

МЕТОДИЧНЕ ОБГРУНТУВАННЯ ПЕРШОГО ЗАКОНУ ТЕРМОДИНАМІКИ У КУРСІ ФІЗИКИ ВНЗ

I.O. Мороз

Анотація

Розглядається один із можливих варіантів обґрунтування першого закону термодинаміки.

Summary

One of possible variants of ground of the first law of thermodynamics is examined

У навчальній літературі формулювання першого закону термодинаміки розглядається як само собою зрозуміле твердження, яке відображає той факт, що повна кількість енергії в ізольованій системі тіл і полів завжди залишається постійною, енергія лише може переходити із однієї форми в іншу. Але такий, дуже спрощений на наш погляд, підхід не розкриває у повній мірі методологічне й пізнавальне значення цього закону й формує у студентів догматичне сприйняття навколишнього світу. Тому при викладенні першого закону термодинаміки потрібно зосередити увагу на його як феноменологічному, так і статистичному обґрунтуванні. Розглянемо один із можливих підходів до розв'язання цієї проблеми.

Оскільки термодинаміка й статистична фізика вивчаються після механіки, то доцільно спочатку розглянути довільну механічну систему, яка складається із матеріальних точок (частинок). У цій системі діють внутрішні, як консервативні, так і неконсервативні сили $\vec{F}^i(\vec{r})$, а також зовнішні (у загальному випадку - нестационарні) сили $\vec{F}^e(\vec{r}, t)$. Запишемо диференціальне рівняння руху a -тої частинки системи:

$$m_a \frac{d\vec{v}_a}{dt} = \vec{F}_a^e(\vec{r}, t) + \sum_{\substack{j=1 \\ a \neq j}}^N \vec{F}_{aj, \text{кон}}^i(\vec{r}_a - \vec{r}_j) + \vec{F}_{a, \text{некон}}^i(\vec{r}_a), \quad j=1, 2 \dots N. \quad (1)$$

Помножимо ліву й праву частини виразу (1) на $\vec{v}_a$ і скористаємось очевидним співвідношенням $\vec{v}d\vec{v} = d\left(\frac{v^2}{2}\right)$:

$$m_a \frac{dv_a^2}{2dt} = \vec{v}_a \vec{F}^e(\vec{r}_a, t) + \sum_{\substack{j=1 \\ a \neq j}}^N \vec{v}_a \vec{F}_{\text{кон}}^i(\vec{r}_a - \vec{r}_j) + \vec{v}_a \vec{F}_{\text{некон}}^i(\vec{r}_a), \quad j=1, 2 \dots N. \quad (2)$$

Внутрішні й зовнішні консервативні сили можна виразити через відповідні внутрішню та зовнішню потенціальні енергії. Тоді:

$$\frac{d}{dt} \frac{m_a v_a^2}{2} = - \frac{\partial U^e(\vec{r}_a, t)}{\partial \vec{r}} \vec{v}_a - \frac{\partial U^i(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a + \vec{v}_a \vec{F}_{\text{некон}}^i(\vec{r}_a), \quad j=1, 2 \dots N. \quad (3)$$

Підсумуємо всі рівняння (3) за всіма частинками системи від 1 до N та змінімо в лівій частині порядок підсумовування і диференціювання:

$$\frac{d}{dt} \sum_{a=1}^N \frac{m_a v_a^2}{2} = - \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^e(\vec{r}_a, t)}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a - \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^i(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a + \sum_{a=1}^N \vec{v}_a \vec{F}_{\text{некон}}^i(\vec{r}_a). \quad (4)$$

Повна потенціальна енергія механічної системи складається з двох доданків (потенціальна енергія внутрішньої і зовнішньої взаємодій): $U(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N, t) = U^e(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N, t) + U^i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N)$. Повна похідна від цієї функції за

часом дорівнює: $\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U^e}{\partial t} + \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^e}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a + \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^i}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a$. Із урахуванням останньої

рівності, рівняння (4) запишемо у такому вигляді: $dK = \frac{\partial U^e}{\partial t} dt - dU + \delta A_{\text{неконс.}}$

Повною механічною енергією системи називається сума кінетичної та потенціальної енергій: $E = K + U$. У результаті маємо: елементарна зміна

повної механічної енергій дорівнює: $d(K + U) = \frac{\partial U^e}{\partial t} dt + \delta A_{\text{некон}}$. Це рівняння є

математичним записом теореми про зміну повної механічної енергії системи:

елементарна зміна повної механічної енергії дорівнює роботі неконсервативних сил плюс зміна потенціальної енергії системи у зовнішньому силовому полі, яка пов'язана зі зміною останньої у часі.

