ln m + C.$$

Значення сталої інтегрування визначимо з початкових умов. Якщо в початковий момент часу швидкість ракети дорівнює нулю, а її стартова маса m_0 , то:

$$C = u \ln m_0.$$

Остаточно отримаємо формулу Ціолковського¹:

$$v = u \ln \frac{m_0}{m}.$$

Дане співвідношення показує, що:

- 1) чим більшою є кінцева маса ракети, тим більшою повинна бути стартова маса ракети m_0 ;
- 2) чим більшою є швидкість витікання газів u , тим більшою може бути кінцева маса при даній стартовій масі ракети.

Примітка. Рівняння Мецгерського та формула Ціолковського отримані для нерелятивістського руху, тобто коли швидкість ракети та газів малі порівняно зі швидкістю світла у вакуумі.

2.3.3. Динаміка обертального руху. Момент сили. Момент інерції.

Момент імпульсу. Закон динаміки обертального руху. Закон збереження моменту імпульсу

Момент сили та момент інерції

Розглядаючи кінематику обертального руху АТТ, з'ясували, що кутові величини є однаковими для всіх точок тіла, що обертається. Тому логічним буде ввести деякі динамічні кутові характеристики і за їх допомогою описувати динаміку обертального руху. Очевидно, що вони повинні бути аналогом характеристик поступального руху. Аналогом сили буде *момент сили* \vec{M} , аналогом маси – *момент інерції* \vec{J} , аналогом імпульсу – *момент імпульсу* \vec{L} .

¹ Ціолковський К.Е. (1857-1935) – російський вчений та винахідник в області аеродинаміки, ракетодинаміки, теорії літака, основоположник сучасної космонавтики. Народився в с. Іжевське в сім'ї лісничого. В дитинстві після хвороби майже повністю втратив слух та з 14 років займався самостійно. В 1879 екстерном склав іспити на звання вчителя та викладав арифметику та геометрію в Боровському повітовому училищі Калузької губернії. Був прийнятий в Російське фізико-хімічне товариство. В 1892 переїхав в Калугу, де викладав фізику та математику в гімназії та єпархіальному училищі.

Момент сили відносно точки є *векторним добутком радіус-вектора \vec{r} сили на силу \vec{F}* (рис. 2.10):

$$\boxed{\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{F}]}, [\text{Н} \cdot \text{м}].$$

Вектор моменту сили завжди спрямовується вздовж осі обертання та є перпендикулярним до площини, в якій лежать вектори \vec{r} та \vec{F} (рис. 2.10). Напрямок вектора моменту сили знаходиться за правилом правого гвинта.

Модуль моменту сили знаходиться так:

$$M = F \cdot r \sin \alpha,$$

де $r \sin \alpha = d$ – плече сили (найкоротша відстань від точки обертання до лінії дії сили).

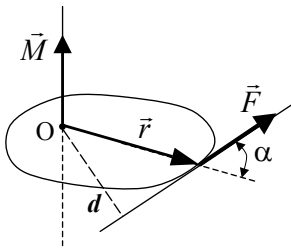


Рис.2.10

Момент сили відносно осі є *скалярною фізичною величиною, яка дорівнює проекції на вісь моменту сили, визначеного відносно довільної точки O даної осі.*

Момент імпульсу MT відносно точки є *векторною фізичною величиною, яка дорівнює векторному добутку радіус-вектора імпульсу на імпульс MT* (рис. 2.11):

$$\boxed{\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}] = [\vec{r} \times m\vec{v}]}, \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} \right].$$

Вектор моменту імпульсу спрямований вздовж осі обертання та є перпендикулярним до площини, в якій лежать вектори \vec{r} та \vec{p} (рис. 2.11). Напрямок вектора моменту сили знаходиться за правилом правого гвинта.

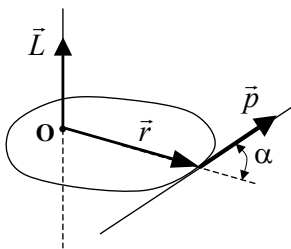


Рис.2.11

Модуль моменту імпульсу:

$$L = r \cdot mv \cdot \sin \alpha,$$

де α – кут між векторами \vec{r} та \vec{p} (рис. 2.11).

Момент імпульсу відносно осі є *скалярною фізичною величиною, яка дорівнює проекції на вісь моменту імпульсу, визначеного відносно довільної точки O даної осі.*

Розглянемо обертальний рух АТТ відносно нерухомої осі Z . Кожна точка АТТ рухається по колу радіусом r_i з деякою швидкістю v_i (рис. 2.12).

Момент імпульсу кожної МТ відносно осі Z :

$$L_{iz} = r_i \cdot m_i v_i, \text{ де } v_i = \omega \cdot r_i.$$

Тоді:

$$L_{iz} = r_i \cdot m_i \cdot \omega \cdot r_i \text{ або } L_{iz} = m_i \cdot r_i^2 \cdot \omega.$$

Введемо позначення моменту інерції МТ відносно осі Z :

$$\boxed{j_{iz} = m_i \cdot r_i^2}, \text{ [кг} \cdot \text{м}^2\text{]}.$$

Для всього АТТ момент імпульсу:

$$\sum_{i=1}^N L_{iz} = \sum_{i=1}^N m_i \cdot r_i^2 \cdot \omega = \omega \cdot \sum_{i=1}^N m_i \cdot r_i^2,$$

де $\boxed{J_z = \sum_{i=1}^N m_i \cdot r_i^2}$ – момент інерції АТТ відносно нерухомої осі Z .

Момент інерції АТТ відносно нерухомої осі є скалярною фізичною величиною, яка дорівнює алгебраїчній сумі добутків мас m_i всіх елементарних точок АТТ на квадрат їх найкоротших відстаней до осі обертання r_i .

Оскільки всі точки АТТ при обертанні мають однакову кутову швидкість, то момент імпульсу та момент інерції АТТ пов'язані співвідношенням:

$$\boxed{\vec{L} = J \cdot \vec{\omega}}.$$

Якщо тіло є однорідним і має вісь симетрії, то, позначивши через dm елементарну масу, що міститься в елементарному об'ємі dV , а через r – відстань від цього об'єму до осі обертання, запишемо формулу для обчислення моменту інерції тіла:

$$J = \int_V r^2 dm = \int_V r^2 \rho dV,$$

де $\rho = dm/dV$ – густина речовини, з якої виготовлено тіло.

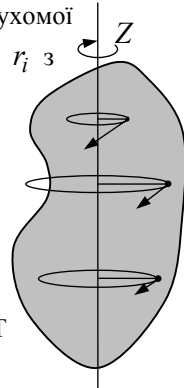


Рис.2.12

Наведемо приклад обчислення моменту інерції плоского однорідного диска (циліндра) відносно осі, яка проходить через його центр (рис. 2.13, *a*). Радіус диска позначимо R , товщину – H , густина речовини – ρ .

За елементарний об'єм dV візьмемо об'єм нескінченно тонкого циліндричного шару завтовшки dr з радіусом r (рис. 2.13, *a*):

$$dV = 2\pi r dr \cdot H,$$

а елементарна маса, відповідно, дорівнюватиме:

$$dm = \rho dV = 2\pi \rho r dr \cdot H.$$

Тоді момент інерції диска буде:

$$J = \int_0^R r^2 dm = 2\pi \rho H \int_0^R r^2 dr = 2\pi \rho H \cdot \frac{R^4}{4} = \pi R^2 H \rho \cdot R^2.$$

Тому що маса диска $m = \pi R^2 H \rho$, остаточно маємо: $J = \frac{1}{2} m R^2$.

Треба зауважити, що суттєвою відмінністю маси від моменту інерції є те, що маса даного тіла одна, а моментів інерції може бути скільки завгодно, бо момент інерції визначається відносно будь-якої осі.

Якщо вісь обертання лежить поза тілом, то для визначення його моменту інерції доцільно скористатись *теоремою Штейнера* (рис. 2.13, *б*): момент інерції тіла відносно осі $O-O$, яка не проходить через його центр мас та є паралельною до осі $O'-O'$, яка проходить через тіло, дорівнює сумі моменту інерції відносно осі $O'-O'$ та добутку маси тіла на квадрат відстані d між цими осями:

$$J = J_0 + md^2.$$

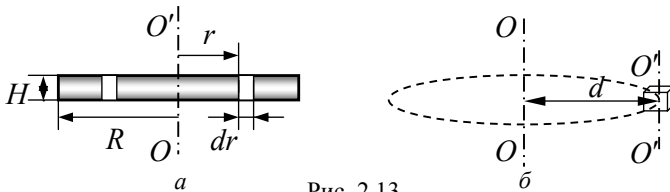


Рис. 2.13

Закон динаміки обертального руху

Запишемо II закон Ньютона в диференціальній формі та помножимо праву та ліву частину на радіус-вектор:

$$\sum_{i=1}^N \vec{F}_i = \frac{d\vec{p}}{dt} \Rightarrow \sum_{i=1}^N [\vec{r} \times \vec{F}_i] = \frac{d[\vec{r} \times \vec{p}]}{dt}.$$

Тоді:

$$\sum_{i=1}^N \vec{M}_i = \frac{d\vec{L}}{dt}.$$

Остання формула виражає закон динаміки обертального руху в диференціальній формі: Відносно ICB (інерціальних систем відліку) зміна моменту імпульсу АТТ дорівнює векторній сумі моментів зовнішніх сил, які діють на це тіло.

Враховуючи формулу зв'язку $\vec{L} = J \cdot \vec{\omega}$ при $J = \text{const}$, будемо мати:

$$\sum_{i=1}^N \vec{M}_i = \frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d(J \cdot \vec{\omega})}{dt} = J \frac{d\vec{\omega}}{dt},$$

де $\vec{\beta} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$ – кутове прискорення.

Або:

$$\sum_{i=1}^N \vec{M}_i = J \cdot \vec{\beta}.$$

Закон збереження моменту імпульсу

Для замкнених систем сума моментів зовнішніх сил, що діють на тіло, дорівнює нулю:

$$\sum_{i=1}^N \vec{M}_i = \frac{d\vec{L}}{dt} = 0.$$

Тоді:

$$\vec{L} = \text{const}.$$

Остання формула виражає закон збереження моменту імпульсу: в замкненій системі момент імпульсу залишається сталим при будь-якій взаємодії тіл цієї системи між собою.

Цей закон є одним з фундаментальних законів природи.

2.4. Статика. Умови рівноваги твердого тіла.

Центр ваги. Види рівноваги

Статика – розділ механіки, в якому розглядають умови рівноваги системи.

Питання рівноваги механічних систем має важливе значення для будівельної галузі. Знання законів рівноваги, які використовуються в будівельній механіці, дозволяє розрахувати та побудувати будівельну споруду.

Рівноважний стан механічної системи є станом, при якому всі точки системи знаходяться в стані спокою відносно даної системи відліку.

Умовою рівноваги матеріальної точки відносно ІСВ є рівність нулю векторної суми всіх сил, прикладених до МТ:

$$\sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0 .$$

Якщо АТТ має закріплену (нерухому) вісь обертання, умовою рівноваги є рівність нулю векторної суми всіх зовнішніх моментів сил, прикладених до АТТ, відносно цієї осі:

$$\sum_{i=1}^N \vec{M}_i = 0 .$$

Треба зауважити, що *центр мас* та *центр ваги* АТТ не є тотожними поняттями, хоча для деяких тіл вони можуть і співпадати. Для введення поняття центра ваги тіла подумки розіб'ємо АТТ на елементарні маси. На кожну з таких елементарних мас буде діяти елементарна сила тяжіння. Тоді *центр ваги* – це єдина точка всередині тіла (або поза ним, наприклад для кільця) відносно якої сума моментів всіх елементарних сил тяжіння дорівнює нулю.

Розрізняють три види рівноваги АТТ – стійка, нестійка та байдужа.

1. Рівновага тіла в деякому положенні називається *стійкою*, якщо при будь-якому відхиленні тіла від цього положення виникають сили або моменти сил, які намагаються повернути тіло в попереднє положення (рис. 2.14, а).

2. Рівновага тіла в деякому положенні називається **нестійкою**, якщо при будь-якому відхиленні тіла від цього положення виникають сили або моменти сил, які намагаються ще більше відхилити тіло від попереднього положення (рис. 2.14, б).

3. Рівновага тіла в деякому положенні називається **байдужою**, якщо при будь-якому відхиленні тіла від цього положення не виникають сили або моменти сил, які намагаються повернути тіло в попереднє положення або ще більше відхилити тіло від попереднього положення (рис. 2.14, в).

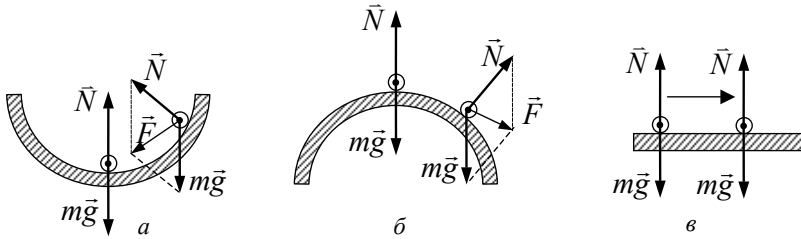


Рис. 2.14

Однією з важливих умов стійкої рівноваги є *принцип мінімуму потенціальної енергії* – положенню стійкої рівноваги відповідає мінімальне значення потенціальної енергії порівняно з її значенням в найближчих сусідніх точках положення, які допускаються даними зв'язками.

Не менш цікавою та важливою умовою рівноваги системи (наприклад, будівлі – Пізанської вежі) є те, що тіло буде знаходитись у рівновазі, якщо лінія дії сили тяжіння не виходить за площу опори тіла (рис. 2.15, а). В іншому випадку виникає обертальний момент сили та споруда може перекинутися (рис. 2.15, б).

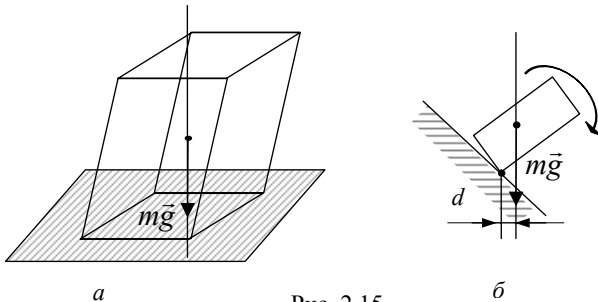


Рис. 2.15

2.5. Енергія, робота та потужність

2.5.1. Енергія та робота. Потужність. Кінетична енергія поступального та обертального рухів

Основні поняття

Досліди і спостереження переконують у тому, що механічний рух ніколи не зникає безслідно, а перетворюється в інші форми руху та й виникає внаслідок дії інших тіл або внаслідок перетворення інших форм руху. Наприклад: теплова енергія двигуна внутрішнього згорання дає можливість з'явитися механічному руху автомобіля; при гальмуванні механізму механічна енергія перетворюється у теплову і таке інше.

Енергія – це універсальна кількісна міра руху і взаємодії всіх видів матерії, яка зберігається при будь-яких перетвореннях одних форм руху матерії в інші. Енергія поділяється за різними формами руху:

- на механічну;
- на внутрішню;
- на електромагнітну;
- на хімічну;
- на ядерну тощо.

Розглянемо механічну енергію та її види. *Механічна енергія* характеризує рух і взаємодію тіл (або частин тіла) та є функцією їхніх швидкостей та взаємного розташування.

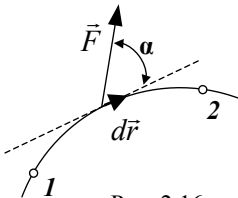


Рис. 2.16

Механічний рух характеризується імпульсом та енергією. *Імпульс* описує динамічний стан руху. *Енергія* кількісно характеризує рух з урахуванням можливості переходу його з однієї форми в іншу. В процесі взаємодії тіл між ними відбувається обмін енергією. *Кількісною мірою зміни енергії взаємодіючих тіл є робота.*

Елементарною роботою dA змінної сили \vec{F} на елементарному переміщенні $d\vec{r}$ (рис. 2.16) називається скалярний добуток:

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = \vec{F} \cdot d\vec{r} \cdot \cos(\widehat{\vec{F}; d\vec{r}}), \text{ [Дж]}.$$

Тоді повна робота сили вздовж траєкторії з точки 1 в точку 2 (рис. 2.16):

$$A = \int_1^2 (\vec{F} \cdot d\vec{r}).$$

Інтенсивність виконання роботи характеризують потужністю. *Потужність* – скалярна фізична величина, яка дорівнює роботі, виконаній за одиницю часу:

$$N = \frac{dA}{dt}, [\text{Вт}].$$

Якщо МТ або АТТ рухаються зі швидкістю \vec{v} , то потужність буде:

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{(\vec{F} \cdot d\vec{r})}{dt} = \left(\vec{F} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = (\vec{F} \cdot \vec{v}) \text{ або } N = F \cdot v \cdot \cos \alpha,$$

де α – кут між векторами \vec{F} та \vec{v} .

Кінетична енергія поступального руху

З формули механічної роботи та II закону Ньютонa в диференціальній формі, враховуючи, що $m \neq f(v)$, випливає:

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \cdot d\vec{r} \right) = \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot d\vec{p} \right) = (\vec{v} \cdot d\vec{p}) = (\vec{v} \cdot m d\vec{v}) = m(\vec{v} \cdot d\vec{v}).$$

В останній формулі скалярний добуток (рис. 2.17):

$$(\vec{v} \cdot d\vec{v}) = |\vec{v}| \cdot |d\vec{v}| \cdot \cos \alpha = v \cdot dv.$$

Тоді

$$dA = m \cdot v \cdot dv.$$

Повна робота при переміщенні з точки 1 в точку 2 траєкторії:

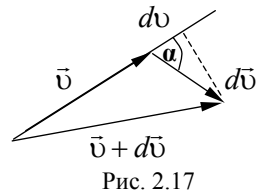
$$A_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} m \cdot v \cdot dv = \frac{m \cdot v^2}{2} \Big|_{v_1}^{v_2} = \frac{m \cdot v_2^2}{2} - \frac{m \cdot v_1^2}{2}.$$

Введемо позначення:

$$W_K = \frac{m \cdot v^2}{2}.$$

Остання формула є виразом кінетичної енергії поступального руху тіла.

Кінетична енергія МТ – скалярна фізична величина, яка є мірою її механічного руху відносно даної інерціальної системи відліку та вимірюється роботою, яку може здійснити МТ при її гальмуванні до повної зупинки.



Тоді формула роботи, яка виражає теорему про кінетичну енергію: *робота всіх зовнішніх сил, які діють на МТ, дорівнює приросту кінетичної енергії цієї МТ:*

$$A_{1,2} = W_{K2} - W_{K1}.$$

Кінетична енергія обертального руху

Запишемо вираз для кінетичної енергії i -ої матеріальної точки АТТ:

$$W_{Ki} = \frac{m_i \cdot v_i^2}{2}.$$

Врахуємо, що:

$$v_i = \omega \cdot r_i,$$

де ω – кутова швидкість обертання АТТ.

Тоді:

$$W_{Ki} = \frac{m_i \cdot \omega^2 \cdot r_i^2}{2},$$

де $m_i \cdot r_i^2 = j_i$ – момент інерції i -ої МТ; $W_{Ki} = \frac{j_i \cdot \omega^2}{2}$ – кінетична енергія обертального руху i -ої матеріальної точки АТТ.

Для всього АТТ:

$$W_K = \sum_{i=1}^N W_{Ki} = \sum_{i=1}^N \frac{j_i \cdot \omega^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N j_i,$$

де $J = \sum_{i=1}^N j_i$ – момент інерції АТТ.

Отже, кінетична енергія обертального руху АТТ:

$$W_K = \frac{J \cdot \omega^2}{2}.$$

На закінчення можемо навести зведену табл. 1 фізичних величин та законів, які характеризують та описують поступальний і обертальний рух.

**Поняття та формули, які характеризують поступальний та
обертальний рухи; зв'язок лінійних і кутових величин**

<i>Поступальний рух</i>	<i>Обертальний рух</i>
1. Переміщення: $\Delta \vec{r}$.	1. Кутове переміщення: $d\vec{\varphi}$.
2. Шлях: dS ; $dS = R d\varphi$.	2. Кутовий шлях: $d\varphi$.
3. Швидкість лінійна $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}; \vec{v} = [\vec{\omega} \times \vec{r}].$	3. Кутова швидкість: $\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}.$
4. Прискорення: $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2};$ тангенціальне: $\vec{a}_\tau = \frac{d \vec{v} }{dt};$ $\vec{a}_\tau = [\vec{\beta} \times \vec{r}];$ нормальне: $\vec{a}_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R.$	4. Кутове прискорення: $\vec{\beta} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2}.$
5. Сила: \vec{F} .	5. Момент сили: $\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{F}].$
6. Імпульс: $\vec{p} = m\vec{v}$.	6. Момент імпульсу: $\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}];$ $\vec{L} = J\vec{\omega}.$
7. Маса: m .	7. Момент інерції: $J = mr^2.$
8. II закон <i>Ньютона</i> : $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}.$	8. II закон <i>Ньютона</i> : $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}.$
9. Формула швидкості та рівняння руху при рівнозмінному прямолінійному русі: $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}t; S = v_0 \cdot t \pm \frac{a \cdot t^2}{2}.$	9. Формула кутової швидкості та рівняння руху при рівнозмінному русі по колу: $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 + \vec{\beta} \cdot t; \varphi = \omega_0 \cdot t \pm \frac{\beta \cdot t^2}{2}.$
10. Формула кінетичної енергії: $W_k = \frac{mv^2}{2}.$	10. Формула кінетичної енергії: $W_k = \frac{J\omega^2}{2}.$

2.5.2. Потенціальна енергія. Консервативні сили та потенціальні системи. Потенціальна енергія матеріальної точки у полі тяжіння. Енергія пружно деформованого тіла

Поняття потенціальної енергії

Потенціальна енергія є частиною загальної механічної енергії системи, яка визначається взаємним розміщенням тіл (або частин тіла) системи та характером сил взаємодії між ними.

Систему МТ можна характеризувати потенціальною енергією, якщо на неї діють тільки *консервативні сили*.

Консервативні сили є силами, робота яких не залежить від форми траєкторії, вздовж якої рухається тіло, а залежить тільки від початкового та кінцевого положення тіла.

Консервативними силами в механіці є тільки дві сили: тяжіння $F = mg$ та пружності $F = -kx$. Всі інші сили є дисипативними (від „розсіяння”), тобто робота їх призводить до зменшення енергії системи. Прикладами дисипативних сил можуть бути сила тертя $F = \mu N$, сила опору в рідинах або газах $F_c = 6\pi\eta r v$ тощо. Зробимо висновки.

1. Робота консервативних сил по замкненій траєкторії дорівнює нулю:

$$A = \oint_L (\vec{F} \cdot d\vec{r}) \equiv 0.$$

2. Поля, в яких діють тільки консервативні, сили називаються *потенціальними*.

Мірою зміни потенціальної енергії системи при її переході з одного стану в інший є робота консервативних сил. Оскільки мова йде про різницю значень потенціальної енергії, то нуль відліку потенціальної енергії – *нульовий рівень потенціальної енергії*, в кожній точці якого $W_{\Pi} = 0$, вибирають довільно, користуючись міркуваннями спрощення задачі. В зв'язку з цим потенціальна енергія може бути додатною, від'ємною та рівною нулю, тоді як кінетична енергія системи має завжди додатне значення.

Розглянемо зв'язок між зміною потенціальної енергії та роботою, яку виконують консервативні сили. Нехай, точка 0 є нульовим рівнем потенціальної енергії (рис. 2.18), в якій $W_{\Pi} = 0$. Тоді робота при переміщенні з точки 1 в точку 2 буде:

$$A_{12} = A_{102} = A_{10} + A_{02}.$$

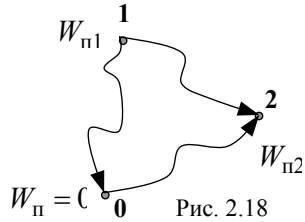
Але:

$$A_{10} = W_{п1} - 0 = W_{п1}, \text{ та}$$

$$A_{02} = 0 - W_{п2} = -W_{п2}.$$

Тоді:

$$A_{12} = W_{п1} - W_{п2},$$



або:

$$\boxed{A_{12} = -(W_{п2} - W_{п1})}.$$

Висновок: робота консервативної сили при переміщенні системи між 2-ма положеннями дорівнює зменшенню її потенціальної енергії.

Знайдемо зв'язок між силою та потенціальною енергією:

Через те, що механічна елементарна робота дорівнює:

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{r},$$

та з, іншого боку, робота консервативних сил при елементарній зміні конфігурації системи дорівнює приросту потенціальної енергії, взятому зі знаком мінус, то робота здійснюється за рахунок зменшення потенціальної енергії:

$$dA = -dW_{п},$$

тоді:

$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = -dW_{п}.$$

Звідси:

$$W_{п} = -\int \vec{F} \cdot d\vec{r} + C,$$

де C є сталою інтегрування, тобто потенціальна енергія визначається завжди з точністю до деякого значення.

Для консервативних сил:

$$\boxed{\vec{F} = -\overline{\text{grad}W_{п}}},$$

де $\overline{\text{grad}W_{п}} = \frac{\partial W_{п}}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial W_{п}}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial W_{п}}{\partial z} \vec{k}$ – градієнт скаляра потенціальної енергії.

Потенціальна енергія матеріальної точки у полі тяжіння

За нульовий рівень потенціальної енергії виберемо поверхню Землі (рис. 2.19). Елементарна робота сили тяжіння:

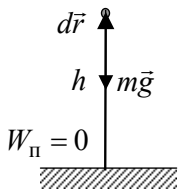


Рис. 2.19

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = F \cdot dr \cdot \cos 180.$$

Повна робота при переміщенні на висоту h :

$$A = \int_h^0 (-mg \cdot dh) = -mgh \Big|_h^0 = -(mg \cdot 0 - mg \cdot h).$$

Отже, $W_{II} = mgh$ є формулою для потенціальної енергії тіла, піднятого на висоту h над Землею.

Потенціальна енергія пружно деформованого тіла

Розглянемо тіло, приєднане до пружини, яка має коефіцієнт жорсткості k (рис. 2.20). Після того, як пружину розтягнули на Δx , виникла сила пружності $F = -k\Delta x$. Тоді робота сили пружності:

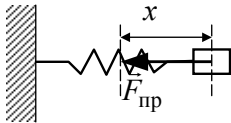


Рис. 2.20

$$A = \int_x^0 F_{пр} \cdot dx = \int_x^0 (-kx \cdot dx) = -k \int_x^0 x \cdot dx;$$

$$A = -k \frac{x^2}{2} \Big|_x^0 = -k \left(0 - \frac{x^2}{2} \right) = - \left(k \cdot 0 - \frac{kx^2}{2} \right).$$

Отже, $W_{II} = \frac{kx^2}{2}$ є формулою для потенціальної енергії пружно

деформованого тіла, де x – значення абсолютного видовження (стиснення).

2.5.3. Закон збереження енергії у механіці. Пружний та непружний удари тіл та частинок

Закон збереження енергії

Нехай на систему діють тільки консервативні сили, тоді робота на шляху з стану I в стан 2 буде:

$$A_{12} = W_{K2} - W_{K1} \text{ або } A_{12} = -(W_{II2} - W_{II1}).$$

Прирівняємо:

$$W_{K2} - W_{K1} = -(W_{II2} - W_{II1}) = W_{II1} - W_{II2},$$

або:

$$W_{K1} + W_{\Pi1} = W_{K2} + W_{\Pi2}.$$

Сума $W = W_K + W_{\Pi}$ є повною механічною енергією системи.

Тоді закон збереження повної механічної енергії буде формулюватись таким чином:

повна механічна енергія системи, на яку діють тільки консервативні сили, при її русі з часом не змінюється, а може відбуватися лише перетворення кінетичної енергії в потенціальну:

$$W = W_K + W_{\Pi} = \text{const}.$$

Пружний та непружний удари тіл та частинок

Зако́ни збереження імпульсу та енергії можуть бути використані для встановлення співвідношень між різними величинами при зіткненні тіл. Розрізняють *пружне* та *непружне* зіткнення. Останнє супроводжується зміною внутрішньої енергії через пластичні деформації. У реальних системах зіткнення тіл тією чи іншою мірою є непружними вже хоча б тому, що супроводжуються деяким нагріванням тіл, що стикаються, і збільшенням кінетичної енергії теплового руху молекул.

У фізиці поняття про повністю пружні зіткнення відіграє важливу роль. З такими зіткненнями часто доводиться мати справу у фізиці елементарних частинок. У мікросвіті енергія сприймається і віддається тільки порціями – квантами. Тому є можливими абсолютно пружні зіткнення.

Удар є зіткненням двох або більше тіл, при якому взаємодія триває дуже короткий час. Удар називається *центральним*, якщо тіла до удару рухаються вздовж прямої, яка проходить через їхні центри мас. Надалі розглянемо тільки центральні абсолютно пружні та абсолютно непружні удари тіл замкненої системи.

1. *Абсолютно пружний удар* є зіткненням двох тіл, в результаті якого в обох тілах, що взаємодіють, не залишається ніяких деформацій і вся кінетична енергія, яку мали тіла до удару, після зіткнення знову перетворюється в кінетичну енергію.

Запишемо закони збереження імпульсу та енергії для прямого центрального удару, врахувавши, що вектори швидкостей тіл до (\vec{v}_1, \vec{v}_2) та після удару (\vec{u}_1, \vec{u}_2) лежать на прямій, яка з'єднує їх центри (рис. 2.21):

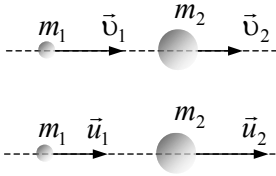


Рис. 2.21

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2;$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2}.$$

Після деяких математичних перетворень отримаємо таку систему рівнянь для швидкостей тіл після зіткнення:

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2};$$

$$u_2 = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1 v_1}{m_1 + m_2}.$$

Розглянемо декілька окремих випадків.

А. При $v_2 = 0$ та $m_1 = m_2$, тобто якщо друге тіло не рухалось до зіткнення. Тоді:

$$u_1 = \frac{0 + 2m \cdot 0}{m + m} = 0;$$

$$u_2 = \frac{(m - m) \cdot 0 + 2m v_1}{m + m} = v_1.$$

Отже, перше тіло після зіткнення зупиниться ($u_1 = 0$), а друге буде рухатись з такою ж швидкістю і в тому ж напрямі, в якому рухалось перше тіло ($u_2 = v_1$).

Б. При $m_1 = m_2$:

$$u_1 = \frac{(m - m)v_1 + 2m v_2}{m + m} = \frac{2m v_2}{2m} = v_2;$$

$$u_2 = \frac{(m - m)v_2 + 2m v_1}{m + m} = \frac{2m v_1}{2m} = v_1.$$

Тобто, тіла рівної маси „обмінюються” швидкостями.

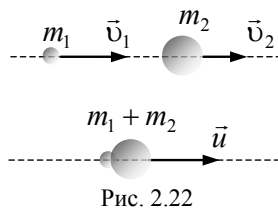
2. *Абсолютно непружний удар* є зіткненням двох тіл, в результаті якого тіла об'єднуються та надалі рухаються як єдине ціле (рис. 2.22).

За законом збереження імпульсу для замкненої системи двох тіл з масами m_1 та m_2 можна записати:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{u},$$

звідки:

$$\vec{u} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{(m_1 + m_2)}.$$



Проаналізуємо деякі випадки при абсолютно непружному зіткненні:

а) якщо тіла рухаються назустріч один одному, то разом вони будуть рухатись в ту сторону, в яку рухалось тіло, що мало більший імпульс;

б) якщо маси тіл рівні ($m_1 = m_2$), то:
$$\vec{u} = \frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_2}{2}.$$

Більш цікавим є перетворення енергії при абсолютно непружному центральному зіткненні. В цьому випадку закон збереження енергії не виконується, тобто внаслідок деформації відбувається „втрата” кінетичної енергії, яка переходить у теплову або інші форми енергії. Таку „втрату” можна визначати за різницею кінетичної енергії системи двох тіл до та після взаємодії:

$$\Delta W = \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right) - \frac{(m_1 + m_2) u^2}{2}.$$

Розглянемо такі випадки за умови, якщо перше тіло є нерухомим ($v_2 = 0$):

а) якщо $m_1 \ll m_2$ (тобто маса нерухомого тіла є дуже великою), то $u \ll v_1$, що призводить до майже повного перетворення кінетичної енергії тіла при ударі в інші види енергії, тому, наприклад, для отримання значної деформації ковалдо повинно бути набагато масивнішим за молот;

б) якщо $m_1 \gg m_2$, то $u \approx v_1$, наприклад, при забивання цвяхів у стіну маса молотка повинна бути набагато більшою за масу цвяха, тоді практично вся кінетична енергія витрачається на переміщення цвяха, а не на залишкову деформацію.

Абсолютно непружний удар є прикладом того, як відбувається „втрата” механічної енергії під дією дисипативних сил.

2.5.4. Гравітаційне поле та його характеристики. Зв'язок напруженості поля з його потенціалом

І. Ньютон, вивчаючи рух небесних тіл, прийшов до висновку, що всі тіла притягуються одне до одного і величина цієї сили дорівнює:

$$F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2},$$

де γ – гравітаційна стала, яка чисельно дорівнює силі взаємодії між тілами масами 1 кг на відстані 1 м; m_1 і m_2 – маси тіл, а r – відстань між їх центрами. Взаємодія між тілами передається через гравітаційне поле. Обмеження закону гравітаційної взаємодії є $r < 10^{-15}$ м (розмір ядра атома).

Гравітаційне поле є видом існування матерії, через яку передається взаємодія між тілами. Гравітаційне поле існує у просторі і часі об'єктивно і може діяти на наші органи відчуття, проявляти за дією на тіла (наприклад, покази терезів є результатом дії притягання тіл гравітаційним полем Землі).

Гравітаційне поле є силовим потенціальним полем. Для характеристики гравітаційного поля вводять два параметри: *силову характеристику* – напруженість поля та *енергетичну характеристику поля* – потенціал.

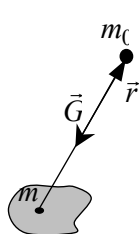


Рис. 2.23

Розглянемо взаємодію тіла масою m , яке утворює гравітаційне поле, та розміщену в ньому одиничну пробну масу m_0 (рис. 2.23). Згідно з законом всесвітнього тяжіння у векторній формі:

$$\vec{F} = \gamma \frac{m \cdot m_0}{r^3} \vec{r}$$

або:

$$\frac{\vec{F}}{m_0} = \gamma \frac{m}{r^3} \vec{r}.$$

Величина в правій частині останнього рівняння є однозначною характеристикою поля, оскільки вона не залежить від пробної маси m_0 , а визначається тільки масою m та радіус-вектором \vec{r} точки її гравітаційного поля.

Тоді позначимо:

$$\vec{G} = \frac{\vec{F}}{m_0}$$

або:

$$\vec{G} = \gamma \frac{m}{r^3} \vec{r}.$$

Вектор \vec{G} є напруженістю гравітаційного поля, тобто силовою характеристикою, яка дорівнює відношенню сили, з якою поле діє на розміщену в даній точці одиничну пробну масу m_0 , до величини цієї маси.

Отримасмо одиницю вимірювання напруженості гравітаційного поля:

$$[G] = \left[\frac{\text{Н}}{\text{кг}} \right] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2 \cdot \text{кг}} \right] = \left[\frac{\text{м}}{\text{с}^2} \right],$$

тобто ми отримали одиницю вимірювання прискорення.

Через те, що для Землі напруженість поля чисельно дорівнює прискоренню вільного падіння $\vec{G} = \vec{g}$, то сила тяжіння, з якою Земля діє на розміщене в її полі тіло, дорівнює:

$$\vec{F} = m\vec{g}.$$

Розглянемо елементарну роботу dA з переміщення пробної одиничної маси m_0 у полі тяжіння тіла з масою m з точки 1 в точку 2 (рис. 2.24).

$$dA = F \cdot dr \cdot \cos(\vec{F}, d\vec{r}).$$

Через те, що кут між \vec{F} та $d\vec{r}$ дорівнює 180° , то:

$$dA = -\gamma \frac{m_0 \cdot m}{r^2} dr.$$

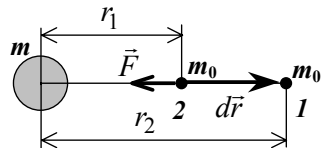


Рис. 2.24

Повна робота:

$$A = -\int_{r_1}^{r_2} \gamma \frac{m_0 \cdot m}{r^2} dr = -\gamma \cdot m_0 m \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \gamma \cdot m_0 m \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right);$$

або

$$A = \gamma \frac{m_0 \cdot m}{r_1} - \gamma \frac{m_0 \cdot m}{r_2}.$$

Отже, затрачена робота в полі сил тяжіння не залежить від форми траєкторії, а визначається тільки початковим та кінцевим положеннями тіла, тобто *сили тяжіння є консервативними, а поле тяжіння є потенціальним.*

Введемо позначення $W_{\Pi} = \gamma \frac{m_0 \cdot m}{r}$ для *потенціальної енергії тіла*

одичинної маси m_0 в гравітаційному полі тіла масою m .

Поділимо вираз для потенціальної енергії на величину m_0 :

$$\boxed{\varphi = \frac{W_{\Pi}}{m_0} = \gamma \frac{m}{r}}.$$

Отже, *потенціал поля тяжіння є скалярною величиною, яка чисельно дорівнює потенціальній енергії тіла одичинної маси в даній точці поля або роботі з переміщення одичинної маси з даної точки поля у нескінченність.*

Тоді робота в полі сил тяжіння:

$$A = m_0(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Розглянемо зв'язок потенціалу та напруженості гравітаційного поля. Елементарна робота при малому переміщенні буде рівною (рис. 2.24):

$$dA = m_0 \cdot d\varphi, \text{ також } dA = \vec{F} \cdot d\vec{r} \cdot \cos(\vec{F}, d\vec{r}) = -F \cdot dr.$$

З формули напруженості гравітаційного поля сила $F = G \cdot m_0$.

Тоді:

$$m_0 \cdot d\varphi = -G \cdot m_0 \cdot dr;$$

$$\boxed{G = -\frac{d\varphi}{dr}},$$

де знак “-” показує, що вектор напруженості поля \vec{G} спрямований протилежно до зростання потенціалу $d\varphi$.

Величина $d\varphi/dr$ називається градієнтом потенціалу і показує зміну потенціалу на одичиницю довжини. Тоді:

$$\boxed{\vec{G} = -\overline{\text{grad}\varphi}}.$$

2.6. Елементи механіки суцільних середовищ

2.6.1. Механічні властивості твердих тіл. Види деформацій, пружність та повзучість. Закони Гука

Деформаційні явища пов'язані зі зміною форми та розмірів тіл під дією сил, прикладених до нього. Деформуватися можуть всі реальні тіла, в тому числі будівельні матеріали та конструкції. Такі важливі характеристики матеріалів як міцність та довговічність певною мірою залежать від їх деформаційних властивостей. Деформаційні властивості будівельних матеріалів, конструкцій та споруд можна розрахувати лише знаючи закони деформацій, які розглядаються в даному розділі.

Для розгляду питань розділу механіки суцільних середовищ введемо деякі фізичні моделі та поняття.

Суцільне середовище – речовина, яка неперервно розподілена в просторі.

Деформація – це зміна форми або об'єму тіла внаслідок дії будь-яких причин (прикладання сили, теплової дії тощо).

Існує два граничних випадки деформацій:

пружна – деформація, яка зникає після припинення дії прикладених сил;

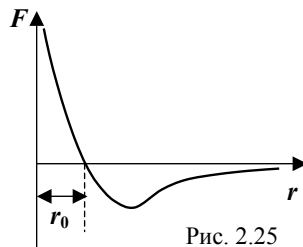
пластична – деформація, яка повністю або частково зберігається в тілі після припинення дії зовнішніх сил.

Вид деформації залежить від:

- природи тіла;
- прикладеної сили.

Внаслідок дії зовнішньої сили відбувається зміщення частинок тіла (атомів і молекул) відносно положення рівноваги і в тілі виникають сили пружності. *Сили пружності мають електромагнітну природу* та завжди спрямовані в сторону, зворотну до деформації.

На відстані, меншій за ефективний розмір молекул ($r < r_0$), виникають дуже сильні сили відштовхування (рис. 2.25). На відстані, більшій за ефективний розмір молекул ($r > r_0$), виникають сили



притягання, які є дещо меншими за сили відштовхування. Тому стиснути тіло буває набагато важче, ніж розтягнути. При $r = r_0$ існує так званий рівноважний стан.

Деформації реального тіла завжди є пластичними, але якщо величина залишкової деформації є дуже малою, то нею можна знехтувати та розглядати випадок пружної деформації, що ми і будемо надалі робити.

Розрізняють такі деформації:

- розтягу (стиску);
- зсуву;
- кручення;
- згину.

Дві останні деформації можуть бути зведені до деформації розтягу (стиску) та зсуву.

Введемо нові поняття.

Механічне напруження є відношенням сили, що діє на тіло, до площі поперечного перерізу тіла S :

$$\sigma = \frac{F}{S}, \quad \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \right].$$

Нормальне напруження є напруженням, при якому сила прикладена перпендикулярно до поверхні.

Тангенціальне напруження є напруженням, при якому сила прикладена рівномірно вздовж поверхні.

Розглянемо деформацію розтягу (стиску) на прикладі однорідного стрижня довжиною з l_0 та площею поперечного перерізу S . Якщо один з кінців стрижня закріпити, а до другого кінця прикласти силу F (рис. 2.26), то довжина стрижня зміниться на величину *абсолютної деформації*:

$$\Delta l = l - l_0.$$

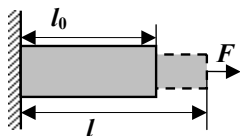


Рис. 2.26

Зрозуміло, що при розтягуванні абсолютна деформація має додатне значення ($\Delta l > 0$), а при стисканні – від’ємне ($\Delta l < 0$).

Однак, абсолютна деформація не вказує, яку частину становить зміна довжини стрижня

від початкового його розміру. Кількісною мірою, яка характеризує величину деформації, є *відносна деформація* – відношення абсолютної деформації до початкового розміру тіла.

Так, *повздовжня відносна деформація* дорівнює: $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$.

Поперечна відносна деформація дорівнює: $\varepsilon' = \frac{\Delta d}{d_0}$,

де d_0 – початковий діаметр стрижня, Δd – абсолютна поперечна деформація.

Повздовжня та поперечна деформації завжди мають різні знаки, бо, наприклад, при деформації розтягу довжина стрижня буде збільшуватись, а діаметр зменшуватись (рис. 2.26), і навпаки. Отже, зв'язок між цими деформаціями виражає формула *Пуассона*:

$$\varepsilon' = -\mu\varepsilon,$$

де μ – коефіцієнт *Пуассона*, який залежить від властивостей матеріалу.

*Р. Гук*¹ в 1660 р. експериментально встановив, що для малих деформацій відносна деформація розтягу (стиску) є прямо пропорційною прикладеній силі:

$$\varepsilon = \frac{1}{E} \frac{F}{S}.$$

Або *закон Гука* можна виразити так: поперечне механічне напруження є прямо пропорційним повздовжній відносній деформації:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon.$$

В останніх двох формулах E є коефіцієнтом пропорційності, який називається модулем *Юнга*². Фізичний зміст модуля *Юнга* впливає із закону *Гука*:



Т. Юнг

¹ *Гук* Роберт (1635-1703) – англійський фізик, член Лондонського королівського товариства (1663), його секретар з 1677-83. Народився на о. Уайт. Вчився в Оксфордському ун-ті, де став асистентом Р.Бойля. З 1665 – професор Лондонського ун-ту. Роботи відносяться до теплоти, пружності, оптики, небесної механіки.

² *Юнг* Томас (1773-1829) – англійський вчений, один з творців хвильової оптики, член Лондонського королівського товариства (1794). Народився в Мілвертоні. У 2 роки навчився бігло читати, у 8-9 опанував токарне ремесло та майстрував різні фізичні прилади. Вчився в Лондонському, Единбургському та Геттингенському ун-тах, де спочатку вивчав медицину, але потім захопився фізикою. В 1801-03 – професор Королівського ін-ту, з 1811 – лікар в лікарні Св. Георгія, одночасно секретар бюро довгот.

модуль Юнга чисельно дорівнює механічному напруженню, яке викликає відносну деформацію, рівну одиниці ($\varepsilon = 1$). Модуль Юнга є характеристикою матеріалу та вимірюється у Н/м^2 .

З наведених вище формул можна отримати ще один вираз закону Гука:

$$\frac{F}{S} = E \frac{\Delta l}{l_0}, \quad \text{або} \quad F = \frac{E \cdot S}{l_0} \Delta l.$$

Якщо позначити коефіцієнт пружності матеріалу $k = \frac{E \cdot S}{l_0}$, то закон Гука можна записати та сформулювати так: абсолютна деформація стрижня при розтягу (стиску) Δl є пропорційною прикладеній силі F :

$$F = k \Delta l.$$

Для сили пружності, яка виникає у стрижні, закон Гука можна записати так:

$$F_{\text{пр}} = -k \Delta l.$$

Розглянемо закон Гука для деформації зсуву. Нехай до балки, яка має форму правильного паралелепіпеда, прикладена вздовж однієї з поверхонь сила F_{τ} (рис. 2.27), а нижня грань буде закріпленою. Тоді *відносна деформація зсуву* визначається за формулою:

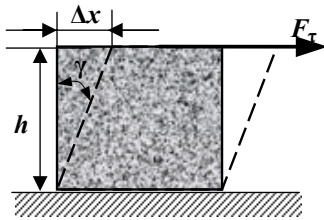


Рис. 2.27

$$\text{tg } \gamma = \frac{\Delta x}{h},$$

де Δx – абсолютний зсув паралельних шарів тіла відносно один одного (рис. 2.27); h – відстань між шарами.

Для незначних деформацій (для малих кутів зсуву) $\text{tg } \gamma \approx \gamma$. Тоді закон Гука для зсуву має формулу:

$$\tau = \frac{F_{\tau}}{S} = G \gamma,$$

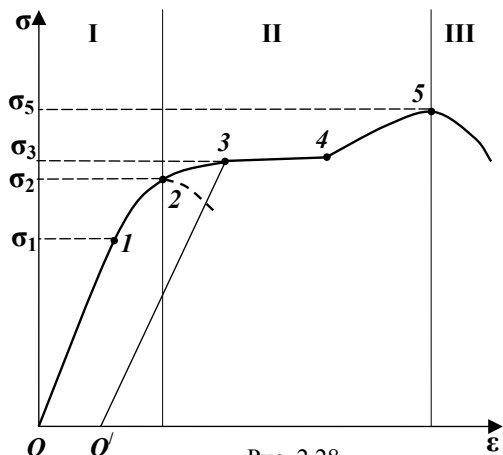
де $\tau = \frac{F_{\tau}}{S}$ – тангенціальне напруження, G – модуль зсуву.

Якщо покласти, що $\gamma=1$, то $\tau = G$, тобто в межах пружності модуль зсуву дорівнює дотичній напрузі, яка виникла б при відносному зсуві, що дорівнює одиниці.

Деформації реальних твердих тіл підлягають закону Гука лише при малих напруженнях та невеликих деформаціях. Для пояснення процесів, які відбуваються в твердому тілі при збільшенні напруження, розглянемо якісну, встановлену експериментально, діаграму напруження $\varepsilon = f(\sigma)$ (залежність відносної деформації від механічного напруження) для металевого стрижня (рис. 2.28).

На ділянці **0-1** діаграми відносна деформація пропорційно залежить від механічного напруження та повністю відповідає закону Гука до значення напруження σ_1 – *межі пропорційності*. Ділянка діаграми **1-2** відповідає пружній деформації, але залежність $\varepsilon = f(\sigma)$ не є пропорційною, а значення напруження σ_2 є *межею пружності*. Область діаграми **I** (рис. 2.28) представляє собою область пружних деформацій, тобто в цій області після припинення дії сили не виникають залишкові деформації і тіло повертається до початкових розмірів вздовж лінії **2-1-0**.

За межею пружності при подальшому збільшенні навантаження в тілі (ділянка графіка **2-3**) виникають залишкові деформації і після припинення дії сили тіло повертається в попередній стан вздовж паралельної кривої **3-0'**. Значення механічного напруження σ_3 , при якому з'являється залишкова деформація (**0-0'**), називається *межею текучості*. Отже, після збільшення навантаження вище за межу пружності σ_2 тіло втрачає властивість пружності та поводить себе як пластичне.



Після межі текучості (точка 3) для пластичних тіл спостерігається збільшення деформації без росту напруження, тобто на горизонтальній ділянці 3-4 тіло починає „текти”. Однак, через те, що прикладена сила F залишається незмінною, а площа стрижня S завдяки видовженню зменшується, то механічна напруга дещо збільшується (ділянка 4-5). Значення максимального механічного напруження σ_5 , при якому ще не виникає руйнування тіла, називається *межею міцності*, що відповідає точці 5 на діаграмі. Область II на графіку (рис. 2.28) називається областю пластичних деформацій. За межею міцності після точки 5 (область III) зразок руйнується.

Відзначимо, що матеріали, для яких область текучості II є значною, називаються *в'язкими* (пластичними). Матеріали, для яких область текучості практично відсутня та відбувається руйнування тіла (за точкою 2, рис. 2.28) називаються *крихкими*. Діаграма напруження для реальних твердих тіл залежить від різних факторів. Одне й те саме тверде тіло може при короткочасній дії сили вести себе як крихке, а при досить тривалій, але слабкій дії буде пластичним.

2.6.2. Механічні властивості рідин та газів. Рівняння нерозривності та Бернуллі для стаціонарної течії ідеальної рідини

Механіка рідини та газів

Особливе місце в будівельній галузі займають питання механіки рідин та газів. Закони механіки рідин та газів знаходять широке застосування при розв'язанні задач будівельної інженерної практики, при вивченні властивостей матеріалів та виробів на їх основі. Механіка рідин та газів вивчає закони руху та рівноваги рідин та газів, які дають змогу розглядати рух по трубах, в каналах і річках (відкритих руслах), просочування рідин та газів в пористих тілах (фільтрація).

Гідроаеромеханіка – розділ механіки, який вивчає рівновагу та рух рідин та газів, їх взаємодію між собою та твердими тілами, які вони обтікають, використовуючи єдиний підхід до вивчення рідин та газів.

Фізичними моделями в гідроаеромеханіці є:

нестислива рідина – рідина, густина якої є однаковою по всьому об'єму та не змінюється з часом;

ідеальна рідина – рідина, в якій при переміщенні одних частин відносно інших не виникають сили внутрішнього тертя.

Гідростатика

Для нестисливої ідеальної рідини можна сформулювати *закон Паскаля*¹: тиск в будь-якому місці нерухомої рідини (газі) є однаковим у всіх напрямках та передається однаково по всьому об'єму, який займає рідина (газ).

Фізична величина, яка визначається нормальною силою, що діє з боку рідини на одиницю площі, називається *тиском рідини* (газу):

$$p = \frac{F}{S}, \quad [\text{Па}].$$



Б. Паскаль

Знайдемо тиск всередині нестисливої ідеальної рідини (газу). Виділимо в рідині вертикальний циліндр з поперечним перерізом S та висотою h (рис. 2.29). На верхній шар рідини діє зовнішній тиск p_0 , який згідно з *законом Паскаля* передається нижнім шарам рідини. Шар рідини, що знаходиться на глибині h , буде зазнавати тиску, який утворюється вагою шарів рідини, розташованих вище. Тобто, на верхню основу циліндра діє сила $F_0 = p_0 \cdot S$. На нижню основу діє сила $F = p \cdot S$, де p – тиск на глибині h , та сила з боку стовпчика рідини, що знаходиться в об'ємі виділеного циліндра $F_T = mg = \rho h S g$ (рис. 2.29), ρ – густина рідини.

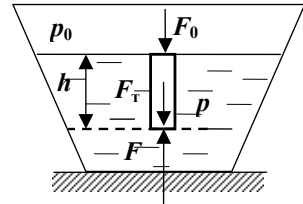


Рис. 2.29

Бокові сили не враховуються, бо вони є врівноваженими. Тоді умовою рівноваги буде:

$$F_0 + F_T = F, \quad \text{або} \quad p_0 S + \rho g h S = p S.$$

Звідси шуканий тиск на глибині h :

$$p = p_0 + \rho g h.$$

В останній формулі $p_r = \rho g h$ є *гідростатичним тиском* стовпчика нестисливої ідеальної рідини (газу).

¹ **Паскаль** Блез (1623-1662) – французький математик, фізик та філософ. Народився в Клермон-Феррані. Отримав домашню освіту. З дитинства проявив незвичайні математичні здібності, в 16 років сформулював одну з основних теорем проективної геометрії (теорема Паскаля). винайшов лічильну машину. Його ім'ям названо одиницю тиску (Па).

Гідродинаміка

Рух рідин (газів) називають *течією*, а сукупність частинок рідини (газу), яка рухається – *поток*ом.

Введемо поняття:

- *стаціонарна течія рідини* є течією, при якій швидкість руху в кожній точці не змінюється з часом;

- *лінії току* є лініями, дотичні до яких в кожній точці співпадають з напрямком вектора лінійної швидкості рідини (вводяться для графічного зображення руху рідини, рис. 2.30);

- *трубка току* є поверхнею рідини, обмеженою лініями току.

Лінії току при стаціонарній течії співпадають з траєкторіями руху частинок рідини. Щільність проведення ліній току у вибраному масштабі характеризує значення швидкості.

При стаціонарній течії маса рідини, яка проходить через довільний поперечний переріз трубки току за одиницю часу залишається незмінною.

Для нестисливої рідини за однаковий час Δt через переріз S_1 пройде такий же об'єм рідини, як і через переріз S_2 (рис. 2.30):

$$S_1 \cdot l_1 = S_2 \cdot l_2.$$

Поділимо останнє рівняння на Δt :

$$S_1 \cdot \frac{l_1}{\Delta t} = S_2 \cdot \frac{l_2}{\Delta t},$$

де $v_1 = \frac{l_1}{\Delta t}$ – швидкість течії рідини у перерізі S_1 ; $v_2 = \frac{l_2}{\Delta t}$ – швидкість

течії рідини у перерізі S_2 (рис. 2.30).

Остаточно маємо *рівняння нерозривності для стаціонарної течії нестисливої ідеальної рідини*:

$$S_1 \cdot v_1 = S_2 \cdot v_2 = \text{const.}$$

Застосовуючи закони збереження механічної енергії та розглядаючи рух рідини (газу) в полі сил тяжіння отримують

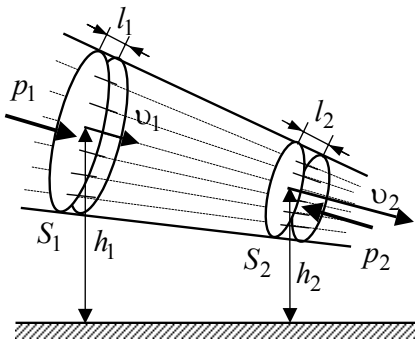


Рис. 2.30

рівняння Бернуллі¹ для стаціонарної течії нестисливої ідеальної рідини вздовж трубки току (рис. 2.30):

$$p_1 + \rho gh_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \rho gh_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} = \text{const},$$

де p – статичний тиск в даному перерізі трубки току, обумовлений силами пружності рідини;

ρgh – гідростатичний тиск на висоті h від умовно вибраного рівня;

$\frac{\rho v^2}{2}$ – гідродинамічний тиск, обумовлений

швидкістю течії рідини v в даному перерізі трубки току.

Рівняння Бернуллі добре описує поведінку реальних газів при незначних значеннях швидкості (\approx до 100 м/с); для нев'язких рідин (наприклад, для води) та, в багатьох випадках, повітря.



Д. Бернуллі

2.6.3. Течія рідин та газів по трубах. Ламінарна та турбулентна течії. Сили в'язкого тертя. Рух твердих тіл у рідинах та газах

Існує два режими течії рідин (газів). *Ламінарна течія*, в якій шари рідини при русі не перемішуються. *Турбулентна течія*, в якій шари рідини перемішуються, тобто частинки рідини переходять від одного шару до іншого та спостерігається утворення вихрів.

Реальні рідини та гази не є ідеальними, тобто при їх русі між частинами (шарами) рідини виникають сили тертя. Якщо рідина (газ) тече вздовж труби, то шари, що дотикаються до стінок труби, зазнають тертя та рухаються повільніше, ніж шари рідини (газу), віддалені від стінок. Найбільша швидкість спостерігається вздовж осі труби. Внаслідок цього між шарами рідини (газу) виникає внутрішнє тертя.

І. Ньютон встановив, що сила тертя між шарами рідини, які рухаються з різними швидкостями, залежить від площі дотику шарів S

¹ Бернуллі Данііл (1700-1782) – математик та фізик. Народився в Гронінгені. Закінчив Базельський ун-т. (1716). В 1725-33 працював в Петербурзькій АН, займаючись спочатку фізіологією, а з 1730 керував кафедрою чистої математики. В 1733 повернувся до Базеля, де очолив спочатку кафедру анатомії та ботаніки, а згодом (1750) – кафедру дослідної фізики. Є почесним членом Берлінської та Паризької АН, Лондонського королівського товариства.

та *градієнта швидкості* ($\text{grad } v = \frac{dv}{dy}$) – величини, яка показує, як

швидко змінюється швидкість при переході від одного шару до іншого в напрямку, перпендикулярному до напрямку руху шарів (рис. 2.31). Сила внутрішнього тертя діє по дотичній до межі між двома суміжними шарами. Вона прискорює рух шарів, що лежать по один бік від цієї межі, і гальмує рух тих шарів, що лежать по другий бік від неї.

Таким чином, сила внутрішнього тертя за *Ньютоном* буде:

$$F = \eta \frac{dv}{dy} S,$$

де η – коефіцієнт пропорційності, який називається *динамічною в'язкістю* та залежить від природи рідини (газу) та температури.

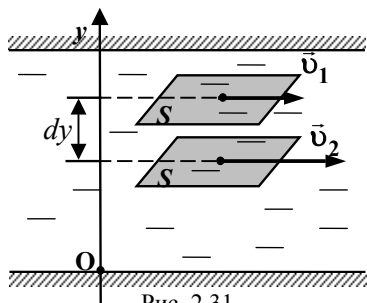
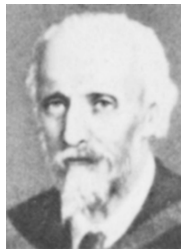


Рис. 2.31

Динамічна в'язкість η чисельно дорівнює силі внутрішнього тертя, яка діє на одиницю площі паралельно до шарів при градієнті швидкості, рівному одиниці. Одиниця вимірювання в'язкості в СІ – [Па·с].

Найважливішою характеристикою течії рідин та газів є *число Рейнольдса* (R_e). Англійський вчений *О. Рейнольдс*¹

в 1883 р. експериментально встановив, що характер течії залежить від безрозмірної величини R_e .



О. Рейнольдс

$$R_e = \frac{\rho \langle v \rangle l}{\eta} = \frac{\langle v \rangle l}{\nu},$$

де ρ – густина рідини (газу); $\langle v \rangle$ – середня в перерізі труби швидкість потоку; l – лінійний розмір, характерний для поперечного перерізу (наприклад, діаметр труби); η – динамічна в'язкість рідини;

$\nu = \eta/\rho$ – кінематична в'язкість рідини.

¹ **Рейнольдс** Осборн (1842-1912) – англійський фізик та інженер, член Лондонського королівського товариства (1877). Народився в Белфасті. Закінчив Кембріджський ун-т. (1867). В 1868-1905 – професор Манчестерського ун-ту.

При малих значеннях числа *Рейнольдса* спостерігається ламінарна течія ($R_e \leq 1000$); перехід від ламінарної до турбулентної течії відбувається в області $1000 \leq R_e \leq 2000$; при значеннях числа *Рейнольдса*, більших за критичне ($R_e > R_{\text{екрит}}$), течія стає турбулентною. Для гладких труб критичне значення числа Рейнольда дорівнює $R_{\text{екрит}} \approx 2300$ ($R_{\text{екрит}}$ – критична Рейнольдса).

Для розрахунку величини потоку рідини, тобто об'єму, що проходить через поперечний переріз горизонтальної труби з постійним радіусом r за одиницю часу $Q = V/t$ (рис. 2.32) користуються формулою Пуазейля¹:

$$Q = \frac{dp}{dx} \frac{\pi r^4}{8\eta},$$

де $\frac{dp}{dx}$ – градієнт тиску у трубі.

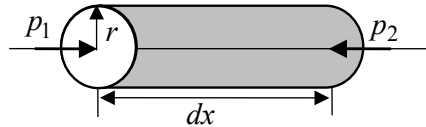


Рис. 2.32

Розділ фізики, який розглядає виникнення сил, з якими рідке або газоподібне середовище діє на тверді тіла, що рухаються у них, називається *аеро- та гідродинаміка*.

Дж. Стокс² експериментально отримав емпіричну формулу сили опору рідини, яка виникає при рівномірному русі твердих тіл сферичної форми з невеликими розмірами при незначних швидкостях:

$$F_c = 6\pi\eta r v,$$

де η – динамічна в'язкість рідини; r – радіус тіла; v – швидкість тіла.



Дж. Стокс

¹ Пуазейль Жан Луї Марі (1799-1869) – французький фізіолог та фізик, член Французької медичної академії (1842). Народився в Парижі. Вчився в Політехнічній школі. Працював у Парижі. Винайшов вискозиметр. Перший застосував в 1828 ртутний манометр для вимірювання кров'яного тиску.

² Стокс Джордж Габріель (1819-1903) – англійський фізик та математик, член Лондонського королівського товариства (1851), його президент – 1885-90. Народився в Скрине (Ірландія) Закінчив Кембріджський ун-т (1841), з 1849 – професор цього ун-ту. Член Паризької АН. Дав перше теоретичне обґрунтування походженню рентгенівських променів.

Контрольні запитання до розділу „Механіка”

1. Що є предметом вивчення фізики? Як ви розумієте поняття „матерія”?
Форми існування матерії.
2. Які форми руху матерії можете перерахувати (бажано в порядку - від найпростіших до найскладніших)?
3. Що таке рух в загальному, філософському смислі? Дати визначення. Яка форма руху матерії є найпростішою?
4. Що таке фізичні закони, гіпотези та наукові теорії?
5. Що є базою для створення фізичних методів дослідження?
6. Дайте визначення фізичної величини. Що таке значення, розмір та розмірність фізичної величини?
7. Перерахувати основні одиниці системи СІ.
8. Що таке вимірювання фізичної величини? Прямі та посередні вимірювання.
9. Предмет вивчення механіки. Що вивчає класична, релятивістська та квантова механіки?
10. Сформулюйте основну задачу кінематики.
11. Що таке система відліку? Які основні складові цього поняття?
12. Що таке тіло відліку? Відносність механічного руху.
13. Привести критерій того, що тіло можна вважати матеріальною точкою.
14. Показати на мал. радіус-вектор та його проекції на осі x , y , z .
15. Чому дорівнює довжина радіус-вектора, кінець якого має координати (5,4,3)?
16. Дати визначення поняття траєкторії руху матеріальної точки.
17. Переміщення та шлях. Показати різницю між цими поняттями на прикладі переміщення матеріальної точки з одного положення в інше.
18. Що таке рівняння руху та рівняння траєкторії?
19. Дати повне визначення швидкості (через похідну, для довільного криволінійного руху).
20. Дати повне визначення прискорення (через похідну, для довільного криволінійного руху).
21. З яких компонентів (складових) складається повне прискорення як вектор?
22. Як направлене тангенціальне прискорення як вектор? Як направлене нормальне прискорення, як вектор?
24. Дати визначення поступального та обертового руху.
25. Дати визначення кута повороту при обертанні матеріальної точки. Чому дорівнює його величина та як він направлений?

26. Дайте визначення векторів кутової швидкості і кутового прискорення і запишіть співвідношення, що зв'язують вектори лінійних і кутових швидкостей і прискорень, зробіть рисунок.
27. Що таке період та частота обертання?
28. Сформулюйте закони *Ньютона*. Інерціальні та неінерціальні системи відліку.
29. Дати визначення понять сили, маси, центру мас системи матеріальних точок. Дати визначення поняття «вага тіла».
30. Другий закон *Ньютона* в різних формах запису.
31. Дайте визначення імпульсу тіла; запишіть і сформулюйте закон зміни імпульсу з часом.
32. Запишіть і сформулюйте закон збереження імпульсу, наведіть приклади, що його ілюструють.
33. Запишіть та поясніть рівняння *Мещерського* та формулу *Ціолковського*.
34. Яке тіло можна вважати абсолютно твердим?
36. Дайте визначення моменту інерції матеріальної точки і моменту інерції твердого тіла довільної форми.
37. Дайте визначення моменту імпульсу частинки і моменту сили відносно точки та відносно осі, наведіть малюнок.
38. Запишіть і сформулюйте закон зміни моменту імпульсу системи (основне рівняння динаміки обертального руху).
39. Запишіть і сформулюйте закон збереження моменту імпульсу.
40. Сформулюйте умови рівноваги твердого тіла. Дайте поняття видів рівноваги.
41. Розкрийте зміст поняття „енергія”. Поясніть, як зв'язані поняття „робота” і „енергія”. Дайте поняття „механічної енергії”.
42. Введіть поняття механічної роботи довільної змінної сили. Як визначається робота змінної сили?
43. Механічна робота та потужність. Розмірність та одиниці їх вимірювання.
44. Запишіть і сформулюйте теорему про зміну кінетичної енергії системи.
45. Чому дорівнює кінетична енергія поступального та обертального рухів твердого тіла.
46. Поясніть, як вводять поняття потенціальної енергії тіла (частинки) в силовому полі.
47. Потенціальна енергія деформованого тіла.
48. Які сили називають консервативними? Які силові поля називають потенціальними?

49. Сформулюйте закон збереження повної механічної енергії системи. В яких системах він виконується?
50. Сформулювати закон збереження повної механічної енергії.
51. Сформулюйте закон всесвітнього тяжіння. Для яких тіл він виконується?
52. Що таке гравітаційне поле? Його характеристики.
53. Чому дорівнює потенціальна енергія тіла на довільній відстані від Землі?
54. Що таке пластичні та пружні деформації та в чому різниця між ними?
55. Що таке механічне напруження? Види механічного напруження.
57. Записати закон *Гука* в двох формах запису. Як називаються деформації, для яких виконується закон *Гука*?
58. Чому чисельно дорівнює та в яких одиницях визначається модуль *Юнга*?
59. Що таке тиск? В яких одиницях в системі СІ він вимірюється?
60. Сформулювати закон *Паскаля*.
61. Що таке гідростатичний тиск? Навести формулу для його визначення.
62. Рівняння *Бернуллі* та нерозривності для стаціонарної течії ідеальної рідини.
63. Поняття ламінарної та турбулентної течій.
64. Рівняння *Ньютона* та критерій *Рейнольда* для течії рідин та газів. Поняття внутрішнього тертя. Формула *Стокса*.

Розділ 3. Фізичні методи дослідження в механіці

3.1. Засоби та методи вимірювання у фізиці та техніці

Без точного вимірювання (див. п. 4.1) не було б ні сучасної техніки, ні науки. Без вимірювання є немислимим пізнання світу, не можливим вивчення властивостей сировини та матеріалів, і, відповідно, не можливим створення нових та вдосконалення відомих матеріалів та виробів.

Вимірювання може виконуватись за допомогою засобів вимірювання.

Засіб вимірювання є технічним засобом, який використовується при вимірюваннях і має нормовані метрологічні властивості.

До засобів вимірювання належать нижче вказані.

1. *Міри* є засобами вимірювання, призначеними для відтворення фізичної величини заданого розміру.

Наприклад, гиря є мірою маси.

Міри мажуть бути *однозначними*, тобто такими, які відтворюють фізичну величину одного розміру (наприклад, гиря, нормальний елемент) та *багатозначними*, які відтворюють однойменні величини різного розміру (наприклад, лінійка з міліметровими поділками, конденсатор змінної ємності).

Зазначимо, що дуже поширеними є набори (гирі) та магазини (резистори) мір.

2. *Вимірювальні прилади* є засобами вимірювання, призначеними для отримання сигналу з інформацією про вимірювання у формі, доступній для безпосереднього сприймання спостерігачем.

Вимірювальний прилад завдяки своїм *структурним елементам* має:

- *принцип дії* – фізичний принцип (закон, явище), покладений в основу його побудови;
- *вимірювальний механізм* – головними його складовими є чутливий та перетворювальний елементи і відліковий пристрій.

Вимірювальні прилади поділяють:

- *за ступенем автоматизації* – на автоматичні та неавтоматичні;

- за формою вихідного сигналу – на аналогові (вихідним сигналом є відхилення або переміщення покажчика відносно шкали¹) та цифрові (покази приладу подано у цифровій формі);
- за групою методів вимірювання – на прилади порівняння або прямого перетворення (для них є характерною відсутність порівняння виходу з входом) та зрівноваження тощо.

Одним з видів вимірювальних приладів є *вимірювальний прилад прямої дії* – це вимірювальний прилад, в якому передбачено одне або кілька перетворень сигналу одержаної інформації в одному напрямі, тобто без застосування зворотного зв'язку. Наприклад, манометр, ртутно-скляний термометр, амперметр тощо.

3. *Вимірювальні установки* є сукупністю функціонально об'єднаних засобів вимірювання (мір, вимірювальних приладів, вимірювальних перетворювачів) та допоміжних пристроїв, що призначені для продукування інформації про вимірювану величину у формі, зручній для безпосереднього сприймання спостерігачем.

Залежно від природи вимірюваної фізичної величини, будови засобу вимірювання, потрібної точності, зручності і швидкості вимірювання застосовують різні методи вимірювання.

Метод вимірювання є сукупністю прийомів використання принципів і засобів вимірювання.

Розглянемо основні види методів вимірювання:

1. *Метод безпосередньої оцінки* є методом вимірювання, при якому значення величини визначають безпосередньо за відліковим пристроєм вимірювального приладу прямої дії.

Прикладом методу безпосереднього вимірювання є вимірювання тиску пружинним манометром, сили електричного струму амперметром, напруги – вольтметром тощо.

2. *Метод порівняння з мірою* є методом вимірювання, при якому вимірювану величину порівнюють з величиною, відтворюваною мірою.

Наприклад, вимірювання маси на важільних терезах при зрівноважуванні гирями.

3. *Метод протиставлення* є методом порівняння з мірою, при якому вимірювана величина і величина, відтворювана мірою, одночасно

¹ Шкалою називається сукупність відміток, які зображують ряд послідовних чисел, що відповідають значенням вимірюваної величини

впливають на прилад порівняння, за допомогою якого встановлюється співвідношення між цими величинами.

Наприклад, вимірювання маси на рівноплечих терезах при розміщенні вимірюваної маси та гир, які її зрівноважують, на двох шальках терезів.

4. *Диференціальний метод* є методом порівняння з мірою, при якому на вимірювальний прилад впливає різниця вимірюваної та відомої величин, яка відтворюється мірою. Тобто цей метод характеризується вимірюванням різниці між вимірюваною величиною та величиною, значення якої є відомим, причому значення відомої величини має бути близьким до значення вимірюваної.

5. *Нульовий метод* є методом порівняння з мірою, в якій результуючий ефект впливу на прилад порівняння доводять до нуля.

Наприклад, вимірювання мас на важільних терезах.

В історії розвитку техніки точних вимірювань нульовий метод є одним з найдавніших.

6. *Метод заміщення* є методом порівняння з мірою, при якому вимірювану величину заміщають відомою величиною, яка відтворюється мірою.

Наприклад, зважування з почерговим розміщенням вимірюваної маси на ту саму шальку терезів.

7. *Метод збігів* – метод порівняння з мірою, при якому різницю між вимірюваною величиною і величиною, яка відтворюється мірою, вимірюють, використовуючи збіг позначок шкал або періодичних сигналів.

Наприклад, вимірювання довжини штангенциркулем з ноніусом; вимірювання похибок годинників з секундним маятником за допомогою ритмічних сигналів (своєрідний „ноніус” часу). Метод збігів покладено в основу методів вимірювання, в яких використовуються явища биття та інтерференції, а також стробоскопічний ефект.

3.2. Маса та вага. Методи вимірювання маси тіла

Маса та вага

Однією з найважливіших властивостей матеріальних об'єктів (елементарних частинок, молекул, твердих тіл, фотонів тощо) є маса.

Маса (від лат. *massa* – глиба, кусень) є фізичною величиною, яка визначає інерційні та гравітаційні властивості матерії.

Поняття „маси” було введено в механіку *І. Ньютоном* при визначенні імпульсу (кількості руху) тіла (див. п. 2.3.1.), де маса є коефіцієнтом пропорційності між імпульсом та швидкістю даного тіла, причому вона є величиною постійною:

$$\vec{p} = m\vec{v}.$$

Еквівалентне визначення маси отримується з рівняння руху класичної механіки *Ньютона*, де маса є коефіцієнтом пропорційності між силою, що діє на тіло, та прискоренням, яке вона викликає.

Визначена таким чином маса характеризує властивість тіла та є його мірою інертності (тобто, чим більшою є маса тіла, тим меншим буде прискорення, яке воно отримує під дією зовнішньої постійної сили) і називається *інертною масою*.

В теорії гравітації *Ньютона* маса виступає як джерело поля тяжіння. Кожне тіло утворює поле тяжіння, яке є пропорційним масі тіла, та зазнає дію поля тяжіння, утвореного іншим тілом, сила якого також є пропорційною масі іншого тіла. Це поле викликає притягання тіл з силою, яка визначається за законом всесвітнього тяжіння *Ньютона* (див. п. 2.5.4) та є пропорційною добутку мас тіл. Маса тіла, яка описує властивості тіла вступати у гравітаційну взаємодію, називається *гравітаційною масою тіла*.

В принципі, ні з жодного закону чи явища (відомих до цього часу) не випливає, що маса, яка утворює поле тяжіння, визначає й інерцію того ж тіла. Однак, на досліді було встановлено, що *інертна та гравітаційна маси пропорційні одна одній*, а при звичайному виборі одиниць вимірювання чисельно є рівними. Цей фундаментальний закон природи називається *принципом еквівалентності*. Експериментально принцип еквівалентності встановлено з великою точністю, до 10^{-12} у 1971 році.

Поняття „маси” набуває більш глибокого змісту в спеціальній теорії відносності *А.Ейнштейна*. В релятивістській механіці зв’язок між імпульсом та швидкістю має вигляд:

$$p = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Величину m_0 називають масою спокою, масу m частинки, яка рухається, визначають як коефіцієнт пропорційності між імпульсом та швидкістю, який залежить від швидкості частинки:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

тобто маса частинки зростає при збільшенні її швидкості руху.

Крім того, в релятивістській механіці, згідно з теорією відносності, маса частинки є пов’язаною з її енергією співвідношенням:

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Тобто, маса спокою m_0 визначає внутрішню енергію частинки – так звану енергію спокою $W_0 = m_0 c^2$. Таким чином, з масою завжди є пов’язаною енергія (та навпаки), тому в релятивістській механіці не існують окремо закони збереження маси та енергії – вони поєднані в *єдиний закон збереження повної енергії*.

Наближене розділення законів збереження маси та енергії можливе лише в класичній фізиці, коли $v \ll c$ та не відбувається перетворень частинок.

При об’єднанні частинок з утворенням стійкого зв’язаного стану виділяється надлишок енергії ΔW – *енергія зв’язку* – якій відповідає маса $\Delta m = \Delta W/c^2$. Тому маса частинки, яка утворилась, завжди є меншою за суму мас частинок, які її утворили (так званий *дефект мас*). Це явище є особливо відчутним в ядерних реакціях.

Одиницею маси в СІ є кілограм (див. п.3). Маса атомів та молекул звичайно вимірюється в *атомних одиницях маси* (1 а.о.м.= $1,6605655 \cdot 10^{-27}$ кг), а масу елементарних частинок прийнято виражати в одиницях маси електрона (наприклад маса протона $m_p = 1836,1 m_e$).

Значимо, що природа маси є однією з найважливіших, ще не розв'язаних задач фізики. Прийнято вважати, що маса елементарної частинки визначається полями, пов'язаними з нею (електромагнітним, ядерним тощо). Однак кількісну теорію маси до цього часу ще не створено. Не існує також теорії, яка пояснювала б існування дискретного спектру значень маси елементарних частинок.

Величина маси може визначатись за різними її проявами (інерцією, тяжінням) шляхом порівняння з масою еталонного тіла, довільно вибраного за одиницю (див. розділ 1).

Одним з методів визначення маси тіла є зважування. Для розгляду фізики цього процесу необхідно ввести ще одне поняття – вагу тіла.

Вага тіла є силою, з якою тіло діє на опору або розтягує підвіс внаслідок притягання до Землі. Маса тіла m та вага тіла P пов'язані співвідношенням:

$$P = mg,$$

де g – прискорення вільного падіння, яке залежить від точки земної поверхні.

Більш точно вага тіла визначається як рівнодійна двох сил – сили тяжіння \vec{F}_T , спрямованої до центра Землі, та відцентрової сили інерції (див. рух тіл в неінерціальних системах відліку [2]) \vec{f} , обумовленої обертанням Землі навколо своєї осі.

Сила тяжіння визначається за законом всесвітнього тяжіння (див. п.1.12):

$$F_T = \gamma \frac{m \cdot M_3}{R_3^2},$$

де M_3 – маса Землі; R_3 – радіус Землі в тій точці, де визначається сила тяжіння.

Оскільки відцентрова сила інерції дорівнює:

$$f = m\omega^2 r = m\omega^2 R \cdot \cos \varphi,$$

де ω – кутова швидкість обертання Землі, φ – широта місцевості, то вага тіла залежить від широти місцевості. Вага тіла буде найбільшою на полюсі, бо $\varphi=90^\circ$, а на екваторі, відповідно – найменшою. Але через те, що $\vec{F}_T \gg \vec{f}$, то практично тіла притягуються по нормалі до земної

поверхні і при обчисленні ваги тіла залежність від широти місцевості можна не враховувати, тобто відцентрову силою інерції нехтують.

Розглянемо деякі методи вимірювання маси та ваги тіла.

Методи вимірювання маси тіла

Пружинні терези

Безпосередньо сила, з якою дане тіло притягується до Землі, може бути визначеною за допомогою пружинних терезів. Причому, для визначення маси в даному випадку треба одночасно використати закон всесвітнього тяжіння, II закон *Ньютона* (див. п. 2.3.1) та закон *Гука* (див. п. 2.6.1).

Розглянемо вертикально розташовану пружину з коефіцієнтом пружності (жорсткістю) k , закріплену у верхній точці. До нижнього кінця пружини підвішене тіло масою m . (рис. 3.1). З умови рівноваги тіл (див. п.1.8):

$$\vec{P} + \vec{F}_{\text{пр}} = 0,$$

де \vec{P} – вага тіла, $\vec{F}_{\text{пр}}$ – сила пружності, яка діє на тіло з боку деформованої пружини.

Якщо знехтувати обертанням Землі (див. вище), то за законом всесвітнього тяжіння:

$$P = \gamma \frac{mM_3}{R_3^2}.$$

За законом *Гука*:

$$F_{\text{пр}} = k \cdot \Delta l,$$

де Δl – лінійне видовження пружини.

Таким чином, в скалярному виразі:

$$\gamma \frac{mM_3}{R_3^2} = k \cdot \Delta l.$$

Звідки

$$m = \Delta l \frac{kR_3^2}{\gamma M_3} = \Delta l \cdot B,$$

де $B = \frac{kR_3^2}{\gamma M_3}$ – постійна величина (при застосування

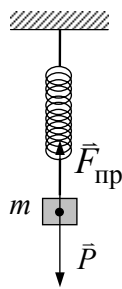


Рис. 3.1

даної пружини в даному пункті на Землі), яка не залежить від того, яке тіло підвішене на пружині.

Тоді масу (вагу) m досліджуваного тіла знаходять за видовженнями пружини Δl та Δl_e вимірними на досліді для двох тіл, які підвішуються по черзі до даної пружини:

$$m = \Delta l \cdot B; \quad m_e = \Delta l_e \cdot B,$$

де m_e – маса еталонного тіла; Δl_e – видовження пружини при підвішування еталона.

Звідки

$$m = m_e \frac{\Delta l}{\Delta l_e}.$$

Якщо пружина має покажчик (наприклад, стрілку) та шкалу, проградуйовану в одиницях маси еталона, то такий прилад для визначення маси або сили має назву пружинних терезів або динамометра.

Аналітичні ваги

Аналітичні ваги (рис. 3.2) представляють собою важіль першого роду, в якому відстані від точок прикладання сил до точок опори рівні (рівноплечий важіль). Метод вимірювання за допомогою аналітичних (або можна казати важільних) терезів ґрунтується на використанні закону всесвітнього тяжіння, II та III законів *Ньютона* (див. п.2.3.1), умов рівноваги тіла, яке має закріплену вісь обертання (див. п.2.4.1) та на виборі еталона для вимірювання маси.

Розглянемо принцип дії аналітичних терезів. Помістимо на ліву шальку терезів тіло масою m_1 . Для того, щоб відновити рівновагу, треба на праву шальку класти гирки до тих пір, поки стрілка B не повернеться в попереднє положення. На основі правила моментів сил:

$$P_1 l_1 = P_2 l_2,$$

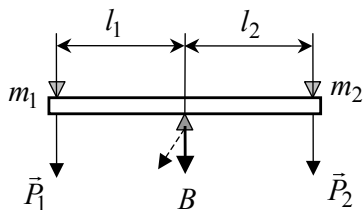


Рис. 3.2

де P_1 та P_2 – відповідно, вага тіл чи сили, що діють на праву та ліву частини важеля в точках опори шальок терезів; l_1 та l_2 – відстані від точок прикладання сил P_1 та P_2 до точки опори коромисла.

Через те, що ваги є рівноплечими, то $l_1 = l_2$ та при досягненні рівноваги:

$$P_1 = P_2.$$

Але $P_1 = m_1 g$ і $P_2 = m_2 g$, де m_2 – маса гирок, отже:

$$m_1 = m_2.$$

Таким чином, при зважуванні тіл на важільних терезах ми порівнюємо силу, з якою тіло масою m_1 притягується до Землі та силу притягання до Землі еталонної маси. Через те, що еталоном при цьому є маса, то фактично зважування на важільних терезах зводиться до визначення маси невідомого тіла.

На практиці іноді дуже складно виготовити терези так, щоб вони були строго рівноплечими. При зважуванні на нерівноплечих терезах порушуються закони рівноваги та вага гирок не дорівнює вазі тіла. Однак, існує декілька методів зважування, які дозволяють визначити вагу тіла достатньо точно.

Метод подвійного зважування (метод Гаусса¹). Даний метод полягає в тому, що тіло зважують на тих самих терезах двічі – один раз на одній шальці вагів, а другий – на іншій. Нехай P – вага тіла, P_1 та P_2 – вага гирок, яка відповідає вазі тіла відповідно в першому та другому випадках. Тоді, очевидно:



К. Гаусс

$$P l_1 = P_1 l_2 \quad \text{та} \quad P l_2 = P_2 l_1.$$

Звідки:

$$P = \sqrt{P_1 P_2}.$$

Якщо $P_1 \approx P_2$, то:

$$P = \sqrt{P_1 P_2} = \sqrt{P_1^2 \left[1 + \frac{P_2 - P_1}{P_1} \right]} \approx P_1 \left[1 + \frac{P_2 - P_1}{2P_1} \right] = \frac{P_2 + P_1}{2}.$$

Остаточна вага тіла:
$$P = \frac{P_2 + P_1}{2}.$$

¹ Гаусс Карл Фрідріх (1777-1855) – німецький математик, астроном та фізик. Навчався в 1795-98 в Геттінгенському ун-ті, з 1807 – професор цього ун-ту та директор астрономічної обсерваторії. Дослідження присвячені багатьом розділам фізики. В 1832 створив абсолютну систему мір, яка складала три основні одиниці: часу – 1 с, довжини – 1 мм, маси – 1 мг. Одним з перших виказав припущення в 1818 існування неевклідової геометрії. Член Лондонського королівського товариства (1840), Паризької АН (1820) та Петербурзької АН (1824).

Метод тарування (метод Борда¹). Даний метод полягає в тому, що тіло, вагу якого визначають, кладуть на одну шальку терезів та зрівноважують будь-якою тарою (пісок, дріб тощо), яку кладуть на другу шальку. Знімають тіло з шальки терезів та кладуть на неї гирки до тих пір, поки терези не придуть до рівноваги. В цьому випадку вага гирок дорівнює вазі досліджуваного тіла.

Метод постійного навантаження (метод Менделєєва). Даний метод полягає в тому, що на одну шальку терезів розміщується деяка стандартна гирка, вагу якої свідомо вибирають більшою за вагу досліджуваного тіла. На другу шальку терезів кладуть гирки, за допомогою яких домагаються найбільш точної рівноваги терезів. Потім на шальку, де знаходяться гирки, кладуть тіло, а гирки знімають до тих пір, поки рівновагу не буде відновлено. Вага гирок, які були зняті, очевидно, дорівнює вазі досліджуваного тіла.

3.3. Методи вимірювання лінійних розмірів об'єктів

Другою за значенням після маси характеристикою матеріальних об'єктів є фізична величина, яка визначає їх розміри – довжину (ширину, висоту, відстань тощо). З найдавніших часів люди намагалися ввести та користуватися різними величинами для вимірювання довжин та відстаней. Наприклад, в Греції одиницями довжини були: стадія олімпійська (178 м), петис (лікоть 0,46 м), подер (ступня 0,3 м), палайста (долонь ≈ 7 см); в Англії – ярд (0,914 м), фут (30,48 см), дюйм (2,54 см) тощо.

Одиницею вимірювання довжини в СІ є 1 метр (див. розділ 1).

Для вимірювання лінійних величин застосовують найрізноманітніші способи, вибір яких визначається заданою точністю та умовами експерименту. Для безпосередніх вимірювань довжини широко використовуються такі міри, як масштабна лінійка, металеві вимірювальні лінійки, рулетки без стабілізуючої основи тощо. Точність вимірювання довжини цими мірами є невисокою. Ціна поділки, наприклад, масштабної лінійки становить 1 мм. Отже, точність вимірювання масштабною лінійкою, яка не перевищує половини ціни поділки шкали, дорівнює $\pm 0,5$ мм.

¹ Борд Жан Шарль (1733-1799) – французький фізик та геодезист, член Паризької АН (1754), в 1795 – президент. Фізичні дослідження присвячені механіці, молекулярній фізиці, метрології. Сконструював металевий термометр. Брав участь в розробці десятикової системи мір та вагів.

Для більш точних вимірювань користуються приладами з ноніусом. Ноніус побудований за принципом методу збігів (див. п. 2.1). Ноніуси (у такому вигляді, як вони застосовуються тепер) винайшов у 1631 р. у Франції директор Монетного двору Ц. Верньє, тому їх правильно було б називати верньєрами, як в геодезії. У фізиці та техніці їх прийнято називати ноніусами за ім'ям португальця П. Нуніша (за лат. Nonius), який у 1542 р. винайшов подібне, але менш зручне пристосування, що нині вже не застосовується.

Такі прилади як штангенциркуль, мікрометр, катетометр та багато інших побудовані на основі *методу лінійного ноніуса*.

Ноніусом називається невелика додаткова шкала звичайного масштабу, яка дає змогу підвищити точність вимірювання в 10...20 разів. Ноніус переміщується по основній шкалі (рис. 3.3, а). Будова ноніуса ґрунтується на тому, що людське око легко розрізняє, чи є два штрихи продовженням один одного чи вони дещо зсунуті (так звана роздільна здатність ока). Поділки на основну шкалу і шкалу ноніуса наносять так, що $n - 1$ поділка основної шкали дорівнює за довжиною поділкам ноніуса.

На прикладі розглянемо лінійний ноніус штангенциркуля. Ноніус для вимірювання з точністю до 0,1 мм являє собою шкалу довжиною 9 мм, поділену на десять рівних частин (рис. 3.3, а). Тому одна поділка ноніуса дорівнює 0,9 мм, тобто є меншою від поділки основної шкали масштабної лінійки. Коли нульова відмітка (штрих) шкали ноніуса буде між певними відмітками основної шкали штангенциркуля (рис. 3.3, б), то це означає, що до цілого числа міліметрів треба додати певне число x десятих часток міліметра, які визначаються при збіганні одного штриху на ноніусі з штрихом на основній шкалі. В нашому випадку на рис. 3.3, б $x = 0,6$ мм.

Точністю ноніуса називають величину, яка дорівнює відношенню ціни найменшої поділки основної шкали до числа поділок ноніуса.

Розглянемо деякі вимірювальні прилади, їх будову та принцип дії.

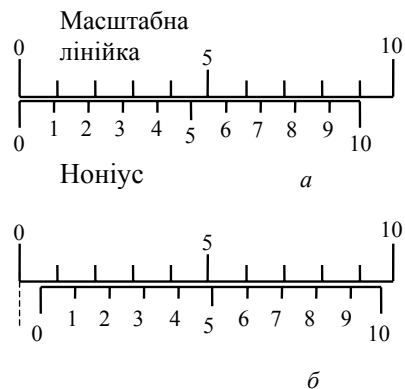


Рис. 3.3

Штангенциркуль є приладом для вимірювання лінійних розмірів з точністю від 0,1 до 0,02 мм, тобто прилад для вимірювань, які не потребують високої точності (рис. 3.4).

Штангенциркуль складається (рис. 3.4) із сталюї лінійки (штанги) **5** з міліметровими поділками, відносно якої переміщується рамка **4** з ноніусом, і двох пар губок (ніжок) – нерухомих **1** та рухомих **2**. При зімкнених губках відлік за ноніусом дорівнює нулю. Між губками затискують вимірювану деталь. Щоб точно визначити розмір деталі, рухому губку **2** штангенциркуля переміщують до моменту дотику її з деталлю за допомогою мікрометричного пристрою **6**, щоб запобігти надмірному натисканню губок на деталь. Закріплюють рухому губку на штанзі стопорним гвинтом **3** і роблять відлік за ноніусом. Для вимірювання внутрішніх розмірів деталі є калібровані губки **7**. Загальна ширина їх при зведених губках найчастіше дорівнює 10 мм; цей розмір треба додавати до відліку за шкалою. Деякі штангенциркулі мають також висувні лінійки для вимірювання глибин наскрізних отворів.

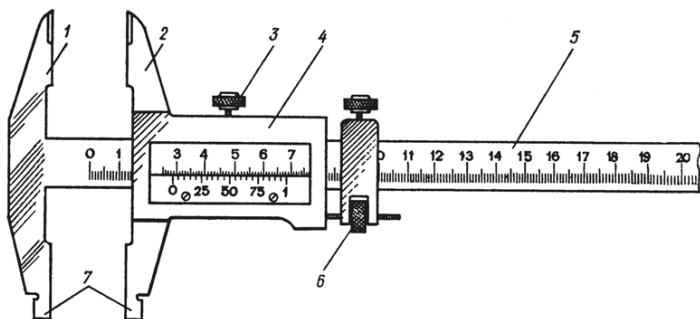


Рис. 3.4

Мікрометр є інструментом для вимірювання лінійних розмірів з точністю до 0,01 мм. Мікрометри бувають декількох типів: мікрометр для зовнішніх вимірювань, мікрометричний глибиномір та мікрометричний нутромір.

Розглянемо перший тип – мікрометр для зовнішніх вимірювань (рис. 3.5). Він складається зі сталюї скоби **8**, що має опорну нерухому п'яту **1**, стебла **3**, мікрометричного гвинта **2** і стопорного гвинта **7**. Мікрометричний гвинт переміщується всередині спеціальної гільзи з

різьбою, закріпленою в стеблі **3**. Крок гвинта 0,5...1,0 мм. На зовнішній поверхні стебла нанесено дві повздовжні шкали, зсунуті одна відносно одної на 0,5 мм. Зовні стебло охоплює барабан **4**, з'єднаний з мікрометричним гвинтом. Таким чином, при обертанні барабана обертається і гвинт, при цьому переміщується його вимірювальна поверхня **2**.

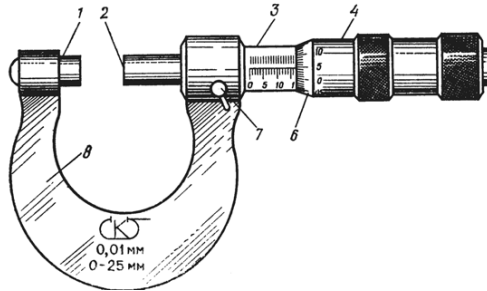


Рис. 3.5

Дія мікрометра ґрунтується на властивості гвинта здійснювати при повороті поступальне переміщення, пропорційне куту повороту. Скошений обід барабана поділено на 50 (або 100) однакових поділок. На правому кінці барабана є особливий фрикційний пристрій – тріскачка **5**. При вимірюванні слід обернути барабан тільки за головку тріскачки.

Деталь при вимірюванні затискається між п'ятою і мікрометричним гвинтом. Після того як досягнуто певного ступеня натиску на деталь (~ 5...6 Н), фрикційна головка починає проковзувати, даючи характерний тріск. Завдяки цьому затиснута деталь деформується порівняно мало (її розміри не спотворюються) і, крім того, це запобігає псуванню мікрометричного гвинта.

Відлік при вимірюванні мікрометром виконується наступним чином: за горизонтальною шкалою стебла **3** відрховується розмір вимірюваного предмета з точністю до 0,5 мм. Соті долі міліметра відрховуються по круговій шкалі **6** барабана **4**. Отримані результати додаються. Число сотих частин відповідає поділці шкали **6**, яка розташовується проти повздовжньої риски на стеблі.

Катетометр призначений для вимірювання відстані між двома точками, які розміщені по вертикалі на недоступних для безпосереднього вимірювання об'єктах.

Катетометр складається (рис. 3.6) з масивної металевої вертикальної колонки із шкалою лінійки 2, яка за допомогою рівня 6 розміщується строго вертикально. Колонка міститься в масивній тринозі 1 з установочними гвинтами 5. Вздовж вертикального стрижня 7 пересувається муфта із закріпленою на ній зоровою трубою 3, яку встановлено перпендикулярно до стрижня. В окулярі труби знаходиться візирна нитка або хрест ниток. Шкала ноніуса 4 розміщується зазвичай на муфті.

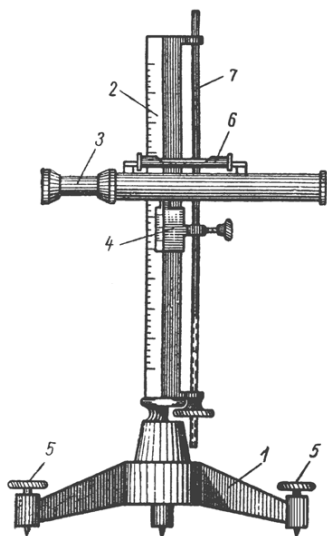


Рис. 3.6

При вимірюваннях відстані між двома точками після установки зорову трубу наводять на одну з точок, для чого переміщують муфту з трубою вздовж стрижня. Потім таким же чином – на другу точку, та розраховують шукану відстань, яка дорівнює різниці відліків.

Катетометри можна використовувати для зважування тіл малої маси за допомогою спеціальних кварцових (або молібденових) пружинних терезів при сорбційних та інших дослідженнях шляхом точного вимірювання деформації пружини.

До описаних приладів можна додати ще штангенглибиномір, індикатор годинникового типу, оптиметр, вимірювальний мікроскоп, компаратор, будову яких та принцип дії детально описано в [5].

3.4. Прилади та методи вимірювання кутів

Вимірювання кутів є важливою вимірювальною операцією в технічних вимірюваннях, в фізичному експерименті (головним чином в оптиці), а також у кристалографії, астрономії. Для вимірювання кутів використовуються різні методи і прилади.

При вимірюваннях плоскі кути виражають у кутових градусах, хвилинах і секундах ($1 \text{ рад} = 57^{\circ}17'44,8''$). Поки що приладів із шкалами, проградуєваними в радіанах, немає.

Розглянемо основні методи вимірювання кутів.

Метод порівняння з одновимірними зразковими кутовими мірами – визначається відхилення вимірюваного кута від кутової міри. Кутові міри виготовляють у вигляді тригранних (з одним робочим кутом), чотиригранних (з чотирма робочими кутами) сталених плиток або у вигляді шести-, восьми- та дванадцятигранних призм з оптичного скла і плавленого кварцу.

Тригонометричний метод – кути визначають вимірюванням лінійних величин та використовують тригонометричні функції.

Гоніометричний метод – кути безпосередньо вимірюють приладом, який має кутомірну шкалу.

При вимірюванні кутів користуються кутовими градусами, хвилинами, секундами, а також (при вимірюванні нахилів площин і клинів) – проміле (мм/м). Так, наприклад, прямокутний трикутник з катетами 1 м і 0,01 мм має один з кутів $2''$, тобто нахил лінії до горизонталі в $2''$ відповідає нахилу 0,01 мм/м.

Кути конусів характеризуються *конусністю*: відношенням різниці діаметрів у двох поперечних перерізах до відстані між перерізами.

Вимірювання кутів методом порівняння здійснюється порівнянням цих кутів із кутовими мірами – *кутником* та *кутовими шаблонами*. Для відліків різниці кутів використовується світлова щілина, відлікові пристрої важільно-механічних приладів та плями фарби під час припасування. Оцінка кута за світловою щілиною (просвіт) між сторонами вимірюваного кута і кутової міри здійснюється за допомогою зразків просвітів (мікрометрового набору кінцевих мір, спеціального бруска з широкою робочою поверхнею та лекальної лінійки) і за допомогою щупів.

Контролюють кути спеціально виготовленими кутовими шаблонами.

Кути конічних виробів контролюють шаблонами, виконаними у формі конічних пробірок і втулок, що мають ідентичні форми і розміри з деталями, які контролюються. Кути контролюються припасуванням калібру до деталі: на калібр наноситься тонкий шар спеціальної фарби, потім калібр вводять у вимірювану контрольну поверхню і повертають

їх одне відносно одного. Якість обробки деталі визначають за ступенем рівномірності розтертого шару фарби по всій конічній поверхні виробу.

При тригонометричних методах застосовують *синусні лінійки*, в яких сторони прямокутних трикутників відтворюються лінійними мірами.

Розглянемо принципи вимірювання кутів за допомогою деяких приладів.

Синусна лінійка виготовлена у вигляді столика (лінійки) з плоскою робочою поверхнею, на кінцях якої встановлено ролики (рис. 3.7, *a*) із взаємно паралельними осями. Площина, яка проходить через нижні твірні роликів, є паралельною робочій поверхні лінійки. Основним лінійним розміром лінійки є відстань між осями роликів. Випускаються лінійки з $L=100; 200; 300$ і 500 мм.

За синусною схемою вимірювань (рис. 3.7, *б*) кут α визначається з формули:

$$\sin \alpha = \frac{h}{L},$$

де L – стала паспортна величина для певної лінійки, а h підбирається зразковими мірами (плитками) так, щоб забезпечити відтворення вимірюваного кута α .

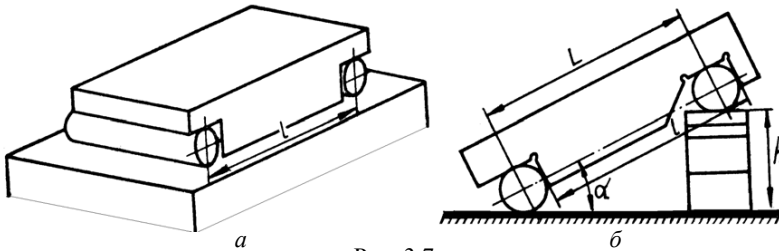


Рис. 3.7

Похибки вимірювання синусними лінійками становлять $3...52''$ залежно від значення L та вимірюваних кутів.

Для підвищення точності вимірювання кутів використовується кутовий ноніус.

Кутовий ноніус приладу має будову, подібну до лінійного ноніуса (див. п.3.3). Він представляє собою *шкалу* (дугову лінійку), що

переміщується по *лімба* (градусній шкалі). Нехай на лінійці нанесено n поділок, сумарна довжина яких дорівнює $(n - 1)$ поділок лімба, тобто:

$$n\alpha = (n - 1)\beta,$$

де α і β – ціна поділки ноніуса і найменшої поділки лімба, відповідно.

Точність кутового ноніуса $\Delta\alpha = \beta/n$.

Нехай шкала ноніуса має 30 поділок, загальна довжина яких дорівнює 29° . Ціна поділки ноніуса дорівнює $29/30$ градуса, а точність ноніуса $\Delta\alpha = 1^\circ/30 = 2'$. Тому шкала ноніуса цифровано від 0 до $60'$.

3.5. Густина тіла та методи її вимірювання

3.5.1. Загальні поняття про густину тіла

При визначенні залежності характеристик будівельних матеріалів та виробів від їх фізичних властивостей не останнє місце відіграє таке поняття, як густина речовини або тіла. Особливо треба відмітити, що до таких штучних виробів як бетони ставляться вимоги не тільки мати достатню для класу міцність, а й відповідну *середню густину*. Тобто, в перелік основних показників якості бетону, які визначають клас та марку бетону, крім міцності, морозостійкості, водонепроникності тощо, входять і марки за середньою густиною „D” [6], які включають:

- легкий бетон – D800... D2000 (через 100);
- поризований бетон – D800... D1400 (через 100);
- ніздрюватий бетон – D500... D1200 (через 100).

Цифри, які стоять біля букви, означають середню густину бетону в кг/м^3 .

Звернемо увагу, що середня густина (об’ємна маса) є однією з визначальних характеристик не тільки бетону, а й деревини та виробів з неї (наприклад, фіброліт, дерев’яні пластики, п’езотермопластики тощо), теплоізоляційних матеріалів, пластмас.

Отже, розглянемо саме поняття густини матеріалів та методи її вимірювання.

Густина матеріалів є властивістю матеріалу, фізична величина якої кількісно характеризується відношенням маси тіла m до його об’єму V :

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Цей вираз є справедливим лише для однорідних тіл.

У неоднорідних тіл густина різних ділянок тіла є різною. Тоді вибирають малий об'єм ΔV , всередині якого тіло можна вважати однорідним, а густину визначають так:

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}.$$

Або переходячи до границі:

$$\rho = \frac{dm}{dV}.$$

Крім густини, тіла можуть характеризуватись ще питомою вагою. *Питома вага* є фізичною величиною, чисельно рівною відношенню ваги тіла у вакуумі (повітрі) до його об'єму:

$$\gamma = \frac{dP}{dV}.$$

Якщо можна вважати, що вага тіла $P = mg$, то густина та питома вага пов'язані співвідношенням:

$$\gamma = \rho g.$$

Зазвичай питомою вагою характеризуються рідини.

Для поруватих та сипучих матеріалів розрізняють *дійсну густину* та *уявну густину*, яка є відношенням маси матеріалу до всього зайнятого ним об'єму.

Густина матеріалів збільшується при збільшенні тиску та, як правило, зменшується при підвищенні температури. Виключенням є вода, яка має максимальну густину при 4°C . При фазових перетвореннях густина матеріалів змінюється стрибкоподібно, збільшуючись при переході з рідкого у твердий стан. Тільки вода, чавун та деякі метали при твердінні стають менш густими.

Для будівельних матеріалів велике значення має *відносна густина* – відношення об'єму матеріалу в зразку до повного об'єму зразка. У багатьох з них відносна густина є меншою за 100 %.

Густина матеріалів є однією з основних характеристик, яка залежить від досконалості внутрішньої структури матеріалу, внаслідок чого її іноді використовують в якості структурно-чутливого параметра. Визначення густини металевих порошків, схильних до утворення поверхневих плівок (наприклад, окисних), дозволяє зробити висновок про степінь чистоти порошку.

Вивчення густини матеріалу є необхідним також при створенні композиційних матеріалів з високими *питомими* (тобто віднесеними до одиниці густини) *механічними характеристиками* [7], такими як міцність, модуль пружності тощо. Треба відмітити, що густина матеріалів та виробів досить сильно відрізняються.

Для визначення густини однорідних тіл правильної геометричної форми застосовують досить простий прямий метод – зважування на терезах та вимірювання об'єму тіла і розрахунок густини за формулою:

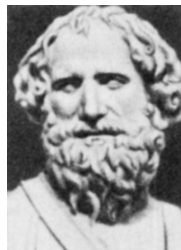
$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Якщо зразок не має чітко вираженої геометричної форми, яка дозволяє визначити його об'єм, то густину матеріалу, з якого він зроблений, визначають методами волюмометричного аналізу.

Волюмометричний аналіз (від лат. *volumen* – об'єм та грец. *μετρέω* – вимірюю) – аналіз фізичних та фізико-хімічних властивостей матеріалів (переважно твердих), заснований на вимірюванні їх питомого об'єму або густини. Розрізняють методи волюмометричного аналізу: пікнометричний, гідростатичний, флотаційний та дилатометричний. Зупинимось більш конкретно на кожному з методів.

3.5.2. Пікнометричний метод

Пікнометричний метод волюмометричного аналізу базується на визначенні об'єму рідини, яка витісняється із спеціальної посудини (пікнометра) при зануренні в нього зразка досліджуваного матеріалу. Пікнометричний метод є одним з точних методів (0,1 %) визначення густини тіла, оснований на зважуванні та одному з основних законів гідростатики – законі *Архімеда*¹.

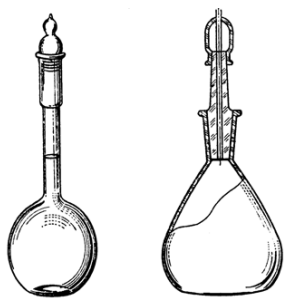


Архімед

Пікнометр є скляною невеликою посудиною (своєрідною мірною колбою) певної ємності (для твердих тіл – 10; 25 і 50 см³; для рідин – 1; 2; 3; 5; 10; 50 і 100 см³) кулястої або циліндричної форми.

¹ **Архімед** (біля 287-212 до н. е) – давньогрецький вчений. Народився в Сіракузах (Сицилія). Наукові праці відносяться до математики, механіки, фізики та астрономії. Автор багатьох винаходів та відкриттів таких як: машини для зрошування полів, гвинта, важелів, блоків та гвинтів для підймання великих вантажів, військових металевих машин таке ін. Започаткував основи гідростатики.

На рис. 3.8 показані найбільш розповсюджені типи пікнометрів [5]. В пікнометрі *першого типу* (рис. 3.8, а) з глухою притертою кришкою рідина наливається піпеткою до мітки на шийці пікнометра. Через те, що при послідовному наповненні пікнометра об'єми досліджуваної рідини та рідини з відомою густиною (наприклад, дистильованою водою) є однаковими, а вагу рідин можна визначати з високою точністю на аналітичних терезах, то шукану густину також можна визначити досить точно. *Другий вид* пікнометра (рис. 3.8, б) має притерту пробку з капілярним отвором. Якщо пікнометр, який наповнено до країв рідиною, закрити пробкою, то надлишок рідини витісняється через капіляр. В результаті пікнометр буде наповнено до верхнього краю капіляра.



а б
Рис. 3.8

Якщо пікнометр, який наповнено до країв рідиною, закрити пробкою, то надлишок рідини витісняється через капіляр. В результаті пікнометр буде наповнено до верхнього краю капіляра.

Перед початком вимірювань необхідно з рідини видалити розчинене в ній повітря. Для цього рідину в стакані поміщають у спеціальну посудину, з якої відкачують повітря. Через деякий час з рідини починають виділятися бульбашки і вона звільняється від повітря. Після цього рідину дуже швидко переливають у пікнометр. При точних визначеннях густини температура рідини повинна залишатися строго постійною, чого можна досягти термостатуванням.

1. Щоб визначити *густину твердого тіла* пікнометричним методом, виконують три зважування:

- 1) досліджуваного тіла в повітрі;
- 2) пікнометра, наповненого дистильованою водою (або іншою допоміжною рідиною відомої густини), в повітрі;
- 3) пікнометра, наповненого рідиною із зануреним у ньому твердим тілом, у повітрі.