Зокрема, якщо неконсервативні сили відсутні, і зовнішнє поле стаціонарне,

тобто: $\delta A_{\text{некон}} = 0$ і $\frac{\partial U^e}{\partial t} = 0$, тоді $dE = 0$, або $E = U + K = \text{const.}$ У результаті ми

одержали закон збереження механічної енергії: *за відсутності неконсервативних сил повна механічна енергія в ізольованих та замкнених системах, що знаходяться у зовнішніх стаціонарних полях, є величиною постійною. Цей закон є явним наслідком однорідності часу і опосередкованим наслідком однорідності та ізотропності простору.*

Узагальнимо одержані висновки.

Будемо вважати механічну систему, яку ми розглядали, термодинамічною, тобто будемо вважати, що ця система тіл складається з дуже великої кількості безструктурних частинок, які хаотично рухаються, зіштовхуються та взаємодіють між собою й оболонкою, за допомогою якої система виділена із навколишнього середовища. У такій системі динамічні закономірності, характерні для окремих частинок, у їх сукупному хаотичному русі замінюються статистичними закономірностями. Властивості оболонки, за допомогою якої система виділяється із навколишнього середовища, можуть бути дуже різноманітними. Розглянемо спочатку випадок, коли система має абсолютно жорсткі стінки (об'єм та інші зовнішні параметри системи не змінюються), зіткнення молекул системи зі стінками цієї оболонки носить абсолютно пружний характер, тобто кількість енергії, яка передається оболонці від системи, дорівнює кількості енергії, яка передається від оболонки до системи, тобто система й оболонка знаходяться в рівновазі між собою (це еквівалентне тому, що система не обмінюється з оболонкою і навколишнім середовищем ні речовиною, ні енергією). Така система, як уже зазначалось, називається ізольованою. На відміну від механічних систем тіл, у яких можлива дія неконсервативних сил (тертя, опору, внутрішнього тертя), у термодинамічній системі, що розглядається, відбувається лише взаємодія окремих структурних елементів (атомів, молекул) між собою та з молекулами оболонки, і ця взаємодія має абсолютно

потенціальний характер, тобто на молекулярному рівні немає неконсервативних сил. Причому до цієї системи молекул, як системи матеріальних точок, можна застосувати всі висновки, які були одержані раніше. А це означає, що закон збереження повної енергії, існування якого обумовлене властивостями часу та простору, справедливий для будь-якої ізольованої макроскопічної системи. Більш детальний аналіз показує, що це буде справедливо й для макроскопічних систем, структурні елементи яких (атоми, молекули та їх складові тощо) мають внутрішню структуру, яка може змінюватись у результаті взаємодії. Зміна структури і пов'язана з цим зміна енергії молекул (атомів тощо) відбувається таким чином, що збільшення енергії однієї із взаємодіючих частинок обов'язково компенсується зменшенням енергії іншої частинки, тобто ні на молекулярному, ні на субмолекулярному рівнях немає неконсервативних сил.

Таким чином, глибоке осмислення питання про збереження механічної енергії, як наслідку властивостей простору та часу, приводить до висновку про існування у природі універсального закону збереження енергії: ***енергія ізольованої системи ніколи не створюється й не знищується, вона може лише переходити із однієї форми в іншу.***

Але у неізольованих термодинамічних системах внутрішня енергія може змінюватись шляхом передачі теплоти та виконання роботи. Для того, щоб математичний вираз першого закону термодинаміки став очевидним, розглянемо механізм, модель якого зображено на рис. 1.

Нехай механізм складається із термостата T і системи C (газ, рідина, тверде тіло або їх довільна комбінація), яка відокремлена від термостата теплопровідною жорсткою перегородкою ab , а від навколишнього середовища – рухомим поршнем, який пов'язаний із деяким іншим механізмом і може приводити його у рух. У початковий момент механізм нерухомий і системи C і T знаходяться в термодинамічній рівновазі, тобто температура систем C і T однакова, і сила тиску газу системи C на поршень

(знизу) врівноважується атмосферним тиском та тиском, обумовленим вагою поршня і деяких тягарів (гирки, мілкий пісок тощо), які знаходяться на поршні. Стінки, які відділяють об'єднану систему ($C+T$) від навколишнього середовища (включаючи поршень), зробимо нетеплопровідними, тобто об'єднана система перебуватиме в адіабатичній оболонці. Надамо можливість об'єднаній системі ($C+T$) здійснити процес розширення. Очевидно, що для порушення рівноваги потрібно зняти з поршня піщинку. При цьому поршень буде (при подальшому знятті піщинок) здійснювати рух і при русі поршня вгору буде виконуватись робота. При цьому система C повинна охолоджуватись, але зменшення її температури компенсується за рахунок тепла, яке передається через теплопровідну перегородку, що розділяє системи T і C .

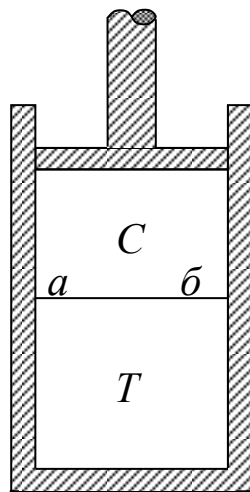


Рис. 1. Модель механізму, який перетворює тепло в роботу

У загальному випадку, через деякий час термодинамічний стан систем T і C зміниться (початковий і кінцевий стани будемо позначати індексами 1 і 2), і результатом такого адіабатичного процесу буде деяка робота. Як ми раніше зазначали, в адіабатичній оболонці зміна внутрішньої енергії системи можлива лише єдиним способом – виконанням роботи, причому робота (у даному випадку об'єднаною системою T і C) виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії (закон збереження енергії), тому можна записати: $A_{12} = (E_{T1} + E_{C1}) - (E_{T2} + E_{C2})$, де $(E_{T1} + E_{C1})$ і $(E_{T2} + E_{C2})$ – внутрішня енергія системи $(T+C)$ відповідно у початковому й кінцевому стані.

Перегрупувавши члени у правій частині, маємо: $A_{12} = (E_{T1} - E_{T2}) + (E_{C1} - E_{C2})$.

За означенням кількості теплоти, зміна (зменшення) внутрішньої енергії $(E_{T1} - E_{T2})$ термостата без виконання роботи – це кількість теплоти, яку передав термостат системі C , тобто $E_{T1} - E_{T2} = Q$. Тому для системи C , яка не є теплоізолюваною і виконує роботу A_{12} по збільшенню об'єму, можна (опускаючи зрозумілі індекси) записати: $Q = \Delta E + A$, де $\Delta E = E_{C2} - E_{C1}$ – зміна внутрішньої енергії системи C .

Таким чином, можна сформулювати перший закон термодинаміки: ***кількість теплоти, яка надана системі, йде на зміну внутрішньої енергії та на виконання системою роботи.***

Перший закон термодинаміки можна записати і в диференціальному вигляді (для нескінченно малої кількості теплоти, яка надається системі):

$$\delta Q = dE + \delta A \quad (5)$$

Вираз (5), якщо його переписати у вигляді: $dE = \delta Q - \delta A$ можна трактувати як твердження, що внутрішню енергію системи можна змінити наданням їй (або навпаки) теплоти і виконанням (системою чи – над системою) роботи, тобто ці вирази є, по суті, законом зміни внутрішньої енергії.

Таким чином, феноменологічна термодинаміка виходить із постулату про збереження енергії замкнутої системи. При цьому термодинаміка в поняття енергії не вкладає конкретний зміст. Енергія в термодинаміці розглядається як здатність системи здійснювати макроскопічну роботу або здійснювати нагрівання інших тіл. Із позицій статистичної фізики енергію системи ми будемо розглядати як сумарну енергію руху та взаємодії всіх частинок системи, не пов'язану з рухом центру мас системи.

Оскільки, усі частинки системи (атоми, молекули) володіють квантовими властивостями, то найбільш повний і послідовний підхід при вивченні

термодинамічних систем – це підхід із квантових позицій. Тому будемо вважати, що система, яку ми розглядаємо, має дискретний ряд значень внутрішньої енергії. Причому, внаслідок взаємодії системи з навколишнім середовищем, яке відбувається через випадкові взаємодії молекул системи з молекулами навколишнього середовища, значення внутрішньої енергії у кожній момент часу є випадковим і усереднене за часом її значення може бути розраховане за відомою із теорії ймовірності формулою: $\langle E \rangle = \sum_i E_i \omega_i$, де E_i – випадкове значення внутрішньої енергії, ω_i – ймовірність даного випадкового значення енергії.