Умови рівноваги терезів (див. п.3.2.2.) при цих зважуваннях з урахуванням дії *сили Архімеда* будуть такими:

$$\begin{cases} V(\rho_T - \rho_{\text{п}}) = M(1 - \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{Г}}); \\ m + V_0\rho_{\text{В}} - (V_0 + V')\rho_{\text{п}} = m_1(1 - \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{Г}}); \\ m + V\rho_{\text{Т}} + (V_0 - V)\rho_{\text{В}} - (V_0 + V')\rho_{\text{п}} = m_2(1 - \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{Г}}), \end{cases} \quad (1)$$

де V – об’єм досліджуваного тіла; V_0 – місткість пікнометра до мітки; V' – об’єм скла пікнометра; m – маса пустого пікнометра; M – маса гир, які зрівноважують тіло в повітрі; m_1 – маси гир, що зрівноважують пікнометр з водою; m_2 – маси гир, що зрівноважують пікнометр з водою та зануреним у неї твердим тілом; ρ_T – густина досліджуваного тіла; ρ_{Π} – густина повітря; ρ_B – густина дистильованої води; ρ_{Γ} – густина матеріалу, з якого виготовлено гирі.

Умова рівноваги для зважування порожнього пікнометра є такою:

$$m - V'\rho_{\Pi} = m_0(1 - \rho_{\Pi}/\rho_{\Gamma}), \quad (2)$$

де m_0 – маса гир, які зрівноважують пустий пікнометр у повітрі.

Після деяких математичних перетворень формул (1) та (2) (надаємо можливість зробити це самостійно), дістанемо формулу для розрахунку густини твердого тіла при пікнометричному методі волюмометричного аналізу:

$$\rho_T = \frac{M \cdot \rho_B - (m_2 - m_1)\rho_{\Pi}}{M - (m_2 - m_1)}.$$

2. Щоб визначити *густину рідини* пікнометричним методом також виконують три зважування:

- 1) порожнього пікнометра;
- 2) пікнометра, заповненого дистильованою водою до заданого рівня;
- 3) пікнометра, заповненого досліджуваною рідиною до того самого рівня.

Якщо позначити через m_3 масу гир, що зрівноважують пікнометр з досліджуваною рідиною, а через ρ_C та ρ_P – густини скла і досліджуваної рідини, відповідно, а інші позначення залишити такими самими, як і при дослідженні густини твердого тіла (див. вище), то умови рівноваги терезів з урахуванням дії сили *Архімеда* при цих зважуваннях відповідно до кроків зважування будуть такими:

$$\begin{cases} V'(\rho_C - \rho_{\Pi}) = m_0(1 - \rho_{\Pi}/\rho_{\Gamma}); \\ V'(\rho_C - \rho_{\Pi}) + V_0(\rho_B - \rho_{\Pi}) = m_1(1 - \rho_{\Pi}/\rho_{\Gamma}); \\ V'(\rho_C - \rho_{\Pi}) + V(\rho_P - \rho_{\Pi}) = m_3(1 - \rho_{\Pi}/\rho_{\Gamma}). \end{cases} \quad (3)$$

Розв’язуючи спільно рівняння (1), (2) та (3), можна отримати формулу для обчислення густини рідини при пікнометричному методі:

$$\rho_P = \frac{m_3 - m_0}{m_1 - m_0}(\rho_B - \rho_{\Pi}) + \rho_{\Pi}.$$

3.5.3. Метод гідростатичного зважування

1. Для визначення густини *твердого тіла* гідростатичним зважуванням тіло спочатку зважують у повітрі, а потім у рідині, густина якої є відомою. Такою рідиною в основному є дистильована вода, густину якої досить точно досліджено.

Умови рівноваги терезів при цих зважуваннях, з урахуванням сили *Архімеда*, є такими:

$$\begin{cases} mg - V\rho_{\text{п}}g = m_1g - V_1\rho_{\text{п}}g; \\ mg - V\rho_{\text{р}}g = m_2g - V_2\rho_{\text{р}}g \end{cases} \quad (4)$$

де m , m_1 та m_2 – відповідно маса досліджуваного тіла, маса гир, що зрівноважують тіло в повітрі і рідині; V , V_1 і V_2 – об'єми тіла і гир (останні відповідають масам m_1 і m_2); $\rho_{\text{п}}$ та $\rho_{\text{р}}$ – густина повітря і рідини; g – прискорення вільного падіння в точці зважування.

Замінивши $V_1 = \frac{m_1}{\rho_{\text{Г}}}$ та $V_2 = \frac{m_2}{\rho_{\text{Г}}}$, де $\rho_{\text{Г}}$ – густина матеріалу, з якого виготовлено гирі, віднімемо від першого рівняння системи (4) друге, отримаємо формулу для розрахунку об'єму досліджуваного тіла:

$$V = (m_1 - m_2) \frac{1 - \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{Г}}}{\rho_{\text{р}} - \rho_{\text{п}}} \quad (5)$$

Визначивши за першим рівнянням (4) масу тіла і поділивши знайдене рівняння на (5), дістанемо формулу для розрахунку густини тіла при гідростатичному зважуванні:

$$\rho = \frac{m_1}{m_1 - m_2} (\rho_{\text{р}} - \rho_{\text{п}}) + \rho_{\text{п}}$$

2. Для визначення густини *рідини* гідростатичним зважуванням в ній зважують певне (еталонне) тіло, маса і об'єм якого є відомими. Досить часто таким тілом є циліндричний скляний поплавок із спеціальним гачком зверху для підвішування до стрижня (дротини), з'єданого з шалькою терезів. Поплавок виготовляють з термометричного скла з відомим коефіцієнтом теплового розширення. Всередині (в нижній частині) поплавок міститься баласт.

Рівняння рівноваги терезів при зважуванні поплавка в досліджуваній рідині має вигляд:

$$m - \rho V = m_3 (1 - \rho_{\text{п}} / \rho_{\text{Г}}),$$

де m і V – маса і об'єм поплавка; m_3 – маса гир, що зрівноважують поплавок у рідині; $\rho_{\text{п}}$ та $\rho_{\text{Г}}$ – густина повітря і матеріалу, з якого виготовлено гири.

Тоді для густини рідини маємо:

$$\rho = \frac{m - m_3(1 - \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{Г}})}{V}.$$

Якщо маса та об'єм поплавка невідомі, їх визначають зважуванням у повітрі та дистильованій воді. Відповідно до результатів прямих вимірювань формула для розрахунку густини досліджуваної рідини має вигляд:

$$\rho = \frac{m_1 - m_3}{m_1 - m_2} (\rho_{\text{В}} - \rho_{\text{п}}) + \rho_{\text{п}},$$

де m_1 та m_2 – відповідно маси гир, що зрівноважують поплавок в повітрі і у воді; $\rho_{\text{В}}$ – густина води.

Значимо, що всі зважування треба виконувати при однаковій температурі. Для густини повітря досить, щоб вона дорівнювала $0,0012 \text{ г/см}^3$.

Гідростатичне зважування, залежно від заданої точності вимірювань, здійснюють на технічних терезах першого класу або аналітичних терезах. Терези доповнюються спеціальним пристроєм (рис. 3.9). До однієї шальки терезів знизу прикріплюють підвіс з гачком I , який вільно проходить через отвори в основі вітрини терезів і в столі. Підвіс зрівноважують тягарцем, поміщеним на другу шальку. Коли тіло зважують у рідині, його прикріплюють на тонкій відповідної довжини прямій дротині (щоб зменшити вплив поверхневого натягу). Рекомендується занурювати дротину в рідину до 15 мм, щоб її вага у рідині була мінімальною.

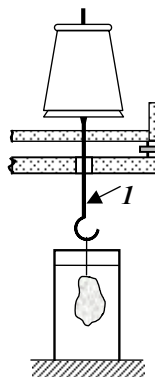


Рис. 3.9

Точність гідростатичного методу досягає $0,01 \%$, а недоліком є важкість отримання точного значення густини робочої рідини, яка залежить від вмісту домішок та температури.

3.5.4. Флотаційний метод

Флотаційний метод полягає у тому, що змінюючи густину робочої рідини (в якій відбувається зважування досліджуваного зразка) домагаються спливання поміщеного в ній зразка матеріалу. Густина робочої рідини змінюють регулюванням її температури або складу (тобто добавляють іншу рідину). Питомий об'єм розраховують по температурі робочої рідини або по висоті, на яку спливає зразок. Точність визначення густини флотаційним методом є досить високою – 0,01-0,001 %, але цей метод непридатний для дослідження матеріалів з густиною більшою за 4 г/см³, тобто більшу за густину використаної робочої рідини.

Крім визначення густини та дефектів кристалічної будови твердих тіл, метод диференціального гідростатичного зважування та методи *волюмометричного аналізу*, наприклад, дилатометричний, застосовують для визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення, для дослідження поліморфних перетворень – процесів, які відбуваються при термічній обробці та пластичному деформування металів та сплавів, для кількісного аналізу гетерогенних сплавів.

3.5.5. Ареометри

Найпростішим і найпоширенішим приладом для вимірювання густини рідини є *ареометр*, принцип дії якого ґрунтується на законі *Архімеда* для плавання тіл: на тіло, занурене у рідину, діє виштовхувальна сила, прикладена до центру мас частини тіла, що знаходиться у воді. Тіло, занурене у рідину, буде спливати доти, поки не виконається умова:

$$P < F_A \quad \text{або} \quad P < \rho_p g V_3,$$

де P – вага тіла; F_A – сила *Архімеда*; ρ_p – густина рідини; V_3 – об'єм зануреної частини тіла.

Ареометр (від грец. *araіós* – негустий, рідкий та *metréō* – вимірюю) являє собою симетричне відносно повздовжньої осі видовжене тіло **2** у вигляді порожнистого корпусу циліндричної (можливо й іншої) форми (рис. 3.10, *a*). У верхній, більш вузькій, частині є шкала **1**. Нижню частину ареометра заповнено баластом **4** (дрібний шріт, ртуть тощо), який закріплено клейкою речовиною **3** (смола, сургуч). Баласт знижує

центр ваги ареометра і забезпечує плавання його у строго вертикальному положенні при стійкій рівновазі (див. п.2.4.1).

За об'ємом витісненої рідини та масою ареометра можна визначити густину досліджуваної рідини (наприклад, електроліту акумулятора, спирту, молока тощо).

Розрізняють ареометри *сталой маси* та *сталого об'єму*. Ареометри сталой маси (найбільш розповсюджені), до яких відносяться денсиметри (від лат. *densus* – густий) застосовуються для визначення густини, тому їхню шкалу градуують в одиницях густини (рис. 3.10, а). Рідше використовуються ареометри, які вимірюють концентрацію.

Ареометри сталого об'єму (рис. 3.10, б) занурюються у рідину завжди на фіксовану глибину до відповідної мітки на шийці 2 за допомогою накладання важків на його шальку 1. Густина рідини визначається за масою гир, ареометра та об'єму витісненої ним рідини. Ареометри сталого об'єму можна використовувати для вимірювання густини твердих тіл.

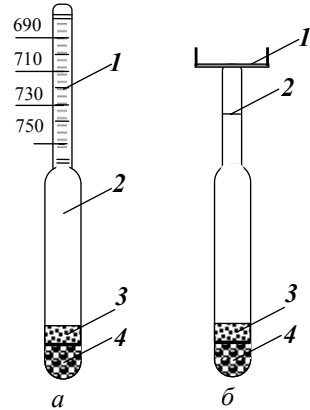


Рис. 3.10

3.6. Реологія¹ матеріалів та фізичні методи дослідження в механіці

3.6.1. Міцність

Ефективне використання матеріалів та виробів з них визначається знанням і дослідженням таких механічних властивостей матеріалів як міцність, деформативність, пластичність, крихкість тощо. Ці властивості впливають і на деякі інші якості матеріалів – морозостійкість, водонепроникність, вогнестійкість, утомленість та ін. Розглянемо деякі з них.

Міцність є властивістю матеріалів чинити опір руйнуванню від внутрішніх напружень або пластичному деформуванню, які виникають під дією зовнішніх механічних навантажень [7]. Міцність матеріалів

¹ Реологія (від грец. рео – текти) – наука про деформацію реальних тіл, дисперсних систем та технічних матеріалів.

залежить як від їхнього стану, обумовленого, наприклад, термічною обробкою, так і від їхнього складу, форми та розмірів.

Розрізняють міцність власне матеріалу та конструкційну міцність. Обидві вони залежать від характеру навантаження (короткочасне, тривале, повторно-змінне, ударне, комбіноване), температури, середовища, чистоти механічної обробки, складу та технології виготовлення. З іншого боку, міцність залежить і від виду напруженого стану: розтягу, стиску, згину, кручення, зсуву або сукупного впливу декількох впливів, тобто складного напруженого стану.

Основною характеристикою міцності є *короткочасна міцність*. Мірою короткочасної міцності вважається границя міцності (σ_5 , рис. 2.28, див. п.2.6.1) – максимальне напруження, при якому матеріал руйнується під дією статичного (повільно зростаючого протягом декількох хвилин) навантаження розтягу (стиску). Границю міцності для металів, сплавів, скла тощо визначають випробуванням *на розтяг* стандартних зразків досліджуваного матеріалу. Міцність крихких матеріалів, таких як бетон, гірські породи, ситали тощо характеризують *границею міцності на стиск*, яку отримують випробуванням зразків переважно кубічної форми 50×50×50 мм.

Крім короткочасної, розрізняють *тривалу*, *динамічну міцність* та міцність *від утомленості*, критеріями яких є відповідні границі міцності, що вимірюються дослідним шляхом.

1. *Тривала міцність* є властивістю матеріалу чинити опір руйнуванню при довготривалій дії статичного навантаження та високій температурі. Тривала міцність є однією з основних характеристик (нарівні з короткочасною міцністю, повзучістю, релаксаційною стійкістю, тривалою пластичністю тощо), які входять в комплекс властивостей, що визначають в основному довговічність та жаростійкість матеріалів.

Тривала міцність обумовлюється міцністю міжатомних зв'язків та структурою матеріалу, яка створюється добором його хімічного складу та термомеханічною обробкою.

Для того, щоб визначити тривалу міцність, зразок матеріалу випробовують при постійному навантаженні, досліджуючи залежність часу τ до руйнування від умовного напруження σ , віднесеного до початкового перерізу зразка, тобто функціональну залежність

$\tau = f(\sigma/S)$. Результати випробувань подають у вигляді таблиць, за якими для кожної температури T визначають так би мовити *границю тривалої міцності* – мінімальне напруження, при якому матеріал руйнується за 100 год (σ_{100}^T), за 1000 год (σ_{1000}^T) і так далі, або у вигляді діаграм тривалої міцності, побудованих у логарифмічних $\ln \sigma = f(\ln \tau)$ або напівлогарифмічних координатах $\sigma = f(\ln \tau)$ (рис. 3.11).

Зі збільшенням часу випробування, а також з підвищенням температури нахил ліній до осі часу збільшується, що пов'язано, по-перше, із структурними змінами, які відбуваються в матеріалі та призводять до його розкріплення, а по-друге, з можливими змінами механізму руйнування. З різними ділянками діаграми умовно пов'язують той чи інший переважний характер руйнування: в'язке руйнування при короткочасній дії навантаження, яке супроводжується значними деформаціями та утворенням тріщин по тілу зерна; крихке руйнування при тривалій дії навантаження, яке тягне за собою незначні деформації та утворення тріщин вздовж границь зерен; мішане руйнування, яке відповідає перехідній області діаграми.

Графічне зображення залежності тривалої міцності від температури дозволяє екстраполювати експериментальні результати, продовжуючи апроксимуючу криву із збереженням її геометричних особливостей. Для оцінки тривалої міцності в основному використовують результати *механічних випробувань*.

2. *Міцність від утомленості* – властивість матеріалу чинити опір

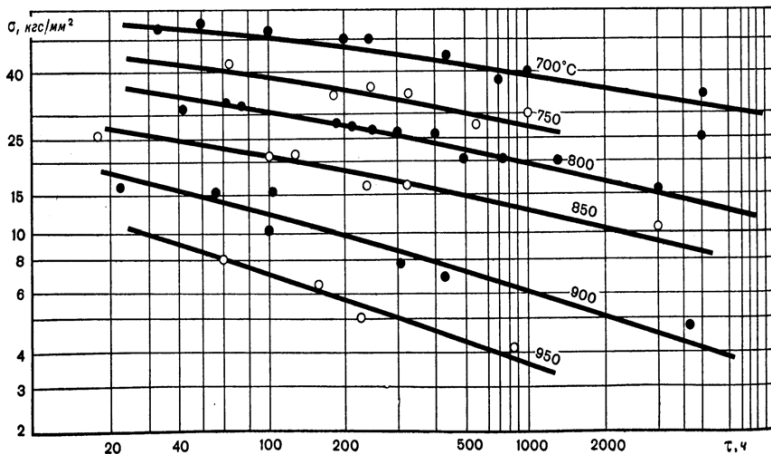


Рис. 3.11

руйнуванню при довготривалій дії циклічно змінного навантаження. Це є одним з параметрів, від яких залежить утомленість матеріалів. *Утомленість матеріалів* є зміною механічних та фізичних властивостей матеріалів під довготривалою дією циклічно змінних у часі напружень та деформацій, яка призводить до їх прогресивного руйнування. Така зміна відбувається у декілька стадій та залежить від таких вихідних параметрів як міцність, пластичність, в'язкість, а також від макро- та мікроструктури, мікрорельєфу, залишкових напружень, твердості, виду напруженого стану, історії навантаження та впливу середовища, від особливостей будови матеріалу та параметрів навантаження.

Перша стадія утомленості матеріалів характеризується утомленим пошкодженням матеріалу, тобто незворотнім зниженням опору руйнуванню. При накопиченні пошкоджень настає руйнування матеріалу, яке прогресує, що виражається у виникненні спочатку мікротріщин в структурних складових та по їхнім границям, а потім у перетворенні мікротріщин у макротріщини, які остаточно руйнують навантажений матеріал.

Швидкість розвитку утомленої тріщини та співвідношення зони її розвитку та зони розлому залежать від умов випробувань. Кількісно утомленість матеріалів описують залежністю між накопиченими пошкодженнями та числом циклів або тривалістю навантаження за параметром рівня циклічних напружень. Накопичення циклічного пошкодження відображає деформативність матеріалу як макронеоднорідного, так і мікронеоднорідного середовища. Накопичення незворотних деформацій обумовлює появу макротріщин, що є заключним станом на першій стадії утомленого руйнування.

Кінетика зміни стану матеріалу на цій стадії виявляється:

- субмікроскопічно – у зміні щільності дислокацій та концентрації вакансій (див. розділ 3);
- мікроскопічно – в утворенні ліній ковзання, *екструзій* (виповзанні пачок атомних шарів з поверхні кристалу) та *інтрузій* (вузьких впадин у смугах ковзання) на вільній поверхні, залишкових мікронапружень;
- механічно – у зміні твердості, параметрів петлі пружно-пластичного гістерезису, циклічного модуля пружності, а також у зміні макрофізичних властивостей (акустичного опору, магнітного опору, електричного опору, густини тощо).

На *другій стадії* утомленого руйнування накопичення пошкоджень оцінюють швидкістю росту макротріщин та зменшенням статичної міцності відносно міцності непошкодженого матеріалу, в тому числі характеристиками в'язкості руйнування як критичних значень інтенсивності напружень біля краю тріщини.

При наявності концентрацій напружень утомлене руйнування визначається максимальними напруженнями, градієнтами їх розподілу вздовж перерізу та структурними неоднорідностями. Опір матеріалів утомленості зазвичай характеризують *кривою утомленості* – графічною залежністю між циклічним напруженням (σ) або деформацією (ε) та числом циклів (N) до виникнення макротріщин або до остаточного руйнування, побудованих в логарифмічній шкалі (рис. 3.12). Залежно від особливостей матеріалу, температури випробування та фізико-хімічної активності середовища криві утомленості мають різний характер. Асимптотичний характер мають криві першого типу (рис. 3.12, *а*), які є властивими для матеріалів з більш стабільними структурами при більш низьких температурах. Характер кривої, яка неперервно знижується та має опуклість, спрямовану до початку координат (криві другого типу) (рис. 3.12, *б*), які є властивими для матеріалів з менш стабільними структурами та, відповідно, для умов більш високих температур і активних середовищ. Величина амплітуди напруженості, яка є асимптотою кривої утомленості першого типу або обмеженням (по числу циклів) кривої утомленості другого типу, представляє собою *межу витривалості матеріалу*.

Якщо напруження не перевищують границі текучості, утомлена міцність пов'язана лише з мікропластичними деформаціями матеріалу, які не виявляються макроскопічно. При таких напруженнях для утомленого руйнування необхідні сотні тисяч та мільйони циклів – так звана *багатоциклічна утомленість*. Якщо ж напруження перевищують границю текучості, то утомлена міцність супроводжується макроскопічними

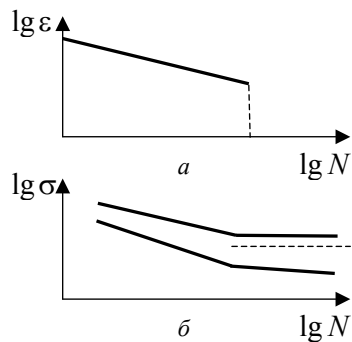


Рис. 3.12

пружно-пластичними деформаціями. Число циклів, необхідне для руйнування в цій області матеріалу, вимірюється сотнями та тисячами, це є так звана *малоциклічна утомленість*.

Руйнування внаслідок утомленості зароджуються в області структурних недосконалостей, які розподіляються зазвичай випадково, внаслідок чого для характеристик утомленої міцності (чисел циклів, руйнуючих напружень) є характерним розсіяння, яке підпорядковується імовірнісним закономірностям.

Випробування на міцність від утомленості проводять, здійснюючи механічно навантаження або циклічне акустичне навантаження. Для неруйнуючого та приблизного визначення границі витривалості використовують вимірювання зміни жорсткості в процесі випробування (наприклад, вимірювання прогину зразка), температури саморозігріву, електричного опору, властивості демпфірування та коефіцієнта термічного розширення робочої частини зразка як при стаціонарному навантаженні, так і при почерговому збільшенні амплітуди змінного навантаження. Кожна з цих характеристик відображає ефект непружності та незворотних змін матеріалу при його циклічному деформуванні.

Для того, щоб оцінити опір матеріалів розповсюдженню тріщин від утомленості при циклічних випробуваннях, вимірюють протяжність та глибину тріщин методами *дефектоскопії* і будують криві, які відображають залежність швидкості росту тріщин від числа циклів. Дослідження на міцність від утомленості проводять на машинах, які створюють циклічні навантаження в широкому діапазоні частот, напружень, температур та середовищ.

3. *Динамічна міцність* є характеристикою опору матеріалу деформуванню або руйнуванню при динамічному навантаженні. Розрізняють динамічну міцність при багатократному циклічному навантаженні та динамічну міцність при однократному навантаженні. Динамічний опір матеріалу деформуванню при одноосному напруженому стані визначається кривою деформації, наприклад, для алюмінію (рис. 3.13), яка відповідає дещо більшим (порівняно із статичними) швидкостям росту деформацій або навантаження.

На рис. 3.13 криві деформації відрізняються швидкістю деформування:

1 – при швидкості 10^4 c^{-1} ; 2 – при 10^3 c^{-1} ; 3 – при 10^2 c^{-1} та 4 – при 10 c^{-1} .

Аналогічно короточасній статичній міцності динамічна міцність характеризується динамічною границею текучості, границею міцності тощо.

В загальному випадку зміна опору деформації $\sigma(t)$

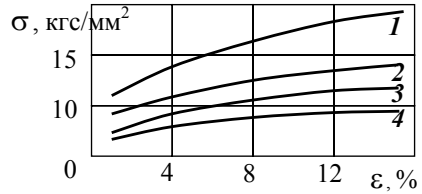


Рис. 3.13

визначається зміною деформації $\varepsilon(t)$ в процесі випробування матеріалу. Отже, крива деформації $\sigma(\varepsilon)$ (див. п.2.6.1) характеризує тільки той закон навантаження, який реалізується в процесі дослідження. Узагальнення експериментальних даних, отриманих при випробуваннях з різними законами навантаження, звичайно застосовують у вигляді зв'язку трьох таких змінних: напруженості σ , пластичної деформації ε_p та швидкості деформації $\dot{\varepsilon}'$. Тобто залежностями $(\sigma, \varepsilon_p, t)$, $(\sigma, \varepsilon_p, \dot{\varepsilon}')$ або $(\sigma, \dot{\varepsilon}'_p, t)$, які в тривимірному просторі зображуються відповідними поверхнями навантажень.

Загальний зв'язок напружень та деформації в лінійному в'язкопружному матеріалі має вигляд диференціального рівняння:

$$\sum_{n=0}^k a_n \sigma^{(n)}(t) = \sum_{n=0}^l b_n \varepsilon^{(n)}(t),$$

яке використовується для опису складної реологічної поведінки багатьох матеріалів під навантаженням.

Характеристики міцності при збільшених швидкостях деформування отримують, використовуючи пневмогідрравлічні пристрої. Дію ударів та вибухів використовують для деформування з дуже великими швидкостями. Якщо швидкість деформування є меншою за 10^4 с^{-1} , криву деформації визначають в квазістатичних випробуваннях, які забезпечують однорідний напружений стан по всьому об'єму робочої частини зразка, при збереженні цієї швидкості. Вплив швидкості деформування є незначним для високої міцності матеріалів та збільшується із зменшенням їх міцності. Міцність при короточасному (порядку 10^{-3} с) динамічному навантаженні ударного характеру називають *ударною міцністю*.

3.6.2. Деформативні властивості

У будівельних виробках та конструкціях матеріали під дією зовнішніх сил зазнають деформації. До основних деформативних властивостей належать: пружність, пластичність, крихкість і таке інше.

Пружність є здатністю твердого тіла деформуватися під дією зовнішніх сил і самочинно відновлювати початкову форму та об'єм після припинення дії навантаження. Початкова форма може відновлюватись повністю або частково при незначних навантаженнях. Пружну деформацію, яка повністю зникає із зняттям зовнішніх сил, називають *оборотною*. Для деяких високоеластичних матеріалів (еластомерів), наприклад, каучуку, пружна деформація може перевищувати 100 % через розрив зв'язків уже випрямлених молекул, тобто об'єм матеріалу після зняття навантаження може бути більшим за початковий.

Границя пружності є найбільшим напруженням (σ_2 , див. п.2.6.1), при якому залишкові деформації мають найменше (допустиме за нормами) значення, тобто матеріал практично зазнає оборотних пружних деформацій.

Пластичність є здатністю матеріалу під дією зовнішніх сил змінювати свою форму й розміри без руйнування і зберігати отриману форму й після зняття навантаження (рис. 2.28, п.2.6.1). Такі пластичні (залишкові) деформації називають *необоротними*.

Пластичність деяких матеріалів змінюється при зміні температури: при нагріванні підвищується, при охолодженні знижується. До таких матеріалів належать бітуми, деякі сорти сталі й ряд полімерних матеріалів. Пластичність істотно впливає на технологію виробництва, якість матеріалів та їх експлуатаційні властивості [7].

Крихкість є здатністю матеріалів під впливом зовнішніх навантажень руйнуватися без попередніх пластичних деформацій, при досягненні зусилля граничних (руйнівних) значень (точка 2 на рис. 2.28, п.2.6.1).

Ця властивість є протилежною пластичності. Для крихких матеріалів є характерним слабкий опір ударним навантаженням, а також велика розбіжність показників границі міцності при стиску та розтягу. Наприклад, для щільних і міцних кам'яних (природних) матеріалів

$\sigma_{\text{розг}}=(1/40\dots 1/60)\sigma_{\text{ст}}$ [7]. До крихких матеріалів належать також скло, чавун, бетон і деякі полімерні матеріали.

Крихкість і пластичність матеріалів може змінюватись не тільки при зміні температури, а й при зміні вологості та швидкості наростання навантаження, що діє на них. Наприклад, глина в сухому стані є крихкою, а в зволоженому – пластичною.

3.6.3. Фізико-технологічні проблеми міцності та деформованості матеріалів

Дослідженнями було встановлено, що при значних деформаціях абсолютне видовження Δl зростає значно швидше, ніж прикладена сила, що й обумовлює відхилення від закону Гука (див. п.2.6.1, рис. 2.28). При деякій цілком визначеній відстані r_{max} між атомами (молекулами) сила притягання приймає найбільше можливе значення

$|\mathcal{f}_{\text{max}}|$. При подальшому розтягненні тіла сили

взаємодії між його атомами різко зменшуються і вже не можуть зрівноважити прикладене навантаження. Тіло при цьому розривається. Для найпростіших іонних кристалів величину напруження $\sigma_{\text{разр.}}$, при якому тіло розривається, було вираховано теоретично. Дослід, однак, показав, що розрив кристала починається при значеннях $\sigma_{\text{разр.}}$, дець у 400 разів менших за



А.Ф. Йоффе

теоретичні розрахунки. Причина такого різкого зниження міцності реальних тіл порівняно з теоретичною була пояснена А. Ф. Йоффе¹.

З точки зору теорії Йоффе, на поверхні твердого тіла завжди є мікроскопічні тріщинки, неоднорідності та інші дефекти кристалічної решітки (рис. 3.14). Розглянемо таку тріщину з площею ΔS . При розтягуванні з напруженням $\sigma = F/S$ на долю поверхні тріщинки припадає сила $\sigma\Delta S$. Як видно з рис. 3.14, сили,

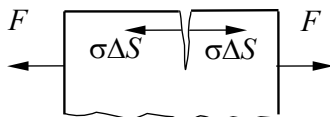


Рис. 3.14

¹ **Йоффе А.Ф.** (1880-1960) – радянський фізик, академік. Народився в м. Ромни. Закінчив Петербурзький технологічний ін-т, практикувався в лабораторії Рентгена в Мюнхенському ун-ті. Працював в Петербурзькому політехніч. ін-ті., був деканом фізико-механічного ф-ту. Наукові праці присвячені фізиці твердого тіла та загальним питанням фізики.

прикладені до тріщинки, не зрівноважуються, оскільки діють на різні її поверхні. Таким чином, у країв тріщинки крім напруження σ діють ще сили $\sigma\Delta S$, які намагаються розширити тріщинку. Розрахунки показують, що у країв мікроскопічних тріщин можуть виникати дуже значні сили, які призводять до розриву твердого тіла. Тому сучасна технологія обробки деталей машин приділяє велику увагу властивостям поверхонь деталей.

Крім того, за останні десятиріччя в техніці почали широко впроваджуватися органічні аморфні¹ речовини, побудовані з гігантських молекул з молекулярною вагою порядку $10^4 - 10^6$ кг/моль, так звані *полімери*. За деяких умов органічні молекули можуть зв'язуватись одна з одною хімічними валентними силами в довгі ланцюжки або плоскі просторові утворення, тобто *полімеризуватись*. До таких високополімерних сполук належать, наприклад, каучук, целюлоза, білки.

Дуже важливою технічною властивістю полімерів є їхня здатність витримувати величезні зворотні видовження (до 100 % від початкового розміру) при порівняно невеликих навантаженнях. Причиною подібної високої еластичної деформації є можливість довгих молекул полімеру згортатись в клубки та розпрямлятись при навантаженні.

Як показав *П.П. Кобеко*², величина пружної деформації залежить від температури та швидкості прикладення навантаження. Із зниженням температури така деформація відтворюється лише при повільному прикладанні навантаження; якщо ж навантаження прикладати досить швидко, то полімери деформуються мало і часто зазнають крихкого зламу.

Багатий арсенал природних та синтетичних органічних з'єднань дозволяє створювати полімери з найрізноманітнішими властивостями. Наприклад, міцність деяких полімерів (в даних інтервалах температур) є набагато більшою за міцність сталі, що дозволяє застосовувати їх в техніці, промисловості та будівництві.

¹ Аморфні речовини (грец. *ámorphos* - той, що не має форми) – твердий стан речовин, якій характеризується ізотропією властивостей та відсутністю точки плавлення.

² *Кобеко* П.П. (1897-1954) – радянський фізик та фізико-хімік, чл.-кор. АН СССР. Народився у Вільносі. Закінчив Сільськогосподарський ін.-т в м. Горки Смоленської обл. (1924). Викладав у Ленінградському політехн. ін.-ті, професор, з 1944 – зав. кафедрою. Праці в області фізики діелектриків, фізики та фізичної хімії аморфних тіл, в тому числі високомолекулярних з'єднань.

3.6.4. Фізичні основи механічних досліджень властивостей сировини та матеріалів. Методи вимірювання модуля Юнга

Фізичні методи дослідження матеріалів

Для визначення механічних характеристик матеріалів (див. п.3.6), як правило, використовують випробування на стендах при великих навантаженнях. Такі методи контролю та дослідження, хоча й прийняті в якості стандартних випробувань, характеризуються значним розкидом показників навіть для зразків-близнюків, великими затратами праці, обмеженою областю застосування. Такі дослідження є придатними тільки для вибіркового контролю матеріалів та виробів, бо в процесі випробування виробу доводяться до руйнування, і зовсім непридатними для оцінки міцності конструкцій в спорудах, на різних стадіях експлуатації, для визначення однорідності тощо. Тому із застосуванням фізичних досліджень та теорій створено багато методів не руйнуючого контролю та визначення механічних властивостей матеріалів та виробів. Сьогодні існує безліч різних приладів та методів, починаючи від простого молотка та закінчуючи сучасними електронними установками, деякі з них прийнято в якості стандартних в багатьох країнах світу.

Неруйнуючі методи дослідження поділяються на механічні та фізичні.

Механічні дослідження – випробування, які полягають у визначенні механічним способом властивостей матеріалів, які характеризують їх здатність чинити опір деформуванню та руйнуванню (одночасно з пружною та пластичною поведінкою) під дією зовнішніх сил.

До *фізичних методів дослідження* матеріалів можна віднести імпульсний, ультразвуковий, резонансний, тензометричний, радіометричний та багато інших методів, які ми розглянемо у наступних частинах курсу.

Треба відмітити, що всі механічні методи дослідження ґрунтуються на фізичних законах або явищах, які пов'язують між собою фізичні та механічні властивості матеріалів. Так, як було вище зазначено (див. п.2.6), мірою такої важливої характеристики матеріалу як міцність є границя міцності σ – максимальне напруження, при якому матеріал руйнується під дією відповідного навантаження, а характеристикою деформативних властивостей матеріалу – модуль *Юнга*, коефіцієнт *Пуассона* тощо (див. п.2.6.1).

Зупинимось на деяких статичних методах визначення модуля *Юнга*.

Визначення модуля *Юнга* за деформацією розтягу

Закон *Гука* для деформації повздовжнього розтягу при незначних навантаженнях можна записати так:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \frac{F_{\text{п}}}{S},$$

де Δl – абсолютне видовження тіла; l – початкова довжина досліджуваного тіла; E – модуль *Юнга*; $F_{\text{п}}$ – сила нормального розтягу; S – площа поперечного перерізу тіла.

Якщо тіло має циліндричну форму діаметром d , то площа його поперечного перерізу дорівнює:

$$S = \frac{\pi d^2}{4}.$$

Тоді модуль *Юнга* буде:

$$E = \frac{4F_{\text{п}} \cdot l}{\pi d^2 \cdot \Delta l}.$$

Визначення модуля *Юнга* для деформації повздовжнього розтягу пружних матеріалів проводять за допомогою приладу *Лермонтова* (рис. 3.15).

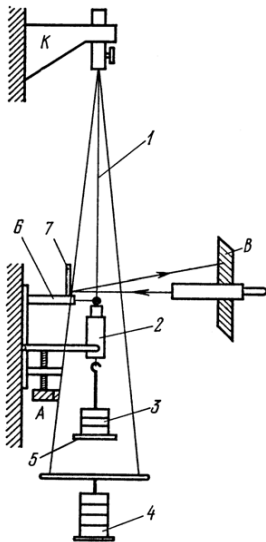


Рис. 3.15

Досліджуване тіло, наприклад, сталевий дріт 1 , що має довжину l та діаметр d , своїм верхнім кінцем міцно закріплюється на кронштейні K . До нижнього кінця дротини прикріплюється циліндр 2 . Деформація повздовжнього розтягу дротини здійснюється за допомогою тягарців 3 . Для того, щоб уникнути впливу прогину кронштейна на величину деформації досліджуваної дротини, утримувач 4 тягарців окремо двома дротинами та планкою прикріплюють до кронштейна. Завдяки такому кріпленню при перекладанні тягарців із утримувача на підвіс 5 змінюється навантаження тільки досліджуваної дротини, загальне навантаження на кронштейн залишається сталим.

Абсолютну деформацію досліджуваної дротини вимірюють за кутом повороту пластинки **6**, на кінці якої закріплено дзеркальце **7**:

$$\Delta l \cdot r = \Delta \varphi,$$

де $\Delta \varphi$ – кут повороту дзеркальця, вимірюваний за шкалою **B**; r – радіус повороту, що дорівнює довжині пластинки **6**.

На нижньому кронштейні закріплюють аретир, що піднімається за допомогою гвинта **A**, який застосовують при зміні навантаження дротини.

Визначення модуля Юнга методом деформації прогину

Однією з основних деформацій твердого тіла (особливо бетонів) є прогин стержнів або брусів під дією сил, прикладених нормально до осі стрижнів. За деформацією прогину можна визначити модуль *Юнга*. Для цього один кінець бруса закріплюють нерухомо, а до другого прикладають силу \bar{P} перпендикулярно до його осі.

Внаслідок дії зовнішніх сил балки деформуються так, що їхня поздовжня вісь викривляється. Зігнуту вісь балки називають *пружною лінією*. Переміщення поперечних перерізів балок при такому виді деформації характеризується *прогином*.

На рис. 3.16 схематично зображено консольну балку, до вільного кінця якої прикладено силу \bar{P} . Для такої балки рівняння пружної лінії буде:

$$y = \frac{P \left(\frac{l \cdot z^2}{2} - \frac{z^3}{6} \right)}{E \cdot J_x},$$

де y – прогин (зміщення центра тяжіння поперечного перерізу в напрямі, перпендикулярному до осі балки);

z і l – відстані від місця закріплення нерухомого кінця балки до місця вимірювання прогину балки і до лінії дії зовнішньої сили, відповідно; E – модуль *Юнга*; J_x – момент інерції поперечного перерізу балки відносно осі, що проходить через нейтральний шар. Як показують розрахунки, момент інерції в цьому випадку

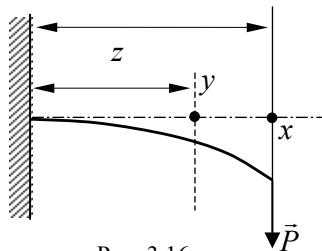


Рис. 3.16

дорівнює:

$$J_x = \frac{ah^2}{12},$$

де a – ширина поперечного перерізу; h – висота поперечного перерізу балки на відстані z .

Врахувавши всі вище розглянуті формули, можна отримати формулу для визначення модуля *Юнга* для прогину:

$$E = \frac{12P \left(l \frac{z^2}{2} - \frac{z^3}{6} \right)}{ah^2 y}.$$

Точний аналіз деформації пружної балки або стрижня є досить складною задачею. Але її можна спростити, якщо користуватись гіпотезою, яку запропонував *Бернуллі*. Відповідно до цієї гіпотези при прогині стрижня або балки всі поперечні перерізи їх залишаються плоскими. Поділимо умовно балку на тонкі шари симетрично і паралельно середньому шару. Такий шар називають *нейтральним*. При прогині балки шари, що лежать вище від нейтрального OO' (рис. 3.17) зазнають деформації розтягу, а шари, які лежать нижче від нейтрального, стискаються. Значення деформацій розтягу і стиску є пропорційними відстані цих шарів від нейтрального.

Дослідження деформації прогину проводять, наприклад, на установці (рис. 3.18), яка складається з рами **4**, встановленої на опорах **6**. На рамі закріплюється індикатор **1**, який можна пересувати по рамі. Індикатором визначають в будь-якому місці бруска **2** його прогин y під дією тягарців, які розташовують на підвісі **5**. Брусок закріплено з одного боку нерухомо, а з його вільного кінця встановлено опорну призму **3** з підвісом **5** для тягарців. Опорну призму можна пересувати вздовж бруска.

Треба відмітити, що модуль *Юнга* для згину можна визначати і для навантаження посередині балки, яку закріплено з обох боків. У цьому випадку формула для розрахунку модуля *Юнга* буде мати вигляд:

$$E = \frac{PL^3}{4ah^3 y},$$

де P – величина навантаження, яке викликає прогин балки; L – відстані між призмами, на яких закріплено балку; a – ширина перерізу балки; h – висота перерізу балки.

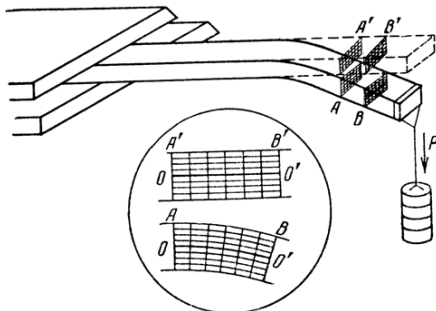


Рис. 3.17

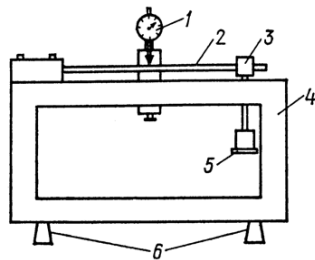


Рис. 3.18

Визначення модуля зсуву за деформацією кручення

Зсувом називається така деформація твердого тіла, при якій всі його плоскі шари, не викривлюючись і не змінюючись у розмірах, зміщуються паралельно деякій площині, що називається *площиною зсуву*. Нагадаємо, що закон Гука для зсуву при пружних деформаціях (див. п.2.6.1) має вигляд:

$$\tau = G\gamma,$$

де G – модуль зсуву.

Модуль зсуву експериментально можна визначити із деформації кручення, оскільки деформацію кручення можна описати параметрами, що характеризують деформацію зсуву. Нехай деформація кручення виникає у зразку (наприклад, у циліндричному стрижні), якщо його основу I закріпити нерухомо (рис. 3.19), а до іншої основи прикласти пару сил. Момент \vec{M} пари сил відносно осі OO' стрижня напрямлений вздовж цієї осі. Під дією обертального моменту \vec{M} пари сил різні перерізи стрижня повертатимуться на різні кути відносно закріпленої основи стрижня, причому нижній поперечний шар стрижня (площина I)

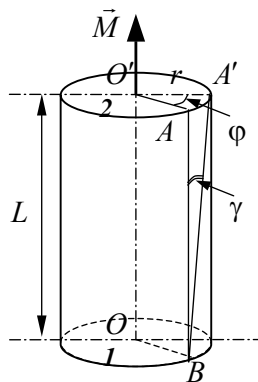


Рис. 3.19

зовсім не повертатиметься, а верхній поперечний шар (площина 2) повернеться навколо OO' на деякий кут φ .

Кут повороту площини 2 називається *кутом кручення*.

Закон Гука для деформації кручення матиме такий вигляд:

$$M = N\varphi,$$

де N – модуль кручення.

Величина модуля кручення залежить не тільки від природи матеріалу, з якого виготовлено тіло, а й від геометричної форми тіла, яке деформується.

У результаті деформації кручення відбувається деякий перекіс твірної циліндра на кут γ – це і є зсув. Причому (рис. 3.19):

$$\overset{\sim}{AA'} = r \cdot \varphi.$$

З $\Delta BAA'$ при малому куті γ маємо:

$$\overset{\sim}{AA'} = \gamma \cdot l.$$

Тоді:

$$r \cdot \varphi = \gamma \cdot l.$$

Отже, деформацію кручення можна виразити через деформацію зсуву і навпаки.

Відомо, що модуль кручення N однорідного циліндричного стрижня довжиною L дорівнює

$$N = \frac{\pi G r^4}{2 L}.$$

Підставимо останній вираз у закон Гука для деформації кручення та отримаємо:

$$G = \frac{2LM}{\pi r^4 \varphi}.$$

Для експериментального отримання модуля зсуву можна використати прилад, який складається (рис. 3.20) із затискача 1 для досліджуваного стрижня 2 і дичка 8, який має в центрі гайку 7. Шкалу диска проградуйовано в градусах.

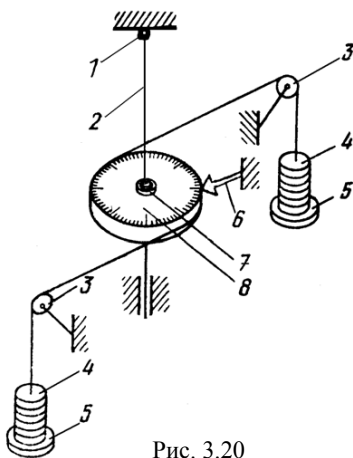


Рис. 3.20

На диск намотують шнур в одному напрямі і до його кінців, перекинутих через блоки, прикріплюють шальки 5 для тягарців. Горизонтальні частини кінців шнура за допомогою блоків 3 встановлюють паралельно один одному і розташовують в одній площині, яка є перпендикулярною до осі закручування стрижня.

Якщо на шальки покласти тягарці 4 однакової маси, то обертальний момент \vec{M} пари сил поверне диск 8, закріплений на стрижні, на деякий кут φ , який відраховують за показчиком 6. Обертальний момент пари сил знаходять за формулою:

$$M = P \cdot d,$$

де P – вага тягарця; d – діаметр диска (плече пари сил), на який намотано шнур.

Тоді формула для визначення модуля зсуву за деформацією кручення буде:

$$G = \frac{2LPd}{\pi r^4 \varphi},$$

де L – довжина досліджуваного стрижня; r – радіус стрижня.

Необхідно відмітити, що модуль пружності є абсолютно різним для різних речовин. В монокристалах внаслідок їх анізотропії¹ значення модуля E суттєво залежить від напрямку деформації відносно осей кристалічної решітки. В полікристалічних тілах окремі мікрокристали орієнтуються хаотично, і модуль *Юнга* для всього тіла має цілком визначене середнє значення, однакове для всіх напрямків.

3.6.5. В'язкість. Методи вимірювання коефіцієнта в'язкості

Загальні поняття

В'язкістю називається властивість рідини або газу чинити опір при відносному переміщенні суміжних шарів один відносно одного. В'язкість є механічною характеристикою речовин у рідкому та газоподібному станах. Покажемо зв'язок між механічним напруженням та силою внутрішнього тертя.

Поділимо обидві частини рівняння *Ньютона* для сили внутрішнього тертя (див. п.2.6.3) на площу шарів S .

¹ Анізотропія (грец. *ἀνισός* - нерівний та *τρόπος* - напрямок) – неоднаковість властивостей матеріалу в різних напрямках.

Тоді за абсолютною величиною:

$$\frac{F}{S} = \eta \frac{dv}{dy},$$

де $\frac{F}{S} = \tau$ – тангенціальне напруження (див. п. 2.6.1).

Тангенціальне напруження, яке виникає при в'язкій течії між двома шарами рідини (газу), є прямо пропорційним градієнту швидкості:

$$\tau = \eta \frac{dv}{dy}.$$

Можна довести, що градієнт швидкості dv/dy є швидкістю зсуву суміжних шарів рідини $d\gamma/dt$. Візьмемо дві точки 1 та 2, які лежать на

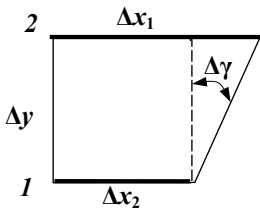


Рис. 3.21

прямій, перпендикулярній до напрямку швидкості шарів на віддалі Δy (рис. 3.21). За час Δt ці точки зсунуться відповідно на віддалі Δx_1 і Δx_2 .

Відносний зсув дорівнюватиме:

$$\Delta\gamma = \frac{\Delta x_1 - \Delta x_2}{\Delta y}.$$

Поділимо обидві частини рівняння на Δt :

$$\frac{\Delta\gamma}{\Delta t} = \frac{\frac{\Delta x_1}{\Delta t} - \frac{\Delta x_2}{\Delta t}}{\Delta y}.$$

Оскільки, $\frac{\Delta x_1}{\Delta t} = v_1$ та $\frac{\Delta x_2}{\Delta t} = v_2$, то, переходячи до границі,

маємо:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{dv}{dy}.$$

Або:

$$\tau = \eta \frac{d\gamma}{dt}.$$

Отже, тангенціальні сили в'язкості, які виникають у рухомій рідині (газі), є прямо пропорційними швидкості зсуву.

Коефіцієнт внутрішнього тертя (динамічна в'язкість η) при ламінарній течії рідини або газу є коефіцієнтом пропорційності в законі *Ньютона* для явища внутрішнього тертя (див.п.2.6.3), який залежить від роду речовини та її стану. Коефіцієнт кінематичної в'язкості ν враховує густину рідини ρ :

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}$$

У газах механізм виникнення внутрішнього тертя полягає у переносі кількості руху (імпульсу $m\vec{v}$) при переході молекул із одного шару у другий [1, 2].

В рідинах механізм внутрішнього тертя є дещо іншим. На різницю між явищем внутрішнього тертя в газах і в рідинах уперше звернув увагу *О. Й. Бачинський*¹, який вказав на те, що в газах коефіцієнт внутрішнього тертя може не залежати від густини лише доти, доки густина ще не є такою великою, щоб сили взаємодії між молекулами могли впливати на їх переміщення. Але в дуже густих газах, і тим більше в рідинах, відстані між молекулами вже є такими малими, що міжмолекулярні сили не можуть не протидіяти переміщенню молекул рідини зовнішньою силою. І ця протидія повинна бути тим більшою, чим ближче розташовані молекули одна до одної, тобто чим більшою є густина речовини.

Через те, що молекули рідини більшу частину часу знаходяться біля положень рівноваги, маса рідини захоплює сусідні шари в основному за рахунок сил зчеплення. З підвищенням температури текучість рідини зростає, а в'язкість зменшується. При нагріванні рідина розширюється і збільшується її „вільний об'єм” $V - b$ (де b – „граничний об'єм”, який є близьким до сталої в рівнянні Ван дер Ваальса [1, 2, 3], яка характеризує недоступну для молекул частку повного об'єму системи V). Враховуючи це, *О. І. Бачинський* запропонував в 1912 р. дуже просту формулу, яка описує залежність в'язкості рідини від температури:

$$\eta_p = \frac{B}{V - b}$$



О. Й. Бачинський

¹ *Бачинський* О.Й. (1877-1944) – радянський фізик. Народився в Хелме (Польща). Закінчив Московський ун-т (1899), працював там же. Роботи відносяться до молекулярної фізики та термодинаміки. Автор підручників для середньої школи.

де B – константа, різна для різних рідин.

Бачинський знайшов, що для багатьох рідин b дорівнює близько 0,3 від критичного об'єму $V_{кр}$ [2].



Я.І. Френкель

Формула *Бачинського* добре підтверджується дослідними вимірюваннями, але не показує явної залежності коефіцієнта внутрішнього тертя η_p від температури. *Я. І. Френкель*¹ отримав формулу, яка безпосередньо зв'язує динамічну в'язкість та температуру:

$$\eta_p = A \cdot e^{\frac{W}{kT}},$$

де W – енергія, яку необхідно надати молекулі рідини, щоб вона змогла перескочити з одного положення рівноваги в сусіднє. Величина цієї енергії звичайно сягає порядку $(2 \dots 3) \cdot 10^{-20}$ Дж. Отже, відповідно до формули *Френкеля* при нагріванні рідини, наприклад, на 10°C в'язкість її падає на 20 %... 30 %.

В'язкість рідин, як правило, є набагато більшою за в'язкість газів. Так, для води при 25°C коефіцієнт в'язкості становить $\eta_{\text{води}} = 0,01$ пуаза $= 10^{-3}$ кг/(м·с), а для насиченої водяної пари $\eta_{\text{пари}} = 10^{-4}$ пуаза $= 10^{-7}$ кг/(м·с). З підвищенням температури в'язкість рідини швидко падає за експоненціальним законом *Френкеля*, а в'язкість пари повільно зростає, і при критичній температурі $T_{кр}$ вони стають рівними одна одній (рис. 3.22).

В 1883 р. *Н.П. Петров*², виходячи з рівняння *Ньютона* (див. п.2.6.3), розрахував силу тертя, яка діє на змащений шип в підшипнику, що обертається (рис. 3.23):

$$F = \eta \frac{v}{\delta} S,$$

де v – лінійна швидкість шипа; δ – товщина зазору між шипом та підшипником; S – площа поверхні шипа.

¹ **Френкель Я.І.** (1894-1952) - радянський фізик-теоретик. Народився в Ростові-на-Дону. Закінчив Петроградський ун-т (1916). На протязі 30-ти років очолював кафедру теоретичної фізики в Ленінградському політехнічному ін-ті. Основні роботи відносяться до фізики твердого тіла, рідини, ядра; магнетизму.

² **Петров Н.П.** (1836-1952) – російський вчений, інженер, почесний член Петербурзької АН (1894), Лауреат премії Ломоносова (1884). Створив теорію і основи гідравлічного змащування.

На основі досліджень *Петрова* було створено *гідродинамічну теорію змащування*, яка застосовується для розрахунку тертя та зносу поверхонь, що труться між собою.

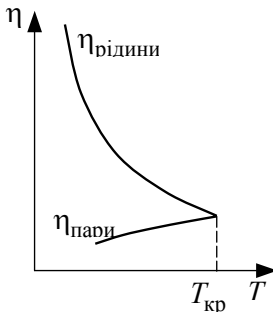


Рис. 3.22

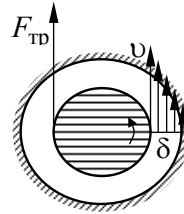


Рис. 3.23

Метод Стокса

Одним з широко використовуваних методів визначення коефіцієнта в'язкості є метод *Стокса* (див. п.2.6.3), який ґрунтується на вимірюванні швидкості рівномірного руху тіла сферичної форми (кульки) в досліджуваній рідині. Вираз для сили опору було встановлено емпіричним шляхом англійським фізиком та математиком *Дж. Стоксом*. Сила *Стокса* виникає завдяки тому, що під час руху кульки в рідині має місце тертя між окремими шарами рідини. Так, найближчий до поверхні кульки шар рідини матиме швидкість кульки, бо рідина немовби налипає на неї. Інші шари матимуть тим меншу швидкість, чим далі знаходяться від кульки.