Система має дискретний ряд значень енергії, тобто має деякий ряд енергетичних рівнів, на яких розподіляються молекули. Значення енергії цих рівнів є характерним для вибраної системи, але може змінюватись при зміні зовнішніх параметрів, наприклад, об'єму, чи напруженості електричного (магнітного) поля. Заповнення енергетичних рівнів молекулами залежить від їх властивостей і від температури, тому що при більш високій температурі середня енергій молекул вища і вони можуть потрапляти на більш високий енергетичний рівень. Наведені міркування показують, що величини, які стоять під знаком суми у правій частині останнього виразу, можуть змінюватись при зміні зовнішніх параметрів та температури. Це може призвести до зміни внутрішньої енергії, яка, у рамках статистичної фізики, визначається наведеним вище виразом. Тому можна записати диференціал внутрішньої енергії у вигляді:

$$dE = \sum_i (d\varepsilon_i) \omega_i + \sum_i \varepsilon_i d\omega_i, \quad (6)$$

який можна розглядати як закон зміни внутрішньої енергії. Припустимо, що зовнішнім параметром є деяка величина a . Якщо цей параметр внаслідок зовнішньої дії зміниться, то це призведе до зміни рівнів енергії. Тоді зміна внутрішньої енергії системи за рахунок зміни зовнішнього параметра a при незмінній ймовірності заповнення енергетичних рівнів (перший доданок в

правій частині виразу (6)) буде дорівнювати: $(dE)_\omega = \sum_i \left(\frac{\partial E_i}{\partial a} \right)_{\omega_i} \omega_i \cdot da$. Величину

$\left(\frac{\partial E_i}{\partial a} \right)_{\omega_i} = F_i$ можна розглядати як випадкове значення узагальненої зовнішньої

сили, за рахунок якої відбувається зміна зовнішнього параметра a . Тому зміна внутрішньої енергії системи за рахунок зміни зовнішнього параметра можна записати у вигляді: $(dE)_\omega = d\alpha \sum_i F_i \omega_i = \langle F \rangle d\alpha$, де $\sum_i F_i \omega_i = \langle F \rangle$ - середня узагальнена сила, що призводить до зміни параметра α . Величину $\langle F \rangle d\alpha$ можна розглядати як роботу, виконану над системою при зміні зовнішнього параметра α . Щоб правомірність такого трактування стала ще очевиднішою, розглянемо випадок, коли зовнішнім параметром служить об'єм V . Тоді зміна внутрішньої енергії при зміні об'єму V можна виразити таким чином:

$$dE_{(v)} = \sum_i \left(\frac{\partial E_i}{\partial V} \right) dV \omega_i = \sum_i \frac{\partial E_i}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial V} dV \omega_i = - \frac{\left(\sum_i F_i \omega_i \right)}{dS} dV = -p dV,$$

де $\frac{\left(\sum_i F_i \omega_i \right)}{dS}$ – середнє значення тиску, який грає роль узагальненої сили.

Таким чином, у випадку, коли зовнішнім параметром є об'єм, зміна енергії системи, яка пов'язана із зміною зовнішнього параметра V , збігається з відомою в термодинаміці формулою для роботи над системою при зміні її об'єму $\delta A^* = -p dV$. Отже, внутрішню енергію системи можна змінити (без зміни ймовірності заповнення енергетичних рівнів), виконуючи над нею роботу або даючи можливість їй виконати роботу над навколишніми тілами. Іншими словами, при виконанні макроскопічної роботи відбувається лише зміна рівнів енергії без зміни кількості частинок на них. У цьому полягає статистичне трактування роботи як способу зміни внутрішньої енергії.

Другий доданок у виразі (6) дає внесок у зміну енергії системи за рахунок зміни ймовірності заповнення енергетичних рівнів системи. Це відбувається внаслідок взаємодії частинок системи з частинками навколишнього

середовища. При цьому, якщо вони запозичують енергію, то переходять на вищі енергетичні рівні без зміни останніх, тобто стан з більшою енергією стає ймовірнішим, система нагрівається і навпаки. У випадку класичних частинок при отриманні енергії із зовні стає більше швидких частинок, система нагрівається і навпаки. Спосіб зміни внутрішньої енергії, який здійснюється взаємодією частинок системи з частинками навколишнього середовища і призводить до зміни ймовірності заповнення мікростанів системи, називається теплообміном, а кількість енергії, що надається при цьому, як і в термодинаміці назвемо кількістю теплоти. Тоді вираз (6), як і у термодинаміці, запишеться у вигляді (5).

Таким чином, статистичне обґрунтування першого закону термодинаміки і пояснення його зв'язку з властивостями простору та часу має не лише евристичне, але й методологічне значення, що дуже важливе для формування фізичного світогляду студентів.

Бібліографія

1. Базаров И.П. Термодинамика. – М.: Высшая школа, 1991. – 447 с.
2. Мороз І.О. Основи термодинаміки. Навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів. – Суми: Видавництво «МакДен», 2011. – 352 с.