На тіло, що повільно падає в рідині, діють (рис. 3.24):

$$\left\{ \begin{array}{l} mg = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g - \text{сила тяжіння;} \\ F_A = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p g - \text{сила Архімеда;} \\ F_c = 6\pi\eta r v - \text{сила Стокса.} \end{array} \right.$$

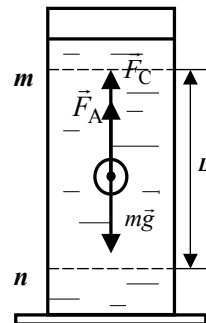


Рис.3.24

Внаслідок зростання швидкості падіння кульки сила опору також зростатиме (див. формулу сили *Стокса*). Тоді настане такий момент, коли сила тяжіння зрівноважиться силами F_c та F_A , після чого

кулька почне рухатись рівномірно:

$$mg = F_A + F_C.$$

З наведеної системи рівнянь та останнього рівняння можна одержати формулу для розрахунку коефіцієнта динамічної в'язкості рідини:

$$\eta = \frac{2(\rho - \rho_p)}{9} \frac{gr^2}{v},$$

де ρ – густина матеріалу, з якого зроблена кулька; ρ_p – густина досліджуваної рідини; v – швидкість рівномірного падіння кульки; g – прискорення вільного падіння; r – радіус кульки.

Вимірявши на досліді швидкість рівномірного падіння кульки в рідині, з останньої формули визначають коефіцієнт динамічної в'язкості рідини.

Застосування методу *Стокса* має свої обмеження:

а) може застосовуватись тільки тверда кулька, яка рухається рівномірно без обертання, при відсутності турбулентності ($Re < 1$) (див. п. 2.6.3);

б) може застосовуватись, якщо рідина є гідродинамічно нестисливою, гомогенною і має необмежену протяжність у всіх напрямках, тобто радіус кульки не повинен перевищувати 1/10 радіуса циліндра, в якому знаходиться досліджувана рідина;

в) якщо досліджувані рідини прозорі.

З поправкою на вплив стінок циліндра швидкість кульки:

$$v = \frac{2}{9} \frac{\rho - \rho_p}{\eta \left(1 + 2,4 \frac{r}{R}\right)} gr^2,$$

де R – радіус циліндра.

Метод визначення коефіцієнта в'язкості віскозиметром

Серед методів вимірювання коефіцієнта в'язкості рідини, особливо в'язких речовин, широкого поширення набув метод витікання рідини через капіляр. Цей метод має назву методу *Пуазейля* та ґрунтується на ламінарній течії рідини в тонкому капілярі для значного часу протікання ($\tau < 100$ с).

Розглянемо капіляр радіусом R та довжиною l . В рідині виділимо циліндричний шар радіусом r та товщиною dr (рис. 3.25). Сила внутрішнього тертя, яка діє на бічну поверхню цього шару:

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

де dS – бічна поверхня циліндричного шару, а знак мінус означає, що при збільшенні радіуса швидкість зменшується.

Для встановленої течії рідини сила внутрішнього тертя, яка діє на бічну поверхню циліндра, зрівноважується силою тиску, що діє на його основу ($F_{\text{тиску}} = \Delta p S$):

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

Звідси:

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

Після інтегрування, врахувавши, що біля стінок має місце притирання рідини, тобто швидкість на відстані R від осі дорівнює нулю (рис. 3.25), одержимо:

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

З останньої формули видно, що швидкість частинок рідини розподіляється за параболічним законом, причому вершина параболи лежить на осі труби (рис. 3.35). За час t з труби витікає рідина, об'єм V якої буде за законом Пуазейля:

$$\begin{aligned} V &= \int_0^R v t \cdot r \cdot dr = \frac{2\pi \Delta p t}{4\eta l} \int_0^R r (R^2 - r^2) \cdot dr = \\ &= \frac{\pi \Delta p t}{2\eta l} \cdot \left(\frac{r^2 R^2}{2} - \frac{r^4}{4} \Big|_0^R \right) = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8\eta l}, \end{aligned}$$

де Δp – різниця тисків на кінцях капіляра.

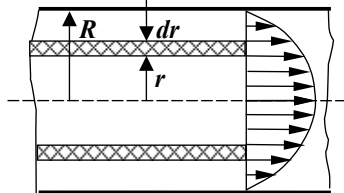


Рис. 3.25

Звідки в'язкість:

$$\eta = \frac{\Delta p \cdot \pi R^4 \cdot t}{8V}$$

Барр показав, що для певного радіуса капіляра існує критична швидкість витікання ($v_{кр}$), вище від якої течія рідини переходить у турбулентну. За *Рейнольдсом* (див. п.2.6.3), $v_{кр} \leq 2300 = \frac{\eta}{\rho r}$.

Метод *Пуазейля* дуже спрощується, якщо вимірювати коефіцієнти в'язкості рідин *відносним способом*. При цьому досить виміряти час протікання однакового об'єму ($V_1 = V_2$) різних рідин через той самий капіляр та взяти відношення відповідних рівностей за законом *Пуазейля*:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{\Delta p_2 \cdot t_2}{\Delta p_1 \cdot t_1}$$

Знаючи коефіцієнт в'язкості однієї рідини, визначаємо коефіцієнт в'язкості іншої рідини. Відношення тисків $\Delta p_2 / \Delta p_1$ визначають завдяки конструктивним особливостям приладу.

Прилади для вимірювання в'язкості рідин називаються *віскозиметрами* (від лат. viscosus – в'язкий та грец. metréō – вимірюю). Найбільш розповсюдженими є капілярні, ротаційні, з рухомою кулькою та ультразвукові віскозиметри. Розглянемо деякі з них.

1. Віскозиметр Оствальда¹ – Пінкевича являє собою *U*-подібну скляну трубку (рис. 3.26). Одне коліно її має кулясте розширення **1**, обмежене двома позначками для відліку об'єму досліджуваної рідини, і



В. Оствальд

впаяний капіляр **2**. Друге коліно з розширенням **3** призначене для зливання рідини, що протікає через капіляр. Спочатку в це коліно вливають вимірною піпеткою певний об'єм рідини (однаковий у дослідах з різними рідинами), а звідси за допомогою гумової груші **4** рідину засмоктують з розширення **1**. Далі вимірюють час витікання цієї рідини через капіляр.

¹ **Оствальд** Вільгельм Фрідріх (1853-1932) – німецький фізик та хімік, філософ-ідеаліст, чл.-кор. Берлінської АН (1905). Нар. в Ризі. Закінчив Тартуський ун-т (1875). Професор Політехн. Ін-та в Ризі, Лейпцігського ун-та та директор ін-ту електрохімії. Роботи присвячені фізичній хімії, засновником якої він є. Нобелівський лауреат в області хімії (1909).

Оскільки рідина витікає внаслідок різниці рівнів у колінах віскозиметра (ця різниця є однаковою в дослідах з різними рідинами), то замість відношення тисків ($p = \rho gh$), під якими витікають рідини, можна взяти відношення їхньої густини (див. п.2.6.2):

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} = \frac{\rho_2 gh}{\rho_1 gh} = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Тоді формула для визначення коефіцієнта в'язкості рідин відносним методом за допомогою віскозиметра *Оствальда – Пінкевича* буде:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{\rho_2 \cdot t_2}{\rho_1 \cdot t_1}, \text{ або } \frac{\eta_2}{\rho_2} = \frac{\eta_1 \cdot t_2}{\rho_1 \cdot t_1},$$

тобто:
$$v_2 = v_1 \frac{t_2}{t_1},$$

де v_2 та v_1 – коефіцієнти кінематичної в'язкості досліджуваної та відомої рідини, відповідно. Отже, капілярним віскозиметром *Оствальда–Пінкевича* безпосередньо вимірюють кінематичну в'язкість рідини. Щоб забезпечити сталу температуру в дослідах, віскозиметр вміщують у термостат або велику посудину з водою заданої температури, яка підтримується сталою на протязі всього досліду. Густина досліджуваної рідини визначають пікнометром (див. п.3.5.1).

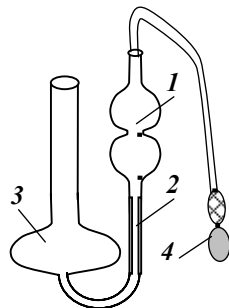


Рис. 3.26

2. Ротаційний віскозиметр. Для визначення в'язкості рідин та повних реологічних характеристик пластично-в'язких систем широко застосовуються ротаційні віскозиметри. Ротаційний віскозиметр, запропонований *М.П. Воларовичем* (рис. 3.27), складається з двох циліндрів – нерухомого (зовнішнього) *1* та рухомого (внутрішнього) *2*, який обертається під дією вантажу *3*, що падає донизу під дією сили тяжіння.

Поміж циліндрами *1* та *2* віскозиметра розміщується досліджувана речовина. Вантаж опускається та фіксується частота обертання N (об/с) циліндра *2* при значенні ваги P вантажу *3* та виключенням сили тертя P_0 підшипників *4*

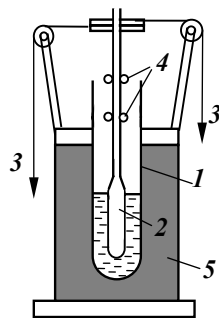


Рис. 3.27

приладу. Для підтримання заданої та постійної температури досліджу прилад розміщують в термостат 5.

В'язкість розраховують за формулою:

$$\eta = K \frac{P - P_0}{N},$$

де K – стала приладу, яка залежить від розмірів циліндрів. Вона вказується в характеристиці віскозиметра або визначається відповідними дослідженнями.

Контрольні запитання до розділу „Фізичні методи дослідження в механіці”

1. Які групи методів фізичних досліджень ви знаєте?
2. Що таке засоби вимірювання та вимірювальні прилади?
3. Дайте визначення основним методам вимірювання.
4. На яких законах базується метод вимірювання маси за допомогою пружинних та аналітичних терезів?
5. В чому полягає метод подвійного зважування та метод тарування?
6. Методи та прилади вимірювання лінійних розмірів об'єктів і кутів.
7. Густина тіла та матеріалів.
8. На якому законі базується пікнометричний метод, метод гідростатичного зважування?
9. Будова та принцип дії ареометрів.
10. Міцність матеріалів та її види.
11. Деформативні властивості матеріалів.
12. В чому полягають механічні дослідження властивостей сировини та матеріалів?
13. Методи визначення модуля Юнга.
14. Метод визначення модуля зсуву.
15. Які основні закони фізики використовуються при дослідженні в'язкості речовин та матеріалів?
16. В чому полягає метод Стокса?

Розділ 4. Молекулярна фізика

4.1. Загальні поняття

Молекулярна фізика є розділом фізики, який вивчає будову, властивості речовини, зміну її стану та теплові процеси, які в ній протікають.

Закони та явища молекулярної фізики широко застосовуються при виготовленні будівельних матеріалів та конструкцій, є базою для створення нових композиційних матеріалів, промислових товарів та дослідження їх властивостей. Знання фізичних закономірностей, які працюють на молекулярному рівні, дозволяє оптимізувати технологію процесів виготовлення виробів та товарів із заданими властивостями та умовами їх експлуатації і використання.

Знання з молекулярної фізики дають можливість зрозуміти процеси старіння матеріалів, пояснити залежність довговічності, морозостійкості, водонепроникності, теплопровідності тощо від молекулярно-структурних характеристик матеріалів. На законах термодинаміки базується робота всіх теплових та холодильних машин. Фізичні величини та параметри, закони, які їх пов'язують, використовують для розробки умов та термінів зберігання і експлуатації тих чи інших виробів, а також дозволяють створювати наукову базу для забезпечення, наприклад, необхідних комфортних умов праці (кондиціонування, опалення, водопостачання тощо).

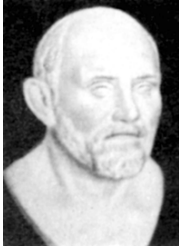
Отже, вивчення розділу „Молекулярна фізика” є не менш важливим для спеціалістів в області будівельної галузі та товарознавства, а ніж розділ „Механіка”.

4.2. Атомно-молекулярна будова речовини. Статистичний та термодинамічний методи дослідження. Макроскопічні стани та термодинамічні параметри. Рівняння стану

Будова речовини

З курсу механіки відомо (див. розд. 2, п. 1.1), що матерія відтворює себе у двох формах – речовині (елементарні частинки, атоми, молекули) та полі (гравітаційне, електромагнітне тощо). Елементарні частинки утворюють атоми, а атоми – молекули. Отже, всі речовини складаються з *атомів*, що означає «неподільний», розуміючи під цим *найменшу частинку речовини*, яка має точно такі самі властивості, як і

будь-яка за розміром її частина. Це поняття ввели ще древні греки (Демокріт¹). Здається цілком очевидним, що властивості речовини



Демокріт

визначаються властивостями атомів. Але, один атом не може репрезентувати ніяких макроскопічних властивостей речовини. Що таке, наприклад, «в'язкість одного атома» або «електропровідність одного атома»? Макроскопічні властивості виявляються тільки у великому колективі атомів. А коли збирається великий колектив атомів, то з'являються й абсолютно нові властивості, яких не було в окремого атома.

Усі атоми складаються з елементарних частинок. Нейтрони і протони утворюють позитивно заряджене ядро атома, а електрони – електронні оболонки. Атоми різняться не тільки кількістю елементарних частинок, але й «конструкціями електронних оболонок». Фізичні та хімічні властивості визначаються, в основному, будовою зовнішніх електронних оболонок. Вони ж відповідальні і за об'єднання атомів у молекули.

На протязі всіх років вивчення властивостей матерії – речовини (з давнини і понині) фізиками було створено базові положення, на яких ґрунтуються закони молекулярної фізики. Вони дістали назву „Основні положення молекулярно-кінетичної теорії”.

Молекулярно-кінетична теорія (МКТ) базується на таких положеннях:

- 1) всі тіла складаються із молекул (кількість атомів в одиниці об'єму $n = 10^{19} \div 10^{26} \text{ м}^{-3}$);
- 2) молекули хаотично (безладно) рухаються ($v = 10^2 \div 10^3 \text{ м/с}$);
- 3) молекули взаємодіють між собою: взаємно притягуються і взаємно відштовхуються;
- 4) молекули мають власний розмір і масу (лінійний розмір атома $d = 1 \cdot 10^{-10} \div 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, маса атома $m = 10^{-27} \div 10^{-26} \text{ кг}$).

Ці положення можна підтвердити дослідями:

перше – безпосереднім спостереженням в іонних мікроскопах (молекули табачної мозаїки видно в таких мікроскопах);

друге – броунівським рухом, явищем дифузії;

¹ Демокріт (біля 460-370 рр. до н.е.) – давньогрецький вчений, філософ – матеріаліст, головний представник давньої атомістики. Крім того, вважав, що у Всесвіті існує безліч мирів, які виникають, розвиваються та гинуть.

третє – пружними властивостями тіл;
четверте – поведінкою реальних газів при великих тисках, коли проявляються власні розміри молекул газу.

Статистичний та термодинамічний методи дослідження.

Макроскопічні стани та термодинамічні параметри

Для дослідження процесів, які протікають в тілах та пов'язані з великою кількістю атомів і молекул, з яких складається дане тіло, застосовують два якісно відмінних методи: *статистичний* (молекулярно-кінетичний) і *термодинамічний методи*.

Простіше за все було б застосувати закони механіки для опису руху кожної з молекул і на основі цього зробити загальний висновок, але число таких молекул є дуже великим. Процеси, пов'язані з описом великого масиву частинок, носять інший характер – статистичний. Цей метод показує, що властивості макросистеми врешті-решт визначаються властивостями частинок системи, особливостями руху та середніми (статистичними) значеннями їхніх параметрів.

Отже, *статистична фізика* є розділом молекулярної фізики, яка вивчає властивості речовини як наслідок імовірнісних, статистичних закономірностей поведінки величезної кількості частинок.

Термодинамічний метод дослідження базується на більш загальних законах природи, які постулюють (так само, як в механіці закони *Ньютона*) та називають *началами*. Цей метод розглядає процеси з *енергетичного боку*. Термодинаміка також намагається пояснити поведінку речовини. Але термодинаміка взагалі не задається питанням про те, чи існують атоми, чи їх немає. Вона оперує таким поняттям як макроскопічна система.

Отже, *термодинаміка* є наукою про перетворення і способи передачі енергії, про рівновагу та зміну станів. Принципи термодинаміки є узагальненням людського досвіду.

Перш ніж встановлювати зв'язки статистичних величин із макроскопічними властивостями, слід розібратися з поведінкою ізольованої системи, яка складається з величезної кількості частинок. Її часто називають термодинамічною системою.

Термодинамічна система є сукупністю макроскопічних тіл, які взаємодіють та обмінюються енергією як між собою, так і з іншими (зовнішніми) тілами. Залишена сам на сам ізольована система

самочинно (спонтанно) прийде до *рівноважного стану*, який буде цілком визначеним *найбільш імовірним станом*.

На рис. 4.1 схематично зображено два стани газу. Стан *1* характеризується рівномірним розподілом молекул по всьому об'єму. У стані *2* всі молекули перебувають у лівій половині об'єму. Такий

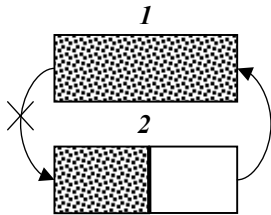


Рис. 4.1

стан можна створити штучно, встановивши перегородку і вилучивши газ із правої половини об'єму. Але тільки-но перегородку усунути, молекули почнуть переходити у вільну зону, і газ самочинно перейде зі стану *2* до стану *1*. При цьому встановиться однакова концентрація в усіх частинах об'єму. Можна сказати, що стан *1* є найбільш імовірним станом системи.

Отже, *термодинамічна ізольована система самочинно завжди переходить до найбільш імовірного рівноважного стану*.

Самовільне відхилення будь-яких фізичних величин від їх середніх значень, зумовлене якими-небудь причинами, називають *флуктуаціями*. Наприклад значення температури, швидкості руху молекул, довжина вільного пробігу – всі ці явища зумовлені відхиленням від середніх значень параметрів, обумовлених хаотичним рухом молекул та їх зіткненнями.

Стан термодинамічної системи визначається *термодинамічними параметрами*: тиском p , густиною ρ , температурою T , внутрішньою енергією U , теплоємністю C , ентропією S тощо.

Зміну параметрів в часі називають термодинамічним процесом.

Процес називають рівноважним, якщо в кожний момент часу термодинамічні параметри є однаковими по всій системі. Такий процес може відбуватися тільки при нескінченно повільній зміні. Якщо процес є нерівноважним, то він є і необоротним.

Однак, властивості термодинамічної системи визначаються її характеристиками самих атомів таких як маса атома m , швидкість руху молекули v , концентрація n . Тому виникає підозра, що властивості або термодинамічні параметри не є незалежними. Скоріше слід з'ясувати, скільки термодинамічних параметрів можуть бути повністю незалежними.

Цю проблему мінімальної кількості незалежних термодинамічних параметрів розв'язав *Гіббс*¹ і сформулював у вигляді *правила фаз*. Зокрема, для однорідної і однофазної системи, прикладом якої може бути достатньо розріджений газ, незалежних параметрів стану є всього два. Таким чином, для фіксації конкретного стану однорідної і однофазної системи достатньо задати всього два термодинамічних параметри стану. Наприклад, для газу достатньо задати два параметри: (p, V) , або (T, V) або (p, T) . Третій параметр, а також решта будуть однозначними функціями двох визначальних параметрів. Наприклад, задавши температуру і тиск, ми забезпечимо цілком визначені значення густини, в'язкості або теплопровідності газу тощо.



Дж. Гіббс

Рекомендації щодо вибору визначальних термодинамічних параметрів:

- параметри мають легко визначатися дослідом;
- параметри мають достатньо просто створюватися в потрібному об'ємі і підтримуватися сталими, оскільки тільки в такому разі можна казати, що система перебуває у стані термодинамічної рівноваги.

Рівняння стану

Рівнянням стану називають математичний зв'язок температури, тиску та об'єму:

$$f(p, V, T) = 0.$$

Якщо по осях координат відкласти визначальні параметри стану (рис. 4.2), то кожна точка на площині параметрів відповідатиме конкретному рівноважному термодинамічному стану. Стан **1** можна зобразити точкою з координатами p_1 і V_1 , а стан **2** – точкою з координатами p_2 і V_2 .

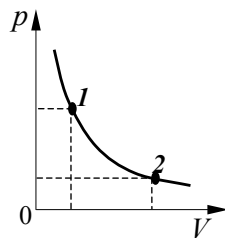


Рис. 4.2

¹ *Гіббс* Джозайя Уиллард (1839-1904) – американський фізик-теоретик, член Національної АН. Народився в Нью-Хейвені. Закінчив Єльський ун-т (1863), де і працював з 1869 р. Основні роботи в області хімічної термодинаміки та статистичної механіки. Розробив ентропійні діаграми, які дозволяють подати всі термодинамічні властивості речовини. Є одним із творців векторного числення.

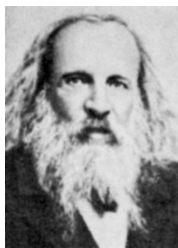
4.3. Ідеальний газ. Рівняння стану ідеального газу. Кінетична енергія молекул, її розподіл за ступенями свободи. Абсолютна температура

Як зазначалося в розд. 2, п.2.2.1 посібника, для дослідження явищ і процесів, що відбуваються в природі, та встановлення закономірностей використовують принцип моделювання. В молекулярній фізиці вводять модель „ідеального газу”.

Ідеальний газ є сукупністю матеріальних точок, які рухаються хаотично і не взаємодіють між собою.



Б. Клапейрон



Д.І. Менделєєв

Рівняння стану ідеального газу було одержано в експериментах з достатньо розрідженими газами. Воно дістало назву рівняння Менделєєва¹ – Клапейрона² на честь вчених, які його отримали (Менделєєв у 1874 р. узагальнив рівняння Клапейрона):

$$pV = \nu RT,$$

де ν – кількість молей речовини; R – універсальна газова стала; V , p , T – термодинамічні параметри.

Нагадаємо, що кількість речовини ν є число структурних елементів (молекул, атомів), що міститься в тілі або системі. Кількість речовини виражається в молях. Один моль дорівнює кількості речовини системи, що містить стільки ж структурних елементів (N_A), скільки міститься атомів у вуглеці-12 масою 0,012 кг:

$$\nu = \frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu},$$

де m – маса; N – число структурних елементів; N_A – стала Авогадро; μ – молярна маса речовини.

¹ Менделєєв Д.І. (1834-1907) – російський вчений, чл.-кор. Петербурзької АН (1876). Народився в Тобольську. Закінчив Головний педагогічний ін-т в Петербурзі (1855). В 1857-90 викладав в Петербурзькому ун-ті. З 1892 – вчений-хранитель Депо зразкових гир та терезів. Роботи переважно в області хімії, фізики, метрології, метеорології. В 1869 відкрив періодичний закон хімічних елементів.

² Клапейрон Бенуа Поль Еміль (1799-1864) – французький фізик та інженер, член Паризької АН (1858). Народився в Парижі. Закінчив політехнічну школу (1818). В 1820-30 працював в Петербурзі в ін-ті інженерів шляхів сполучення. Фізичні дослідження присвячені теплоті, пластичності та рівновазі твердих тіл. Вивів рівняння, яке встановлює зв'язок між температурою плавлення, кипіння речовини та тиском.

Тоді рівняння Менделєєва – Клапейрона для деякої кількості молей:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT.$$

Зробимо деякі перетворення. Підставимо $\frac{m}{\mu} = \frac{N}{N_A}$ в останнє рівняння:

$$pV = \frac{N}{N_A} RT \quad \text{або:} \quad p = \frac{N}{V} \frac{R}{N_A} T.$$

В останній формулі $\frac{N}{V} = n$ – концентрація газу; $\frac{R}{N_A} = k$ – стала

Больцмана.

Тоді можна отримати ще одне рівняння стану ідеального газу:

$$p = nkT.$$

На основі положень МКТ, моделі ідеального газу та законів збереження імпульсу для абсолютно пружного удару можна вивести рівняння, яке пов'язує визначальні термодинамічні параметри (ρ , V , p , T) через кінематичні характеристики молекул (m , n , v). Воно отримало назву *основного рівняння молекулярно-кінетичної теорії ідеального газу*:

$$p = \frac{2}{3} n \langle W_{\text{кпост}} \rangle,$$

де $\langle W_{\text{кпост}} \rangle$ – середня кінетична енергія поступального руху молекул газу.

Отже, тиск ідеального газу визначається кінетичною енергією всіх молекул, які містяться в одиниці об'єму.

$$\text{Нехай:} \quad \langle W_{\text{кпост}} \rangle = \frac{m_0 \bar{v}_{\text{кв}}^2}{2},$$

де m_0 – маса однієї молекули газу;

$$\bar{v}_{\text{кв}}^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N} \text{ – квадрат середньоквадратичної швидкості}$$

молекул газу.

Тоді порівняємо рівняння стану та основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії ідеального газу:

$$nkT = \frac{2}{3}n\langle W_{\text{кпост}} \rangle.$$

Звідки:

$$\langle W_{\text{кпост}} \rangle = \frac{3}{2}kT.$$

Отже, з останньої формули можна зробити три дуже важливих висновки:

1. **Кінетична енергія** молекули є прямо пропорційною температурі.
2. **Температура** є мірою середньої кінетичної енергії поступального руху молекул газу.
3. Якщо кінетична енергія прямує до нуля, то й температура прямує до нуля.

З'являються поняття: абсолютний нуль та абсолютна температура.

Абсолютний нуль температури відповідає рівності нулю кінетичної енергії поступального руху молекули. Абсолютна температура відлічується від абсолютного нуля. Одиниця абсолютної температури – один Кельвін (1 К) (див. п.1.4).

Необхідно зазначити, що, крім поступального руху, молекули можуть брати участь й у обертовому та коливальному рухах. Для кількісної характеристики можливих видів руху вводиться поняття кількості степенів вільності молекули (та й абсолютно твердого тіла).

Кількість степенів вільності (i) називають кількість незалежних величин або координат, що повністю визначають положення тіла у просторі.

Так, одноатомна молекула, як матеріальна точка, може рухатися тільки поступально (рис. 4.3). Тому вона має поступальні степені вільності, кількість яких дорівнює трьом ($i_{\text{пост}} = 3$), оскільки існують тільки три можливі незалежні напрями руху (рис. 4.3, а). Двоатомну молекулу можна уявити у вигляді «жорсткої гантелі», або у вигляді «пружної гантелі» (рис. 4.3, б). Жорстка гантель, крім поступального руху, може ще й обертатися навколо осей y і z . Тому така молекула має три поступальних та два обертових степені вільності $i_{\text{об}} = 2$.

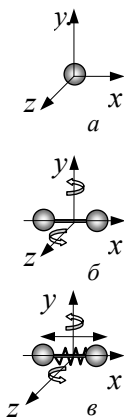


Рис. 4.3

Повна кількість степенів вільності для двоатомної „жорсткої” молекули: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{об}} = 3 + 2 = 5$.

Атоми у пружній гантелі додатково можуть ще й коливатися вздовж прямої, що їх сполучає (рис. 4.3, в). Тому слід додати ще й коливальні степені вільності $i_{\text{кол}}$.

Тоді повна кількість ступенів свободи:

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{об}} + 2i_{\text{кол}} = 3 + 2 + 2 = 7.$$

Зверніть увагу на те, що кількість коливальних степенів вільності помножено на два. Це зроблено тому, що в коливаннях, крім кінетичної, є ще й потенціальна енергія. Для багатоатомної молекули кількість ступенів свободи $i = 9$.

Кожний вид руху має право на свою частку повної енергії. *Больцман*¹ сформулював закон *рівномірного розподілу енергії за ступенями свободи*: на кожний ступінь свободи молекули припадає в середньому однакова енергія:

$$W = \frac{i}{2} kT.$$



Л. Больцман

4.4. Розподіл молекул за їхніми швидкостями (розподіл Максвелла). Барометрична формула. Розподіл Больцмана

Розподіл Максвелла

Як вже зазначалося вище, усі речі, що нас оточують, містять у собі неймовірну кількість атомів (в одному кубічному сантиметрі їх $\sim 10^{22}$ одиниць). Відповідно, згідно з класичними підходами механіки, для опису їх руху необхідно приблизно таку ж саму (за порядком величини) кількість рівнянь. Очевидно, що розв’язання математичної задачі такого рівня складності на сьогодні є неможливим, навіть, якби для цього застосувати надсучасні і надпотужні комп’ютери. Тому історично було

¹ **Больцман** Людвіг (1844-1906) – австрійський фізик-теоретик, один із основоположників класичної статистичної фізики, член Австрійської АН (1895). Нар. у Відні, закінчив віденський ун-т (1866), професор ун-тів в Граці, Відні, Мюнхені, Лейпцигу. Пов’язав ентропію системи з імовірністю її стану (1872) та довів статистичний характер другого начала термодинаміки. Теоретично відкрив закон теплового випромінювання (1879), отримав формулу світлового тиску (1884). Роботи присвячені також математиці, механіці, оптиці, гідродинаміці, теорії пружності, теорії електромагнітного поля.

запропоновано інакший підхід до справи. В основу його було покладено поняття ймовірності. Тобто для опису стану системи, що складається із великої кількості частинок (атомів або молекул), було запропоновано використати апарат теорії ймовірностей. *Метод опису фізичних систем, побудований на такій основі, було названо статистичним.* **Основна задача статистичної фізики:** визначення ймовірностей певних значень фізичних величин та їх можливих відхилень (флуктуацій).

Ймовірність з точки зору математики є числова характеристика можливості здійснення якої-небудь випадкової події при тих чи інших умовах, яка може неодноразово повторюватися. Так, наприклад, рівномірний розподіл молекул по об'єму викликаний хаотичним рухом молекул. Основною задачею теорії ймовірності є виявлення закономірностей, які виникають при взаємодії великої кількості випадкових факторів (закон радіоактивного розпаду атомів, поняття температури тіла тощо).

Самовільне відхилення фізичних величин від їх середніх значень, зумовлене якими-небудь причинами, називають *флуктуаціями*. Наприклад, значення температури, швидкості руху молекул, довжина вільного пробігу тощо, – всі вони зумовлені відхиленням від середніх значень параметрів, викликаних хаотичним рухом молекул та їхніми зіткненнями.

За рахунок хаотичного руху молекул та їхніх зіткнень кожна молекула має своє значення швидкості – від 0 до ∞ . Якщо температура газу не змінюється, то характер розподілу молекул за швидкостями знаходиться в стані рівноваги, встановлюється стаціонарний незмінний з часом процес, який описується статистичним законом.



Дж. Максвелл

Цей закон отримав вперше у 1866 р. *Дж. Максвелл*¹ на основі теорії ймовірностей, врахувавши величезну кількість молекул, хаотичний тепловий рух молекул, однакову температуру по всьому об'єму газу та відкинувши дію зовнішніх

¹ **Максвелл** Джеймс Клерк (1831-1879) – англійський фізик, член Единбурзького (1855) та Лондонського (1861) королівського товариства. Нар. в Единбурзі. Навчався в Единбурзькому (1847-50) та Кембріджському (1850-54) ун-тах. З 1871 – перший професор експериментальної фізики в Кембриджі. Під його керівництвом створена Кавендішська лабораторія в Кембриджі, яку він очолював до кінця свого життя. Роботи присвячені електродинаміці, молекулярній фізиці, загальній статистиці, оптиці, механіці, теорії пружності. Розвив теорію кольорового зору, показав, що кількості Сатурна не є твердими або рідкими, а представляють собою рій метеоритів.

силових полів:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}},$$

де m – маса молекули, k – стала *Больцмана*, v – швидкість молекули, T – середня температура; $f(v) = \frac{dN}{N}$ – функція розподілу молекул за швидкостями, яка дозволяє визначити кількість молекул. Швидкість лежить в інтервалі від v до $v + dv$.

Звернемо увагу на те, що у чисельнику показника степеня маємо не що інше як *кінетичну енергію молекули*, а в знаменнику – її *середню теплову енергію*.

На рис. 4.4 наведено вид функції розподілу $f(v)$ залежно від швидкості. При $v \rightarrow \infty$, $f(v) \rightarrow 0$. Це означає, що ймовірність одержання дуже великої швидкості у великої кількості молекул є мізерною. Так само мізерною є ймовірність повної зупинки молекули ($v \rightarrow 0$, $f(v) \rightarrow 0$). Найбільша частка молекул буде мати якусь найбільш імовірну швидкість $v_{ім}$, яка відповідає максимуму функції розподілу.

На рис. 4.4 також наведено функцію розподілу однакової кількості молекул системи, але для двох різних температур, причому $T_2 > T_1$. Очевидно, що крива для вищої температури має ширший максимум. Це означає, що інтенсивність теплового руху є більшою, тобто більша кількість молекул має однакову швидкість. Висота максимуму за вищої температури є меншою, оскільки площі під кривими розподілу є однаковими.

Тепер подивимось, як на графіку (рис. 4.4) зображено величину $f(v) \cdot dv$, що дорівнює за визначенням частці молекул, які мають швидкості в

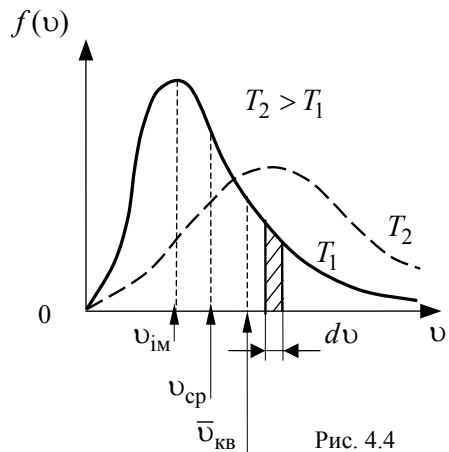


Рис. 4.4

інтервалі від v до $v + dv$. Це є площа нескінченно тонкого прямокутника з основою dv та висотою $f(v)$ (заштрихований прямокутник на рис. 4.4). Найбільша площа буде у прямокутника для швидкості, яка відповідає максимуму функції розподілу. Частка молекул, які мають цю швидкість, є максимальною при даній температурі, тому її називають *найбільш імовірною швидкістю*.

Для знаходження виразу найбільш імовірної швидкості достатньо взяти першу похідну від функції розподілу за швидкістю та прирівняти її до нуля (дослідити функцію на екстремум):

$$\frac{df(v)}{dv} = \frac{d}{dv} \left(A \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \right) = 2A \cdot v \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} - A \cdot v^2 \cdot \frac{2mv}{2kT} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = 0.$$

Звідси:

$$v_{\text{ім}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}.$$

Отже, для обчислення найбільш імовірної швидкості треба знати тільки температуру та молярну масу газу.

Раніше ми вже вводили поняття ще однієї швидкості – середньої квадратичної, яка характеризує середню кінетичну енергію (див. п.3.2):

$$\langle W_{\text{кпост}} \rangle = \frac{m_0 \bar{v}_{\text{кв}}^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad \text{звідки} \quad \bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

За допомогою розподілу *Максвелла* можна дістати вирази для середньої квадратичної швидкості молекули та її середньої швидкості.

Для *середньої квадратичної швидкості*:

$$\bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{\bar{v}_{\text{кв}}^2} = \sqrt{\int_0^{\infty} v^2 f(v) dv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Для *середньої арифметичної швидкості*:

$$v_{\text{ср}} = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_n}{n} = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}.$$

На рис. 4.4 зображено відносне положення імовірної, середньої та середньої квадратичної швидкостей. Найбільшою з них є середня квадратична швидкість, а співвідношення між ними є таким:

$$v_{\text{ім}} : \bar{v}_{\text{кв}} : v_{\text{ср}} = \sqrt{2} : \sqrt{8/\pi} : \sqrt{3}.$$

Варто зазначити, що розподіл *Максвела* справджується лише для стану термодинамічної рівноваги.

Розподіл *Максвела* було блискуче підтверджено у дослідах *Штерна* з молекулярними пучками ще у 1920 р.

Барометрична формула. Розподіл Больцмана

Розглянемо інший розподіл молекул, а саме їхній *просторовий розподіл* у полі зовнішніх сил. Хорошою моделлю може бути повітря в полі притягання Землі. Дістанемо такий розподіл для тиску газу та концентрації молекул, припустившись таких спрощень:

- ✓ розглядається ідеальний газ;
- ✓ температура T газу є скрізь однаковою;
- ✓ поле сил є однорідним;
- ✓ маса всіх молекул є однаковою.

У даній точці поля, координата якої r , молекула має потенціальну енергію $W_{\text{п}}(r)$. Вона має також кінетичну енергію теплового руху, яка є пропорційною до kT . Тоді закон розподілу молекул у просторі і має визначатись відношенням цих конкуруючих енергій.

Розглянемо тиск p на висоті h , обумовлений дією сил тяжіння (рис. 4.5). Із збільшенням висоти на dh тиск зменшиться на dp . Тоді із гідростатики (див. п.1.14) залежність тиску від висоти:

$$dp = -\rho g dh.$$

Для ідеального газу можна застосувати рівняння *Менделєєва – Клапейрона*:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad \text{або: } p = \frac{\rho}{\mu} RT \Rightarrow \rho = \frac{\mu}{RT} p.$$

Тоді:
$$dp = -\frac{\mu g}{RT} p dh.$$

Розділимо змінні:
$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh.$$

Проінтегруємо:

$$\int_{p_0}^{p_1} \frac{dp}{p} = -\int_0^{h_1} \frac{\mu g}{RT} dh \Rightarrow \ln \frac{p_1}{p_0} = -\frac{\mu g}{RT} h_1.$$

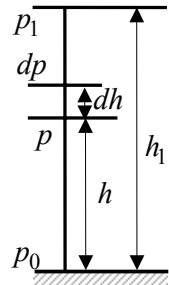


Рис. 3.5

Звідси здобудемо так звану *барометричну формулу*, яка подає залежність атмосферного тиску від висоти:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}},$$

де p_0 – тиск на поверхні Землі, p – тиск на висоті h .

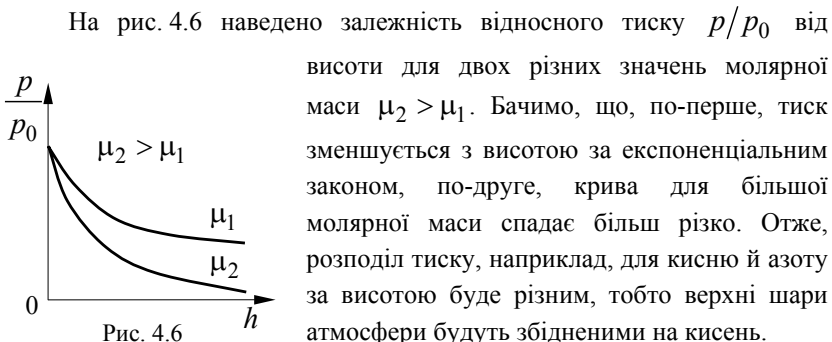


Рис. 4.6

Для знаходження залежності концентрації газу від висоти скористаємось формулою стану ідеального газу. Якщо температура є сталою, то тиск буде прямо пропорційним до концентрації:

$$p = nkT.$$

Молярна маса газу: $\mu = m \cdot N_A$, де m – маса однієї молекули.

Тоді з барометричної формули: $nkT = n_0 kT \cdot e^{-\frac{mN_A gh}{RT}},$

де $\frac{R}{N_A} = k$, маємо: $n = n_0 \cdot e^{-\frac{mgh}{kT}}.$

Через те, що в останній формулі $mgh = W_{\text{п}}$ є потенціальною енергією молекули в полі тяжіння, остаточно можна записати *формулу розподілу Больцмана* у зовнішньому силовому потенціальному полі для сукупності будь-яких однакових частинок, які знаходяться у стані хаотичного теплового руху:

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{W_{\text{п}}}{kT}}.$$

Розподіл Больцмана є розподілом молекул за потенціальною енергією в зовнішніх силових полях.

4.5. Зіткнення молекул, середня довжина вільного пробігу молекул. Поведінка газів за умов низького тиску

Розглянемо одне з понять молекулярної фізики – поняття середньої довжини вільного пробігу молекул. Через те, що згідно з основними положеннями МКТ (див. п. 4.2), молекули знаходяться в неперервному хаотичному русі, вони повинні постійно стикатися між собою. Відстань λ , яку проходить молекула між двома послідовними зіткненнями називається довжиною вільного пробігу. Для описання системи з великою кількістю молекул вводять поняття середньої довжини вільного пробігу:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle},$$

де $\langle v \rangle$ – середня арифметична швидкість молекул газу (див. п.4.3);

$\langle z \rangle = \sqrt{2}\pi d^2 \langle v \rangle n$ – середня кількість зіткнень між молекулами.

Тоді:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n},$$

де d – ефективний діаметр молекули – мінімальна відстань (рис. 4.7), на яку наближаються центри молекул при зіткненні. Для повітря в звичайних умовах: $\langle \lambda \rangle \approx 6 \cdot 10^{-7}$ м.

Вакуум (технічний) є станом газу, при якому середня довжина вільного пробігу $\langle \lambda \rangle$ є порівняною, або більшою за характерний лінійний розмір посудини L , в якій знаходиться цей газ (рис. 4.8).

Форвакуум ($\langle \lambda \rangle \ll L$): тиск до 10^{-3} мм рт. ст. Такий тиск можна отримати механічними форвакуумними насосами. Середній вакуум ($\langle \lambda \rangle \leq L$): тиск до 10^{-6} мм ртутного стовпа. Система: форвакуумний та дифузійний насос. Надвисокий вакуум ($\langle \lambda \rangle \gg L$): тиск 10^{-9} – 10^{-11} мм ртутного стовпа. Такий тиск можна отримати за допомогою сорбційних та електророзрядних насосів.

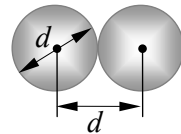


Рис. 4.7

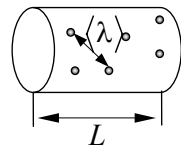


Рис. 4.8

Надзвичайний вакуум:

$$\lambda \sim \frac{1}{n \cdot d^2} \sim \frac{1}{10^3 \cdot 10^{-20}} \sim 10^{17} \text{ м.}$$

Вакуум (фізичний) характеризується повною відсутністю всяких матеріальних частинок і полів. Інша назва: “море” Дірака (“Ніщо, в якому є все”). Вакуумні технології надзвичайно широко застосовуються для розробки елементів комп’ютерної техніки.

4.6. Внутрішня енергія термодинамічної системи. Теплота та робота. Перше начало термодинаміки. Робота газу при розширенні. Теплоємність газів

Внутрішня енергія термодинамічної системи

Внутрішня енергія термодинамічної системи (ТС) є сумою енергії хаотичного (теплого) руху молекул (атомів, електронів) та потенціальної енергії міжмолекулярної взаємодії цих частинок. Внутрішня енергія ТС *не враховує* кінетичну енергію руху ТС в цілому та потенціальну енергію ТС у зовнішніх силових полях.

Для ідеального газу, виходячи з його означення, потенціальною енергією можна знехтувати. Тоді внутрішня енергія ідеального газу (або ТС) буде залежати від кінетичної енергії поступального руху всіх молекул газу. Для одного моля ідеального газу ($N = N_A$) маємо:

$$U_{\mu} = \langle W_{\text{кпост}} \rangle \cdot N_A = \frac{i}{2} kT \cdot N_A.$$

Оскільки $k \cdot N_A = R$,

то $U_{\mu} = \frac{i}{2} RT$.

Внутрішня енергія деякої кількості ідеального газу буде:

$$U = \nu \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT.$$

Отже, *внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури*. Більш того, внутрішня енергія системи в даному рівноважному стані має цілком певне значення, тобто вона є теж функцією стану або *параметром стану*.

Перший закон термодинаміки

Надалі ми будемо називати ідеальний газ термодинамічною системою. Внутрішню енергію ТС можна змінювати тільки двома способами:

- передати ТС якусь кількість теплоти ΔQ ;
- виконати над ТС певну механічну роботу A' .

Тоді:

$$U_2 - U_1 = \Delta U = \Delta Q + A'. \quad (1)$$

Розглянемо циліндричну посудину з газом (робочим тілом), закритим рухомим поршнем (рис. 4.9). Якщо газу надавати деяку кількість теплоти, то відбудеться зміна його внутрішньої енергії, тобто збільшиться температура, газ розшириться та виконає над поршнем роботу A . Нехай, $A = -A'$ – робота, яка виконується газом проти зовнішніх сил. Тоді з формули (1):

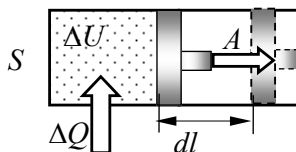


Рис. 4.9

$$\Delta U = \Delta Q - A,$$

або:

$$\boxed{\Delta Q = \Delta U + A}. \quad (2)$$

Формули (1) та (2) є математичним записом першого начала термодинаміки – закону збереження енергії для теплових процесів:

Кількість теплоти, наданої термодинамічній системі, іде на зміну її внутрішньої енергії та на виконання роботи системою над зовнішніми тілами.

Отже, *теплота та робота є двома різними формами зміни внутрішньої енергії.*

Зауважимо, що різниця внутрішніх енергій $U_2 - U_1 = \Delta U$ не повинна залежати від того, яким способом система перейшла зі стану **1** до стану **2**. (Аналогією є зміна потенціальної енергії в полі консервативних сил, див. п. 2.5.2). Отже:

$$\oint dU = 0.$$

Звідси випливає інше формулювання першого закону термодинаміки:

Вічний двигун першого роду є неможливий.

Вічним двигуном першого роду називається вічний двигун, який виробляє роботу, більшу за отриману ним енергію.

Робота газу

Знайдемо вираз для роботи газу при розширенні. Розглянемо газ під поршнем з площею S під тиском p (рис. 4.9). Під дією тиску поршень переміститься на відстань dl . Елементарна механічна робота при переміщенні поршня буде:

$$dA = F \cdot dl.$$

Через те, що сила $F = p \cdot S$, а об'єм газу $dV = S \cdot dl$, буде:

$$dA = p \cdot dV.$$

Отже, *елементарна робота дорівнює добутку тиску на елементарну зміну об'єму.*

Проінтегруємо останній вираз та отримаємо формулу *роботи газу* в молекулярній фізиці:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV.$$

Як випливає з визначення, значення роботи залежить від виду процесу, тобто від виду функції $p = p(V)$, а не тільки від початкового та кінцевого станів. Отже, *робота є функцією процесу.*

Якщо тиск не змінюється, $p = \text{const}$ (ізобаричний процес), то:

$$A = p \cdot \Delta V.$$

Зауважимо, що:

- ✓ роботу визначають тільки для рівноважних нескінченно повільних процесів. При цьому зовнішній тиск весь час має дорівнювати тиску в системі;
- ✓ при розширенні газу в порожнечу робота не виконується, бо немає зовнішнього тиску.

Кількість теплоти

Кількість теплоти є енергією, якої ТС набуває або яку віддає в результаті теплообміну із зовнішнім середовищем.

Як і робота, кількість теплоти залежить не тільки від початкового та кінцевого станів, а й від виду процесу. Справді, з першого закону термодинаміки, записаного для замкненого циклу ($\oint dU = 0$):

$$\oint dQ = \oint dA,$$

отже, кількість теплоти є функцією процесу.

Одиницею вимірювання кількості теплоти, як і роботи та енергії, є 1 Дж. Інколи користуються позасистемною одиницею – калорією (1 кал = 4,19 Дж).

Теплоємність ідеального газу

Якщо заглянути в будь-які завгодно довідники з будівельних матеріалів або промислових товарів, то там можна знайти одну з важливих характеристик сировини та виробів, а саме – теплоємність. Розглянемо це поняття.

Середня теплоємність є кількістю теплової енергії, яку необхідно надати тілу (ТС), щоб його температура збільшилася на один Кельвін:

$$C_{\text{ср}} = \frac{\Delta Q}{\Delta T}.$$

Істинна *теплоємність* є першою похідною від кількості тепла за температурою:

$$C = \lim_{\Delta T \rightarrow \infty} C_{\text{ср}} = \lim_{\Delta T \rightarrow \infty} \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad \Rightarrow \quad \boxed{C = \frac{dQ}{dT}}.$$

Розрізняють питому та молярну теплоємності.

Питома теплоємність є кількістю тепла, необхідною для нагрівання 1 кг речовини на 1 К:

$$c = \frac{\Delta Q}{m \cdot \Delta T}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right].$$

З останньої формули можна отримати формулу визначення кількості теплоти при нагріванні: $Q = cm\Delta T$.

Молярна теплоємність є кількістю тепла, необхідною для нагрівання 1 моля речовини на 1 К:

$$C_{\mu} = \frac{\Delta Q}{\nu \cdot \Delta T}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right].$$

Зв'язок між молярною та питомою теплоємностями, який випливає з попередніх формул є таким:

$$C_{\mu} = \mu \cdot c.$$

Надалі ми будемо користуватись тільки молярною теплоємністю і позначати її просто C .

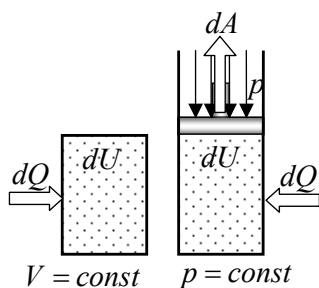


Рис. 4.10

Теплоємність речовини залежить від умов нагрівання. Розглянемо два найпоширеніших випадки (рис. 4.10): перший для газу, який міститься у замкненій посудині і його об'єм не змінюється ($V = const$); другий – для газу, який міститься під рухомих поршнем ($p = const$). У першому

випадку газ тільки нагрівається, а у другому ще й розширюється та виконує роботу проти зовнішніх сил.

Тоді за першим законом термодинаміки

теплоємність за сталого об'єму:

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_{V=const} = \frac{dU}{dT};$$

теплоємність за сталого тиску:

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_{p=const} = \frac{dU + dA}{dT}.$$

Очевидно, що $C_V < C_p$. Після деяких перетворень можна отримати формулу, яка пов'язує теплоємність за сталого об'єму та теплоємність за сталого тиску. Це є *рівняння Маєра*:

$$C_p = C_V + R.$$

Також можна показати, що:

$$C_V = \frac{i}{2}R \quad \text{та} \quad C_p = \frac{i+2}{2}R,$$

де i – кількість ступенів свободи молекули (див. п.3.2).

Для одноатомного ідеального газу ($i = 3$):

$$C_V = \frac{3}{2}R \quad \text{та} \quad C_p = \frac{3+2}{2}R = \frac{5}{2}R.$$

4.7. Ізопроеци в газах. Застосування першого закону термодинаміки до ізопроецив. Робота газу в ізопроецисах. Адіабатичний процес

Ізопроеци є рівноважними термодинамічними процесами, які відбуваються в газі постійної маси ($m = const$) при незмінному значенні одного з термодинамічних параметрів p , V , T . Для деякої кількості молей ідеального газу:

$$pV = \frac{m}{\mu}RT = const.$$

Ізотермічний процес протікає при незмінній температурі ($T = const$). Цей закон отримали незалежно один від одного *Бойль*¹ (1661) та *Мариотт*² (1676):

$$pV = const.$$

Графіки ізотермічного процесу для двох значень температур в координатах p, V показані на рисунку 4.11. Вони є гіперболами та називаються *ізотермами*.

Застосуємо до ізотермічного процесу перше начало термодинаміки. Через те, що $\Delta T = 0$, то внутрішня енергія газу:

$$\Delta U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T = 0.$$

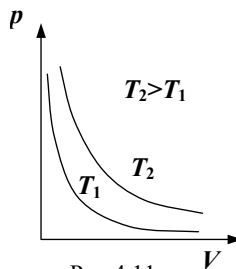


Рис.4.11



¹ **Бойль** Роберт (1627-1691) – англійський хімік, фізик та філософ, член Лондон товариства (1663). Нар. в Лісморі (Ірландія). З 1654 жив у Оксфорді. Фізичи молекулярній фізиці, вивченню світлових та електричних явищ, гідростатиці, механіці. Довів, що підймання рідини у вузьких трубках не пов'язане з атмосферним тиском. Сконструював барометр та дав йому саме що назву. Сформулював в 1661 поняття хімічного елемента та поклав початок становленню хімії як науки.

² **Мариотт** Едм (1620-1684) – французький фізик, член Паризької АН (1666), один з її засновників. Нар. в Діжоні. Був ігуменом монастиря Св. Мартіна поблизу Діжона. Роботи відносяться до механіки, теплоти, оптики. Довів збільшення об'єму води при замерзанні. Показав відмінність між світловими та тепловими променями. Експериментально підтвердив формулу *Торрічеллі* відносно швидкості виткання рідини.

Тоді:

$$\Delta Q = \Delta U + A \Rightarrow \boxed{\Delta Q = A}.$$

Отже, при ізотермічному процесі теплота іде тільки на виконання газом роботи проти зовнішніх сил.

Робота газу при $T = const$ (без доведення):

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Теплоємність за сталої температури $T = const \Rightarrow dT = 0$:

$$C_T = \frac{dQ}{dT} \Rightarrow C_T = \infty.$$

Отже, теплоємність в ізотермічному процесі є нескінченно великою, тобто, скільки б ми не підводили тепла, температура все одно не зміниться.

Ізохорний процес протікає при незмінному об'ємі ($V = const$).

Цей закон отримав Шарль¹ у 1787 р.:

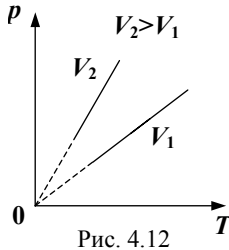


Рис. 4.12

$$\boxed{\frac{p}{T} = const}.$$

Графіки ізохоричного процесу для двох значень тиску в координатах p, T показано на рис. 4.12. Вони є прямими та називаються *ізохорами*.

Застосуємо до ізохоричного процесу перше начало термодинаміки. Через те, що $\Delta V = 0$, робота газу буде:

$$A = p\Delta V = 0.$$

Тоді:

$$\Delta Q = \Delta U + A \Rightarrow \boxed{\Delta Q = \Delta U}.$$

Отже, при ізохоричному процесі теплота іде тільки на зміну внутрішньої енергії газу.

Кількість теплоти, яка надається газу при $V = const$:



¹ Шарль Жак Олександр Цезар (1746-1823) - французький фізик, член Паризької АН (1803). Нар. в Божансі. Вчився самостійно. Професор експериментальної фізики в Консерваторії мистецтв та ремесел в Парижі. Перший спробував отримати фотографічне зображення. винайшов ряд приладів.

$$\Delta Q = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T.$$

Ізобарний процес протікає при незмінному тиску ($p = \text{const}$). Цей закон отримав *Гей-Люссак*¹ у 1802 р.:

$$\frac{V}{T} = \text{const}.$$

Графіки ізобаричного процесу для двох значень тиску в координатах V, T показано на рис. 4.13. Вони є прямими та називаються *ізобарами*.

Застосуємо до ізобарного процесу перше начало термодинаміки. Через те, що при даному процесі відбувається і зміна внутрішньої енергії і виконується робота, то:

$$Q = \Delta U + A.$$

Отже, при ізобарному процесі теплота іде на зміну внутрішньої енергії газу та на виконання газом роботи проти зовнішніх сил.

Кількість теплоти при ізобарному процесі:

$$\Delta Q = \frac{m}{\mu} C_p \Delta T.$$

Робота газу при ізобарному процесі:

$$A = \frac{m}{\mu} R \Delta T.$$

Адіабатичний процес є термодинамічним процесом, який відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем. В цьому випадку, ТС не отримує теплоту ззовні і не віддає теплоту. Тоді:

$$\Delta Q = 0.$$

Перше начало термодинаміки для адіабатичного процесу:

$$\Delta Q = \Delta U + A \Rightarrow A = -\Delta U.$$

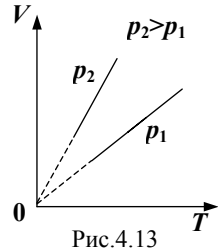


Рис.4.13



Ж. Гей-Люссак

¹ **Гей-Люссак** Жозеф Луї (1778-1850) – французький фізик та хімік, член Паризької АН (1806). Нар. в Сен-Леонарі. Закінчив Політехнічну школу (1800), де і надалі працював, одночасно професор фізики Паризького ун-ту., з 1832 професор хімії Паризького ботанічного саду. Фізичні праці присвячені молекулярній фізиці. Довів, що коефіцієнт розширення для всіх газів однаковий та розрахував його (0,00375 град⁻¹). Був прихильником корпускулярної теорії світла. винайшов гідрометр, спиртометр, барометр, термометр, насос.

Отже, в адиабатичному процесі робота виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії ТС.

Адиабатичний процес описується рівняннями Пуассона¹ (1823):

$$pV^\gamma = \text{const},$$

де γ – показник адиабати:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}.$$

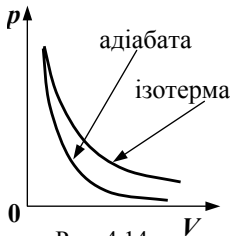


Рис. 4.14

На рис. 4.14 наведено графіки (для порівняння) адиабатичного та ізотермічного процесів в координатах p, V .

Робота газу при адиабатичному процесі:

$$A = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right].$$

Теплоємність в адиабатичному процесі ($dQ = 0$) дорівнює нулю:

$$C_a = \frac{dQ}{dT} = 0.$$

4.8. Друге начало термодинаміки. Оборотні та необоротні процеси. Термодинамічні цикли. Робочі цикли теплових та холодильних машин. Цикл Карно. ККД цикла. Ентропія

Оборотні та необоротні процеси

Якщо перше начало термодинаміки є просто законом збереження енергії для теплового і механічного способів її передавання, то друге начало термодинаміки говорить про цілком визначений *напрямок протікання* самочинних процесів.

Самочинні (природні) процеси є *процесами, які протікають у напрямку до стану рівноваги*, причому вони не можуть самостійно

¹ Пуассон Сімеон Дені (1781-1840) – французький механік, математик і фізик, член Паризької АН (1812). Нар. в Пітав'є. Закінчив Політехнічну школу (1800), де і надалі викладав, з 1809 професор фізики Паризького ун-ту. Дослідження стосуються електрики та магнетизму, теорії пружності, гідромеханіки, теорії коливань, теорії світла. Розробив математичну теорію магнетизму, теорію розповсюдження звуку в повітрі, впровадив так званий „кофіцієнт Пуассона” як характеристики пружності матеріалу.

відновити початковий стан. Прикладами таких процесів є теплопровідність, дифузія, вирівнювання тиску, передача тепла від більш нагрітих тіл до тіл з меншою температурою.

Зворотний процес (штучний), тобто самочинне нагрівання гарячого тіла за рахунок охолодження холодного тіла, ніколи не спостерігається, хоча перший закон термодинаміки не забороняє такий процес.

Раніше ми вже вводили поняття *рівноважного процесу* (див. п.4.2), як такого ідеалізованого нерівноважного процесу, що відбувається нескінченно помалу, і на кожній стадії процесу система перебуває практично в рівноважному стані. Тоді ніщо не заважає системі почати зворотний рух до рівноважних станів, які вона вже пройшла. Такі розмірковування приводять нас до поняття оборотного термодинамічного процесу.

Оборотним термодинамічним процесом називається процес, при якому $ТС$ повертається у початковий рівноважний стан через ті ж проміжні стани і при цьому не відбувається ніяких змін в навколишньому середовищі.

На рис. 4.15 кривою $a \rightarrow c \rightarrow b$ представлено природний прямий процес. Тоді оборотний процес буде $a \rightarrow c \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow a$.

Необоротний процес – перехід $ТС$ в попередній стан по іншим проміжним станам, при цьому в навколишньому середовищі відбуваються деякі зміни.

Необоротний процес є завжди штучним. На рис. 4.15 цей процес відповідає кривій $a \rightarrow c \rightarrow b \rightarrow d \rightarrow a$.

Умови необоротності:

- нерівноважність процесу;
- наявність тертя між частинами системи та зовнішніми тілами;
- наявність теплопровідності та дифузії.

Коловим процесом або *термодинамічним циклом* називається такий процес, при якому $ТС$ після виходу із основного стану проходить ряд проміжних рівноважних станів та повертається у початковий.

Знайдемо роботу колового процесу. Нехай, процес $a \rightarrow c \rightarrow b$ (рис. 4.15) буде ізотермічним розширенням при T_1 , яке відбувається за рахунок надання ззовні нагрівником теплоти Q_1 . А процес $b \rightarrow d \rightarrow a$

буде ізотермічним стисненням при T_2 , при якому віддається теплота Q_2 холодильнику.

За першим началом термодинаміки:

$$Q_1 = U_b - U_a + A_1,$$

де A_1 – робота при розширенні;

$$-Q_2 = U_a - U_b + A_2,$$

де A_2 – робота при стисненні.

Звідси сумарна робота в коловому процесі буде:

$$A = A_1 + A_2 = Q_1 - (U_b - U_a) + (-Q_2) - (U_a - U_b);$$

$$A = A_1 + A_2 = Q_1 - U_b + U_a - Q_2 - U_a + U_b.$$

Звідси:

$$\boxed{A = Q_1 - Q_2}.$$

Отже, *робота у замкненому термодинамічному циклі* проти зовнішніх сил виконується за рахунок різниці теплоти, яку ТС отримала від нагрівника та віддала холодильнику. Ця формула справджується для будь-яких процесів.

Треба звернути увагу, що площа фігури S_{acbd} чисельно дорівнює роботі A , яка виконується в даному термодинамічному циклі.

Цикли теплових машин

Теплові машини (двигуни внутрішнього згоряння, парові та холодильні машини) працюють за коловими процесами (термодинамічними циклами).

Цикли поділено на:

– цикл теплових двигунів (перехід $a \rightarrow c \rightarrow b \rightarrow d \rightarrow a$, або за годинниковою стрілкою), в результаті якого система виконує механічну роботу $A > 0$;

– цикл холодильних машин (перехід $a \rightarrow d \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow a$, або проти годинникової стрілки), при якому $A < 0$.

Робота теплового двигуна здійснюється за рахунок переносу тепла від більш нагрітого до менш нагрітого тіла (робоче тіло переносить тепло, і в процесі

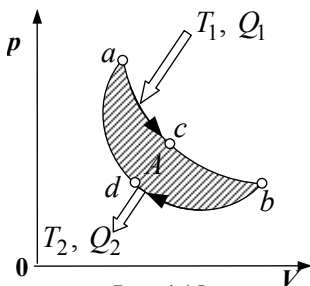


Рис. 4.15

переходу здійснюється механічна робота) – принцип роботи теплового двигуна.

Для теплових двигунів коефіцієнтом корисної дії η є:

$$\eta = \frac{A}{Q_{\text{загр.}}} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Принципову схему теплової машини показано на рис. 4.16.

Існує три умови, необхідні для роботи теплового двигуна:

- наявність робочого тіла (пари, газу), яке, нагріваючись і розширюючись, здатне виконати роботу;
- використання в роботі теплового двигуна колового процесу (циклу);
- наявність нагрівника і холодильника.

Штрих-пунктиром вказано процес для *холодильної машини*. Її принцип дії такий: відбирається теплота від холодильника зовнішніми силами (виконується робота A' , рис. 4.16) та передається нагрівнику.

Визначення максимального ККД, залежно від типу робочого тіла та виду роботи циклу дав *С. Карно*¹. Він показав, що максимально можливий ККД може мати тепловий двигун, який працює на ідеальному газі за оборотним циклом *Карно*, де під *циклом Карно* розуміється *прямий оборотний коловий процес, який складається з двох ізотерм (1-2, 3-4) та двох адіабат (2-3, 4-1)* (рис. 4.17).

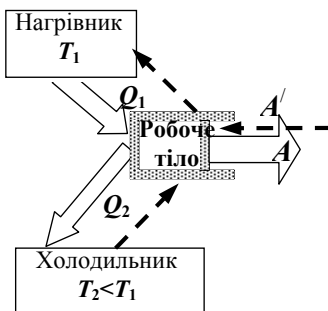


Рис. 4.16

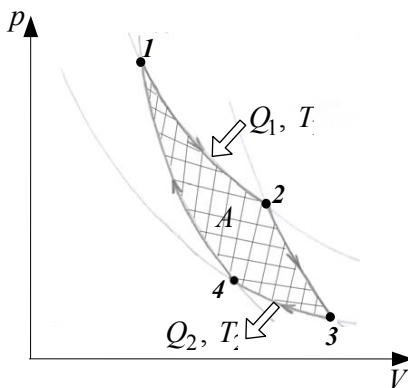


Рис. 4.17



С. Карно

¹ **Карно** Нікола Леонард Саді (1796-1832) – французький фізик та інженер, один із творців термодинаміки. Нар. в Парижі. Закінчив Політехнічну школу (1814). У 1814-19 та 1826-27 знаходився на військовій службі в якості інженера. Вперше вказав, що корисну роботу можна отримати лише у випадку, якщо тепло переходить від нагрітого тіла до більш холодного. Показав переваги застосування в парових машинах пари високого тиску та її багатократного розширення. Прийшов до поняття механічного еквівалента теплоти.

Маючи вирази для роботи та кількості теплоти при адіабатичному та ізотермічному процесах, можна отримати формулу ККД ідеального циклу *Карно*:

$$\eta_{\text{к}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

де T_1 та T_2 – температури нагрівника та холодильника, відповідно.

З останньої формули можна зробити дуже важливий *висновок*: *максимальний ККД теплової машини не залежить від робочої речовини, а повністю визначається температурами нагрівника та холодильника.*

Ентропія

Ентропія є ще однією функцією стану ТС. Вперше її було введено в термодинаміку *Клаузіусом*¹ в 1865 р. з метою дати строго математичний вираз для другого начала термодинаміки.

Але спочатку повернемось до досліджень Карно. Він довів та сформулював таку *теорему Карно*: ККД для необоротного процесу є завжди меншим, ніж для оборотного циклу *Карно* при однакових температурних границях:

$$\eta \leq \eta_{\text{к}}.$$

Або:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

де Q_1 та Q_2 – кількість теплоти, підведеної до ТС та відведеної від неї, відповідно.



Р. Клаузіус

Тоді:

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Звідси отримуємо так звану *нерівність Клаузіуса* (математичний вираз другого начала термодинаміки):

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0,$$

де знак „дорівнює” стосується оборотного циклу, а знак „менше” – необоротного циклу.

¹ **Клаузіус** Рудольф Юліус Емануель (1822-1888) – німецький фізик-теоретик, один із творців термодинаміки, чл.-кор. Берлінської АН (1876). Нар. в Кесліне. Закінчив Берлінський ун-т (1848). Професор Цюрихського, Вюрцбурзького та Боннського ун-тів. Застосував статистичні уявлення при розгляді кінетичної теорії газів, ввів поняття про сферу дії молекули, розвинув термодинамічну теорію термоелектрики, ввів поняття електроділічної дисоціації.

Відношення теплоти до температури, за якою вона передається до робочого тіла $\left(\frac{Q}{T}\right)$ називається *зведеною кількістю теплоти*.

Тоді *нерівність Клаузіуса* формулюється так: *сума зведених кількостей теплоти в оборотному процесі дорівнює нулю, а в необоротному – менша від нуля*.

Значимо, що рівність *Клаузіуса* можна поширити на будь-який оборотний процес (а не тільки на цикл *Карно*). На рис. 4.18 показано, що будь-який оборотний цикл можна представити як сукупність „елементарних циклів *Карно*”. Для кожного такого мікроциклу елементарна зведена кількість теплоти буде $\frac{dQ}{T}$, а повна зведена теплота:

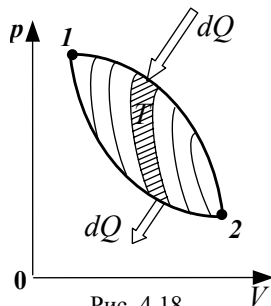


Рис. 4.18

$$\oint \left(\frac{dQ}{T}\right)_{об} = 0.$$

Отже, у *будь-якому оборотному циклі повна зведена кількість теплоти дорівнює нулю*.

Але, якщо інтеграл від якоїсь функції вздовж довільної замкненої лінії дорівнює нулю, то підінтегральний вираз є *повним диференціалом* цієї функції. Це, у свою чергу, означає, що сама функція є функцією стану, тобто різниця значень функції не залежить від виду процесу переходу зі стану *1* до стану *2* (аналогом цього є поняття внутрішньої енергії).

Позначимо $\boxed{\left(\frac{dQ}{T}\right)_{об} = dS}$

і назвемо *S* – *ентропією*, що в перекладі з грецького означає „перетворення, зміна”.

Оскільки ентропія є функцією стану, то різниця її значень між станами *1* і *2* обчислюється за формулою:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 dS = \int_1^2 \left(\frac{dQ}{T}\right)_{об} = 0.$$

Те саме можна записати і для необоротних процесів:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 dS = \int_1^2 \left(\frac{dQ}{T} \right)_H > 0.$$

Повернемось до нерівності *Клаузіуса*:

$$\Delta S \geq \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

В диференціальній формі ця нерівність буде: $\Delta S \geq \frac{dQ}{T}$.

Якщо термодинамічна система є *ізолюваною*, то $dQ = 0$ і:

$$\boxed{\Delta S \geq 0}.$$

Висновок: ентропія ізолюваної системи не може зменшуватись, вона може тільки зростати, або залишатися незмінною, які б процеси в ній не відбувалися (одне з формулювань другого начала термодинаміки).

Це можна легко пояснити. Якщо ізолювана система перебуває в нерівноважному стані, то в ній обов'язково підуть самочинні процеси, які призведуть до встановлення рівноважного стану. Такі процеси, зазвичай є необоротними і тому ентропія має зростати. Після досягнення рівноважного стану самочинні нерівноважні процеси закінчаться, ентропія досягне свого максимального значення і перестане змінюватись. Тобто, *ентропія ізолюваної системи прямує до свого максимального значення*. Рівноважний стан є станом з максимальною ймовірністю. У рівноважному стані ентропія є максимальною.

Нерівність $\Delta S \geq 0$ є математичним формулюванням другого закону термодинаміки. Отже, ентропія є мірою знецінення теплової енергії.

Статистичне тлумачення другого закону термодинаміки

Має бути прямий математичний зв'язок між ентропією і термодинамічною ймовірністю стану. Цей зв'язок знайшов *М. Планк*. Відповідна залежність є відомою в науці як ***формула Больцмана***:

$$\boxed{S = k \ln W},$$

де S – ентропія; k – стала Больцмана; W – термодинамічна ймовірність стану.

Термодинамічна ймовірність стану є кількістю можливих мікростанів системи, за допомогою яких можна реалізувати даний макростан системи.

Макростан системи задається термодинамічними параметрами стану, такими як температура, тиск, густина тощо. У даному макростані конкретна частинка може перебувати в різних точках системи і мати різні імпульси. А кожен із можливих розподілів частинок за координатами та імпульсами є окремим мікростаном системи.

Нехай у нас є всього чотири частинки з однаковими імпульсами. Вони можуть розміщатися в лівій або у правій частинах об'єму (рис. 4.19,*a*). Стан, коли в лівій частині або правій частині об'єму перебувають усі чотири частинки, можна реалізувати двома способами. Способів два, і термодинамічна ймовірність стану дорівнює двом $W = 2$.

Стан, коли в кожній частині об'єму перебувають по дві частинки (рис. 4.19,*б*), можна реалізувати уже шістьома способами за рахунок простого переставлення частинок.

Термодинамічна ймовірність такого стану буде дорівнювати шести. А це, у свою чергу, означає, що цей стан буде реалізуватися в шість разів частіше, ніж перший, вкрай нерівноважний, стан.

Продовжуючи міркування і збільшуючи кількість частинок, ми неминуче дійдемо висновку, що стан із рівномірним розподілом частинок є набагато ймовірнішим, ніж стан з нерівномірним розподілом. Причому відмінності стають надзвичайно великими.

Рівномірний розподіл означає повне безладдя, тобто відсутність будь-якого впорядкування в розміщенні молекул. Такий розподіл відповідає рівноважному стану, ймовірність якого є максимальною. Поява хоча б незначної відмінності від рівноважного стану, поява будь-якого порядку означає нерівноважність стану, термодинамічна ймовірність якого є суттєво меншою.

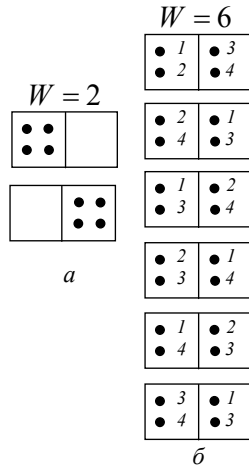


Рис. 4.19

Тепер стає більш зрозумілим сенс другого начала термодинаміки:

Усі процеси в ізольованій термодинамічній системі відбуваються в такому напрямі, щоб збільшувалась термодинамічна ймовірність стану, і ці процеси є необоротними.

Необоротний процес є необоротним тому, що він супроводжується зростанням імовірності стану. А мірою необоротності є ЕНТРОПІЯ.

На закінчення дамо деякі формулювання **другого начала термодинаміки**:

- **Формулювання Кельвіна:** вічний двигун другого роду є неможливим, тобто неможливим є двигун, який все підведене тепло перетворює у механічну енергію.
- **Формулювання Планка:** неможливим є циклічний процес, єдиним результатом якого є перетворення тепла в роботу.
- **Формулювання Клаузіуса:** неможливим є самочинний процес переходу тепла від менш нагрітого тіла до більш нагрітого.
- **Формулювання Больцмана:** у замкненій термодинамічній системі при будь-якому термодинамічному процесі ентропія системи не може зменшуватись.

Обмеження, що накладається на друге начало термодинаміки.

1. Його не можна застосовувати при малій кількості частинок ($N \rightarrow 0$).
2. Всесвіт не є замкненою системою кінцевих розмірів \Rightarrow друге начало термодинаміки застосовувати не можна.

4.9. Сили та потенціальна енергія міжмолекулярної взаємодії. Агрегатні стани речовини

До цього часу ми розглядали стан речовини (модель ідеального газу), не враховуючи сили взаємодії між молекулами, тобто їх потенціальну енергію. Для всіх реальних систем, що складаються, як відомо (див. п.4.2), з величезної кількості молекул або атомів, необхідно враховувати й їхню взаємодію, оскільки кожна з них знаходиться у полі сил інших молекул.

Розглянемо докладніше сили міжмолекулярної взаємодії – притягання та відштовхування. Ці сили є *короткодійними*, причому умова $r = r_0$ відповідає рівноважному стану при відсутності теплового руху молекул (де r_0 – ефективний розмір молекули) (рис. 4.20, суцільна крива).

Сили притягання розрізняють:

- *орієнтаційні* – обумовлені переважно орієнтацією дипольного моменту однієї молекули в полі іншої молекули;
- *індукційні* – обумовлені зміною дипольного моменту молекули в полі інших молекул;
- *дисперсійні* – такі, що мають квантову природу і обумовлюються взаємодією миттєвих дипольних моментів молекул системи.

Сили притягання залежать від відстані r між молекулами (рис. 4.20), що описується формулою:

$$F_{\text{пр}} = \frac{A}{r^7},$$

де A – стала, різна для різних молекул.

Сили відштовхування обумовлені відштовхуванням електронних оболонок і ядер атомів за достатнього їх зближення. Мають квантову природу та зменшуються з відстанню r ще швидше, ніж сили притягання (рис. 4.20):

$$F_{\text{від}} = \frac{A}{r^{13}}.$$

Зазвичай приймають, що сили притягання виконують позитивну роботу $A > 0$, а сили відштовхування, відповідно, від’ємну роботу $A < 0$. Якщо розглянути графік залежності потенціальної енергії від відстані між молекулами (рис. 4.20), то можна побачити, що мінімальна потенціальна енергії $W_{\text{пmin}}$ відповідає стану рівноваги ($r = r_0$), при якому $F_{\text{пр}} = F_{\text{від}}$. *Мінімальна потенціальна енергія $W_{\text{пmin}}$* визначає роботу, яку потрібно виконати проти сил притягання для роз’єднання молекул, які знаходяться в рівновазі.

Агрегатні стани – це стани однієї тієї ж речовини, переходи між якими супроводжуються стрибкоподібною зміною її фізичних властивостей. Всі речовини можуть перебувати у трьох агрегатних станах. Критерієм агрегатного стану речовини є співвідношення між

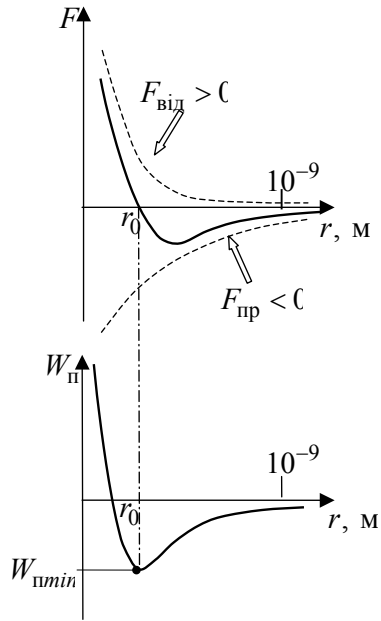


Рис. 4.20

подвоєною середньою кінетичною енергією руху (kT), яка припадає на один степінь свободи, та потенціальною енергією взаємодії (W_{min}):

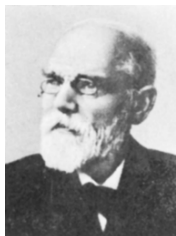
- *газоподібний стан* ($W_{\text{min}} \ll kT$) – тепловий рух заважає з'єднанню молекул, гази займають весь наданий їм об'єм;
- *тверде тіло* ($W_{\text{min}} \gg kT$) – молекули не можуть подолати сили притягання та коливаються відносно положень рівноваги; тверді тіла зберігають свою форму;
- *рідкий стан* ($W_{\text{min}} \approx kT$) – молекули коливаються відносно положень рівноваги, перескакуючи та міняючись місцями, але не віддаляючись на відстань, набагато більшу за r_0 , що й обумовлює таку властивість рідин, як текучість.

4.10. Реальні гази. Рівняння Ван дер Ваальса. Критична температура. Насичена та ненасичена пара. Вологість повітря. Точка роси

Реальні гази

Розглянемо гази за умови, якщо тиск збільшується, а температура зменшується. При цьому зменшується середня довжина вільного пробігу молекули (див. п.4.5), що зумовлює необхідність врахування сил міжмолекулярної взаємодії. Такі умови відповідають стану реального газу.

Записати рівняння стану реального газу, урахувавши складні залежності сил взаємодії від відстані, зовсім не просто. У 1873 році голландський вчений *Ван дер Ваальс*¹ вивів рівняння стану для реального газу. Він узяв за основу рівняння стану ідеального газу і ввів до нього поправки, які враховували наявність сил притягання і сил відштовхування.



Ван дер Ваальс

Сили притягання враховуються додаванням до основного тиску p внутрішнього тиску p' .

Цей тиск нібито додатково стискає газ до

¹ **Ван дер Ваальс** Йоханнес Дідерік (1837-1923) – нідерландський фізик, член Нідерландської АН. Нар. в Лейдені. Закінчив Лейденський ун-т. В 1877-1907 – професор Амстердамського ун-ту. Роботи присвячені молекулярній фізиці та вивченню низькотемпературних явищ. Лауреат Нобелівської премії 1910 за роботи, які містять рівняння агрегатних станів газів та рідин.

відповідного об'єму:

$$p' = \frac{a}{V^2}.$$

Сили відштовхування дуже швидко зростають зі зменшенням відстані між молекулами (див. п.4.9), але вони не можуть зблизитись на відстань, меншу деякого *ефективного діаметра молекули* (див. п.4.5). Тоді треба врахувати частину об'єму, яку займатимуть самі молекули, причому для руху їм залишається тільки *вільний об'єм*, що дорівнює різниці реального об'єму і власного об'єму молекул:

$$V' = (V - b).$$

За допомогою таких простих, але достатньо логічних міркувань *Ван дер Ваальсу* вдалося сконструювати рівняння стану реального газу. Для одного моля газу рівняння запишеться так (V – молярний об'єм):

$$\left(p - \frac{a}{V^2} \right) \cdot (V - b) = RT,$$

де a і b – константи *Ван дер Ваальса*.

Як виявилось пізніше, значення b дорівнює зчетвереному сумарному об'єму всіх молекул, які містяться в одному кіломолі, і для даної речовини b є величиною сталою. Зі збільшенням об'єму інші члени в кожній дужці стають настільки малими порівняно з першими членами, що ними можна знехтувати, – і рівняння стану реального газу перетворюється на рівняння ідеального газу.

Ізотерми реальних газів, які експериментально отримав *Т. Ендрюс*¹ відрізняються від ізотерм ідеального газу (див. п.4.7). Розглянемо циліндр з газом, наприклад CO_2 , і будемо цей газ стискати (рис. 4.21). На рис. 4.21 крива 1-2-4-6-7 відповідає експериментальній ізотермі *Ендрюса*.

Перехід 1→2 визначається звичайною ізотермою *Бойля – Маріотта* для ідеального газу при значній відстані між молекулами, тобто низькому тиску.

Точка 2 ізотерми відповідає стану *сухої насиченої пари*. Точка 6 відповідає стану *насиченої рідини*.



Т. Ендрюс

¹ **Ендрюс** Томас (1813-1885) – ірландський фізико-хімік, член Лондонського королівського товариства (1894). Нар. в. Белфасті. Вивчав хімію в Глазго та Парижі, медицину у Дубліні та Белфасті, став першим професором хімії Академічного ін-ту. Роботи присвячені головним чином вивченню критичного стану речовини.

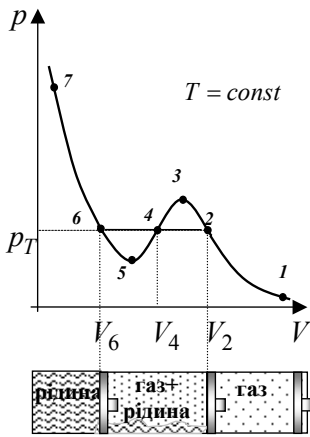


Рис. 4.21

Перехід 2-4-6 відбувається при незмінному тиску ($p = const$) за даної температури і характеризується тим, що одному значенню тиску відповідає множина об'ємів. Пояснюється це тим, що відбувається *конденсація* газу, тобто він перетворюється на рідину. Маємо справу з *насиченою парю*, тиск якої не залежить від температури. Речовина знаходиться у двох агрегатних станах.

Починаючи з точки 6 вся пара перетворюється на рідину, а перехід 6→7 відповідає різкому зростанню тиску при незначному збільшенні об'єму, бо на цій ділянці ми вже маємо рідину, а рідина практично не стискається.

Повернемося до рівняння *Ван дер Ваальса*. Якщо розв'язувати його відносно об'єму, то можна отримати рівняння третього степеня, тоді ми будемо мати три корені (наприклад, V_2 , V_4 та V_6) для даної ізобари. Крива 1→2→3→4→5→6→7 на рис. 4.21 є теоретичною ізотермою *Ван дер Ваальса*. Вона відрізняється від експериментальних кривих тим, що передбачила існування так званих *метастабільних станів*.

Перший стан (крива 2→3) відповідає *пересиченій парі*. Для практичного одержання цієї ділянки треба дуже повільно підвищувати тиск, внаслідок чого вдається затягнути початок конденсації пари аж до точки 3.

Другий стан (крива 5→6) відповідає *розтягнутій (перегрітій) рідині*.

Стани пересиченої пари та перегрітої рідини є вкрай нестійкими, тому й називаються метастабільними. Вони руйнуються за найменших зовнішніх впливів, з'являється друга фаза, система прямує до рівноважного стану, і ми потрапляємо на горизонтальну ділянку ізотерми.

Значимо, що крива 3→4→5 на ізотермі *Ван дер Ваальса* існувати взагалі не може, оскільки такий процес, коли при сталій температурі одночасно зменшуються тиск та об'єм, є неможливим.

Будемо підвищувати температуру газу і отримаємо сімейство ізотерм Ендрюса (рис. 4.22). Неважко бачити, що з підвищенням температури газу інтервал двофазного стану зменшується, тобто об'єми насиченої пари і рідини зближуються.

Врешті-решт існує така ізотерма, на якій інтервал двофазного стану стягується в точку К (рис. 4.22). Ця температура називається *критичною температурою* $T_{кр}$, сама точка – *критичною точкою*, а тиск і об'єм у цій точці *тиском* $P_{кр}$ та *критичним об'ємом* $V_{кр}$. Стан з параметрами $T_{кр}$, $P_{кр}$ і $V_{кр}$ називається *критичним станом*.

Критичний стан є станом, при якому співпадають молекулярні характеристики пари та рідини. Наприклад, в критичній точці густина пари дорівнює густині рідини: $\rho_{п} = \rho_{р}$.

Отже, рівняння Ван дер Ваальса передбачило появу критичного стану речовини.

Газ, стан якого описується кривою, що знаходиться вище критичної ізотерми, неможливо методом стиснення перетворити в рідину. Для отримання рідини з такого газу необхідно охолодити його до температури, нижчої за критичну.

Зазначимо, що *пара* є газом, який при зменшенні об'єму перетворюється у рідину при будь-якій температурі, а *газ* є таким агрегатним станом речовини, який перетворюється на рідину тільки при температурі $T < T_{кр}$.

Наприклад, для гелію $T_{кр} = 5 \text{ К}$ ($-278 \text{ }^\circ\text{C}$), для води $T_{кр} = 547 \text{ К}$ ($274 \text{ }^\circ\text{C}$).

Насичена та ненасичена пара. Вологість повітря. Точка роси

Досить важливими питаннями для виробництва, зберігання та використання багатьох видів товарів та будівельних матеріалів є питання вологості повітря.

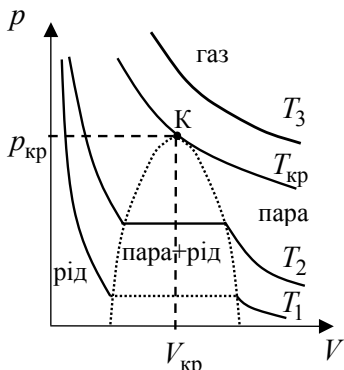


Рис. 4.22

Насичена пара є парою, яка знаходиться в динамічній рівновазі зі своєю рідиною, тобто скільки молекул конденсується, стільки ж молекул полишає рідину за одиницю часу.

Атмосферне повітря має деяку кількість водяної пари. Кількість цієї пари може змінюватись як за абсолютною величиною, так і за насиченням, що характеризується абсолютною та відносною вологістю.

Абсолютна вологість b є кількістю водяної пари, що знаходиться у 1 м^3 повітря, вираженого у грамах. Значення абсолютної вологості оцінюють за густиною водяної пари, яка міститься у повітрі:

$$b = \rho_{\text{пар}} \cdot \left[\frac{\text{г}}{\text{м}^3} \right].$$

Відносна вологість є відношенням тиску пари води при даній температурі до тиску насиченої пари води при тій самій температурі:

$$B = \frac{P}{P_{\text{Н}}} \cdot 100\%,$$

де $P_{\text{Н}}$ – пружність (тиск) водяної пари, що насичує повітря при температурі t ; P – пружність (тиск) водяної пари у повітрі при тій самій температурі t .

Точка роси є температурою, при якій водяна пара стає насиченою і відносна вологість повітря дорівнює 100%. Знаючи температуру повітря та визначивши точку роси, розраховують вологість повітря. При цьому користуються таблицею тиску насичених парів води при різних температурах.

4.11. Явища переносу. Теплопровідність. Дифузія. Внутрішнє тертя

Явища переносу відіграють значну роль у фізичних процесах, які протікають в таких складних системах, якими є будівельні матеріали та конструкції. Такі характеристики, як коефіцієнт теплопровідності, в'язкості та дифузії, притаманні вищезазначеним об'єктам, впливають на ряд важливих фізичних та фізико-механічних властивостей цих систем.

Явища переносу є необоротними процесами, які виникають в термодинамічно нерівноважних системах, в результаті чого відбувається просторовий перенос енергії, маси та імпульсу.

Розглянемо *одномірні* (вздовж однієї координати) явища переносу.

Теплопровідність є явищем перенесення енергії у формі теплоти з частини системи, де більша середня кінетична енергія молекул, у область системи з меншою середньою кінетичною енергією, внаслідок чого відбувається вирівнювання температур цих частин. Експериментальні дані добре описуються рівнянням Фур'є¹:

$$j_q = -\chi \frac{dT}{dx},$$

де $j_q = \frac{dQ}{dS \cdot d\tau}$ – густина теплового потоку, тобто енергія у формі теплоти, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу; $\frac{dT}{dx}$ – градієнт температури.



Ж. Фур'є

Отже, закон Фур'є формулюється так: *кількість теплоти, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу є пропорційною до градієнта температури*. Знак „мінус” у формулі показує, що енергія переноситься в сторону зменшення температури.

В законі Фур'є χ – коефіцієнт теплопровідності, який залежить від роду речовини та її стану. Можна дати таке визначення: *коефіцієнт теплопровідності* чисельно дорівнює кількості тепла, яке переноситься через одиничну площадку за одиницю часу при градієнті температури, рівному одиниці:

$$|\chi| = \frac{dQ}{\frac{dT}{dx} \cdot dS \cdot d\tau}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right].$$

Дифузія – процес самовільного вирівнювання густини (концентрації) суміші газів, рідин та, навіть, твердих тіл, тобто перенос маси.

Явище дифузії підлягає закону Фіка: *маса газу, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу пропорційна градієнту*

¹ Фур'є Жан Батист Жозеф (1768-1830) – французький математик і фізик, член Паризької АН (1817). Нар. в Осері, де закінчив військову школу, там же і працював. Основні роботи лежать в області математичної фізики. Засновник вчення про теплопровідність, розвинув метод подання функції у вигляді так званих рядів Фур'є. Побудував перший термоелемент. Першим застосував формули розмірностей.

густини. Знак „мінус” у формулі показує, що перенесення маси спрямоване в бік зменшення густини:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx},$$

де $j_m = \frac{dm}{dS \cdot d\tau}$ – густина потоку маси, тобто відношення маси, яка

переноситься через одиничну площадку за одиницю часу; $\frac{d\rho}{dx}$ – градієнт

густини; D – коефіцієнт дифузії, який також залежить від роду речовини та її стану. Можна дати таке визначення: *коефіцієнт дифузії* чисельно дорівнює масі, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу при градієнті густини, рівному одиниці:

$$|D| = \frac{dm}{\frac{d\rho}{dx} \cdot dS \cdot d\tau}, \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right].$$

Явище в'язкості (або внутрішнього тертя) вже розглядалось в механіці (п.2.6.3) з точки зору механічних властивостей рідин та газів, воно полягає у виникненні сили внутрішнього тертя між шарами рідини. Наразі розглядається *механізм* виникнення сили внутрішнього тертя.

В'язкість (або внутрішнє тертя) є процес перенесення молекулами імпульсу, від одного шару рідини (або газу) до іншого, якщо швидкість напрямленого руху є різною в різних місцях простору.

Закон *Ньютона* для явища в'язкості формулюється так: *імпульс, який переноситься через одиничну площадку за одиницю часу є пропорційним до градієнта швидкості:*

$$j_p = -\eta \frac{du}{dx},$$

де $j_p = \frac{d(mv)}{dS \cdot d\tau}$ – потік імпульсу, який переноситься через одиничну

площадку за одиницю часу; $\frac{du}{dx}$ – градієнт швидкості; η – коефіцієнт

динамічної в'язкості, який також залежить від роду речовини та її стану (див. п.2.6.3). Знак „мінус” у формулі показує, що імпульс переноситься у сторону зменшення швидкості.

З елементарної теорії процесів переносу можна отримати формули коефіцієнта теплопровідності, дифузії та внутрішнього тертя та показати їх залежність від тиску та температури (використовуючи формули п.п. 4.4, 4.5):

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho v_{\text{cp}} \langle \lambda \rangle \approx \sqrt{T}, \quad D = \frac{1}{3} v_{\text{cp}} \langle \lambda \rangle \approx \frac{T^{3/2}}{p},$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho v_{\text{cp}} \langle \lambda \rangle \approx \sqrt{T},$$

де c_V – питома теплоємність; ρ – густина тіла; v_{cp} – середня арифметична швидкість молекул; $\langle \lambda \rangle$ – середня довжина вільного пробігу молекули.

Отже, коефіцієнти теплопровідності та в'язкості є пропорційними до кореня квадратного з температури та не залежать від тиску; в свою чергу, коефіцієнт дифузії зростає із зростанням температури та зменшується із збільшенням тиску.

Досить легко встановити зв'язок між коефіцієнтами переносу:

$\eta = \rho \cdot D$	$\chi = \eta \cdot c_V$	$\chi = \rho \cdot c_V \cdot D$
-----------------------	-------------------------	---------------------------------

Зауважимо:

- досить просто, скориставшись експериментально визначеними значеннями коефіцієнтів переносу, оцінити швидкість руху молекул та їхню середню довжину вільного пробігу;
- існування явищ переносу ще раз підтверджує намагання великих термодинамічних систем, які складаються з великої кількості частинок, набувати стану рівноваги, або найбільш імовірного стану, тобто знову впевнюємося у правильності другого начала термодинаміки (див. п.4.8).

4.12. Загальні властивості та будова рідин. Уявлення про ближній порядок розташування молекул у рідинах

Загальні поняття про рідини

Відомо, що багато будівельних матеріалів і промислових товарів знаходиться у рідкому стані. Це і розчини хімічних речовин, миючі засоби, лакофарбові матеріали, бітуми, в'язучі речовини, будівельні

розчини, продукти молочної промисловості та сільського господарства. Їх якісне виробництво та правильне використання вимагає знання основних гідрофізичних, теплофізичних та фізико-механічних властивостей, які визначаються в першу чергу їхньою структурою, будовою, хімічним складом тощо. Тому розглянемо з фізичної точки зору деякі основні загальні властивості та будову рідин.

Рідина є агрегатним станом речовини, який є проміжним між твердим та газоподібним станом. Як зазначалось раніше (див. п.4.9), критерієм агрегатного стану рідини є $W_{\text{min}} \approx kT$. Рідини мають певний об'єм, займають під дією сили тяжіння форму посудини, тому що сили притягання утримують молекули на відстані r_0 одна від одної.

Для рідин характерним є *ближній порядок* розташування молекул – тобто впорядковане розташування, яке повторюється на відстанях, порівняних з міжатомними відстанями.

Теорію рідин досліджував російський вчений *Я. Френкель* (див. п.3.6.4). За теорією *Френкеля*: *тепловий рух молекул рідини* є локальними нерегулярними коливаннями навколо деяких положень рівноваги та неперервними стрибкоподібними переміщеннями з одного положення рівноваги в сусіднє. Час таких коливань сягає близько $\tau \approx 10^{-12}$ с, тоді як час „осілого життя” є порядку 10^{-11} с:

$$\tau = A \cdot e^{-\frac{\Delta W}{kT}},$$

де ΔW – потенціальний бар'єр, що розділяє часові рівноваги (енергія активації); A – деякий коефіцієнт, який залежить від роду речовини.

З підвищенням температури час осілого життя зменшується, частота коливань збільшується. Цим визначається висока дифузійна здатність та текучість рідин.

Розглянемо коефіцієнти переносу для рідин.

1. *Коефіцієнт дифузії*:
$$D = B \cdot e^{-\frac{\Delta W}{kT}},$$

де ΔW – енергія активації; B – деякий коефіцієнт, який залежить від природи рідини.

Наприклад, для вуглецю в сталі при 1000 °C $D \approx 10^{-9}$ см²/с.

2. *Коефіцієнт теплопровідності*:
$$\chi = \rho c_V v_{\text{зв}} \langle \lambda \rangle,$$

де $v_{\text{зв}}$ – швидкість звуку в рідині.

Значення коефіцієнта теплопровідності для рідин лежить в межах $\chi \approx 5 \cdot 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м·К).

3. Коефіцієнт в'язкості:
$$\eta = C \cdot e^{\frac{\Delta W}{kT}},$$

де ΔW – енергія активації; C – деякий коефіцієнт, який залежить від природи рідини.

Як видно, коефіцієнт в'язкості при зростанні температури зменшується, що пояснюється збільшенням теплового руху молекул, тобто $W_{\text{min}} < kT$, внаслідок чого збільшується відстань між молекулами і сила тертя між шарами рідини зменшується.

Властивості рідин

Стисливість рідин є дуже незначною. Коефіцієнт стисливості при $T = \text{const}$:

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T.$$

Знак „мінус” вказує на те, що при зменшенні об'єму $dV > 0$ тиск збільшується $dp < 0$, а коефіцієнт стисливості завжди є величиною додатною, що є свідченням значного впливу міжмолекулярних сил відштовхування (див. п.4.9).

Значення коефіцієнту стисливості для рідин лежить в межах $\beta_T \approx 10^{-9} \div 10^{-10}$ Па⁻¹ та є функцією тиску та температури $\beta_T = f(p, T)$.

Така незначна стисливість рідин обумовлює існування у них й механічних властивостей, таких як пружність, крихкість тощо. Наприклад, камінь, який кинули вздовж поверхні води при короткочасному ударі може декілька разів відскочити від неї.

Теплове розширення рідин. Як відомо, рідини при нагрівання збільшують свій об'єм. Коефіцієнт теплового розширення при $p = \text{const}$:

$$\alpha_p = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_p.$$

Коефіцієнт теплового розширення залежить від природи рідини, температури та зовнішнього тиску.

Виятки. Вода при температурі $t = 4\text{ }^\circ\text{C}$ та гелій He(II) при $T < 2,19\text{ K}$ зменшують свій об'єм.

Теплоємність рідин не підпадає під дію рівняння *Майєра* (див. п.4.6) ($C_p - C_V \neq R$), а виражається формулою, яка впливає з того, що в рідинах енергія при нагріванні перерозподіляється між кінетичною та потенціальною формами енергії, бо, як вище було сказано, в рідинах $W_{\text{min}} \approx kT$:

$$C_p - C_V = \frac{\alpha_p^2}{\beta_T} V_\mu T.$$

Треба відзначити, що властивості рідкого стану речовини є ближчими до властивостей твердого стану, ніж до газоподібного.

4.13. Поверхневий натяг. Змочування та незмочування. Капілярні явища. Флотація. Уявлення про адсорбцію та поверхнево-активні речовини

Гідрофізичні властивості рідин

У процесі зберігання, транспортування, використання речовини та матеріали найчастіше зазнають дії вологи в рідкому стані або у вигляді пари. Повітря, що міститься у порах сухого матеріалу, переміщуючись, створює умови для дифузії водяної пари, тому, наприклад, будівельні матеріали в спорудах завжди перебувають у вологому стані. Не важко зрозуміти, що *гідрофізичні властивості* [7] (гігроскопічність, капілярне всмоктування, водопоглинання, водостійкість, паропроникність, гідрофільність та гідрофобність, вологі деформації – набухання та усадка, морозостійкість, корозійна стійкість), що зумовлюють реакцію матеріалу на дію вологи, визначаються фізичними процесами, які підлягають розгляду у даному параграфі.

Поверхневий шар та поверхнева енергія рідини. Сили поверхневого натягу. Коефіцієнт поверхневого натягу

Розглянемо поведінку молекул рідини, які знаходяться всередині рідини та на її поверхні (рис. 4.23). Очевидно, що молекула всередині рідини зазнає в середньому рівномірної дії з боку інших молекул, які її оточують, і рівнодійна таких сил дорівнює нулю. Рівнодійна сил \vec{R} , які

діють на поверхневу молекулу, спрямована всередину рідини і поверхня рідини веде себе як розтягнута плівка.

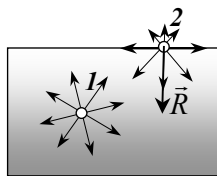


Рис. 4.23

Таким чином, всі молекули, які знаходяться в поверхневому шарі, рівному радіусу молекулярної дії, втягуються всередину рідини. Але простір всередині рідини зайнято іншими молекулами, тому поверхневий шар створює тиск на рідину, який називається *молекулярним тиском*. Теоретичні розрахунки показали, що молекулярний тиск є дуже великим, наприклад, для води він становить порядку $11 \cdot 10^8$ Па, а для ефіру становить $1,4 \cdot 10^8$ Па.

Отже, на поверхні рідини виникають сили поверхневого натягу. Сила *поверхневого натягу рідини* F_H , обумовлена взаємодією молекул рідини, викликає скорочення площі її вільної поверхні та напрямлена вздовж дотичної до цієї поверхні. Вона є пропорційною довжині периметру поверхневого шару l :

$$F_H = \sigma \cdot l,$$

де σ – коефіцієнт пропорційності, який залежить від роду та стану речовини.

Коефіцієнт пропорційності називається *коефіцієнтом поверхневого натягу* та чисельно дорівнює силі поверхневого натягу, яка діє на одиницю довжини вільної поверхні рідини:

$$\sigma = \frac{F_H}{l}, \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}} \right].$$

Для перенесення молекул із глибини об'єму рідини в її поверхневий шар необхідно здійснити роботу проти рівнодійної сили \vec{R} , і тим самим збільшити потенціальну енергію молекули:

$$A = (W_1 - W_2) N,$$

де W_1 – потенціальна енергія молекули в поверхневому шарі; W_2 – потенціальна енергія молекули в об'ємі рідини; N – кількість молекул в поверхневому шарі.

Отже, молекули поверхневого шару рідини мають додаткову потенціальну енергію, яку називають *вільною енергією*. Через те, що

зміна вільної енергії ΔW_{Π} є прямо пропорційною зміні площі вільної поверхні рідини ΔS , то:

$$A = \Delta W_{\Pi} = \sigma \cdot \Delta S.$$

Звідси випливає, що коефіцієнт поверхневого натягу рідини чисельно дорівнює роботі при ізотермічному збільшенні площі поверхні рідини на одиницю:

$$\sigma = \frac{A}{\Delta S}, \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2} \right].$$

Треба зазначити, що коефіцієнт поверхневого натягу є функцією температури, тобто при нагріванні коефіцієнт поверхневого натягу зменшується. Наприклад, для води при 100 °С він прямує до нуля.

Змочування та незмочування. Флотація. Капілярні явища

На границі дотику твердих тіл з рідинами спостерігається явище *змочування*, яке полягає у викривленні вільної поверхні рідини біля твердої поверхні. Поверхня рідини, викривлена на границі з твердим тілом, називається *меніском*. Вид змочування залежить від співвідношення сил взаємодії між молекулами поверхневих шарів поділу середовищ. Якщо сили притягання між рідиною-твердим тілом є більшими за сили притягання між молекулами рідини, то відбувається збільшення поверхні дотику і ми маємо *змочування* (рис. 4.24,а). У випадку, якщо сили взаємодії між молекулами рідини є більшими, ніж

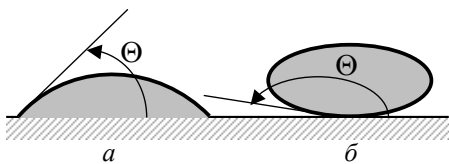


Рис. 4.24

між молекулами твердого тіла і рідини, то відбувається зменшення поверхні дотику, рідина збирається у вигляді кульки (рис. 4.24, б), а саме явище має назву *незмочування*.

Явище змочування характеризується *крайовим кутом* Θ між поверхнею твердого тіла та меніском в точках їх перетину (рис. 4.24).

Рідина буде змочувати, якщо крайовий кут гострий $0 \leq \Theta < 90^\circ$. Для рідин, які не змочують тверде тіло, крайовий кут є тупим $90^\circ < \Theta < 180^\circ$. Наприклад, вода змочує чисте скло та не змочує парафін, ртуть не змочує скло, але вона змочує чисті мідь та цинк.

Явище змочування знаходить широке застосування у виробництві, наприклад, при *флотації* (спливання) – методі збагачення порід, тобто

відділенні гірських порід від пустої породи та домішок. Він полягає в наступному. Руду подрібнюють, отриманий порошок змішують із спеціально підбраною маслянистою рідиною та збовтують до утворення пінистої суміші. *Гідрофільні* (змочувані) частинки кам'яних порід (кварц, силікати) змочуються водою та осідають на дно посудини. Частинки цінних порід, які містять метал, краще змочуються маслом, ніж водою. Масляна плівка сприяє їх налипанню до пухирців повітря, з якими ці частинки спливають на поверхню.

Якщо рідина має криву поверхню, то під цією поверхнею за рахунок сил поверхневого натягу створюється додатковий тиск, який визначається формулою *Лапласа*¹ (рис. 4.25):

$$p_{\text{л}} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

де R_1 і R_2 – радіуси кривини поверхні у двох взаємно перпендикулярних перерізах поверхні рідини.

У формулі *Лапласа* радіус кривини R_1 і R_2 вважається додатнім, якщо центр кривини відповідного перерізу лежить всередині рідини. Тому меніск є випуклим, додатковий лапласівський тиск додатним $p_{\text{л}} > 0$ та напрямленим всередину рідини. Якщо ж центр кривини відповідного перерізу лежить поза рідиною, то меніск є ввігнутим, а додатковий тиск від'ємним $p_{\text{л}} < 0$. Причому,

очевидно, що чим меншим є радіус кривини, тим більшим є додатковий тиск над поверхнею рідини, що обумовлює так звані капілярні явища.

Капілярні явища полягають у тому, що в так званих *капілярах* – *вузьких циліндричних трубках з діаметром, меншим за 1 мм*, за рахунок додаткового лапласівського тиску істотно змінюється висота рівня рідини.

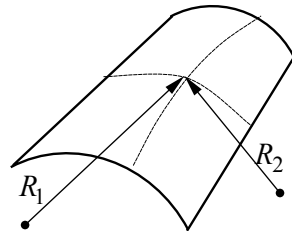


Рис. 4.25



П. Лаплас

¹ **Лаплас** П'єр Симон (1749-1827) – французький астроном, фізик і математик, член Паризької АН (1785). Нар. в Бомон-ан-Оже. Навчався у школі бенедиктинців. З 1771 професор Військової школи в Парижі. Основні роботи в області небесної механіки. Фізичні дослідження відносяться до молекулярної фізики, теплоти, акустики, електрики, оптики. В математиці є одним із засновників теорії імовірностей.

Поведінка рідини в таких трубках є цікавою тим, що коли рідина змочує трубку, меніск є ввігнутим і за рахунок лапласівського тиску вона піднімається на деяку висоту h , а при незмочуванні меніск є випуклим і рідина, навпаки, опускається на деяку глибину h (рис. 4.26).

Умовою підняття стовпчика рідини у капілярі є рівність гідростатичного тиску та додаткового лапласівського:

$$\rho gh = p_{\text{л}}.$$

Для циліндричного капіляра радіуси кривини поверхні є рівними ($R_1 = R_2 = R$). Тоді формула Лапласа:

$$p_{\text{л}} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{2\sigma}{R}.$$

З рис. 4.26 видно, що радіус капіляра дорівнює:

$$r = R \cos \Theta,$$

де Θ – крайовий кут.

Тоді:
$$p_{\text{л}} = \frac{2\sigma \cos \Theta}{r} = \rho gh.$$

Звідки висота підняття (опускання) рідини в капілярі:

$$h = \frac{2\sigma \cos \Theta}{\rho gr}.$$

Як видно з формули, чим меншим є радіус капіляра, тим далі піднімається або опускається рідина.

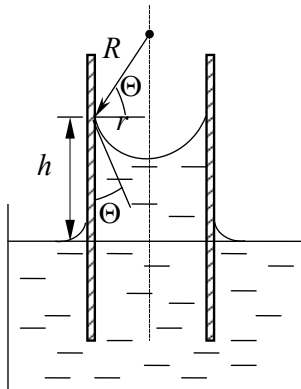


Рис. 4.26

Капілярні явища відіграють значну роль у житті людини. Наприклад, обмін вологи у ґрунті і в рослинах відбувається за рахунок підняття води по капілярах. На капілярності ґрунтується вбирання вологи бетоном, що впливає на таку властивість будівельних матеріалів як морозостійкість. Кровообіг у віддалених частинах живих організмів відбувається також за рахунок капілярного просочування плазми у капілярах.

Уявлення про адсорбцію та поверхнево-активні речовини

Поверхнево-активні речовини (ПАР) є речовинами, які інтенсивно адсорбуються на поверхнях розділу фаз, що супроводжується відповідним зменшенням поверхневого натягу.

Адсорбція є явищем захоплення поверхнею твердих тіл або рідин інших молекул за рахунок молекулярних сил зчеплення, що призводить до зменшення поверхневого натягу у розчинах ПАР, зумовленого підвищенням їхньої концентрації в поверхневому шарі. При адсорбції на поверхні частинок або пор утворюються шари адсорбера товщиною в одну (мономолекулярна адсорбція), дві або декілька (полімолекулярна адсорбція) молекул.

Розрізняють фізичну та хімічну адсорбцію. Фізична адсорбція обумовлена *Ван дер Ваальсовими* або електростатичними силами притягання частинок адсорбера до частинок поверхневого шару адсорбенту, залежить від природи адсорбера та адсорбенту, збільшується при підвищенні тиску та зниженні температури. При фізичній адсорбції адсорбовані частинки зберігають свої індивідуальні властивості на відміну від хемосорбції.

Адсорбцію використовують при модифікації поверхні матеріалів, фарбуванні тканин, флотажі, для видалення деяких металів з розбавлених розчинів, стабілізації електричних властивостей напівпровідників тощо.

В свою чергу, поверхнево-активні речовини застосовують:

- для збільшення поверхневого натягу рідин за рахунок того, що молекули ПАР взаємодіють сильніше з молекулами рідини, ніж молекули рідини між собою; наприклад, при „висолуванні” у миловарній промисловості – якщо посолити мильний розчин, то в поверхневий шар почнуть виштовхуватись молекули мила;
- як миючі засоби;
- в якості мастил, тому що наявність орієнтованих адсорбційних шарів мастил на поверхні твердого тіла призводить до зменшення тертя;
- нарешті, адсорбція ПАР на поверхні твердих тіл веде до адсорбційного зниження їхньої міцності – ефект *Рейндера*, що використовується для інтенсифікації технологічних процесів:

буріння гірських порід, обробки металів різанням, при подрібненні твердих тіл у звичайних умовах вібрацією та під дією ультразвуку.

Нарешті, треба відмітити й *шкідливість адсорбції* – це негативний вплив робочих середовищ на експлуатаційні властивості конструкційних матеріалів – виникнення крихкості (див. п.3.6.2), корозійного стомлення, корозійного розтріскування тощо.

4.14. Тверді тіла. Загальні властивості кристалів. Будава їхніх кристалічних решіток. Дефекти кристалічних решіток

Класифікація твердих тіл

Твердим тілом називають агрегатний стан речовини, який характеризується стабільністю форми та об'єму, а також особливим характером просторового розміщення та руху атомів. Твердим тілам притаманні значні сили міжмолекулярної взаємодії. Нагадаємо, що для твердих тіл $W_{\text{пmin}} \gg kT$ (див. п.4.9), отже частинки твердих тіл здійснюють коливання відносно положень рівноваги.

Тверді тіла можна поділити на *аморфні* та *кристалічні*.

Аморфні (від грецької – безформний) тіла є твердими тілами, які не мають від природи певної форми, яку їм можна надати шляхом механічної, термічної та іншої обробки. Аморфним тілам, як і рідинам, притаманний *ближній порядок* розташування молекул (див. п.4.12). Власне, це є переохолоджені рідини. Такими тілами є скло (розплавлений кварц), янтар, смоли, бітуми тощо.

Кристалічні тіла є твердими тілами, які мають тривимірну періодичну атомну (молекулярну) структуру. Вивчення кристалів за допомогою рентгенівських променів показало, що частинки кристалів мають *певне правильне за закономірне розташування – просторову кристалічну решітку*, яка має *вузли кристалічної решітки* – точки, в яких розташовані атоми (молекули, іони), та відносно яких вони і здійснюють коливання.

Кристалічні тверді тіла характеризуються *дальнім порядком* – регулярним періодичним повторенням розташування атомів та молекул на значних відстанях в усіх трьох вимірах. Крім того, в кристалічних тілах розташування молекул відповідає мінімуму їх потенціальної енергії, що відповідає умові рівноваги тіла.

Великі поодинокі правильні кристали, частинки яких утворюють єдину кристалічну решітку, називаються *монокристалами*. Прикладами монокристалів є сіль, гірський кришталь, лід тощо. Але більшість твердих тіл є *полікристаллами*, які представляють собою безліч хаотично орієнтованих монокристалів. Наприклад, метали, гірські породи, сплави, бетони тощо.

Кристали поділяються за двома ознаками:

- кристалографічною;
- фізичною.

Кристалографічна ознака кристалів враховує просторову періодичність розташування частинок, які розглядаються як геометричні точки. Крім того, кристалам є притаманною *симетрія* – закономірність розміщення структурних частинок на площині та в просторі. Саме симетрія призводить до появи *просторової кристалічної решітки*, яка складається з окремих мінімальних об'ємів, геометрія яких повторюється по всьому кристалу в різних напрямках. Такі об'єми дістали назву *елементарних комірок*.

Кожна елементарна комірка є паралелепіпедом, який має шість параметрів: *довжини ребер* (a, b, c) називають *сталюю кристалічної решітки*, а кути між ребрами (α, β, γ) – кутами елементарної комірки. Усе розмаїття кристалічних решіток вдається описати за допомогою 230 просторових груп, які можна звести всього до семи *кристалографічних сингоній* (від гр. „споріднений”) (табл. 3). Проте не всі сингонії можуть мати всі різновиди решіток. З'ясувалось, що всього налічується 14 типів тривимірних решіток – *решіток Браве*¹ (табл. 3).

Фізична ознака класифікує кристали за природою частинок, розташованих у вузлах кристалічних решіток, та характером сил взаємодії між ними. Кристали за фізичною ознакою поділяють на:















- іонні;
- атомні;
- металеві;
- молекулярні.



О. Браве

¹ **Браве** Огюст (1811-1863) – французький фізик, член Паризької АН (1854). Нар. в Анноні. В 1840-45 був професором факультету наук в Ліоні. Роботи відносяться до оптики, магнетизму, кристалографії, метеорології. Поклав початок геометричній теорії структури кристалів.

Кристалічні системи (сингонії) та решітки Браве

Сингонія	Параметри решітки	Решітки Браве			
		Примітивна	Базо-центрична	Об'ємно-центрична	Гране-центрична
Триклинна	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$		—	—	—
Моноклинна	$a \neq b \neq c, \beta \neq 90^\circ$ $\alpha = \beta = 90^\circ$				
Ромбічна	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
Ромбоедрична	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$				
Гексагональна	$a = b \neq c, \gamma = 120^\circ$ $\alpha = \beta = 90^\circ$				
Тетрагональна	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
Кубічна	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				

Іонні кристали

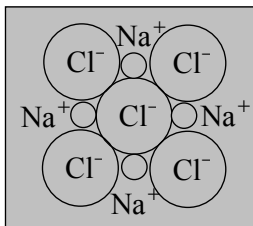


Рис. 4.27

У вузлах кристалічної решітки (рис. 4.27) розміщуються іони різних знаків. Зв'язок обумовлено кулонівськими силами притягання між іонами і називається іонним або гетерополярним. Прикладами іонних кристалів можуть бути різні солі: кухонна сіль NaCl має гранецентровану кубічну решітку; кристал цезій-хлор CsCl має об'ємноцентровану кубічну решітку.

Іонний зв'язок є досить сильним. Такі

кристали мають:

- малий коефіцієнт теплового розширення;
- досить високу температуру плавлення;
- незначну електропровідність при низьких температурах.

Атомні або валентні кристали

У вузлах кристалічної решітки містяться *нейтральні атоми*. Зв'язок (квантово-механічного походження) між атомами здійснюється *парами валентних електронів* сусідніх атомів. Такий зв'язок носить назву *ковалентний* або *гомеополярний*. До атомних кристалів належать алмаз та графіт (рис. 4.28), сірка, деякі органічні з'єднання (ZnS , BeO), а також типові представники напівпровідників – германій Ge та кремній Si . Ковалентний зв'язок є дуже сильним. Атомним кристалом притаманні:

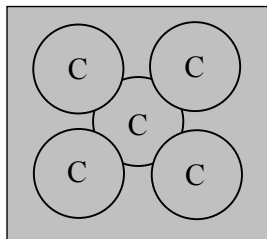


Рис. 4.28

- висока механічна міцність та твердість;
- висока температура плавлення;
- незначна електропровідність при низьких температурах.

Металеві кристали

У вузлах кристалічної решітки розташовані *позитивні іони* одного і того ж хімічного елемента (рис. 4.29), а в просторі між ними є *вільні, колективізовані електрони у вигляді електронного газу*. Зв'язок, обумовлений взаємодією колективізованих електронів з іонами кристалічної решітки називають *металевим зв'язком*. „Електронний газ” відіграє роль клею-цементу, який фіксує позитивні іони на певних відстанях відповідно до умови рівності кінетичної та потенціальної енергії.

Зрозуміло, що до металевих кристалів належать в основному метали, які мають здебільшого найпростішу сингонію. Так, кубічна об'ємноцентрована решітка притаманна літію, натрію, калію, а кубічна гранецентрована – міді, сріблу, золоту та платині. Найчастіше метали є полікристалами.

Металевий зв'язок є досить слабким, що й обумовлює відповідні властивості:

- невисоку температуру плавлення;
- незначну міцність та твердість;
- гарну теплопровідність;
- високу електропровідність при низьких температурах.

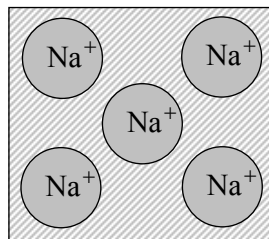


Рис. 4.29

Молекулярні кристали

У вузлах кристалічної решітки розташовуються нейтральні молекули, певним чином орієнтовані у просторі. Зв'язок між ними обумовлюється незначним зміщенням електронних оболонок атомів внаслідок дії *Ван дер Ваальсівських* (молекулярних) сил. Молекулярними кристалами (рис. 4.30) є більшість органічних сполук (парафін, спирт, гума), інертні гази (Ne, Ar, Kr), гази CO₂, O₂, N₂ у твердому стані, а також лід, кристали йоду I₂.

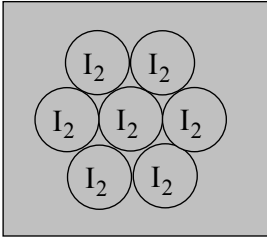


Рис. 4.30

Ван дер Ваальсівські сили є дуже слабкими, а отже молекулярні кристали характеризуються:

- значною деформативністю та крихкістю;
- гарними ізоляційними властивостями;
- низькою температурою плавлення.

Структурні особливості кристалів

1. Поліморфізм

Одна й та сама речовина може існувати в кількох різних кристалічних структурах. Наприклад, вуглець може існувати або у вигляді графіту, або у вигляді алмазу. Відомими є також шість різновидів кристалів льоду. Таке явище називають *поліморфізмом*, а кожну модифікацію – *алотропним різновидом*.

Звичайно, різним типам кристалів однієї й тієї самої речовини мають бути притаманні й різні фізичні властивості. Скажімо, твердість алмазу та графіту є непорівнянними. Графітовий олівець залишає м'який слід, тоді як алмаз дряпає не лише папір, а й скло. Власне кажучи, кожний *алотропний різновид є самостійною твердою фазою речовини*, і це і є принциповою відмінністю твердого тіла від рідини, а тим більш від газу, де є тільки одна фаза. Наприклад, *залізо* існує в трьох модифікаціях: α -залізо при температурі 910 °C переходить у γ -залізо, а при температурі 1400 °C у δ -залізо; *гипс* (CaSO₄ · 0,5H₂O) має дві модифікації: α -модифікацію та β -модифікацію. Як правило, фазові

переходи у твердих тілах є фазовими переходами другого роду, коли не змінюється об'єм і теплота фазового переходу дорівнює нулю.

2. Анізотропія кристалів

Анізотропія є явищем залежності фізичних властивостей – пружних, механічних, теплових, електромагнітних, оптичних тощо – від напрямку в кристалі. Анізотропія пояснюється тим, що в кристалічній решітці різна кількість частинок, яка припадає на однакові за довжиною, але різні за напрямком відрізки (рис. 4.31, а). Це є закономірним, оскільки властивості кристалів зумовлені атомно-кристалічною структурою, силами взаємодії і, природно, енергетичним спектром електронів. Анізотропія є тим більшою, чим складніший кристал. У простих кубічних кристалах анізотропія є майже непомітною. Анізотропія виявляється при вивченні таких об'єктів як, наприклад, діелектричні та магнітні домени, оптично активні кристали.

3. Координаційне число

Координаційним числом називають кількість найближчих сусідів певного атома в кристалічних решітках. Значення його змінюється в широких межах: від 2 до 14. Наприклад, координаційне число алмазу дорівнює 4, а міді – 12. Чим більшим є координаційне число, тим щільніше упаковано атоми (рис. 4.31, б) і тим меншою є анізотропія. Це поняття стосується не тільки кристалів, а й аморфних тіл і рідин. У цих речовин координаційне число має імовірнісний характер і тому може бути не цілим. Для рідин координаційне число є мірою близькості порядку. Чим ближчі значення мають координаційні числа кристала і рідини, тим більш подібними є між собою їхні структури.

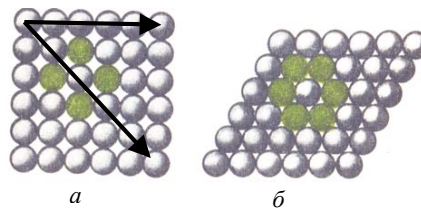


Рис. 4.31

Дефекти кристалічних решіток

Дефекти – це відхилення від упорядкованого розташування частинок у вузлах кристалічної решітки. Розрізняють *макроскопічні дефекти* – тріщини, пори, чужорідні вclusions, які виникають при рості кристала, та *мікроскопічні дефекти* – відхилення від періодичності (рис. 4.32, рис. 4.33). Мікроскопічні дефекти поділяють на *точкові* та *лінійні* (рис. 4.34).

Точкові вакансії (рис. 4.32, а) неодмінно виникають, навіть в абсолютно чистому кристалі. Їх поява пов'язана з тепловим рухом атомів. З підвищенням температури зростає кінетична енергія атома, що коливається, а відстані між атомами через ангармонічність коливання збільшуються. Таким чином, атом може зірватися зі свого законного місця й опинитися, скажімо, між вузлами. Тоді на його місці відкривається «вакансія», на яку може претендувати будь-хто із сусідів. Якщо сусідній атом займе цю вакансію, то тепер вже на його місці виникне вакансія. Таким чином, по всьому об'єму кристала блукатимуть вакансії.

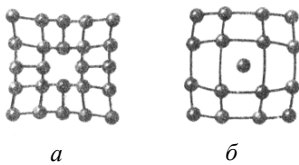


Рис. 4.32

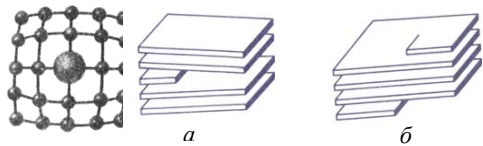


Рис. 4.33

При температурах, близьких до температури плавлення кристала, імовірність появи нових вакансій різко зростає. Кількість їх збільшується за експоненціальним законом:

$$N = N_0 e^{\frac{U}{kT}},$$

де U – енергія активації; kT – середня теплова енергія.

Зі збільшенням кількості вакансій кристал починає втрачати стійкість і, зрештою, плавиться, перетворюючись на рідину, причому запобігти появі вакансій неможливо. Коли б не вакансії, було б важко зрозуміти, як взагалі виникає *дифузія в кристалах*.

Точкові дефекти проникнення та заміни (рис. 4.32, б, в) можна усувати, підвищуючи ступінь очищення основної речовини. Утім, іноді є сенс створювати такі дефекти, щоб змінити властивості кристала. Наприклад, проникнення в кристали германію або кремнію, елементів третьої чи п'ятої групи періодичної системи дає змогу створювати кристалічні напівпровідники з електронною або дірковою провідністю.

Лінійні дефекти (дислокації) виникають часто, і їх утворення спричиняється тепловим рухом і нерівноважністю процесу кристалізації (рис. 4.33). Оскільки поблизу дислокації порушено правильну симетричну структуру кристала, то й сили взаємодії є нерівноважними.

Це, у свою чергу, призводить до появи внутрішніх напружень. Тому навіть слабкі зовнішні впливи призводять до переміщень і змін форми дислокації. Дислокації поводяться, наче живі істоти. Вони мають можливість зміщуватись, закручуватися, розгалужуватися і навіть «анігілювати».

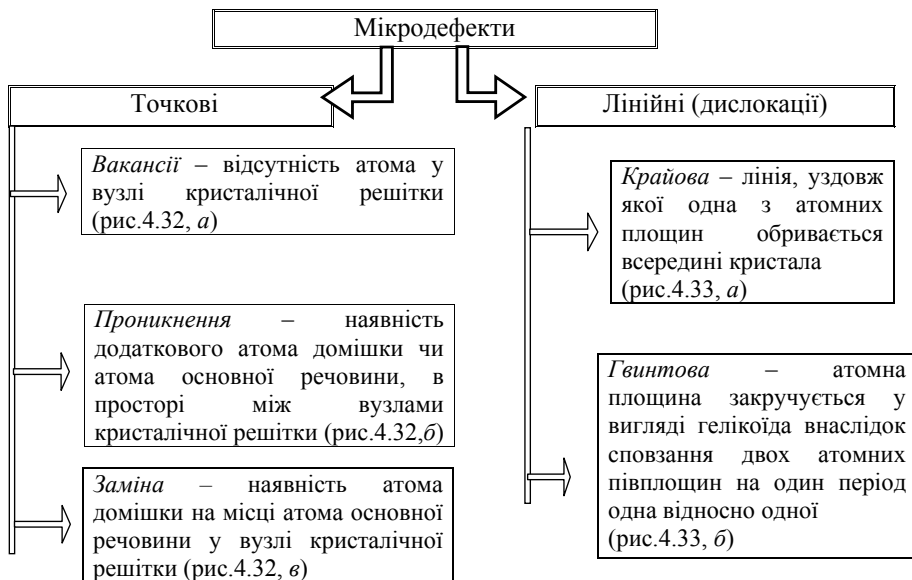


Рис. 4.34

Такі істотні особливості будови реальних кристалів не можуть не відбитися на їхніх фізичних властивостях. Відомо, що, окрім оборотних пружних деформації, в твердому тілі можуть відбуватися й необоротні *пластичні деформації* (див. п.2.6.1). Так, під дією сталої сили стрижень видовжується, і ця деформація залишається після припинення дії сили. Відбувається необоротний зсув атомних площин. Можна оцінити ту механічну напругу, що може виникнути в ідеальному кристалі для зсуву атомних площин. Вона на кілька порядків перевищує значення, здобуті експериментально.

Дефекти – ось причина пластичних деформацій!

Точкові дефекти порушують лише ближній порядок в кристалах, тоді як лінійні порушують дальній порядок.

4.15. Теплове розширення твердих тіл. Теплосмність твердих тіл. Закон Дюлонга і Пті

Загальна характеристика

Нагадаємо, що в твердих тілах молекули не можуть подолати сили притягання ($W_{\text{прит}} \gg kT$) та коливаються відносно положень рівноваги. Підвищення температури призводить до збільшення відхилень частинок при коливаннях, що й зумовлює теплове розширення твердих тіл. *Коефіцієнт лінійного теплового розширення* твердих тіл при сталому тиску:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left(\frac{dl}{dT} \right)_p.$$

Тоді зміна лінійних розмірів підлягає закону:

$$l = l_0(1 + \alpha t),$$

де l – довжина в даному напрямку при температурі t , l_0 – довжина при 0°C .

У анізотропних тіл коефіцієнт лінійного розширення залежить від напрямку. Це означає, що відбувається неоднакове розширення вздовж різних напрямків, яке призводить до зміни форми тіла при нагріванні. Якщо вважати, що розширення відбувається однаково по всіх напрямках, то *коефіцієнт об'ємного теплового розширення* при сталому тиску:

$$\beta = \frac{1}{V_0} \left(\frac{dV}{dT} \right)_p,$$

звідки зміна об'єму тіла при нагріванні підлягає закону:

$$V = V_0(1 + \beta t),$$

де V – об'єм тіла при температурі t , V_0 – об'єм при 0°C .

Коефіцієнти об'ємного та лінійного розширення пов'язані співвідношенням:

$$\beta \approx 3\alpha.$$

Коефіцієнти розширення твердих тіл є досить незначними та становлять порядку $10^{-5} \div 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Однак, теплове розширення твердих тіл може викликати дуже великі напруження, тому в техніці, будівництві необхідно враховувати наслідки теплового розширення. Наприклад, така речовина, як інвар, коефіцієнт лінійного розширення якого дорівнює

$\alpha = 3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, широко застосовується в точному приладобудуванні, де потрібно уникнути зміни розмірів деталі при коливаннях температури.

Теплоємність твердих тіл. Закон Дюлонга¹ та Пті²

Через те, що повна енергія, яка припадає на одну степінь вільності атома, дорівнює kT (див. п.4.3), а коливання атомів у твердому тілі можуть бути напрямленими вздовж трьох осей, то на три степені свободи припадає енергія:

$$W = 3kT.$$

Внутрішня енергія одного моля речовини твердого тіла:

$$U = N_A \cdot W = N_A \cdot 3kT,$$

де N_A – число Авогадро; а $N_A \cdot k = R$, то:

$$U = 3RT.$$

Тоді молярна (атомна) теплоємність твердих тіл:

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{d(3RT)}{dT} \Rightarrow \boxed{C_V = 3R} \approx 25 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}).$$

Остання формула виражає закон Дюлонга та Пті для хімічно простих тіл (одноатомних молекул): атомна теплоємність хімічно простих кристалічних твердих тіл дорівнює $3R$.

Для хімічних твердих з'єднань молярна теплоємність дорівнює:

$$C_V = 3nR,$$

де n – число атомів в молекулі.

Отже, теплоємність твердих тіл за теоретичним законом Дюлонга та Пті не залежить від температури, як і у випадку газів, що обмежує їхнє використання.

На рис. 4.35 показано експериментальна залежність теплоємності одноатомних речовин від



П. Дюлонг



А. Пті

¹ Дюлонг П'єр Луї (1785-1838) – французьких фізик та хімік, член Паризької АН (1823). Нар. в Руані. Навчався в Політехнічній школі (1801-03), працював в Ветеринарній школі в Парижі, з 1820 професор Паризького ун-ту. Досліджував теплопровідність та пружність газів, винайшов (1816) катетометр (див. п.2.3), в 1830 сконструював водяний калориметр та отримав теплоту згорання великої кількості речовин. Вперше отримав хлористий азот.

² Пті Алексин Терез (1791-1820) – французьких фізик. Нар. в Везулі. Закінчив Політехнічну школу (1809), з 1815 професор Політехнічної школи. Роботи присвячені теплоті та молекулярній фізиці. Досліджував охолодження тіл в пустоті, вивів (1818) формулу для швидкості охолодження нагрітих тіл. Розробив методи визначення теплового розширення та питомої теплоємності твердих тіл. Разом з Дюлонгом винайшов (1816) катетометр.

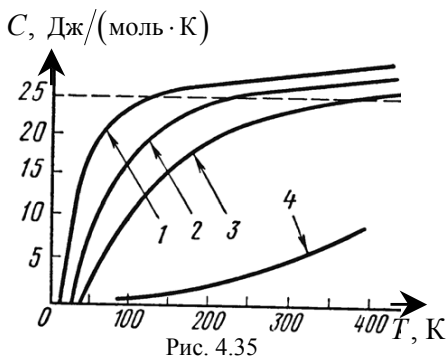


Рис. 4.35

температури для свинцю (1), срібла (2), міді (3) та алмазу (4).

Як видно з графіків (рис. 4.35), експериментальне та теоретичне значення теплоємностей твердих тіл добре корелює при температурі близько 200 К, тільки у алмазу є дуже значні відмінності (він має теплоємність, рівну $3R$ при 1800 К!). При низьких

температурах поблизу нуля Кельвіна теплоємність твердих тіл є пропорційною кубу температури: $C_V \propto T^3$.

Відмінності дослідних та теоретичних значень теплоємностей, які були розраховані на основі класичної теорії, пояснили, виходячи з квантової теорії теплоємностей, А. Ейнштейн та П. Дебай¹.

4.16. Фази та фазові переходи. Випаровування, сублімація, плавлення та кристалізація. Фазові діаграми, рівняння Клапейрона – Клаузіуса. Потрійна точка

Фази речовини

Речовина може перебувати в різних фазах.

Фаза є сукупністю всіх частин гетерогенної термодинамічної системи, які обмежені поверхнями розділу та мають однакові фізичні властивості в усіх своїх точках за відсутності зовнішніх силових полів. Газ, рідина, кристал і його алотропні модифікації є різними фазами однієї і тієї самої речовини. Для однокомпонентної системи, тобто такої, що складається з хімічно однорідної речовини, фази співпадають з агрегатним станом речовини.



П. Дебай

Фазова рівновага є стійким термодинамічним співіснуванням двох або кількох фаз. В замкненій

¹ Дебай Петер Йозеф Вільгельм (1911-1961) – фізик та хімік, один із засновників теорії твердого тіла. Нар. в Маастрихті. Закінчив Мюнхенський ун-т. В 1934-39 директор ін-ту фізики кайзера Вільгельма та професор Берлінського ун-ту, в 1940-50 професор Корнельського ун-ту (США). Роботи присвячені квантовій теорії твердих тіл, теорії теплопровідності кристалів, теорії будови молекул, квантовій теорії атома. Один з перших почав дослідження полімерів. Нобелівський лауреат в області хімії (1936).

системі при фазовій рівновазі у всіх фазах системи повинні бути однаковими значенні тиску, температури та хімічного потенціалу кожного компонента цієї системи.

Фазові переходи (ФП) є прямим та зворотнім перетворенням однієї фази в іншу, пов'язаним з якісними змінами властивостей речовини. Розрізняють фазові переходи першого та другого роду.

Фазовий перехід першого роду супроводжується сталою температурою, зміною ентропії та об'єму, тобто стрибкоподібною зміною густини та внутрішньої енергії системи та супроводжується поглинанням або виділенням деякої кількості теплоти (теплоти ФП). Наприклад, плавлення, випаровування, перехід з однієї кристалічної модифікації в іншу тощо.

Фазовий перехід другого роду відбувається без зміни густини (об'єму) та внутрішньої енергії (теплота ФП другого роду дорівнює нулю), але супроводжується стрибкоподібною зміною теплоємності та стискування. Наприклад, перехід галію у надтекучий стан при $T = 2,9 \text{ K}$; виникнення у кристалів надпровідності; перехід феромагнетика у парамагнітний стан.

Точка фазового переходу є станом, у якому здійснюється перехід.

Приклади фазових перетворень. Випаровування, сублімація, плавлення та кристалізація

Випаровування і конденсація є взаємооберненими процесами переходу рідини в газ і навпаки при сталій температурі випаровування T_B . Теплоти ФП – випаровування у конденсацію та навпаки є рівними, та знаходяться за формулою:

$$Q = rm,$$

де r – питома теплота пароутворення (конденсації) є кількістю теплоти, необхідної для випаровування 1 кг речовини.

Сублімація (возгонка) і десублімація є взаємооберненими переходами кристала в газ і навпаки при даній температурі та тиску. Тобто відбувається випаровування твердих тіл. Наприклад, дуже інтенсивно сублімують такі речовини як нафталін та камфора, твердий лід. Сублімація використовується при виготовленні у вакуумі дзеркал.

Плавлення і кристалізація є взаємооберненими переходами твердого тіла в рідину і навпаки при сталій температурі плавлення $T_{пл}$.

Теплоти ФП – плавлення і кристалізації є рівними, та знаходяться за формулою:

$$Q = \lambda m,$$

де λ – питома теплота плавлення (кристалізації) є кількістю теплоти, яка необхідна для розплавлення 1 кг речовини.

На рис. 4.36 показана залежність температури T деякої речовини від отриманої нею теплоти Q . Така залежність стає зрозумілою, якщо згадати, що температура є мірою кінетичної енергії руху молекул (атомів). Так, при нагріванні твердого тіла (ділянка 1) амплітуда коливань частинок кристалічної решітки збільшується до тих пір, поки решітка не починає руйнуватись. Починаючи з деякої температури плавлення $T_{пл}$, вся теплота, яка підводиться, іде на поступове повне руйнування кристалічної решітки – тверде тіло плавиться (ділянка 2).

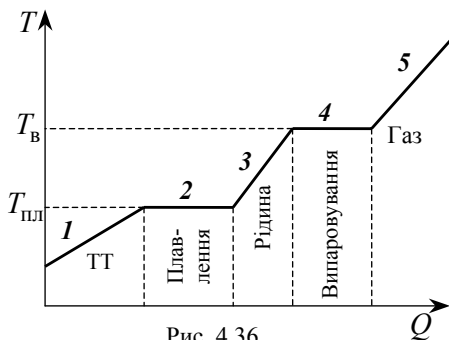


Рис. 4.36

Далі рідина, яка утворилася, при подальшому підведенні теплоти поступово нагрівається (ділянка 3) до температури випаровування T_v . При даній температурі відбувається перехід рідини у газ (пару), що відповідає ділянці 4. Надалі, при продовженні нагрівання, газ буде збільшувати свою температуру (ділянка 5).

Абсолютно реальним є зворотний процес до розглянутого нами вище. Але, зауважимо, що для кристалізації необхідною умовою є наявність у рідкій фазі *центрів кристалізації*. Ними можуть бути домішки інших речовин, пил, сажа, та й самі кристали даної речовини. За відсутності центрів кристалізації можна отримати *переохолоджену рідину*.

Фазові діаграми, рівняння Клаузіуса. Потрійна точка

Для однокомпонентної системи фазовий перехід першого роду (зміна агрегатного стану) визначається зовнішніми умовами – однозначним зв'язком тиску та температури. Такі переходи можна розглянути на *фазових діаграмах стану* в координатах „ $p - T$ ”. Фазові діаграми є сукупністю кривих, кожна точка яких відповідає стану

динамічного рівноважного співіснування двох фаз. Ці криві називаються *лініями фазової рівноваги* (рис. 4.37).

Звичайно, лінії фазової рівноваги можна провести для будь-яких фаз, що співіснують. Лінія фазової рівноваги між кристалом і рідиною називається *кривою плавлення*, між кристалом і газом – *кривою сублімації*, між рідиною та газом – *кривою випаровування*. Лінії фазової рівноваги між двома твердими фазами не мають власної назви.

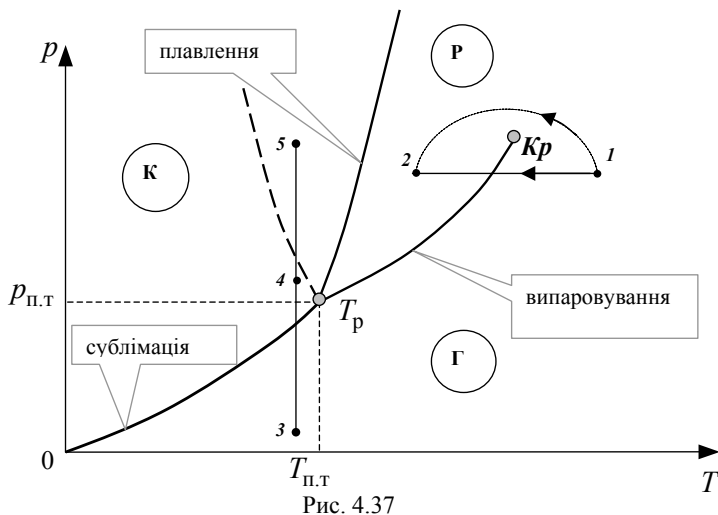


Рис. 4.37

Криві сублімації, плавлення і випаровування чітко поділяють усю площу фазової діаграми на однофазні області, де існують тільки кристал, тільки рідина і тільки газ. Точки, що лежать безпосередньо на кривих фазових рівноваг, відповідають двофазним станам.

Усі три криві сходяться в одній точці, яка називається *потрійною точкою* T_p . У цьому стані одночасно співіснують всі три фази: кристал, рідина і газ. Така точка *тільки одна*, тобто існує тільки один стан, в якому співіснують три фази. Цей стан визначається *параметрами потрійної точки* (тиском $P_{п.т}$ та температурою $T_{п.т}$). Наприклад

- | | | |
|-------------------|---|-------------------------------|
| для води: | $P_{п.т} = 609 \text{ Па,}$ | $T_{п.т} = 273,16 \text{ К;}$ |
| для вуглекислоти: | $P_{п.т} = 5,16 \cdot 10^5 \text{ Па,}$ | $T_{п.т} = 215,6 \text{ К.}$ |

Основні особливості фаз:

- фази завжди мають фізичні межі стикання з іншими фазами цієї самої або іншої речовини;
- кожна фаза має обмежену термодинамічну область існування (справді, за кімнатної температури й атмосферного тиску вода може існувати у вигляді рідини або газу і не може існувати у вигляді льоду).

Індивідуальна хімічна речовина (однокомпонентна система) не може в стані рівноваги мати більше трьох фаз. Це впливає з *правила фаз Гіббса*. Формула правила фаз має такий вигляд:

$$G = N + K - F,$$

де G – кількість параметрів, які можна змінювати; N – кількість параметрів, які є однаковими в усіх фазах ($N=2$); K – кількість компонентів у системі; F – кількість фаз, що співіснують.

Для однокомпонентної однофазної системи $K=1$, $F=1$, $N=2$ і кількість вільних параметрів $G=2+1-1=2$, тобто p і T або p і V .

Для однокомпонентної системи з двох фаз $K=1$, $F=2$, $N=2$, а кількість вільних параметрів $G=2+1-2=1$ (p або T).

Для однокомпонентної системи з трьох фаз $K=1$, $F=3$, $N=2$, а кількість вільних параметрів $G=0$ (*потрійна точка*).

А чотири фази співіснувати взагалі не можуть, бо $G < 0$.

У випадку фазової рівноваги зв'язок між тиском та температурою визначається диференціальним *рівнянням Клапейрона – Клаузіуса*:

$$\left(\frac{dp}{dT} \right) = \frac{L}{T(V_{\phi 2} - V_{\phi 1})},$$

де L – теплота фазового переходу (наприклад, молярна теплота плавлення λ_{μ} , молярна теплота пароутворення r_{μ}); $(V_{\phi 2} - V_{\phi 1})$ – зміна об'єму при фазовому переході.

Обговоримо особливості кожної кривої.

1. *Крива сублімації* (рис. 4.37) закінчується в потрійній точці T_p , а починається в абсолютному нулі температур. За такої температури тиск також прямує до нуля, оскільки зі зменшенням температури зменшується кінетична енергія молекул і унеможливується перехід до газової фази. Тиск на кривій сублімації зростає швидше, ніж

температура, і похідна від тиску за температурою для всіх речовин є більшою за нуль:

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{\text{суб}} > 0,$$

тобто в рівнянні *Клапейрона – Клаузіуса* зміна об'єму дорівнює різниці об'ємів газу та твердого тіла: $V_{\text{к}} - V_{\text{г}} > 0$ та крива має завжди додатний нахил.

2. *Крива випаровування* починається в потрійній точці і закінчується в критичній точці **Kp** (рис. 4.37), де зникає різниця між рідиною і газом. Можливим є безперервний перехід із стану **1** у газі до стану **2** в рідині (пунктир) в обхід критичної точки. На всьому шляху система перебуває в однофазному стані, і не можна вказати точку, в якій густий газ перетворився б у рідину. Можна, звичайно, перейти зі стану **1** до стану **2** і вздовж ізобари (суцільна лінія). Тоді при перетині кривої випаровування з'явиться друга фаза. Крива випаровування також дає додатну похідну ($V_{\text{г}} - V_{\text{р}} > 0$, нахил кривої є додатним):

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{\text{вип}} > 0.$$

3. *Крива плавлення* також починається в потрійній точці і йде значно крутіше, ніж криві сублімації та випаровування. Неясно тільки, де вона закінчується. Здавалося б, чому їй і не закінчуватись в аналогічній критичній точці, як це робить крива випаровування? Тим більше, що з віддаленням від потрійної точки різниця густини рідини і кристала зменшується. А проте кристал принципово відрізняється від рідини повною впорядкованістю в просторовому розміщенні молекул, і тому не може бути ніякого безперервного переходу навіть за однакової густини.

І все ж, останнє слово за експериментом. Він є доволі складним, бо доводиться мати справу з дуже високими тисками. Наприклад, для того, щоб змінити температуру плавлення льоду на один кельвін, потрібно прикласти тиск у чотири тисячі разів більший, ніж потрібно для зміни температури випаровування на один кельвін.

При плавленні сірки за великих тисків на кривій плавлення з'являється максимум, що означає можливість при одному тиску мати дві температури плавлення. Це суперечить правилу фаз *Гіббса* та

означає, що змінилась кількість фаз. Справді, після дії великих тисків у сірці з'являються зовсім нові фази з різними кристалічними решітками.

Крива плавлення має ще одну відмінність від кривих сублімації і випаровування. Вона може мати для деяких речовин не додатну, а від'ємну похідні від тиску за температурою:

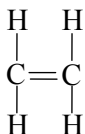
$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{\text{плав}} < 0.$$

Наявність від'ємної похідної означає, що зі збільшенням тиску температура плавлення зменшується. Вісмут, галій, германій, вода – усі вони мають дуже крихку структуру кристалів, і тому при розплавленні молекули мають можливість зблизитись, тобто густина рідини буде більшою, ніж густина кристала, тобто для них $V_p - V_k < 0$.

Для таких речовин (рис. 4.37, ізотерма 3-4-5) послідовність переходу фаз є незвичайною. Ізотермічно стискуючи газ 3, ми спочатку дістаємо кристал 4, а потім – рідину 5. У реальних речовин може бути кілька фаз у твердому стані. Ці фази різняться видами кристалічних решіток. Фазові діаграми стають складнішими, вони можуть містити кілька потрійних точок.

4.17. Будова полімерів та їх властивості

Деякі з матеріалів, які нині називаються полімерами, відомі давно. Близько ста років потому було вивчено характерні властивості натуральних полімерних матеріалів, таких як папір, шовк, бавовна, смоли тощо. Основними методами одержання синтетичних полімерів є *полімеризація і поліконденсація*. Розглянемо ці процеси на конкретних прикладах. Структурна формула етилену має вигляд:



За певних умов, наприклад, під впливом тепла, світла, іонізуючого випромінювання або хімічним шляхом, подвійний зв'язок між атомами вуглецю вдається розірвати. Тоді дві найближчі молекули, що мають вільні зв'язки, можуть утворити більш складні сполуки (рис. 4.38).

До такої сполуки можуть ще приєднатися молекули з вільними зв'язками, молекулярний ланцюг при цьому збільшиться аж до довгих

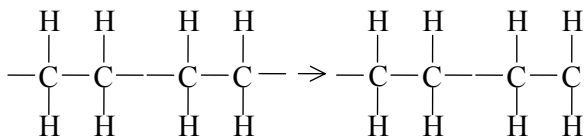
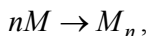


Рис. 4.38

ланцюгових молекул, що будуть молекулами *поліетилену*. Отже, *полімеризація* є реакцією сполучення молекул мономеру, що призводить до утворення полімерних ланцюгів. Загальна схема такої реакції:



де M – молекула мономеру; nM – полімерна молекула; n – ступінь полімеризації. Полімеризацію можна здійснити лише тоді, коли вихідні низькомолекулярні сполуки містять подвійні і потрійні зв'язки. Значимо, що реакція полімеризації проходить без виділення сторонніх продуктів. Ступінь полімеризації в полімерів може змінюватись від кількох десятків одиниць до 10000.

Полімери можна одержувати з мономерів, що не мають подвійних зв'язків. При цьому використовується реакція *поліконденсації*. Створення макромолекули відбувається 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.

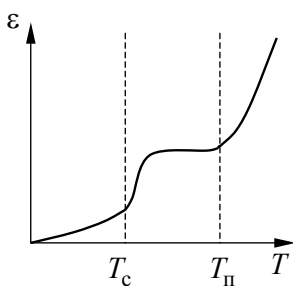
Всі природні і синтетичні полімерні речовини є сумішшю молекул з різним ступенем полімеризації, тобто в полімері завжди є молекули різних довжин і, отже, різних молекулярних мас. Наприклад, молекулярна маса поліетилену досягає значень 140 кг/моль, а капрону – 26 кг/моль.

Взагалі для твердих полімерів більш властивим є аморфний стан, ніж кристалічний. Деякі полімери можна одержати аморфними, якщо вони здатні навіть кристалізуватися при швидкому охолодженні розплаву (каучук, полівінілхлорид). Інші полімери, подібні поліетилену і

тетрафторетилену, ніколи не вдавалось одержати в переохолодженому стані.

Аморфні полімери, залежно від температури, можуть бути в склоподібному, високоеластичному та в'язкотекучому (рідкому) станах. При цьому збільшення температури викликає їхню зміну в зазначеній вище послідовності. Зміна стану аморфного полімеру в залежності від температури відбивається на фізичних властивостях, зокрема деформації. Якщо взяти полімерний зразок у вигляді стрижня і розтягувати його сталою за величиною силою, то відносна деформація $\varepsilon = \Delta l/l$ виявляється залежною від температури.

На рис. 4.39 зображено залежність $\varepsilon = f(T)$ (графік називається термомеханічною кривою). Залежність $\varepsilon = f(T)$ від 0 до T_c

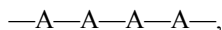


(температура осклування) характеризується невеликими оборотними деформаціями (область склоподібного стану полімеру). Вище від температури T_c виникає високоеластичний стан, який зберігається до температури плинності T_p . Подальше нагрівання викликає перехід речовини у в'язкоплинний стан (рідкий). При дуже високих температурах настає деструкція полімерів.

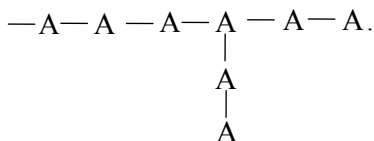
Температура осклування є однією з найбільш важливих характеристик аморфних полімерів. Температура осклування більшості пластиків лежить в інтервалі температур від -80 до $+140$ °С. Температура осклування може бути підвищеною шляхом вулканізації – процесу встановлення хімічних зв'язків між сусідніми молекулами, що призводить до обмеження їхніх відносних переміщень.

При текучості полімерів відбувається послідовне переміщення окремих сегментів молекулярних ланцюгів. Внаслідок текучості молекули поступово розпрямляються вздовж ліній потоку, в результаті чого в потоці збільшується міжмолекулярна взаємодія, полімер стає більш жорстким і переходить із в'язкотекучого у склоподібний стан. Це явище називається *механічним силюванням*.

Залежно від форми і будови молекул, полімери можуть бути лінійними, розгалуженими і сітчастими. Лінійні полімери мають форму:



де А означає мономерну 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, є однаковими, то такі полімери називають *гомополімерами* (поліетилен, політетрафторетилен та інші). Якщо макромолекула складається з різних за складом ланок, то такі сполуки називаються *сополімерами*.

Зміна властивостей зі збільшенням ступеня полімеризації пояснюється зростанням міжмолекулярних сил внаслідок збільшення числа взаємодіючих між собою ланок, що належать різним полімерним молекулам. Здатність того чи іншого полімеру бути пластиком чи еластомером визначається структурою молекулярних ланцюгів і міжмолекулярною взаємодією. Чим сильнішою є взаємодія між ланцюгами, тим більшою є імовірність, що при кімнатній температурі полімер буде склоподібним. Як правило, всі склоподібні полімери одержують із полярних мономерів із значною взаємодією ланцюгів.

Повну енергію, необхідну 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 є меншою від енергії хімічних внутрішньомолекулярних зв'язків, тому вони завжди легко перетворюються в пару (газоподібний стан).

У типових полімерах молекули взаємодіють багатьма десятками своїх ланок, внаслідок чого їхня енергія когезії значно перевищує енергію хімічного зв'язку між ланками молекулярного ланцюга. Це пояснює той факт, що полімер може знаходитись лише в твердому і рідкому станах.

Для кристалізації полімерів, очевидно, є необхідним деякий вільний тепловий рух молекул і їхніх частин (сегментів), який би дозволяв їм здійснювати зміщення і повороти для утворення кристалічних структур. Такий вільний тепловий рух є можливим лише в високоеластичному стані. Саме тому кристалізація полімерів відбувається при температурах, які знаходяться вище від температур їх осклування. Виникнення в полімерах кристалічної структури супроводжується зміною механічних властивостей, зокрема, у полімеру зникає висока еластичність.

Кристалічні полімери утворюються у вигляді полікристалічних агрегатів. Початкова стадія кристалізації у 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. 4.40. У кристалічних полімерів сферолітні структури зустрічаються 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 областей в масі аморфного полімеру. При цьому одна і та сама молекула полімеру може переходити через кілька кристалічних і аморфних областей, як це схематично зображено на рис. 4.41.

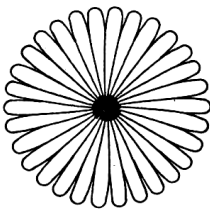


Рис. 4.40



Рис. 4.41

Такий взаємозв'язок областей зумовлює значну міцність полімерних зразків.

Кристалічні полімери характеризуються долями в кристалічному стані матеріалу, розмірами, формою і орієнтацією

кристалів, а також температурою плавлення $T_{пл}$, вище від якої зникають всі кристалічні області.

Низькомолекулярним кристалам є властивою певна температура плавлення. Плавлення полімерних кристалів відбувається в інтервалі

температур, який становить 3...4 °С. Це пояснюється тим, що в полімерних кристалах є досить помітне відхилення від суворо 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 є не лише молекулою певної речовини, а і своєрідною машиною (або автоматом), яка виконує певні операції.

Наприклад, послідовність ланок молекули ДНК (дезоксирибонуклеїнової кислоти) містить запис інформації (генетичної інформації), і вона кодує «тексти» білків за допомогою так званого генетичного коду. 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. Яким чином прочитується текст ДНК і як за інструкцією, яка міститься в ньому, будується білок? Ці та всі подібні питання належать до фізики біополімерів.

Важливим поштовхом до розвитку фізики полімерів послужила книга австрійського фізика *Е. Шредінгера*¹, видана у 1944 р. Послідовниками *Е. Шредінгера* були наукові співробітники Кавендишської лабораторії *Дж. Уотсон*, *Ф. Крік* і *М. Уілкінс*.

Ці вчені здійснили одне із значних відкриттів в біології ХХ ст.: встановили структуру молекули ДНК – генетичного матеріалу клітини, який зберігає інформацію про спадкові ознаки організму. За це відкриття у 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 центральну проблему, проблему будови гена, вирішити вдалось.

Відкриття структури ДНК відіграло в розвитку біології таку саму роль, як відкриття атомного ядра в фізиці. Вивчення будови атома привело до виникнення



Е. Шредінгер

¹ **Шредінгер** Ервін (1887-1961) – австрійський фізик – теоретик, один із засновників квантової теорії. Нар. у Відні. Закінчив Віденський ун-т., професор Вищої технічної школи в Штуттгарті, ун-тів в Бреслау, Цюріху, Берліні, Оксфорді, Відні. В 1941-55 директор ін-ту вищих досліджень в Дубліні. Основні роботи в області статистичної фізики, квантової теорії, квантової механіки, загальної теорії відносності, біофізики. Крім того, він займався ліпкою, написав книгу з грецької філософії, досліджував проблеми генетики.

квантової фізики, а відкриття будови ДНК – до створення молекулярної біології.

Раніше рівень технічного розвитку тієї чи іншої країни визначався за обсягом виплавки сталі і заліза. З розвитком практичного використання синтетичних матеріалів потреба в металах не зменшується і їхнє виробництво неперервно зростає. Разом з тим, значення полімерних матеріалів стало настільки великим, що уже рівень технічного прогресу визначається не лише об'ємом виробництва, а й об'ємом одержання полімерних матеріалів, асортиментом і напрямком їх використання.

Контрольні запитання до розділу „Молекулярна фізика та термодинаміка”

1. Що є предметом вивчення молекулярної фізики?
2. Сформулюйте основні положення молекулярно-кінетичної теорії.
3. В чому полягають статистичний та термодинамічний методи дослідження?
4. Що таке термодинамічні параметри стану та рівняння стану газу?
5. Записати рівняння *Менделєєва – Клапейрона*.
6. Скільки молекул міститься в одному молі речовини?
7. Навести формулу, що зв'язує тиск, концентрацію молекул та абсолютну температуру.
8. Записати формулу зв'язку середньої кінетичної енергії молекули та температури.
9. Що таке температура?
10. Яка енергія припадає на кожну ступінь свободи молекули ідеального газу?
11. Записати та пояснити закон розподілу молекул за швидкостями (розподіл *Максвела*).
12. Отримайте формули для найбільш імовірної, середньої квадратичної та середньої арифметичної швидкості поступального руху молекули ідеального газу з розподілу Максвела.
13. Як змінюється концентрація молекул повітря з ростом висоти над рівнем моря?
14. Дати поняття та записати формулу для середньої довжини вільного пробігу молекули.
15. Що таке вакуум?
16. Від чого залежить внутрішня енергія ідеального газу? Наведіть формулу.

17. Запишіть і сформулюйте перше начало термодинаміки.
18. Чому дорівнює робота ідеального газу при довільній зміні об'єму?
19. Що таке теплоємність, питома та молярна теплоємності газу? Її одиниці вимірювання.
20. Що таке ізопроцеси?
21. Застосуйте перше начало термодинаміки до ізопроцесів.
22. Що таке адіабатичний процес? Запишіть рівняння Пуассона.
23. Зобразити, як в координатах залежності тиску від об'єму проходить ізотерма та адіабата.
24. Сформулювати друге начало термодинаміки.
25. З яких процесів складається цикл Карно?
26. Чому дорівнює ККД ідеальної теплової машини?
27. Принцип дії теплової та холодильної машини.
28. Ентропія та її статистичне тлумачення.
29. Наведіть графіки залежності сил та потенціальної енергії міжмолекулярної взаємодії.
30. Що таке агрегатні стани речовини? Наведіть приклади.
31. Записати рівняння Ван дер Ваальса для реальних газів.
32. Що таке критична точка?
33. Побудуйте ізотерми Ван дер Ваальса.
34. Що таке абсолютна та відносна вологість повітря?
35. В чому полягають явища переносу. Запишіть рівняння Фур'є для явища теплопровідності.
36. Що таке коефіцієнт дифузії?
37. Що таке ближній порядок розташування молекул?
38. Які властивості рідин ви знаєте?
39. Що таке поверхнева енергія та сила поверхневого натягу?
40. Як залежить коефіцієнт поверхневого натягу від температури?
41. Що є умовою змочування, незмочування?
42. В чому полягають капілярні явища?
43. За якими ознаками поділяються кристалічні решітки твердих тіл? Наведіть типи кристалічних решіток.
44. Які дефекти кристалічних решіток ви знаєте?
45. Що таке анізотропія кристалів?
46. Теплоємність твердих тіл. Закон Дюлонга і Пті.
47. Що таке фаза та фазові переходи?
48. Запишіть рівняння Клапейрона – Клаузіуса.
49. Дайте поняття потрійної точки.
50. Будова полімерів та їх властивості.
51. Застосування полімерів.

Розділ 5. Фізичні методи дослідження в молекулярній фізиці та термодинаміці

5.1. Температура та термометрія

5.1.1. Загальні поняття

Одним із найважливіших термодинамічних параметрів стану системи є температура. *Температура* (лат. temperature – відповідне змішування, нормальний стан) є фізичною величиною, яка характеризує стан термодинамічної рівноваги макроскопічної системи. Цей параметр, на відміну від таких термодинамічних параметрів як, наприклад, тиск та об'єм, входить у міжнародну систему одиниць СІ (див. розд. 1, п.3).

Оскільки майже всі *фізичні величини, а отже й характеристики сировини та матеріалів, залежать від температури*, то вимірювання і контролювання температури – одна з найважливіших та поширених в науці, техніці та просто в житті вимірювальних операцій.

Методи визначення температури дістали назву *термометрія*, а прилади для її вимірювання – *термометри*. Термометрія може ґрунтуватися на вимірюванні довільного параметра раціонально вибраного термометричного тіла. Зазвичай у термометрах використовують залежність якоїсь властивості речовини від температури. Так, у рідинних термометрах використовують залежність густини рідини від температури, в електричних термометрах опору – залежність електричного опору провідників або напівпровідників від температури. Але ці залежності різні для різних речовин, тому й шкала буде індивідуальною.

Звичайно, вибраний параметр повинен бути однозначною, неперервною і монотонною функцією температури (для точних інтерполяції та екстраполяції температурної шкали вкрай бажаною вважати лінійною залежність між значенням вимірюваного параметра і температурою). Певною мірою цим вимогам задовольняють тиск і об'єм газів, об'єм рідин, електричний опір провідників і напівпровідників, термоелектрорушійна сила деяких пар провідників.

Наприклад, стоградусна шкала, або шкала *Цельсія*, створюється в такий спосіб. Береться якась рідина (спирт або ртуть), вміщується в скляну посудину з капіляром. Цей пристрій – термометр – вміщується в ванну з льодом, що тоне, і після досягнення термодинамічної

рівноваги, відмічається початкове положення стовпчика рідини. Цій першій рисці присвоюється значення температури, яке дорівнює 0°C . Потім термометр уміщують у киплячу воду, відмічають положення стовпчика і цій рисці присвоюють значення 100°C . Далі відстань між рисками ділять на сто рівних відрізків і кожний відрізок відповідає одному градусу *Цельсія*.

Ідея дуже проста, і її легко здійснити, але при поділі на рівні відрізки вважають, що залежність об'єму *термометричної рідини* від температури є лінійною. Насправді ж це не так. По-перше, у достатньо широкому інтервалі температур вона нелінійна, по-друге, вона різна у різних речовин. На рисунку 5.1 наведено залежності об'єму ртуті і спирту від температури. Зафіксувавши при таруванні початковий V_0 і кінцевий V_{100} об'єми, проводимо пунктиром пряму тарувальну лінію. Тепер для визначення будь-якої температури ми повинні виміряти об'єм і за тарувальною кривою знайти шукану температуру T . Як видно з рисунку 5.1, спиртовий термометр покаже $T_c < T$, а ртутний – $T_p > T$. Зауважимо, що така нелінійна зміна об'єму при зміні температури для рідин (0,08%) незначна і при технічних вимірах не враховується.

Однак, температурну шкалу, яка не залежить від індивідуальності термометричної речовини, можна отримати за допомогою оборотного циклу Карно (див. п.3.7). Нагадаємо, що ККД теплової машини, яка працює за оборотним циклом Карно, не залежить від робочої речовини, а повністю визначається температурами нагрівника та холодильника:

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Якщо взяти за початкову температуру холодильника T_2 то температуру T_1 можна обчислити за попередньою формулою:

$$T_1 = T_2 \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Отже, для побудови шкали температур потрібно здійснити

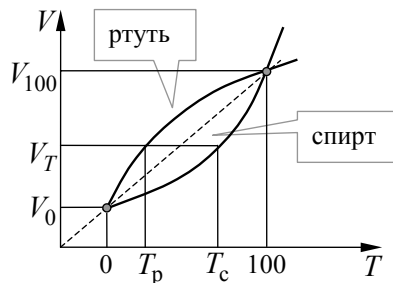


Рис. 5.1

оборотний цикл Карно і виміряти Q_1 і Q_2 . Оскільки ККД оборотного циклу Карно не залежить від індивідуальності робочого тіла та особливостей роботи термометра, то й шкала не залежатиме від цього. Така температурна шкала називається АБСОЛЮТНОЮ ТЕРМОДИНАМІЧНОЮ ШКАЛОЮ ТЕМПЕРАТУР.

Отже, було строго доведено, що *термодинамічна шкала температур повністю збігається зі шкалою ідеального газу*.

За рішенням X Генеральної конференції з мір та ваг, в якості єдиної реперної точки для абсолютної температурної шкали взято *потрійну точку води* (див. п.4.16). Це температура, при якій всі три фази води (кристалічна, рідка та газоподібна) знаходяться у рівновазі. Цій точці присвоєно температуру $+273,16^\circ$ (точно). За одиницю температури в цій шкалі береться градус.

Можливість використанні циклу *Карно* для побудови абсолютної шкали температур вперше відмітив *В. Томсон* (лорд *Кельвін*), ім'я якого вона і дістала.

В наш час у лабораторіях вдалось досягнути температури, яка тільки на $0,0044$ К є вищою за абсолютний нуль. При абсолютному нулі, який не є досяжним (бо неможливо відняти у тіла всю його теплову енергію), всі речовини, за виключенням гелію, знаходяться у твердому кристалічному стані.

5.1.2. Рідинні термометри, їх градуювання та застосування

Рідинні термометри є першими, які набули масового застосування (використання їх не потребує допоміжних приладів та джерел енергії). Із загальної кількості термометричних приладів близько половини припадає на скляно-рідинні. Серед рідинних термометрів розрізняють *ртутні* та *термометри з не ртутним заповненням* (спиртові, толуолові, ксилолові, які використовуються для вимірювання температур до мінус 200°C), *гелієві* (для вимірювання температур до 120°C) тощо.

Значного поширення набули ртутні термометри. Ртуть, як термометричну речовину, можна добути в дуже чистому виді (марка ртуті Р1 містить не менш як $99,999\%$ ртуті, марка Р2 – $99,990\%$ ртуті), вона не змочує скла (див. п.4.13), її теплопровідність (див. п.4.11) є значно вищою, ніж теплопровідність інших рідин. Ртутні термометри

мають широкий інтервал вимірювання: від $-38,9^{\circ}\text{C}$ до 357°C . Для підвищення верхньої межі простір капіляра над ртуттю заповнюють інертним відносно неї азотом під певним тиском. Простота будови та використання робить ртутні термометри вигіднішими, ніж інші типи термометрів. Ртутні термометри виготовляють з вкладеною шкалою (наноситься на пластинку з молочного скла або металу, пофарбованого в білий колір) і стержньовою (шкалу нанесено на масивній капілярній трубці). Ртутні термометри характеризуються чутливістю, ціною поділки і точністю.

Чутливість термометра показує, наскільки змінюється положення стовпчика ртуті при нагріванні на 1 K (1°C). Вона визначається діаметром капіляра (для термометрів високої чутливості виготовляють капіляри діаметром в кілька сотих мм) і об'ємом посудини з ртуттю (останній не перевищує 1 cm^3 через можливі завищення інерційності та нерівномірності температури по об'єму).

Точність термометра залежить від ціни його поділки. Ціна поділки стандартних термометрів вибирається не меншою за $0,01^{\circ}\text{C}$ (в метастатичному термометрі *Бекмана* ціна поділки становить $0,005^{\circ}\text{C}$).

Ртутні термометри, як і інші, відзначаються інерційністю, вони не відразу реєструють температуру середовища $T_{\text{сер}}$ (якщо $T_{\text{сер}} = \text{const}$, вся ртуть у резервуарі термометра лише через деякий час матиме температуру $T_{\text{сер}}$; якщо $T_{\text{сер}} = \text{var}$, то покази термометра запізнюються: при зростанні температури вони є меншими, а при зниженні – більшими за реальне значення).

На основі закону охолодження *Ньютона*:

$$dT = k(\Theta - T)dt,$$

де Θ і T – температури середовища і термометра; k – константа охолодження термометра; t – час.

Час, через який температура за термометром дорівнюватиме температурі середовища, обчислюється за формулою:

$$t = k \ln \frac{T_0 - T}{T_t - T},$$

де T_0 – початкова температура термометра; T_t – його температура в розглядуваний момент часу; T – температура досліджуваного середовища.

Для визначення k термометр нагрівають на 10...15 °C вище від температури термостата, куди цей термометр занурюють. Через рівні проміжки часу, які фіксуються секундоміром, реєструють покази термометра T_t . Далі будують напівлогарифмічний графік (рис. 5.2), відкладаючи вздовж осі ординат $\ln(T_t - T)$, а вздовж осі абсцис – час в секундах. Значення k визначають з графіка: $k = \text{ctg}\varphi$, де φ – кут нахилу прямої до осі часу.

При вимірюванні температури середовища не завжди вдається розмістити в ньому весь термометр (здебільшого розміщується тільки посудина з ртуттю та деяка частина стовпчика ртуті в капілярі; виступаючий стовпчик має іншу температуру). Це може призвести до значних помилок у вимірюванні. Тому потрібно внести поправку на виступаючий стовпчик:

$$\Delta = \alpha \cdot n(T_2 - T_1),$$

де α – термічний коефіцієнт розширення скла; n – число градусів виступаючого стовпчика; T_2 – температура за термометром; T_1 – середня температура виступаючого стовпчика.

При точних вимірюваннях температури слід вносити також поправки на калібр (врахування різниць перерізів капіляра на окремих ділянках), зовнішній тиск, на внутрішній (гідростатичний) тиск (тиск плюс тиск парів ртуті при вимірюванні високих температур).

До значних похибок може призвести так званий «мертвий хід»

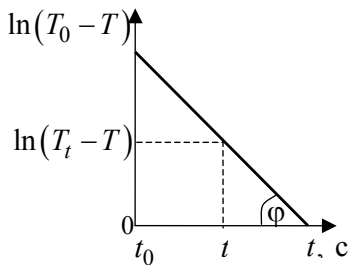


Рис. 5.2

термометра. У вузьких капілярах проявляється вплив тертя ртуті об стінки капіляра (термометр дає занижені покази, коли ртуть рухається вгору і навпаки). Щоб уникнути цього, рекомендується перед зніманням показів злегка вдаряти по термометру.

Метод сталих точок. Для вимірювання температури треба не тільки додержуватись ряду правил, а й систематично перевіряти прилад. Це реалізується за методом сталих точок. *Сталими точками* є температура рівноваги між рідкою водою і її паром (точка кипіння води 100 °С), потрійна точка води (+0,01°С) та інші (ГОСТ 13417 – 76).

Щоб перевірити 0 °С, встановлюють термометр у посудину *Дьюара* місткістю 1...2 л, наповнену сумішшю товченого льоду (приготованого з дистильованої води) і дистильованої води настільки, щоб резервуар і стовпчик ртуті були вкриті цією сумішшю. Через деякий час (5...10 хв) знімають покази термометра. Проміжні точки до 90 °С можна перевірити, порівнюючи покази досліджуваного термометра із зразковим термометром. Для цього обидва термометри підвішують на однаковій висоті і занурюють у водяний термостат, що міститься на нагрівачі. Покази з них знімають через кожні 5 °С зміни температури. Точку кипіння води перевіряють на спеціальному приладі (рис. 5.3). Резервуар з ртуттю термометра вміщують не у воду, а в пару. Для підтримання пари при атмосферному тиску вона має вільний вихід по трубці *1* через отвір *2*, а *3* – нагрівач. Температуру кипіння води при розглядуваному тиску знаходять з таблиць, атмосферний тиск визначають барометром з урахуванням залежності температури кипіння від тиску.

5.1.3. Застосування газових законів для визначення температури та газові термометри. Визначення середнього термічного коефіцієнта тиску газів

Температуру T , виміряну довільним термометром, називають *емпіричною температурою*, а відповідну шкалу температур – *емпіричною температурною шкалою*. Кельвін запропонував термодинамічну шкалу температур, яка є досить близькою до прийнятої на той час умовної шкали водневого газового термометра. Звичайно, ідеальний цикл *Карно* є суто теоретичною схемою і практично є нездійсненним. Через це для відтворення

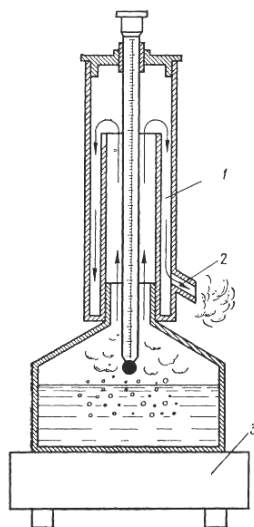


Рис. 5.3

термодинамічної шкали потрібно використати відповідні зручні фізичні закони, в яких термодинамічну температуру T пов'язано з іншими фізичними величинами, що можна безпосередньо виміряти. Найчастіше використовують рівняння Менделєєва – Клапейрона:

$$pV = RT.$$

Теоретично доведено, що температура T в цьому рівнянні є тотожною термодинамічній температурі, виведеній з циклу Карно. Прилади, принцип дії яких ґрунтується на рівнянні Менделєєва – Клапейрона, називають *газовими термометрами*. Вони є основними для реалізації термодинамічної температурної шкали.

Газовий термометр може бути реалізованим двома способами: на основі закону Гей-Люссака ($p = const$, індикатором температури є об'єм V) і на основі закону Шарля ($V = const$, індикатором температури є тиск p). Відповідно до цього використовують газові термометри сталого тиску або газові термометри сталого об'єму. Термометричною речовиною в газових термометрах для вимірювання низьких температур є водень і кисень (дуже близькі до ідеального газу), а для високих температур – азот. Верхня температурна межа застосування газових термометрів дорівнює приблизно 1100°C , нижня є близькою до точки кипіння гелію ($4,2\text{ K}$). За газовим термометром перевіряють ртутні термометри. Газові термометри сталого об'єму завдяки практичним зручностям застосовують частіше.

Закон Шарля (див. п.4.7) для двох станів певної маси газу можна записати так:

$$\frac{p_1}{1 + \alpha_V t_1} = \frac{p_2}{1 + \alpha_V t_2},$$

де α_V – середній термічний коефіцієнт тиску; p_1 та p_2 тиски газу при температурах t_1 і t_2 . Отже, при умові сталості α_V вимірювання температури зводиться до вимірювання зміни тиску газу.

Звідки:

$$\langle \alpha_V \rangle = \frac{p_2 - p_1}{p_1 t_2 - p_2 t_1}.$$

Газовий термометр складається з скляного балона 2 (рис. 5.4), в якому міститься сухий газ (сухе повітря дістають, пропускаючи його через склянки Тіщенко з хлористим кальцієм або фосфорним ангідридом

P_2O_5 при атмосферному тиску). Балон сполучається скляною капілярною трубкою **3** з лівим коліном ртутного манометра **10**; **4** – кран для заповнення скляного балона газом. Ліве і праве коліна **7** манометра з'єднані гумовою трубкою **8**, завдяки чому праве коліно манометра можна вільно пересувати за допомогою спеціального затискача, вздовж вертикальної дзеркальної шкали **9**, на якій вмонтовано термометр **6**; **5** – теплоізолюючий екран. У лівому коліні манометра є покажчик **11** для рівня ртуті (у всіх дослідах газ у балоні повинен займати об'єм, який обмежується поверхнею ртутного меніска). Для вертикальної установки манометра призначено висок. При нагрівання газу в балоні, який розміщено в термостаті **1**, різниця рівнів ртуті в манометрі змінюється.

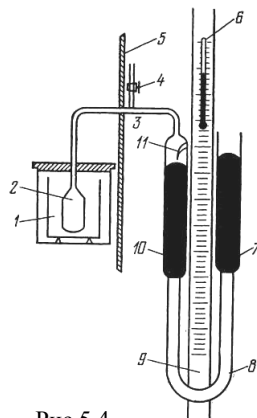


Рис.5.4

Значення тиску, визначене за цим методом, буде пропорційним різниці висот ртуті у манометрі **10**:

$$p_i = H_0 + \Delta h; \quad \Delta h = \frac{\Delta h_i}{1 + \beta t_i},$$

де H_0 – покази ртутного барометра, зведені до 0°C , Δh – покази манометра з урахуванням теплового розширення ртуті; β – коефіцієнт об'ємного розширення ртуті.

5.2. Фізичні методи визначення густини насипних та поруватих матеріалів

Загальна характеристика густини матеріалів

У розділі 3 (п.3.5) даного посібника розглядалися методи вимірювання густини твердих тіл, які мають щільну структуру та не піддаються проникненню вологи. Для поруватих, волокнистих та сипучих матеріалів, що розчиняються або набухають у рідині, застосовують методи дослідження, засновані на законах молекулярної фізики.

Як вже вказувалось раніше, для поруватих та сипучих матеріалів розрізняють *середню та насипну густину*.

Середня густина ρ_c є фізичною величиною, яка визначається відношенням маси m тіла або речовини до всього зайнятого ним (нею) об'єму V , включаючи пори та пустоти:

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Середня густина найчастіше вимірюється в кілограмах на кубічний метр ($\text{кг}/\text{м}^3$), проте можна також використовувати одиниці $\text{г}/\text{см}^3$ та $\text{т}/\text{м}^3$. У разі потреби середню густина встановлюють для матеріалів, що перебувають у будь-якому стані: зволоженому, повітряно-сухому або сухому (тобто висушеному до сталої маси).

Визначаючи середню густина, масу поруватих або насипних матеріалів встановлюють звичайним зважуванням (п.3.2), а об'єм різними методами, такими, як в об'ємірі за об'ємом витісненої інертної рідини або за допомогою газового об'єміра.

Насипна густина є відношенням маси сипкого матеріалу до його об'єму, включаючи простір між частинками. Її визначають для зернистих і порошкоподібних матеріалів. У ряді випадків використовують поняття *відносної густини* γ , тобто відношення густини матеріалу ρ_m до густини стандартної речовини (наприклад, води, для якої $\rho_v = 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$ при $20 \text{ }^\circ\text{C}$); γ є безрозмірною величиною.

Середня густина залежить від хімічного та мінералогічного складів матеріалу, але більшою мірою – від величини та кількості пор і пустот. Чим їх більше, тим легшим є матеріал. З підвищенням вологості показник ρ_c збільшується. Середня густина має велике практичне значення для виконання різних розрахунків (обсягів транспортування, складування матеріалів тощо). Вона є тісно пов'язаною з іншими властивостями будівельних матеріалів, такими як пористість, міцність, теплопровідність, водонепроникність та інші, що дає змогу за показником ρ_c орієнтуватися, де можна використовувати матеріал у будівництві або промисловості.

Метод визначення густини насипних та пористих матеріалів за допомогою газового об'єміра

Принцип дії газового об'єміра заснований на законі *Бойля – Маріотта* (див. п.4.7).

Газовий об'ємомір (рис. 5.5) складається з металевого робочого балона A , приєднаної до нього знизу скляної колби B , довгої манометричної трубки M та допоміжного резервуара P , заповненого водою. Балон A герметично закривається кришкою з краном K . Всередині цього балона встановлюється відерко, в яке поміщують досліджувану речовину. Скляна колба B має дві мітки – одну знизу, другу – вгорі, тоді об'єм V_0 поміж мітками вказаний на стінці колби. Переміщуючи резервуар у вертикальному напрямі, можна змінювати рівень води в резервуарі та манометрі.

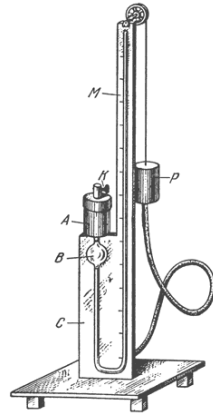


Рис. 5.5

Для визначення об'єму речовини V_p , яка поміщена у балон A , треба знайти об'єм повітря в цьому балоні спочатку без досліджуваної речовини V_1 , а потім разом з нею V_2 . Об'єм речовини дорівнює, очевидно, різниці виміряних об'ємів. За законом *Бойля – Маріотта* маємо:

$$(V_0 + V_1)p_0 = V_1(p_0 + \gamma h_1),$$

де V_0 – об'єм скляної колби B між мітками; V_1 – об'єм балона A ; p_0 – атмосферний тиск; $h_1 = H_2 - H_1$ – різниця рівнів в манометрі M ; γ – питома вага води.

Тоді:

$$V_1 = \frac{p_0 V_0}{\gamma h_1}.$$

Аналогічно можна записати для балона з досліджуваною речовиною:

$$V_2 = \frac{p_0 V_0}{\gamma h_2}.$$

Тоді об'єм досліджуваної речовини:

$$V = \frac{p_0 V_0}{\gamma h_1} - \frac{p_0 V_0}{\gamma h_2} = \frac{p_0 V_0}{\gamma} \left(\frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_2} \right).$$

А густина досліджуваної речовини знаходиться як відношення маси, виміряної за будь-яким із методів вимірювання маси (п.3.2), до знайденого об'єму.

5.3. Фізичні методи дослідження теплофізичних властивостей матеріалів

5.3.1. Загальна характеристика теплофізичних властивостей матеріалів

Теплофізичні властивості матеріалів (теплопровідність, теплоємність, теплостійкість, термічна стійкість, температурні деформації, температуропровідність, теплосасвоєння, вогнестійкість, вогнетривкість, жаростійкість) є одними з визначальних параметрів їх виготовлення, зберігання, застосування та експлуатації у різних галузях промисловості. Тому необхідно знати ти вміти визначати ці характеристики.

5.3.2. Теплоємність

Поняття теплоємності

Одним з важливих фізичних параметрів, які визначають властивості сировини та матеріалів, є теплоємність (див. п.4.6). Теплоємність матеріалів має велике значення в тих випадках, коли потрібно враховувати акумуляцію теплоти огорожувальними конструкціями з метою збереження температур без різких коливань у приміщенні або в тепловому промисловому агрегаті при зміні теплового режиму. Це буває, наприклад, коли розраховують й конструюють теплостійкі огороження (стіни, перекриття, печі), або розраховують підігрівання матеріалів для зимового бетонування тощо.

Нагадаємо, що *теплоємність* є здатністю матеріалу під час нагрівання поглинати енергію у вигляді теплоти.

Питому теплоємність для багатошарових конструкцій розраховують за формулою :

$$c = \frac{m_1c_1 + m_2c_2 + \dots + m_nc_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n},$$

де m_1, m_2, \dots, m_n – маси окремих шарів, кг; c_1, c_2, \dots, c_n – питома теплоємності цих шарів, Дж/(кг · К).

Із зволоженням питома теплоємність матеріалу збільшується, оскільки теплоємність води є досить великою й становить 4,2 кДж/(кг·К).

Для огорожувальних конструкцій житлових та опалюваних будівель вибирають матеріали з невеликим коефіцієнтом теплопровідності, але з вищою питомою теплоємністю.

Наприклад, питома теплоємність кам'яних природних і штучних матеріалів становить 0,76...0,92 кДж/(кг · К), скла – 0,67 кДж/(кг · К), сталі – 0,48 кДж/(кг · К), алюмінію – 0,87 кДж/(кг · К). Деревні та інші органічні матеріали мають вищий коефіцієнт теплоємності, наприклад деревина (суха) 2,7...3,0 кДж/(кг · К). Тому дерев'яні стіни акумулюють більше теплоти, ніж кам'яні, а згодом можуть віддавати її всередину приміщення.

Метод визначення теплоємності газів

Одним з класичних методів визначення теплоємності речовин у газоподібному стані є метод *Клемана – Дезорма*, який ґрунтується на адіабатичному розширенні газів (див. п.4.7). Відношення питомих

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}, \text{ або молярних } \frac{C_p}{C_v} \text{ теплоємностей газів відіграє велику роль в}$$

адіабатичних процесах.

Основою приладу, що використовується в цьому методі, є великий скляний товстостінний балон *1* (рис. 5.6), сполучений гумовими трубками з диференціальним манометром *2* і насосом *3*. Кран *4* у трубці, вставлений у пробку, що закриває балон, сполучає його з навколишнім повітрям.

В балон *1*, наповнений повітрям при атмосферному тиску, нагнітають повітря до деякого нового тиску. На шляху потоку повітря розміщується осушувач повітря – склянка *Тищенко*, наповнена хлористим кальцієм. Тоді маса повітря в балоні, що займала певний об'єм, стиснеться до тиску p_1 і займатиме менший об'єм V_1 .

Одночасно при цьому нагріється стиснена маса повітря. Припинивши накачування, чекають кілька хвилин, поки температура повітря в балоні зрівняється з кімнатною T_1 (I стан повітря). Остаточну різницю рівнів, що

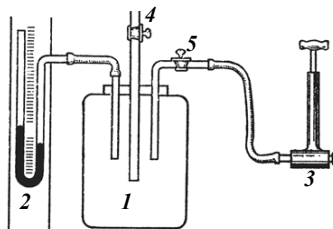


Рис. 5.6

встановилась у манометрі, позначимо h_1 . Тоді:

$$p_1 = (H + h_1),$$

де H – атмосферний тиск, h_1 – надлишковий тиск в балоні.

Потім відкривають на короткий час кран I , щоб тиск у балоні зрівнявся з атмосферним $p_2 = H$ (при цьому рівні рідин у манометрі зрівняються), після чого закриваємо кран I . Повітря у балоні швидко розшириться до об'єму V_2 (при цьому, зважаючи на малий час розширення, помітного теплообміну між стінками балона і навколишнім повітрям не буде). Температура повітря в балоні зменшується до T_2 (II стан повітря).

Чекають, поки температура повітря в балоні зрівняється з кімнатною T_1 . Об'єм V_2 залишається незмінним, тиск при нагріванні повітря збільшиться до p_3 . Різниця рівнів рідини в манометрі стане рівною h_2 , тоді (III стан повітря):

$$p_3 = (H + h_2).$$

Перехід повітря з I стану в II є адіабатичним, бо, зважаючи на малий час розширення, помітного теплообміну між стінками балона і навколишнім повітрям не буде. Отже, за рівнянням Пуассона (див. п.4.7):

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma,$$

де γ – показник адіабати.

Температури повітря в станах I і III дорівнюють одна одній, тому за законом Бойля – Маріотта маємо:

$$p_1 V_1 = p_3 V_2.$$

Розв'язавши дані рівняння відносно γ , дістанемо:

$$\gamma = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg p_1 - \lg p_3}.$$

Розклавши $\lg p_1$ і $\lg p_3$ в ряд Тейлора і обмежившись двома першими членами, матимемо:

$$\begin{aligned} \lg p_1 &= \lg(H + h_1) = \lg H + \frac{h_1}{H} + \dots; \\ \lg p_3 &= \lg(H + h_2) = \lg H + \frac{h_2}{H} + \dots. \end{aligned}$$

Підставивши ці результати в формулу показника адіабаты, остаточно матимемо:

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}.$$

Всі процеси, що відбуваються в балоні, віднесено до певної маси повітря, яке залишається під час досліду в балоні.

Методи визначення теплоємності твердих тіл (металів)

Питома теплоємність c речовини є величиною, яка дорівнює відношенню кількості теплоти Q , потрібної для нагрівання однорідного тіла, до його маси m та різниці температур ΔT , тобто:

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T}.$$

Прилади для вимірювання кількості теплоти називають *калориметрами*. Найбільш поширеними є рідинні калориметри; основною їх частиною є калориметрична посудина з металу високої теплопровідності (мідь, срібло, іноді латунь) циліндричної форми (відношення висоти до діаметра порядку 1,2...1,5; краще, коли вона має сферичну форму, оскільки при цьому забезпечується мінімальний теплообмін з навколишнім середовищем; товщина стінок по можливості є мінімальною). Такі калориметри комплектуються мішалкою для перемішування рідини з метою швидшого вирівнювання температури, калориметричним термометром досить великої чутливості (шкала їх розрахована на малий температурний інтервал 2 °С...7 °С), нагрівачем. Як калориметричну рідину використовують дистильовану воду (її переваги – доступність, простота очищення і незмінність складу), а також етиловий спирт, нітробензол, різні масла; для високих температур в металевих системах – розплавлене олово.

Калориметричною системою називають сукупність тіл, між якими відбувається теплообмін. При виділенні або поглинанні тепла змінюється тепловий стан калориметричної системи. Якщо тепло, що виділяється в калориметричній системі, повністю йде на підвищення її температури, то:

$$Q = K(t_k - t_0),$$

де t_k та t_0 – експериментально визначені температури системи (кінцева і початкова, відповідно); K – *тепловий еквівалент* (повна теплоємність калориметричної системи, тобто кількість теплоти, потрібна для зміни температури системи на 1 К). Тепловий еквівалент визначається дослідним шляхом:

а) електричним способом з вимірюванням сили струму, напруги в нагрівачі і часу нагрівання ($Q = IUt$);

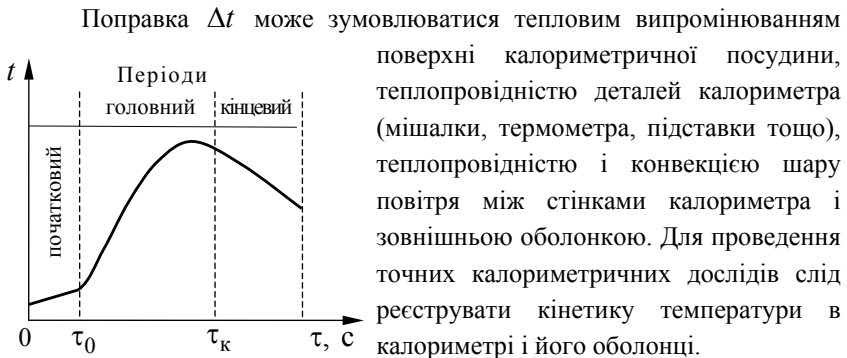
б) з використанням атестованих зразкових калориметричних речовин (бензойна кислота, мідь, окис алюмінію).

В точній калориметрії потрібно знати вид калориметричної кривої, яка характеризує кінетику теплового процесу в калориметрі. Калориметричний дослід поділяють на три періоди: *початковий, головний і кінцевий* (рис. 5.7). В початковий період ($\tau < \tau_0$) градієнти температур у калориметричній системі є невеликими (невелике лінійне підвищення температури може зумовлюватися перемішуванням калориметричної рідини). Протягом головного періоду тривалістю ($\tau_k - \tau_0$) зміна температурного поля визначається виділенням теплоти в системі. Його кінець прийнято визначати початком рівномірної зміни температури з сталою швидкістю. Кінцевий період визначається теплообміном калориметра з навколишнім середовищем.

Рівняння при теплообміні між калориметром і його оболонкою набуває вигляду:

$$Q = K(t_k - t_0) + q = K(t_k - t_0) + K\Delta t = K\Delta T,$$

де Δt – температурна поправка на теплообмін; ΔT – підвищення температури, зумовлене тепловим ефектом відповідного досліджуваного процесу.



Для обчислення питомої теплоємності досліджуваного металу можна записати рівняння теплового балансу:

$$c_x m(t_1 - t_0) = c_B m_B (t_K - t_0) + K(t_K - t_0).$$

Звідки:

$$c_x = \frac{(c_B m_B + K)(t_K - t_0)}{m(t_1 - t_0)},$$

де m і m_B , c_x і c_B – відповідно маси та питомі теплоємності досліджуваного тіла і води в калориметрі; t_1 – температура досліджуваного тіла в нагрівачі – кип’ятильнику; t_K і t_0 – температури кінця і початку головного періоду (рис. 5.7) калориметричного досліду.

5.3.3. Теплопровідність

Поняття теплопровідності

Теплопровідність є одним з найважливіших показників, що характеризують теплозахисні властивості матеріалів, за яким визначають їхню належність до групи теплоізоляційних або конструктивно-теплоізоляційних. Зокрема, теплоізоляційні матеріали повинні мати коефіцієнт теплопровідності, не більший, ніж 0,18 Вт/(м · К) і середню густину, не більшу за 600 кг/м³.

Теплопровідність є здатністю матеріалу передавати енергію у вигляді теплоти від однієї поверхні до іншої за наявності різниці температур на цих поверхнях (див. п.4.11). Така здатність характеризується коефіцієнтом теплопровідності, який залежить від ступеня пористості й характеру пор, структури, вологості, температури, а також від виду матеріалу.

Найсильніше на теплопровідність впливає пористість. Чим меншою є середня густина матеріалу, тим більше в ньому пор, наповнених повітрям. З усіх природних та штучних речовин повітря має найменшу теплопровідність [$\lambda_{\text{пов}} = 0,023$ Вт/(м · К)], тому коефіцієнт теплопровідності сухих легких пористих матеріалів є невеликим і має проміжне значення між λ твердої речовини та повітря. Проте показник теплопровідності залежить не лише від кількості, а й від величини та форми пор. Матеріали з дрібними закритими порами є менш теплопровідними, тоді як матеріали з великими та сполученими порами

характеризуються вищим коефіцієнтом теплопровідності, оскільки в таких порах виникає рух повітря, що супроводжується перенесенням теплоти (конвекція).

Слід враховувати, що матеріали одного й того самого походження, але різного структурного складу можуть мати різні коефіцієнти теплопровідності. Так, волокнисті матеріали мають неоднаковий коефіцієнт теплопровідності в різних напрямках. Наприклад, для соснової деревини, якщо тепловий потік напрямлений вздовж волокон, то $\lambda = 0,19 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, а якщо впоперек, то $\lambda = 0,44 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Теплопровідність кристалічних речовин є вищою, ніж аморфних. Наприклад, такі щільні мінеральні матеріали, як граніт і скло із середньою густиною майже $2700 \text{ кг}/\text{м}^3$, значно різняться за коефіцієнтом теплопровідності: для граніту (кристалічний матеріал) $\lambda = 2,8 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, для скла (аморфний матеріал) $\lambda = 0,8 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Зміна вологості будівельних матеріалів істотно позначається на їхній теплопровідності. Оскільки для води $\lambda = 0,58 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, тобто є у 25 разів більшою, ніж для повітря, то пори, заповнені водою, легше пропускають тепловий потік, і коефіцієнт теплопровідності водонасичених матеріалів підвищується. Залежність λ від вологості можна подати формулою:

$$\lambda_W = \lambda_c + \Delta\lambda W,$$

де λ_W і λ_c – коефіцієнти теплопровідності відповідно вологого й сухого матеріалу; $\Delta\lambda$ – приріст коефіцієнта теплопровідності, %; W – вологість матеріалу, % за об'ємом [7].

Теплопровідність насичених водою й заморожених матеріалів є ще вищою, оскільки теплопровідність льоду є приблизно в чотири рази більшою, ніж води: $\lambda_{\text{льоду}} = 2,3 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Отже, коли матеріали для теплової ізоляції використовуються в місцях з підвищеною вологістю, слід передбачити їх гідроізоляцію.

Певна зміна коефіцієнта теплопровідності відбувається також під дією температури, при якій передається тепловий потік. Цю зміну можна подати формулою:

$$\lambda_T = \lambda_0 + \alpha(T - 273),$$

де λ_T і λ_0 – коефіцієнти теплопровідності відповідно при температурі T і нульовій; α – зміна коефіцієнта теплопровідності при зміні температури на один градус, Вт/(м · К); T – температура матеріалу, К.

Зауважимо, проте, що виняток становлять метали, для яких з підвищенням температури коефіцієнт теплопровідності дещо знижується, на відміну від інших видів будівельних матеріалів, де λ підвищується. Це збільшення має велике значення для матеріалів, застосовуваних для теплової ізоляції пічних агрегатів, паропроводів тощо.

Теплопровідність будівельних матеріалів визначають у лабораторіях за допомогою спеціальних приладів та установок. Проте, врахувавши загальну залежність λ від ρ_m і скориставшись емпіричною формулою проф. В. П. Некрасова, можна орієнтовно визначити коефіцієнт теплопровідності для повітряно-сухих (з природною вологістю 1...7 %) матеріалів мінерального походження:

$$\lambda = 1,16\sqrt{0,0196 + 0,22\gamma^2} - 0,16,$$

де γ – відносна густина.

Матеріали органічного походження порівняно з мінеральними при однаковій середній густині мають менший коефіцієнт теплопровідності.

З теплопровідністю пов'язана така важлива характеристика матеріалів, застосовуваних для зовнішніх огорожувальних конструкцій як *термічний опір*, що є величиною, оберненою до λ :

$$R_\delta = \frac{\delta}{\lambda},$$

де R_δ – термічний опір одношарової огорожувальної конструкції, δ – товщина стінового матеріалу.

Від показника термічного опору залежить товщина зовнішніх стін і витрата палива на опалення будівель. Розраховуючи термічний опір багатшарової огорожувальної конструкції, враховують коефіцієнти теплопровідності матеріалів шарів, з яких вона складається.

Метод визначення теплопровідності твердих діелектриків стаціонарним методом

Теплопровідність твердих тіл у стаціонарному режимі описується законом Фур'є. Для одновимірного випадку він записується у вигляді:

$$\Delta Q = -\lambda \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta \tau,$$

де ΔQ – кількість теплоти, перенесеної за час $\Delta \tau$ через поверхню площею ΔS у напрямі нормалі x до цієї поверхні в сторону зменшення температури; $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ – градієнт температури; λ – коефіцієнт теплопровідності. Знак «мінус» у формулі показує, що напрям теплопереносу і градієнта температури є протилежними.

Отже, для вимірювання коефіцієнта теплопровідності λ потрібно знати величини густину теплового потоку $q = \frac{\Delta Q}{\Delta S \cdot \Delta \tau}$, градієнт температури $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ та проміжок часу $\Delta \tau$.

Останнім часом для визначення коефіцієнта λ широко використовується *лямбдакалориметр Геращенко* (рис. 5.8), за допомогою якого можна безпосередньо виміряти всі величини, потрібні для визначення коефіцієнта теплопровідності.

Тепловий потік q вимірюється датчиком теплового потоку, товщина зразка Δx вимірюється вмонтованим у прилад індикатором з точністю до 10^{-5} м, різниця температур ΔT (температура поверхні нагрівача T_H і холодильника T_X – диференціальною хромель-алюмелевою термопарою. Конструкція датчика дає змогу значно зменшити розміри зразків і не потребує охоронних пристроїв для забезпечення одновимірності теплового потоку.

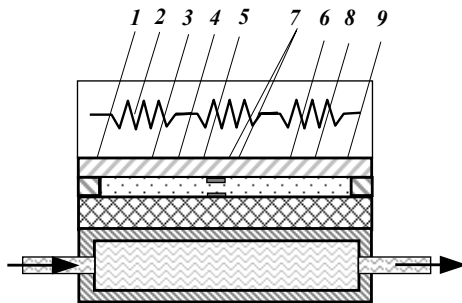


Рис. 5.8

Пластина досліджуваного матеріалу 3 розміщується між плоским електронагрівачем 2 і вирівнюючою плитою з високотеплопровідного матеріалу 4 і холодильником 9 з проточною термостатованою рідиною. Для дослідження сипких матеріалів використовується кільце 3

маслотермостійкої гуми **1** (воно призначене для формування і герметизації камери, в якій міститься сипкий матеріал). Спаї термопар **7** зачеканено в плиті **4** і пластині **5** безпосередньо в околі контакту з матеріалом. Пластину **5** і датчик **6** заливають епоксидною смолою **8**, що створює надійний тепловий контакт з холодильником.

Датчик теплового потоку установки є досить чутливим. Це дає змогу вимірювати малі величини теплового потоку q в малому інтервалі температур (1...3 К). Зазначимо також, що оскільки термічний опір датчика є малим, він не вносить значних спотворень поля теплового потоку.

Коефіцієнт теплопровідності λ визначається у Вт/(м·К) за формулою:

$$\lambda = \frac{q \cdot \Delta x}{\Delta T} = \frac{\varepsilon_d}{\Delta T} K_d \Delta x,$$

де ε_d – сигнал датчика, мВ; K_d – коефіцієнт датчика, Вт/(м²·мВ), який визначається в процесі попереднього градування датчика на радіаційному стенді (його значення відоме з паспорта приладу).

Метод визначення теплопровідності порівняльним методом Христіансена

В теплофізичній метрології широке застосування знаходять порівняльні (відносні) методи визначення коефіцієнта теплопровідності, зокрема *метод Христіансена*. Цей метод не потребує вимірювання теплового потоку, що досягається використанням еталонного (зразкового) матеріалу, для якого коефіцієнт теплопровідності є відомим наперед. Зразки матеріалів **1** і **2** (досліджуваного і еталонного) мають форму пластин з товщинами dx і dl (рис. 5.9), які щільно притиснуті один до одного, і відповідно до плоских металевих нагрівача **4** і холодильника **3** (через які циркулюють гаряча і холодна вода заданої температури).

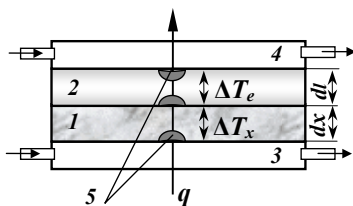


Рис. 5.9

В стаціонарному стані розподіл температур в еталонному і досліджуваному матеріалі є лінійним і сталим, а теплові потоки через них – однаковими. Тому:

$$\lambda_x \frac{\Delta T_x}{dx} = \lambda_e \frac{\Delta T_e}{dl},$$

де λ_x та λ_e – коефіцієнти теплопровідності досліджуваного й еталонного матеріалів; $\frac{\Delta T_x}{dx}$ та $\frac{\Delta T_e}{dl}$ – градієнти температур у цих матеріалах. Різниці температур ΔT_x та ΔT_e вимірюються диференціальними термопарами, розміщеними так, як показано на рис. 5.9. Виводи термопар 5 з'єднано з відповідними парами клем на панелі приладу. Термоелектрорушійні сили вимірюють електровимірювальним приладом, шкалу якого проградуєвано в градусах.

В останній формулі тепловтрати через бічні поверхні матеріалів не враховані (ними нехтують). Доцільно, коли товщини пластин матеріалів є малими порівняно з їхніми діаметрами (у практиці теплофізичних лабораторних вимірювань це досягається при відношенні товщин до діаметрів дисків порядку 1/30; в протилежному разі використовують охоронні термостати у вигляді кілець, через які пропускається вода при температурах нагрівача і холодильника). Для кращого вирівнювання температури у внутрішньому об'ємі термостатів є спеціальні перегородки.

Метод визначення теплопровідності за допомогою калориметра

Якщо кількість теплоти передається від більш нагрітого середовища, температура якого підтримується постійною та рівною T_H , до менш нагрітого через перегородку товщиною x , то температура другого середовища буде підвищуватись. У випадку відсутності тепловіддачі з боку другого середовища, кількість теплоти, що проходить через перегородку, можна визначати *калориметричним способом* (див.п.5.3):

$$dQ = cm \cdot dT.$$

Також:

$$dQ = \lambda \frac{(T_H - T)}{x} S \cdot dt,$$

де T – температура другого середовища.

Прирівняємо:
$$cm \cdot dT = \lambda \frac{(T_H - T)}{x} S \cdot dt;$$

та розділимо змінні:

$$cm \cdot x \frac{dT}{(T_H - T)} = \lambda S \cdot dt.$$

Якщо температура другого середовища змінилась за час τ від T_0 до T , то значення коефіцієнта теплопровідності можна отримати інтегруванням:

$$cm \cdot x \int_{T_0}^T \frac{dT}{(T_H - T)} = \lambda S \int_0^\tau dt;$$

або
$$cm \cdot x \ln \frac{T_H - T_0}{T_H - T} = \lambda S \tau,$$

звідки коефіцієнт теплопровідності речовини, з якої зроблена перегородка:

$$\lambda = \frac{cm \cdot x}{S} \cdot \frac{1}{\tau} \ln \frac{T_H - T_0}{T_H - T}.$$

Установка для дослідження коефіцієнта теплопровідності речовини калориметричним методом складається (рис. 5.10) з посудини **1**, до якої неперервно поступає пара від кип'ятильника **2** через трубку **3**, завдяки чому температура стінок посудини **1** залишається сталою та рівною приблизно $T_H = 100^\circ\text{C}$. На верхню кришку посудини кладеться диск **4** із досліджуваного матеріалу, зверху якого встановлено посудину з водою **5** і кописткою **6**. Зміна температури фіксується за допомогою термометра **7**. Знаючи товщину x та площу S досліджуваного зразка та температуру води до нагрівання та через час τ після початку нагрівання, розраховується коефіцієнт теплопровідності за формулою:

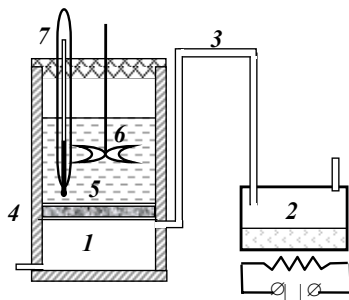


Рис. 5.10

$$\lambda = \frac{(c_1 m_1 + c_2 m_2) x}{S \tau} \ln \frac{T_H - T_0}{T_H - T},$$

де c_1, m_1 та c_2, m_2 – відповідно питомі теплоємності та маси води та пустої посудини **5** разом з кописткою.

5.3.4. Температурні деформації та температуропровідність

Поняття про температурні деформації

Температурні деформації є здатністю матеріалу під дією зміни температур у процесі експлуатації змінювати свої розміри (переважно розширюватися).

Зміну лінійних розмірів характеризує *температурний коефіцієнт лінійного розширення* (ТКЛР), який показує видовження 1 м матеріалу під час нагрівання на один градус (див. п.4.14):

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dT}, [\text{град}^{-1}].$$

Температурний коефіцієнт лінійного розширення має особливе значення для тих матеріалів, які під час експлуатації зазнають нагрівання й охолодження. Оскільки деформації матеріалу в конструкціях при розширенні можуть бути досить значними, у спорудах великої протяжності потрібно передбачати деформаційні шви.

Показники ТКЛР деяких будівельних матеріалів, м/К: алюміній – $25,5 \cdot 10^{-6}$; сталь – $(11,0 \dots 11,9) \cdot 10^{-6}$; бетон – $(10 \dots 14) \cdot 10^{-6}$; граніт – $(8 \dots 10) \cdot 10^{-6}$; скло – $(8,5 \dots 9,7) \cdot 10^{-6}$; деревина вздовж волокон $(3 \dots 5) \cdot 10^{-6}$.

Визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл методом Менделєєва

Дослідним шляхом значення вимірюється не в точці, а в деякому температурному інтервалі ΔT . При цьому:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{l_0} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta T},$$

де $\langle \alpha \rangle$ – середнє значення ТКЛР в інтервалі $\Delta T = T_2 - T_1$; l_0 – довжина тіла при 0°C ; Δl – абсолютне видовження тіла. Значення $\langle \alpha \rangle$ і α збігаються, якщо коефіцієнт α є сталою величиною або лінійно залежить від температури.

Користуватись наведеною вище формулою для визначення α на практиці незручно, бо експеримент ускладнюється підтриманням температури тіла при 0°C . Тому, вимірявши довжини тіла l_1 та l_2 при температурах відповідно t_1 і t_2 , дістанемо:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\Delta l}{l_1 \cdot t_1 - l_2 \cdot t_2}.$$

Прилад Менделєєва (рис. 5.11) складається з металевої трубки **4** завдовжки приблизно 100 см і діаметром 2...3 см, обмотаної для теплоізоляції сукном або іншим матеріалом. Один кінець трубки прикріплюють гвинтом **6** нерухомо до стояка **7** (при нагріванні трубки цей кінець не має можливості розширюватись). До другого кінця трубки прикріплено металевий індекс **2** у вигляді відполірованої пластинки (при нагріванні трубки внаслідок її розширення цей індекс вільно переміщується вліво). Справа від індексу на стояку **9** закріплено муфту **10** з індикатором **3**. Трубка **4** має отвори **1** і **5** для пропускання водяної пари з нагрівача і стікання її в конденсаційну посудину з водою, а також для пропускання води і ще два отвори для термометрів. Прилад змонтовано на дерев'яній підставці **8**.

Дослід доцільно проводити з двома трубками з різного матеріалу, пропускаючи через них одночасно водяну пару.

При розрахунках температуру вибирають як середнє арифметичне показань обох термометрів, а Δl – відстань між індикаторами **2** та **3**.

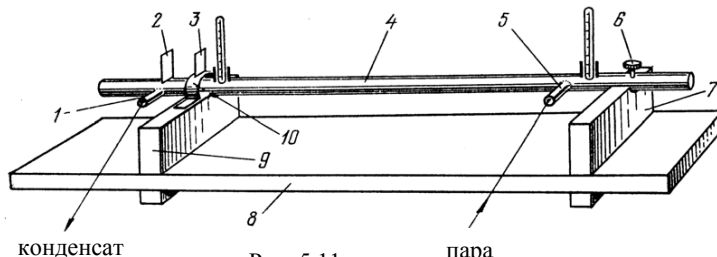


Рис. 5.11

Дилатометрія та методи визначення температурного коефіцієнта об'ємного розширення

Відомо, що тверді тіла (особливо анізотропні) та рідини зазнають не тільки лінійного, а й об'ємного температурного розширення. Наприклад, для деяких силікатних матеріалів характерною є *вогнева усадка*, тобто здатність змінювати свої розміри та об'єм внаслідок спікання чи оплавлення частинок під дією високих температур.

Параметром, який визначає область застосування та умови експлуатації матеріалів та виробів, є їх *температурний коефіцієнт об'ємного розширення* (див. п.4.14):

$$\beta = \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dT}, [\text{град}^{-1}],$$

де V_0 – об'єм при 0°C .

Якщо коефіцієнт β є сталим в інтервалі $\Delta T = T_2 - T_1$, то:

$$\beta = \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta T}.$$

Прилади для вимірювання коефіцієнтів об'ємного розширення тіл називаються *дилатометрами*.

Дилатометр для рідин складається із посудини з плавленого кварцу з каліброваним капіляром. Зміна об'єму при нагріванні рідини в термостаті реєструється за переміщенням рідини в капілярі. *Дюлонг* і *Пті* (див. п.4.14) запропонували метод вимірювання коефіцієнта β за методом *сполучених посудин*. Цей метод ґрунтується на використанні рівноваги двох стовпчиків рідини, коли рідина в них має різну температуру. При цьому розширення посудини не впливає на результат.

Прилад Дюлонга і Пті (рис. 5.12) складається з U- подібної

трубки, наповненої досліджуваною рідиною. Одне коліно *1* трубки підтримується при температурі t_1 за рахунок циркуляції води в скляній муфті, що охоплює коліно. Температура води контролюється термометром *2*. Друге коліно *4* підтримується при температурі t_2 водяною парою, яку пропускають через скляну охоронну муфту, що охоплює це коліно, *5* – теплозахисний екран.

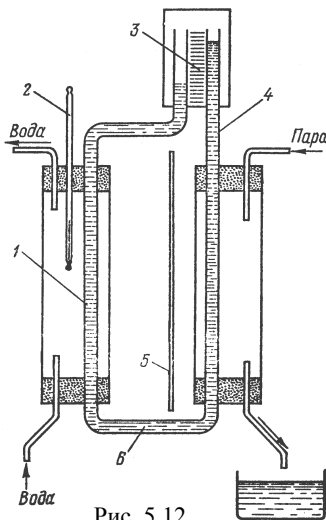


Рис. 5.12

Температуру t_2 визначають з таблиць залежності температури кипіння води від тиску (атмосферний тиск вимірюють барометром).

Температуру кипіння води обчислюють за емпіричною формулою:

$$t_2 = 100 + 0,0375(p_{\text{атм}} - 760).$$

Верхні частини трубок *1* і *4* зближено, щоб можна було визначити висоту рівнів рідини в трубках h_1 та h_2 по одній шкалі *3*. Нехай густини рідини у лівій і правій трубках сполученої посудини *1-6-4* відповідно дорівнюють ρ_1 і ρ_2 , ρ_0 – густина рідини при 0 °С. Тоді маємо:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}; \quad \rho_1 = \frac{\rho_0}{1 + \beta \cdot t_1} \quad \text{та} \quad \rho_2 = \frac{\rho_0}{1 + \beta \cdot t_2}.$$

Розв'язуючи ці рівняння, дістанемо:

$$\frac{h_1}{1 + \beta \cdot t_1} = \frac{h_2}{1 + \beta \cdot t_2}.$$

Звідки:

$$\beta = \frac{h_2 - h_1}{h_1 t_2 - h_2 t_1}.$$

Методи визначення коефіцієнта температуропроводності

Однією з теплоізоляційних характеристик тіла є *температуропровідність* – фізична величина, яка характеризує швидкість вирівнювання температури в матеріалі при змінному в часі тепловому режимі. Вона є мірою теплоінерційних властивостей речовини. Її знання є дуже важливим для розв'язання практичних теплофізичних задач з визначення швидкостей прогрівання або охолодження матеріалів.

Температуропровідність визначається *коефіцієнтом температуропроводності* a . Коефіцієнт температуропроводності поряд з коефіцієнтом теплопровідності λ та питомою теплоємністю c_p є важливою теплофізичною характеристикою тіла:

$$a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho},$$

де ρ – густина тіла.

Наприклад, для повітря в спокійному стані $a = 7,71 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$, для мінеральної вати $a = 0,085 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$.

В теорії теплообміну важливим завданням є визначення в об'ємі тіла кінетики температурного поля. Це завдання розв'язується або

експериментально, або шляхом розв'язання диференціального рівняння теплопровідності. Це рівняння можна записати при відсутності внутрішніх джерел тепла так:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T,$$

де $T(x, y, z, t)$ – температура точки тіла; t – час; ∇ – оператор Лапласа; a – коефіцієнт температуропроводності, $\text{м}^2/\text{с}$.

Для визначення коефіцієнта температуропровідності широке застосування набули *методи регулярного режиму*, теоретично і експериментально розроблені радянським теплофізиком Г. М. Кондратьєвим.

Нагриваючись або охолоджуючись в середовищі зі сталою температурою, тіло проходить три стадії:

1) *стадію нестационарного режиму*, коли на процес теплообміну тіла із середовищем впливають початкові нерівномірності температурного поля в об'ємі тіла;

2) *стадію впорядкованого нагрівання (охолодження) тіла – регулярний режим*, характерний тим, що *розподіл температур стає однаковим для всіх точок тіла і не залежить від початкового розподілу температури в тілі*, а визначається формою, розмірами, теплофізичними характеристиками тіла та умовами теплообміну на межі двох тіл (так звані граничні умови);

3) *стаціонарний режим*, для якого є характерним повне вирівнювання температури по об'єму тіла.

Г. М. Кондратьєв показав, що при теплообміні тіла в середовищі сталої температури, починаючи з певного моменту часу, температурне поле в тілі описується простою експонентою, і темп зміни температури тіла m дорівнює:

$$-\frac{\partial(T_c - T)}{\partial t} = m = \text{const},$$

де $T_c = \text{const}$ – температура середовища; $\frac{\partial T}{\partial t}$ – швидкість нагрівання або охолодження.

Згідно з теорією першого методу регулярного режиму ($T_{\text{п}} = T_c$ і $\alpha \Rightarrow \infty$, де $T_{\text{п}}$ – температура поверхні тіла; α – коефіцієнт

теплообміну), коефіцієнт температуропроводності визначають за формулою:

$$a = K \cdot t,$$

де K – коефіцієнт форми досліджуваного тіла (акалориметра – металеві оболонки для поміщення в неї досліджуваного матеріалу); t – темп охолодження.

Для тіл, що мають форму прямокутного паралелепіпеда:

$$K = \frac{1}{\pi^2 \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} + \frac{1}{L_3^2} \right)},$$

де L_1^2, L_2^2, L_3^2 – довжини ребер паралелепіпеда.

Установка для визначення коефіцієнта температуропровідності a складається (рис. 5.13): з ванни ультратермостата 1 ; акалориметра 2 із досліджуваним сипучим матеріалом; термометра Бекмана 3 ; диференціальної термопари 4 , дзеркального гальванометра 5 .

Акалориметр 2 виготовляють з температуропровідного матеріалу (червона мідь, латунь). Товщина стінок при цьому визначається також механічними властивостями металу (товщина стінок акалориметра повинна забезпечувати незмінність його форми при вміщенні в нього та вийманні з нього досліджуваного матеріалу, упакованого до певної об'ємної маси). Для акалориметра з червоної міді і латуні рекомендовані товщини стінок відповідно 1,5...2 мм і 1...1,5 мм.

Щоб заповнити акалориметр досліджуваним матеріалом, знімають верхню кришку. Спай диференціальної термопари 4 вводиться в об'єм матеріалу через металеву трубку, яка вгвинчується в кришку матеріалу. Діаметр цієї трубки відповідає діаметру двоходової фарфорової трубки, через отвори якої протягнуто дротини термопари.

Отже, для визначення коефіцієнта температуропровідності потрібно виконати вимірювання в процесі досліду швидкості зміни різниці температур $(T_c - T)$, яка в стадії регулярного режиму є однаковою для всіх точок матеріалу. Для цього, вимірюючи

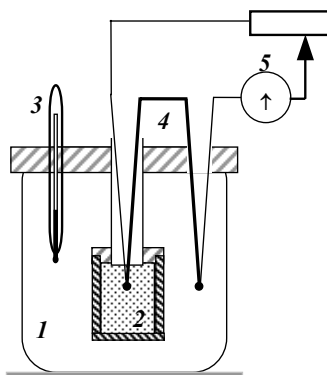


Рис. 5.13

термоелектрорушійну силу диференціальної термопари, один спай якої вміщено в матеріал, а другий – в термостатну рідину, треба зняти покази дзеркального гальванометра n_1 та n_2 , які є пропорційними термоелектрорушійній силі термопари і різниці температур $(T - T_c)$ у відповідні моменти часу t_1 та t_2 . Спай термопари, вміщений у матеріал, повинен знаходитися не ближче 15 мм від стінок акалориметра, щоб не спотворювалось температурне поле в об'ємі матеріалу. Між спаєм термопари і матеріалом потрібно забезпечити надійний контакт.

В досліді фіксується різниця температур $(T - T_c)$. За результатами досліді будують напівлогарифмічний графік охолодження (нагрівання), відкладаючи вздовж осі абсцис час, а вздовж осі ординат $\ln(T - T_c)$ (рис. 5.14). Частина графіку *AB*, що відповідає регулярному режиму, буде прямою лінією і характеризує темп регулярного режиму охолодження матеріалу. Темп нагрівання m визначають як тангенс кута нахилу прямого відрізка до осі абсцис:

$$m = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln T_1 - \ln T_2}{t_2 - t_1}.$$

Визначивши m і обчисливши K , визначають коефіцієнт температуропровідності твердих теплоізоляційних дисперсних речовин a .

Відмітимо, що до теплофізичних характеристик матеріалів відноситься теплосасвоєння. *Теплосасвоєння* є здатністю поверхні матеріалу при нестационарному тепловому режимі тією чи іншою мірою сприймати теплоту під час періодичних коливань теплового потоку або температури навколишнього середовища.

Теплосасвоєння характеризується *коефіцієнтом теплосасвоєння* s , що становить амплітуду коливання теплового потоку при коливаннях

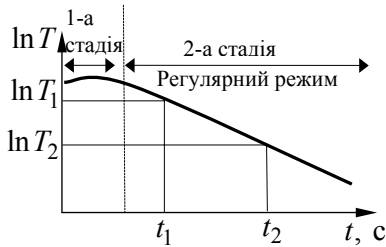


Рис. 5.14

температури на один градус.

Коефіцієнт теплосасвоєння вимірюється у ватах на метр-Кельвін [Вт/(м·К)]. Найбільше теплосасвоєння мають важкі теплопровідні матеріали (граніт), а найменше – легкі теплоізоляційні матеріали (мінеральна вата тощо).

5.4. Фізичні методи дослідження теплових ефектів на основі законів термодинаміки

5.4.1. Властивості сировини та матеріалів

До властивостей сировини та матеріалів, пов'язаних з тепловими ефектами, відносяться: теплостійкість, термічна стійкість, вогнетривкість тощо. Розглянемо деякі з них.

Теплостійкість є здатністю матеріалу витримувати нагрівання до певної температури (нижчої за температуру плавлення) без переходу в пластичний стан. Деякі будівельні матеріали мають низьку теплостійкість. Наприклад, бітуми розм'якшуються при $T = 45... 90$ °С, полімерні матеріали при $T = 80... 180$ °С, скло «розсковується» при $T = 750...900$ °С. Багато нетеплостійких матеріалів, охолоджуючись, набуває попереднього структурного стану. Знати теплостійкість потрібно для того, щоб визначати температурні режими експлуатації будівельних матеріалів.

Термічна стійкість є здатністю матеріалу витримувати наперемінне нагрівання й охолодження (певний цикл) без руйнування. Стійкими до різких змін температур мають бути матеріали для футерування (внутрішньої кладки) пічних агрегатів.

Термічна стійкість залежить від ступеня однорідності матеріалу, його природи й показника температурного коефіцієнта розширення, причому, чим останній є меншим, тим вищою є термічна стійкість матеріалу. Термічно стійкі матеріали – шамот, динас, базальт, клінкер тощо; термічно нестійкі – кварц, граніт, скло тощо.

Вогнестійкість є здатністю матеріалу витримувати дію високих температур або вогню й води (під час пожеж), не руйнуючись. За ступенем вогнестійкості будівельні матеріали поділяють на три групи: неспалімі, важкоспалімі й спалімі.

Неспалімими є матеріали, які під дією вогню чи високих температур не горять, не тліють і не обвуглюються. Неспалімі матеріали поділяються на *вогнестійкі*, що практично не деформуються (цегла, черепиця, жаростійкий бетон, сієніт тощо), *вогнетривкі* та *термічно стійкі*. Проте деякі неспалімі матеріали можуть значно деформуватися (сталь) або руйнуватися при розтріскуванні (граніт, кварц та інші породи, що містять кварц). У такому разі руйнування

відбувається за рахунок модифікаційних перетворень кварцу. До групи неспалимих належать мінеральні матеріали.

Важкоспалимими є матеріали, які під дією вогню або високих температур злегка займаються, тліють та обвуглюються, а коли віддаляється джерело вогню, ці процеси припиняються. До таких матеріалів належать здебільшого мінералоорганічні матеріали, які поєднують у собі мінеральні й органічні компоненти (гідроїзол, фіброліт, асфальтобетон тощо).

Спалимими є матеріали, які під дією вогню або високої температури займаються або тліють, і ці явища тривають і тоді, коли усунуто джерело вогню. До цієї групи належить значна частина матеріалів органічного походження, не просочених спеціальними захисними сполуками (деревина, бітуми, полімерні матеріали).

Границя вогнестійкості характеризується проміжком часу від початку займання до виникнення в конструкції граничного стану: втрати несучої здатності (обвалення конструкції), виникнення наскрізних тріщин, нагрівання протилежної щодо дії вогню поверхні, що може призвести до самозаймання.

Вогнетривкість є здатністю матеріалу витримувати тривалу дію високих температур, не деформуючись і не розплавляючись. Такі матеріали використовують переважно при споруджуванні печей промислового та побутового призначення, труб, котельних установок тощо. При цьому вони повинні також витримувати певні навантаження при високій температурі. Залежно від максимальної температури експлуатації ці матеріали поділяють на власне *вогнетривкі*, що витримують температуру 1580 °C і вище (шамот, динас, хромомagneзит тощо), *тугоплавкі*, що працюють в інтервалі температур 1350... 1580 °C і *легкоплавкі* – з вогнетривкістю меншою за 1350 °C (цегла керамічна).

Жаростійкість є здатністю матеріалу витримувати тривале нагрівання до температури 1000 °C без втрати або з частковою втратою міцності. До жаростійких матеріалів належать цегла, жаростійкий бетон, жаростійкі чавуни та сталь, різні види вогнетривів.

5.4.2. Методи визначення питомої теплоти, температури плавлення та зміни ентропії

Для розробки та проектування нових матеріалів із заданими властивостями необхідно знати питомі теплоти плавлення, температуру плавлення тощо складових частин композитів.

Плавлення є рівноважним фазовим переходом твердого кристалічного тіла в рідкий стан, який супроводиться поглинанням тепла. Температура плавлення є температурою рівноважного фазового переходу твердого тіла в рідке при постійному тиску (див. п.16). При нагріванні твердого кристала збільшується амплітуда ангармонічних теплових коливань структурних одиниць (а отже, і кінетична енергія). Це призводить до послаблення міжструктурних зв'язків і, врешті-решт, до руйнування кристалічної решітки, внаслідок чого тіло стає рідким.

Щодо аморфних твердих тіл, то вони плавляться не при певній фіксованій температурі, а в певному інтервалі температур (інтервал розм'якшення).

Розглянемо метод визначення питомої теплоти і температури плавлення твердих кристалічних тіл та розрахунок зміни ентропії.

Одним з поширених методів визначення температури плавлення $T_{пл}$ є метод зняття кривої плавлення $T = f(t)$ при незмінних зовнішніх умовах (рис. 5.15). Оскільки $T_{пл}$ значно залежить від чистоти речовини, для її визначення найчастіше користуються кінетикою кристалізації (тверднення). Ділянка 1-2 відповідає охолодженню тіла до початку кристалізації, 2-3 – кристалізації, а ділянка 3-4 – охолодженню твердого тіла.

Для визначення питомої теплоти плавлення (кристалізації) λ реальна крива тверднення замінюється ідеалізованою (пунктирні лінії на рис. 5.15).

Цю криву матимемо, якщо використовуватимемо установку, зображену на рис. 5.16. Тигель з оловом 7 і термopарою 3 на підставці 9 (її виготовлено з тоненького кільця) через кришку 8 розміщується всередині індукційної нагрівальної печі 6 (остання є котушкою K , яка живиться від високочастотного генератора). Підставка за допомогою муфти і притискного гвинта 1 закріплюється на стояку 2. Другий спай термopари 5 розміщено в посудині Дьюара 4. Сигнал від

диференціальної термопари подається на потенціометр ЕПП-09, шкалу якого наперед проградуєвано в градусах.

Кількість теплоти, яка в середньому віддається оловом, що твердіє, разом з тиглем за одиницю часу:

$$q_1 = \frac{Q_1}{t_2 - t_1} = (mc + m_1c_1) \frac{T_1 - T_2}{t_2 - t_1},$$

де m і c – маса і питома теплоємність рідкого олова, m_1 і c_1 – маса і питома теплоємність тигля.

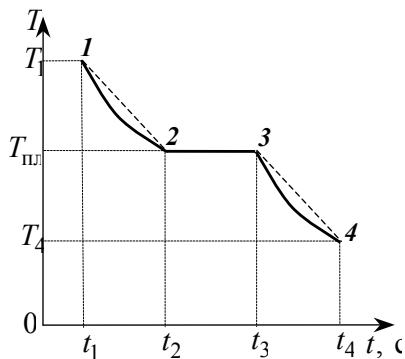


Рис. 5.15

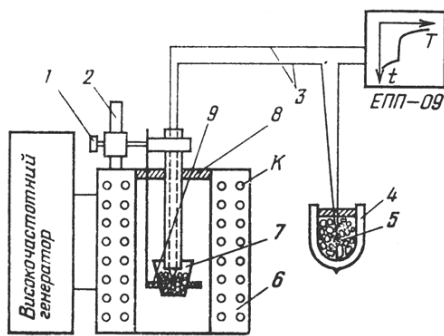


Рис. 5.16

Кількість теплоти, що виділяється в одиницю часу при кристалізації олова (ділянка 2-3, рис. 5.15):

$$q_2 = \frac{Q_2}{t_3 - t_2} = \frac{\lambda}{t_3 - t_2}.$$

Кількість теплоти, що виділяється при охолодженні твердого олова (ділянка 3-4, рис. 5.15):

$$q_3 = \frac{Q_3}{t_4 - t_3} = (mc' + m_1c_1) \frac{T_2 - T_4}{t_4 - t_3},$$

де c' – питома теплоємність твердого олова. Величину q_2 можна визначити як середнє арифметичне значень q_1 і q_3 . Тоді, після деяких математичних перетворень, якщо $t_3 - t_2 = t_2 - t_1 = t_4 - t_3$, дістанемо:

$$\lambda = \frac{1}{2m} [(mc + m_1c_1)(T_1 - T_2) + (mc' + m_1c_1)(T_2 - T_4)].$$

Процес тверднення і наступного охолодження твердого олова супроводжується зміною ентропії, яку обчислюють так:

$$\Delta S = S_4 - S_1 = \int_1^4 \frac{dQ}{T} = \int_{T_1}^{T_{\text{пл}}} cm \frac{dT}{T} + \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}} + \int_{T_{\text{пл}}}^{T_4} c'm \frac{dT}{T};$$

$$\Delta S = cm \ln \frac{T_{\text{пл}}}{T_1} + \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}} + c'm \ln \frac{T_4}{T_{\text{пл}}}.$$

5.4.3. Методи термічного аналізу

Термічний аналіз є одним із найбільш точних та достатньо швидких методів лабораторного дослідження, який дозволяє простежити хід фізико-хімічних перетворень речовин при зміні їхньої температури. Цей аналіз є ефективним *методом вивчення фазових перетворень* мінералів в процесі їх нагрівання або охолодження, що є важливим при дослідженні не тільки випалюваних будівельних матеріалів, а й виробів, які твердіють при підвищених температурах, та є методом додаткового аналізу мінералогічного складу досліджуваної речовини.

Сутність методу термічного аналізу полягає у визначенні (за допомогою кривих нагрівання або охолодження матеріалу) температур перетворення та взаємодії речовин, що супроводжується термічними ефектами, тобто поглинанням тепла (ендотермічні процеси) або виділенням тепла (екзотермічні процеси).

Ендотермічними ефектами супроводжуються, наприклад, такі процеси: видалення адсорбованої води при сушінні матеріалу і гідратної води кристалогідратів при їх нагріванні; дисоціація з виділенням газу при нагріванні матеріалів, які містять карбонати кальцію та магнею; деякі поліморфні перетворення; плавлення речовин. *Екзотермічні ефекти* можуть бути викликані, наприклад, процесами, які відбуваються при твердінні в'язучих речовин, деяких поліморфних перетвореннях, переходах речовини із аморфного стану в кристалічний, при процесах перекристалізації.

Ендотермічні та екзотермічні процеси, що протікають в матеріалі при його нагріванні, реєструються *шляхом диференціального автоматичного запису температур*. Ці методи дістали назву *диференціального термічного аналізу*.

Принципова схема для диференціального термічного аналізу (ДТА) (рис. 5.17) включає наступні основні частини: нагрівний пристрій з досліджуваним зразком **1**; систему термопар **2**, вимірювальну апаратуру (гальванометри, потенціометри); апаратуру автоматичного запису електричних сигналів **3**.

В якості нагрівних приладів при проведенні термічного аналізу можна використовувати будь-які печі, які забезпечують рівномірне зростання температури та отримання заданого режиму нагріву. Вони представляють собою, наприклад, металічний кожух з ізоляцією, в який вставлено керамічний циліндр з нагрівальним елементом. В останньому використовують спіралі із ніхромової, платинової або платинородієвого дроту, силітові або криптолові стрижні.

Методика досліджень полягає у вимірюванні температурних змін у часі для досліджуваної речовини та еталону. В піч одночасно кладуть досліджуваний зразок та еталон, який не зазнає на заданій ділянці температур ніяких фазових або поліморфних перетворень. Для визначення різниці температур зразка і еталону використовується диференціальна термопара. Вимірювання е.р.с, яка виникає в термопарах при нагріванні, виконується за допомогою гальванометрів з незначними критичними опорами або, що є більш зручним та ефективним, з допомогою електронних автоматичних гальванометрів. Для автоматичного запису електричних сигналів можуть бути використані фотокамери. Барабан з фотопапером обертається від моторчика *Уоррена*. Електричний сигнал через систему дзеркал і освітлювачів передається до фотокамери.

В тиглі із зразками опускають дві термопари, з'єднані з дзеркальними гальванометрами (рис. 5.17). Одна з них дає різницю між температурами зразка і еталона (диференціальна), а друга (введена в еталон) – температуру інертного матеріалу. При виникненні термоелектрорушійних сил дзеркальце гальванометра відхиляється і світловий „зайчик” прокреслює лінію на світлочутливому папері, що знаходиться на барабані. Якщо перетворень в досліджуваному зразку немає, то струм в диференціальній термопарі відсутній, та, незважаючи на підвищення температури, на папері креслиться горизонтальна лінія.

Для прикладу наведемо термограму двоводного гіпсу (рис. 5.18). При дегідратації гіпсу частина тепла іде на видалення гідратної води і температура в зразку зменшується.

В диференціальній термопарі виникає струм і вона відхиляє „зайчик” вбік від нульової лінії. Перший від’ємний пік при 110 °С відповідає втраті півтори молекули води, другий від’ємний пік при 180 °С – повній дегідратації, а додатний пік при 360 °С – перекристалізації в естріхгіпс.

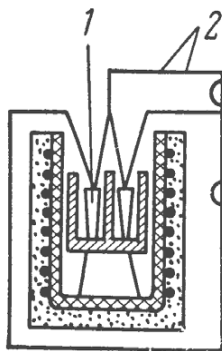


Рис. 5.17

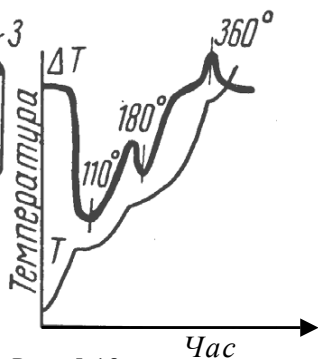


Рис. 5.18

Фазові перетворення, які протікають у складних системах, супроводжуються не тільки термічними ефектами. При цьому змінюється також їхня маса, об’єм, електропровідність тощо. Методика термічного аналізу неперервно вдосконалюється. Створено установки для термографічного аналізу в області низьких температур, в атмосфері різних газів, значних змін тиску (від вакууму до 100 атм) з мікродозами матеріалу. Нині, як правило, в процесі термоаналізу *одночасно використовують комплексно декілька методів* визначення:

- *зміну маси* досліджуваної речовини при нагрівання до сталої маси, крива зміни маси при цьому наноситься на графік зміни температури, шляхом порівняння цих кривих встановлюють інтервали термічних перетворень в речовині;
- *дилатометричний метод* – зміну розмірів зразка (усадку та розширення);
- *кондуктометричний метод* – зміну електропровідності речовин при нагріванні;
- *реологічний метод* – зміну пластично-в’язких властивостей та ін.

5.5. Фізичні методи дослідження гідрофізичних властивостей матеріалів

5.5.1. Гідрофізичні властивості

У процесі транспортування, зберігання і у складі конструкцій матеріали найчастіше зазнають дії води в рідкому стані або у вигляді пари. Повітря, що міститься в порах сухого матеріалу, переміщуючись, створює умови для дифузії водяної пари, тому будівельні матеріали в спорудах завжди перебувають у вологому стані. Отже, досить важливим є питання залежності гідрофізичних властивостей матеріалів від їх пористої структури та методи дослідження для подальшого їх коригування при виготовленні та використанні. Наведемо деякі гідрофізичні характеристики матеріалів.

Гігроскопічність є здатністю матеріалу поглинати водяну пару з повітря. Гігроскопічну вологу можна поділити на адсорбційно зв'язану, яка утримується сорбційними силами на поверхні пор, і капілярну, яка перебуває в мікропорах матеріалу. Якщо процес сорбції супроводжується хімічною взаємодією з матеріалом, то це явище називається *хемосорбцією* й іноді буває шкідливим. Наприклад, при тривалому зберіганні цемент поступово втрачає активність. Гігроскопічність визначають як відношення маси гігроскопічної вологи до маси сухого матеріалу.

Капілярно-пористі матеріали внаслідок адсорбції та капілярної конденсації водяної пари з повітря можуть містити значну кількість вологи навіть при тривалому витримуванні їх на повітрі. Наприклад, рівноважна вологість повітряно-сухої деревини становить 12...18 % від маси, а стінових матеріалів – 5...7 %.

Капілярне всмоктування пористими матеріалами відбувається за рахунок піднімання вологи по капілярах, коли частина матеріалу (конструкції) перебуває у воді. Наприклад, ґрунтові води за відсутності гідроізоляції призводять до зволоження нижньої надземної частини будівель. Капілярне всмоктування характеризується висотою підняття вологи в капілярах матеріалу, об'ємом поглинутої води та інтенсивністю всмоктування.

Водопоглинання є здатністю матеріалу всмоктувати й утримувати вологу при безпосередньому стиканні з водою. Щоб визначити

водопоглинання, зразок матеріалу поступово занурюють у воду й витримують там доти, доки він не набере сталої маси. Водонаситити матеріал до остаточного заповнення доступних для води пор можна кип'ятінням з наступним охолодженням у воді або під вакуумом.

Водопоглинання за масою W_M визначають як відношення кількості поглинутої матеріалом води ($m_B - m_C$) до маси сухого матеріалу m_C :

$$W_M = \frac{m_B - m_C}{m_C} 100\%.$$

Водопоглинання за об'ємом W_O характеризується ступенем заповнення пор матеріалу водою при насиченні й виражається відношенням об'єму поглинутої води до загального об'єму матеріалу в природному стані:

$$W_O = \frac{m_B - m_C}{V} \frac{1}{\rho_{\text{води}}} 100\%,$$

де $m_B - m_C$ – маса поглинутої води, г; V – об'єм матеріалу, см³.

Коефіцієнтом водопоглинання називають відношення об'єму поглинутої води до загального об'єму пор у досліджуваному матеріалі:

$$K_B = \frac{W_O}{\Pi}.$$

Відношення водопоглинання за об'ємом і за масою чисельно дорівнює відносній густині будівельного матеріалу (див. п.4.2):

$$\frac{W_O}{W_M} = \frac{\rho_M}{\rho_{\text{води}}} = \gamma.$$

Водопоглинання за об'ємом називають іноді *увною пористістю* на відміну від істинної пористості. Вода не проникає в закриті, а також в дуже дрібні пори. Останнє пояснюється тим, що молекули води завдяки дипольним і водневим зв'язкам поєднуються між собою у великі комплекси (полімерні асоціати). Проте, при насиченні матеріалу під тиском або при кип'ятінні ці комплекси молекул розпадаються, вода заповнює всі відкриті пори й показник водопоглинання в цьому разі чисельно дорівнює відкритій пористості матеріалу. Якщо всі пори є відкритими, то $W_O = \Pi$.

Таким чином, водопоглинання матеріалу пов'язане з показником середньої густини, залежить від характеру пористості й коливається в широких межах для різних будівельних матеріалів: для керамічної цегли – 8...20 %, важкого бетону – 2...6 %, вапняку – 1,5...3 %, граніту – 0,02...0,70 % тощо.

Насичення матеріалів водою істотно позначається на їхніх найважливіших властивостях: підвищується середня густина, теплопровідність; знижується міцність, морозостійкість.

Водостійкість є здатністю матеріалу зберегти міцність при тимчасовому чи постійному зволоженні водою. Водостійкість характеризується *коефіцієнтом розм'якшення* або *водостійкості*, який визначається відношенням міцності насиченого водою матеріалу R_H до його міцності в сухому стані R_C :

$$k_p = R_H / R_C .$$

Водостійкими вважаються будівельні матеріали з коефіцієнтом розм'якшення понад 0,8. Це означає, що кам'яні природні та штучні матеріали з $k_p < 0,8$ не можна застосовувати в місцях з підвищеною вологістю. Деякі матеріали при зволоженні втрачають міцність і деформуються (цегла-сирець має $k_p = 0$); такі ж матеріали, наприклад, як скло, сталь тощо не змінюють міцності ($k_p = 1$), а цементний бетон може навіть підвищувати її.

Вологість W визначається вмістом води в порах і на поверхні пор матеріалу за масою або об'ємом в процентах, причому цей вміст є значно меншим за показник водопоглинання. Вологість матеріалу в будівельних конструкціях залежить від вологості навколишнього середовища, атмосферних явищ (дощ, танення снігу). Із зволоженням погіршуються теплозахисні властивості, морозостійкість та інші показники. Вологість матеріалу:

$$W = \frac{m - m_c}{m_c} 100\% ,$$

де m та m_c – маси відповідно вологого та сухого матеріалу, г.

Вологовіддача є здатністю матеріалу віддавати воду із зміною температури та вологості навколишнього середовища. Ця здатність характеризується інтенсивністю втрат води за добу при відносній

вологості навколишнього повітря 60 % і температурі 20 °С (293,15 К). Коли матеріал обвівається сухим повітрям, волога дифундує з матеріалу, кількість її знижується доти, доки не настане рівновага між показниками вологості матеріалу й навколишнього повітря. Матеріал у такому стані характеризується як повітряно-сухий.

Водопроникність є здатністю матеріалу пропускати крізь себе воду при певному гідростатичному тиску. Ця здатність визначається кількістю води в кубічних метрах, що пройшла крізь одиницю поверхні матеріалу за одиницю часу при сталому (заданому) тиску. Водопроникність характеризується *коефіцієнтом фільтрації* K_f , який вимірюється в метрах за секунду й залежить від щільності матеріалу та його будови. До водонепроникних належать „абсолютно” щільні матеріали (наприклад, скло), а також практично водонепроникні матеріали з дуже малими закритими порами (пінополістирол, газоскло). Показник коефіцієнта фільтрації є особливо важливим для матеріалів, застосовуваних у гідротехнічному будівництві, для водопроводів,, каналізаційних систем, резервуарів, а також для покрівельних матеріалів.

Паропроникність є здатністю матеріалу пропускати водяну пару за наявності різниць тиску біля поверхні огорожень. Стіни житлових будинків, лікарень та інших приміщень мають „дихати”, тобто бути досить проникними для водяної пари без її конденсації (природна вентиляція). Стіни виробничих приміщень з вологими процесами мають бути із середини захищені від проникнення водяної пари, оскільки в зимовий час відбувається конденсація пари, різко підвищується вологість матеріалів із зовнішнього боку, що може призвести до зниження міцності й навіть до руйнування конструкції.

Паропроникність характеризується *коефіцієнтом паропроникності* K_{Π} , кг/(м·с·Па). Наприклад, K_{Π} становить: для туфу – $2,4 \cdot 10^{-8}$ кг/(м·с·Па), для важкого бетону – $1,2 \cdot 10^{-8}$ кг/(м·с·Па), для сосни (впоперек волокон) $1,6 \cdot 10^{-8}$ кг/(м·с·Па), для цегли керамічної – $2,24 \cdot 10^{-8}$ кг/(м·с·Па), для шлаковати – $10,2 \cdot 10^{-8}$ кг/(м·с·Па).

Гідрофільність є здатністю матеріалу зв'язувати воду й змочуватися водою. Майже всі будівельні матеріали є гідрофільними, й пори в них легко заповнюються водою. Це не стосується водонепроникних матеріалів, що не насичуються водою, незалежно від

того, які властивості має їхня поверхня. Основною причиною гідрофільності більшості будівельних матеріалів є природа їхньої поверхні. Зокрема, водою змочуються тіла, поверхня яких містить аніони (наприклад, OH^-), або атоми, здатні притягувати молекули води за рахунок утворення водневого зв'язку.

Гідрофобність є здатністю твердого тіла не змочуватися водою (відштовхувати воду). Проникнення води крізь пори, що мають гідрофобну внутрішню поверхню, є значно ускладненим, хоча вони легко пропускають повітря та водяну пару. Гідрофобність матеріалів визначається насамперед хімічною природою його поверхні та рідини, що змочує її, тобто фаз, які взаємодіють. До гідрофобних матеріалів належать парафін, жирові мастила, бітум, а також інші піддані гідрофобізації матеріали.

Гідрофобізація є процесом надання поверхні гідрофільних матеріалів здатності відштовхувати воду, тобто гідрофобності. Гідрофобізацію виконують нанесенням на поверхню матеріалу найтоншого водовідштовхувального покриття, що утворюється під час обробки її гідрофобізаторами (спеціальними поверхнево-активними речовинами). Гідрофобізація сприяє підвищенню водонепроникності, водо- та морозостійкості, збереженню кольору та фактури будівельних матеріалів.

Вологові деформації з'являються внаслідок здатності матеріалу змінювати свій об'єм із зміною вологості, що може спричинитися до структурних напружень у матеріалі. Властивість матеріалу при зволоженні (насиченні) водою збільшуватися в об'ємі називають *набуванням* (глина, деревина). Це явище пояснюється тим, що полярні молекули води, проникаючи між частинками речовини або волокнами, які утворюють матеріал, розклинають їх, знижують капілярні сили. Вироби можуть покоробитися.

Із зменшенням вологості (з висиханням) деякі матеріали дають *усадку*, тобто зменшуються в об'ємі та розмірах (наприклад, паркет), оскільки частки матеріалу зближуються під дією капілярних сил. Через нерівномірність висихання у матеріалі (наприклад, у цеглі-сирці) можуть виникати тріщини. Навперемінне зволоження й висихання може призвести навіть до руйнування матеріалу.

Значна усадка є звичайно притаманною високопористим матеріалам з дрібними порами: деревина (впоперек волокон) –

30...100 мм/м; бетон ніздруватий – 1...3 мм/м; бетон важкий – 0,3...0,7 мм/м; цегла керамічна – 0,03...0,10 мм/м. Ці властивості слід враховувати, вибираючи умови зберігання й використання в будівництві таких матеріалів.

Морозостійкість є здатністю матеріалу в насиченому водою стані витримувати багаторазове наперемінне заморожування й відтавання без зниження міцності при стиску понад 15 % (для деяких матеріалів – до 25 %) і втрати маси не більш як на 5 %. Марка за морозостійкістю характеризується оптимальним числом циклів заморожування – відтавання, які витримує випробовуваний матеріал. Наприклад, цеглу керамічну випускають марок P15, P25, P35, P50, дорожній бетон – P50...P200, а гідротехнічний бетон – до P500 (цифри позначають число циклів).

Довговічність матеріалів у зовнішніх конструкціях, які в процесі експлуатації зазнають дії води, змінних температур та інших атмосферних факторів, значною мірою залежить від їхньої морозостійкості.

Руйнування матеріалів під дією дощу й морозу можна пояснити такими явищами. Зволоження, наприклад, зовнішніх стін відбувається як із середини внаслідок міграції пари від „тепла до холоду” і наступної її конденсації, так і ззовні – дощ, сніг з вітром. Під дією морозу вода у великих порах замерзає, а як відомо, перетворення води на лід супроводжується збільшенням об’єму приблизно на 9 %, що призводить до виникнення тиску на стінки пор, який становить порядку 210 МПа при температурі мінус 20 °С. При цьому в матеріалі з’являються внутрішні напруження, які можуть призвести до його руйнування, особливо, якщо коефіцієнт водопоглинання наближається до одиниці, тобто всі пори є відкритими.

Щоб визначити морозостійкість, зразки матеріалу насичують водою, а далі піддають наперемінному заморожуванню при температурі –15...–20 °С і відтаванню у воді температурою +15...+20 °С до певного числа циклів, встановленого нормативними документами, або до початку руйнування зразка.

Найбільш морозостійкими є щільні матеріали з низьким водопоглинанням, однорідні за структурою і такі, що мають високий коефіцієнт розм’якшення. Управляючи капілярно-пористою структурою матеріалу

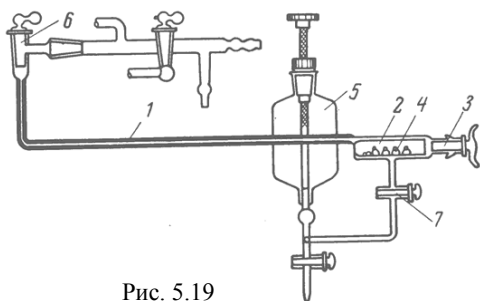


Рис. 5.19

в процесі виготовлення й застосовуючи поверхнево-активні речовини (ПАР), можна регулювати його морозостійкість.

Пористі матеріали вважаються ще морозостійкими, якщо ступінь заповненості водою

всіх доступних пор (відкриті пори) становить 80...85%. Коефіцієнт розм'якшення k_p морозостійких матеріалів має бути не нижчим, ніж 0,9.

Отже, розглядаючи вище названі властивості матеріалів, приходимо ще раз до висновку, що необхідною умовою їх створення та подальшого використання у будівництва та промисловості є дослідження пористої структури, видів капілярної дії на поверхні та всередині конструкції, коефіцієнтів поверхневого натягу розчинів ПАР.

5.5.2. Метод ртутної порометрії

Для оцінки розподілу пор матеріалу за розміром застосовується метод вдавлювання ртуті за допомогою поромірів низького та високого тиску. На поромірах низького тиску (нижчого за атмосферний) можуть бути визначені пори в діапазоні від 15 до 900 мкм, а на поромірах високого тиску (вищого за 10 000 атм) – від 0,001 до 15 мкм.

Основними складовими *поромірів низького тиску* (рис. 5.19) є скляний дилатометр, який представляє собою капіляр **1** та балон **2**, оптична система для визначення положення ртуті в капілярі та манометр *Мак-Леода*. Висушені до сталої ваги зразки **4** у вигляді гранул з діаметром близько 10 мм закладають в балон дилатометра та закривають пробкою **3**. Після чого із системи за допомогою вакуум-насоса відкачують повітря.

При досягнення вакууму 10^{-2} мм рт. ст. в систему дуже повільно подають ртуть із дозатора **5**. Після заповнення ртуттю балону дилатометра та капіляра крани **6** і **7** перекривають та з допомогою окулярного гвинтового мікрометра, який насаджено на візирну оптичну трубу, визначають положення ртуті в капілярі h (нульовий відлік).

Діаметр пор, які були заповнені ртуттю при даному тиску, розраховується за формулою (див. п.3.12):

$$D = \frac{4\sigma \cos \Theta}{\rho gh},$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу ртуті при даній температурі; Θ – кут змочування, який, наприклад, для силікатних систем дорівнює 145° ; ρ – густина ртуті; h – тиск, що чинить ртуть на зразок, мм рт. ст.

Далі, при працюючому вакуум-насосі послідовним відкриванням кранів **5** та **6** в дилатометрі досягають заданого тиску Ртуть вдавлюється в пори зразка, змінюючи при цьому своє положення в скляному капілярі, що й фіксується оптичним приладом. Тиск повітря на ртуть вимірюється чашковим манометром. Діаметр пор визначається за вищенаведеною формулою. Об'єм пор даного діаметра розраховується за зміною об'єму ртуті в капілярі.

5.5.3. Метод десорбції

В основу цього методу покладено залежність між кінетикою випаровування (десорбції) рідин та розміром капілярів насиченого даною рідиною пористо-капілярного тіла, до яких, наприклад, відносяться будівельні матеріали, деякі промислові та продовольчі товари .

Застосування в якості рідини води для визначення об'ємів різних мікропор значно спрощує хід робіт і дозволяє ширше використовувати цю методіку при визначенні характеристик пористої структури бетонів, кераміки, виробів промисловості тощо.

Пружність пари над поверхнею рідини в капілярній трубці є меншою за пружність насиченої пари над поверхнею води в некапілярній посудині за умови, що радіус кривини меніска є нескінченно великим. Із зменшенням радіуса капіляра зменшується радіус кривини меніска и пружність пари над ним. Між пружністю пари над поверхнею рідини в капілярі та радіусом капіляра існує наступна залежність:

$$r = \frac{2\sigma\rho_0}{2,303\rho \cdot p_0 \lg \frac{p}{p_0}},$$

де σ – поверхневий натяг рідини; ρ – густина рідини; P_0 та P – пружність пари над плоскою поверхнею та над поверхнею меніска в капілярі, відповідно; ρ_0 – густина пари над плоскою поверхнею.

Дослід проводиться наступним чином. Зразок матеріалу у формі куба розміром 3x3x3 або 2x2x2 см піддається насиченню під вакуумом. Зразки, просочені водою, за допомогою фільтрувального паперу обережно звільняють від крапель, які знаходяться на поверхні, поміщають в пронумеровані та зважені бюкси з притертими кришками та зважують. Потім зразок підвішують до кришки ексикатора, який наповнено сірчаною кислотою. Ексикатор розміщують в ультратермостаті, що дозволяє регулювати температуру с точністю до 0,5 °С. Повна рівновага в ексикаторі настає через 5...7 діб. Вага зразка в рівновазі P_p дозволяє врахувати об'єм пор V_3 , заповнений водою, при даній пружності пари. Нехай, P_c – вага сухого зразка, г; P_n – вага насиченого рідиною зразка, г; V_2 – загальний об'єм пор. Тоді рівність:

$$L = \frac{P_p - P_c}{P_n - P_c} = \frac{V_3}{V_2},$$

виражає відношення об'єму ще заповнених водою пор після зневоднення над сірчаною кислотою до об'єму всіх пор в зразку.

Таким чином, остання рівність виражає частину пор, радіус яких є меншим за ту граничну величину, для якої пружність парів сірчаної кислоти даної концентрації стає рівною пружності пари зразка. При цьому, знаючи L , можна побудувати графіки розподілу об'єму пор за радіусами, тобто диференціювати розподіл пор за розмірами в матеріалі. Отже, даний метод десорбції рідини відрізняється простотою виконання і відсутністю складної апаратури та дозволяє з достатньою точністю визначити характер розподілу пор за розмірами. Однак, через те, що можливим є вимірювання розмірів лише мікропор, то діапазони застосування цього методу є обмеженими.

5.5.4. Метод молекулярних щупів

Для оцінки ряду найважливіших властивостей матеріалів немає необхідності у визначенні всіх значень радіусів пор у всьому їх діапазоні. Так, для якісної оцінки морозостійкості пористих матеріалів

важливим є знати співвідношення об'єму пор, які є небезпечними (значно впливають на гігроскопічність матеріалу), безпечними та резервними. Знання цього співвідношення дозволяє з достатньою надійністю пророкувати морозостійкість матеріалу. Тоді для визначення характеру пористості зразків доцільно використовувати метод молекулярних щупів.

Молекулярній щуп є речовиною, частинки якої адсорбуються (див. п.4.13) в порах матеріалу. Особливе значення мають розміри адсорбуючих частинок. Щуп проникає лише в ті пори, діаметр яких є більшим за розмір молекули щупа. Нехай в якості „щупів” (рис. 5.20) взято розчини речовин *A*, *B*, *B* з різними розмірами молекул ($A > B > B$) та всю доступну молекулам *A* поверхню мікропор адсорбентів *1*, *2*, *3* прийнято за 100 %.

Тоді, очевидно, що за даних умов зразок *1* буде мати найбільш крупнопористу структуру (рис. 5.20), так як він адсорбує речовини *B* и *B* у рівній степені, що і речовину *A*, тобто внутрішня поверхня всіх його пор однаково доступна як для самих малих, так і для самих великих молекул, які адсорбуються з розчинів.

Зразок *3* буде мати мілко пористу структуру, так як у всі його пори вільно проникають лише молекули речовини *A*. Для речовини *B* частина пор залишається недоступною та зовсім незначна кількість пор матеріалу зразка *3* здатна прийняти найбільш крупні молекули речовини *B*. Зразок *2* займає проміжне місце.

Застосування в якості щупів речовин, які мають покращені частинки або тих, що суттєво впливають на коефіцієнт заломлення, дозволяє зводити дослідження адсорбції до нескладних та швидких аналітичних процедур, які на базі сучасних фотоколориметрів та інтерферометрів мають до того ж надзвичайно високу точність і надійність.

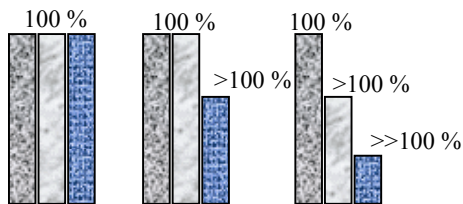


Рис. 5.20

Використання в якості щупів не тільки істинних, але й колоїдних розчинів, які мають значні розміри частинок, дозволяє виділяти пори досить великих радіусів.

5.5.5. Метод капілярного просочування

Одним із сучасних методів дослідження пористої структури є метод капілярного просочування рідини, який було розроблено під керівництвом *В.М. Казанського* та *В.І. Клапченка* на кафедрі фізики Київського національного університету будівництва і архітектури. Цей метод призначено для визначення коефіцієнтів масопереносу природних та штучних капілярно-пороватих матеріалів, він дає можливість прогнозувати цілий ряд їхніх експлуатаційних властивостей – корозійну стійкість, морозостійкість, водостійкість тощо.

Коефіцієнти масопереносу розраховують за результатами вимірювання кінетики капілярного просочування матеріалів різними рідинами, наприклад, водою, водними розчинами гідрофобізаторів, керосином та іншими рідинами.

Розроблений метод капілярного просочування має переваги перед іншими методами у тому, що в ньому масоперенос не ускладнений теплопереносом, що суттєво спрощує опис цього процесу. Зазначимо, що цей метод не вимагає складного лабораторного обладнання, окрім точних лабораторний терезів, покази яких фіксується як вручну, так і на комп'ютері.

Математичною моделлю запропонованого метода є параболічне рівняння масопереносу в ізотермічних умовах:

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \nabla(a_m \nabla U),$$

де U – масовий вміст, a_m – коефіцієнт масопереносу.

Якщо розглянути задачу просякнення для простих та достатньо часто використовуваних форм зразків – куба із стороною $2l$, необмеженої призми з квадратною основою і стороною $2l$, необмеженої пластини товщиною також $2l$ та за граничні умови прийняти умови першого роду (U на границях дорівнює U_m), то при початковому масовому вмісті, рівному нулю, можна ввести інтегральний параметр:

$$\Psi = \frac{1}{l^2} \int_0^{\tau} a_m(\tau) d\tau.$$

Відзначимо, що в даному методі розраховується залежність $a_m(\tau)$, а не $a_m(x)$. Функція Ψ при $a_m = const$ співпадає з числом Фур'є $F_0 = \frac{a_m \tau}{l^2}$, а розв'язок зводиться до розв'язку диференціального рівняння зі сталими коефіцієнтами:

$$\frac{\partial U(x, y, z, \tau)}{\partial \Psi} = l^2 \nabla^2 U(x, y, z, \tau).$$

Основною величиною, яка визначається експериментально, є залежність середнього масового вмісту \bar{U} зразка від часу. Ця залежність дозволяє розрахувати коефіцієнт масопереносу $a_m(\bar{U})$, ефективний радіус пор $r_{\text{еф}}$, середню густину ρ матеріалу, відкриту пористість Π та максимальне водопоглинання U_m .

У випадку одномірного просякнення, яке забезпечується ізоляцією бокових сторін зразка, формули для розрахунків мають вигляд:

$$a_m = \frac{\pi l^2}{16} \frac{d v^2}{d \tau} \quad \text{при} \quad 0 \leq v \leq 0,48;$$

$$a_m = -\frac{l^2}{\pi^2} \frac{d \ln(1-v)}{d \tau} \quad \text{при} \quad 0,48 \leq v \leq 1,$$

де $v = \frac{U}{U_m}$ – відносний масовий вміст зразка; U_m – максимальний масовий вміст; l – товщина зразка.

Методика проведення досліду така. Підготовлені та висушені до сталої маси зразки матеріалу зважують на лабораторних терезах (дістають значення маси зразка у сухому стані P_0 , більш докладно див. [10]), опускають у рідину та фіксують покази терезів (вагу зразка) F через відповідні інтервали часу τ . Запис кінетики просочування закінчують, якщо протягом 30 хв. зміна показів терезів не перевищує 0,02 г. Після чого зразок залишають у рідині на 24 год. для отримання значення повного насичення рідиною F_m – останньої точки на кривій кінетики. По закінченні досліду зразок виймають з рідини, вивільняють від крапель та зважують у повітрі для визначення його маси після насичення у вологому стані P_m .

За даними досліджуваного матеріалу розраховують відносний масовий вміст зразка v :

$$v = 1 - \frac{F_m - F}{P_m - P_0},$$

і будують графік залежності $a_m = f(v)$ (рис. 5.21), за яким визначають середній коефіцієнт масопереносу.

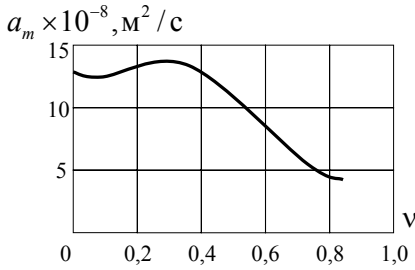


Рис. 5.21

Ефективний радіус пор даного матеріалу буде:

$$r_{\text{еф}} = \frac{a_m}{2}.$$

Максимальний масовий вміст (водопоглинання) розраховують за формулою:

$$U_m = \frac{P_m - P_0}{P_0}.$$

Густина досліджуваного матеріалу розраховують за формулою:

$$\rho = \frac{P_0}{P_m - F_m}.$$

Відкриту пористість:

$$\Pi = \frac{P_m - P_0}{P_m - F_m} = \rho \cdot U_m.$$

За допомогою запропонованого методу капілярного просочування вимірюють коефіцієнти масопереносу у межах $10^{-5} \dots 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$. Витрати часу на вимірювання кінетики просочування серії із 5...10 зразків складають 2 ... 6 год.

5.5.6. Методи визначення коефіцієнта поверхневого натягу

В сучасній технології виготовлення різних матеріалів розповсюдженими є добавки органічних поверхнево-активних речовин. Їх застосовують для підвищення, наприклад, пластичності (зручноукладальності) в'язучих та бетонів, створення поруватої структури у легких та чарункових бетонів, інтенсифікації помелу цементу, піску тощо, для підвищення морозостійкості виробів, їхньої водовідштовхувальної здатності таке інше. Добавки зазвичай застосовують у невеликих дозах – в сотих або десятих долях процента

від маси сухих матеріалів або води. Розчинені речовини змінюють поверхневий натяг рідин. Одні з них значно понижують поверхневий натяг та називаються поверхнево-активними (ПАВ, див. п.4.1), інші є поверхнево-неактивними, збільшують поверхневих натяг.

Необхідність використання таких регуляторів поверхневого натягу рідин ставить перед фізиками та хіміками задачу створення методів вимірювання їх коефіцієнтів σ (див. п.4.13). Одними з відомих методів вимірювання σ є: метод відриву кільця [12], метод підняття рідини в капілярах, метод відриву краплі рідини [5], метод максимального тиску в бульбашках повітря – метод Ребіндера.

Метод *Ребіндера* застосовується дуже широко, він полягає у вимірюванні тиску, потрібного для утворення бульбашки або краплі. Установка (рис. 5.22) складається з наповненого водою аспіратора **10**, з'єднаного гумовими і скляними трубками з манометром **8** і повітряним простором закритої посудини **2**, в нижню частину якої налито досліджувану рідину. Через отвір у гумовому корку **5**, який закриває посудину **2**, проходить трубка **4** з капілярним наконечником **7**. Досить зручні капілярні наконечники виготовляють з товстого скла з піпеткоподібним розширенням перед капіляром. Під час досліду капілярний наконечник **7** занурюють у рідину так, щоб він лише торкався її поверхні. Посудину **2** для підтримання і зміни температури вміщують у посудину **6**, герметично закриту кришкою **5** і з'єднану з ультратермостатом.

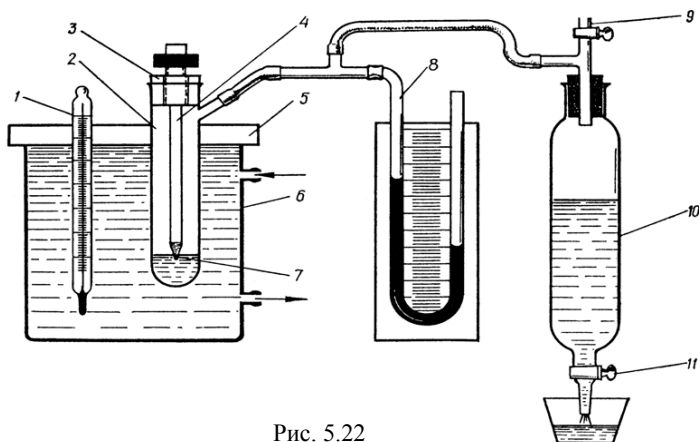


Рис. 5.22

Коли з аспіраатора при закритому відростку **9** почне повільно витікати вода, це означатиме, що тиск у верхній частині посудини **2** і в лівому коліні манометра зменшується. При певному розрідженні повітря p внаслідок дії атмосферного тиску p_0 через капіляр у рідину продавлюється бульбашка повітря (різниця тисків Δp вимірюється манометром). Це відбувається тоді, коли різниця тисків Δp зрівноважується тиском, зумовленим силами поверхневого натягу досліджуваної рідини. Ці сили намагаються стиснути утворену бульбашку (гідростатичним тиском можна знехтувати, так як глибина занурення бульбашки досить мала).

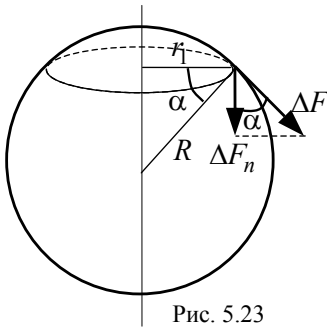


Рис. 5.23

Знайдемо тиск, зумовлений поверхневим натягом. Розглянемо бульбашку газу радіусом R та розділимо його подумки горизонтальною площиною (рис. 5.23). Внаслідок поверхневого натягу верхня частина бульбашки буде притягуватись нижньою, причому на кожний елемент довжини Δl граничної

лінії буде діяти сила $\Delta F = \sigma \cdot \Delta l$, напрямлена вздовж дотичної до поверхні бульбашки.

Знайдемо елементарну силу нормального тиску ΔF_n на площу перерізу $S = \pi r_1^2$:

$$\Delta F_n = \Delta F \cdot \cos \alpha = \sigma \frac{r_1}{R} \cdot \Delta l.$$

Переходячи до границі та інтегруючи по всій довжині граничної лінії, одержимо вираз для повної сили нормального тиску:

$$F_n = \int_0^{2\pi r_1} \sigma \cdot \frac{r_1}{R} \cdot dl = \frac{2\pi r_1^2}{R} \cdot \sigma.$$

Таким чином, величина нормального тиску на одиницю площі перерізу S дорівнює:

$$\frac{F_n}{S} = \frac{2\pi r_1^2}{\pi r_1^2 R} \cdot \sigma = \frac{2\sigma}{R}.$$

Ця формула є справедливою для кожного перерізу, тому тиск у будь-якій точці бульбашки буде:

$$p = \frac{2\sigma}{R}.$$

Тиск в бульбашці буде максимальним, якщо її радіус R буде мінімальним, тобто рівним радіусу капіляра r . Тоді:

$$\sigma = \frac{p_0 - p}{2} r = \frac{r \cdot \Delta p}{2}.$$

Величина $\frac{\sigma}{\Delta p} = \frac{r}{2} = K$ є сталою приладу, яка залежить від розмірів капілярного наконечника. Для її визначення потрібно провести дослід з рідиною, коефіцієнт поверхневого натягу якої є відомим.

Тоді для досліджуваної рідини коефіцієнт поверхневого натягу буде:

$$\sigma = K \cdot \Delta p.$$

Даний метод визначення σ дозволяє порівнювати ефективність застосування різних поверхнево-активних речовин, встановлювати дозування добавок органічних пластифікаторів та піноутворювачів для одержання матеріалів із заданими технологічними характеристиками.

Контрольні запитання до розділу „Фізичні методи дослідження в молекулярній фізиці та термодинаміці”

1. Що таке термометрія?
2. На якому законі фізики побудовано абсолютну термодинамічну шкалу температур?
3. Види рідинних термометрів та їх застосування.
4. Яке рівняння та який закон є базою для створення газових термометрів?
5. Будова та принцип дії газового об'ємоміра.
6. Який закон є основою методу *Клемана – Дезорма* для визначення теплоємності газів?
7. Розкажіть про будову та принцип дії рідинних калориметрів. Їх застосування.
8. На якому законі базуються методи вимірювання коефіцієнтів теплопровідності різних матеріалів?
9. Що таке температурні деформації та яким є їх вплив на експлуатаційні властивості матеріалів?
10. В чому полягає метод та будова приладу *Менделєєва* для визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення?
11. Дилатометрія та метод *Дюлонга і Пті*.
12. Температуропровідність та методи її вимірювання.
13. Які властивості матеріалів та сировини пов'язані з тепловими ефектами?
14. В чому полягає метод визначення питомої теплоти плавлення речовин?
15. Розкрийте сутність методу диференціального термічного аналізу. Для чого він застосовується?
16. Які гідрофізичні властивості ви знаєте та яким чаном вони залежать від структури матеріалів?
17. В чому полягає метод ртутної порометрії та що він дає змогу оцінити?
18. Які ще методи вивчення пористої структури матеріалів ви можете навести?
19. Які характеристики матеріалів можна отримати за допомогою метода капілярного просочування?
20. В чому полягає метод *Ребіндера* для визначення коефіцієнта поверхневого натягу?

Список літератури

1. *Загальний курс фізики*: Навч. посібник для студ. вищих техн. і пед. закладів освіти: В 3 т. /За ред. І.М.Кучерука. – К.: Техніка, 1999.
2. *Трофимова Т.И.* Курс фізики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1990.
3. *Чолтан П.П.* Фізика: Підручник. – К.: Вища шк., 2003. – 320 с.
4. *Конспект лекцій з фізики (електрика та магнетизм)* / Укл. В.І.Клапченко. – К.: КНУБА, 1999. – 242 с.
5. *Фізичний практикум* /За заг. ред. Дущенко В.П. – К.: Вища шк. Головне видав., 1981. – Ч.1,2. – 248 с.
6. *Гоц В.І.* Бетони і будівельні розчини: Підручник. – К.: ТОВ УВПК „ЕксОб”. – К.: КНУБА, 2003. – 472 с.
7. *Кривенко П.В., Пушкарьова К.К., Барановський В.Б., Кочевих М.О., Гасан Ю.Г., Константинівський Б.Я., Ракиша В.О.* Будівельне матеріалознавство: Підручник. – К.: ТОВ УВПК „ЕксОб”, 2004. – 704 с.
8. *Л.Д. Титаренко.* Теоретичні основи товарознавства: Навчальний посібник. – К.: Центр навч. літератури, 2003. – 227 с.
9. *Ахвердов И.Н.* Основы физики бетона. – М.: Стройиздат, 1981. – 464 с.
10. *Казанский В.М., Петренко И.Ю.* Физические методы исследования структуры строительных материалов. – К: КИСИ, 1984. – 77 с.
11. *Фізика.* Практичний курс /Уклад.: В.І.Клапченко, Г.Д.Потапенко, І.О.Азнаурян та ін. – К.: КНУБА, 2005. – 120 с.
12. *Фізика.* Лабораторний практикум: Навч. посібник /За ред. В.І.Клапченка. – К.: КНУБА, 2002. – 160 с.
13. *Денисов А.Е., Потапенко Г.Д.* Физика в прикладной геодезии: Учебное пособие. – К.: Вища шк., 1991. – 351 с.
14. *Волькенштейн В.С.* Сборник задач по общему курсу физики: Учеб. пособие. – М.: Наука, 1985. – 350 с.
15. *Детлаф А.А., Яворский Б.М.* Курс фізики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1989. – 202 с.
16. *Загальна фізика*: Лабораторний практикум: Навч. посібник /За ред. І.Т.Горбачука. – К.: Вища шк., 1992. – 358 с.

Навчальне видання

Азнаурян Ірина Олександрівна

ФІЗИКА ТА ФІЗИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Навчальний посібник

Редагування та коректура *М.М. Зубарєвої*

Комп'ютерний набір *І.О. Азнаурян*

Комп'ютерна верстка *Т.І. Кукарєвої*

Підписано до друку Формат 60x84_{1/16}
Папір офсетний. Гарнітура Таймс. Друк на різнографі.
Ум. друк. арк. 14,41. Обл.-вид. арк. 15,5.
Ум. фарбовідб. 125. Тираж прим. 100. Вид. № 9/І-06. Зам. №

КНУБА, Повітрофлотський проспект, 31, Київ, Україна, 03680

E-mail: red_isdat@ua.fm

Віддруковано в редакційно-видавничому відділі
Київського національного університету будівництва і архітектури

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи
ДК № 808 від 13.02.2002 р.

