УДК 536 + 539.2

Г.О. Сіренко, Л.В. Базюк, Н.І. Бертолон

Фізична хемія. Хемічна термодинаміка (курс лекцій): Теплофізичні властивости термодинамічних систем. 2. Теплопровідність

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76025, Україна

Матеріял статті поданий як лекційний і адресується студентам напрямку підготовки «хемія». Стаття містить: означення температурного поля, градієнта температур, температурного градієнта, теплового потоку, поверхневої густини теплового потоку, об'ємної густини теплового потоку, коефіцієнта теплопровідности тощо. Подано формулювання гіпотези Фур'є.

Ключові слова: температура, температурне поле, градієнт температур, теплопровідність, коефіцієнт теплопровідности.

Стаття поступила до редакції 15.12.2011; прийнята до друку 25.01.2012.

2.1. Температурне поле

1. Теплопровідність обумовлена рухом мікрочастинок речовини. Явище теплопровідности є процесом розповсюдження енергії у формі тепла (шляхом тепла) під час безпосереднього ефективного стикання окремих частин тіла, окремих тіл, частинок тіла або тіл при наявности різниці температур між ними.

2. При цьому механізм переносу енергії у формі тепла здійснюється:

- у газах – шляхом дифузії молекул, атомів, йонів та инших частинок;
- у рідинах та твердих тілах-діелектриках – шляхом пружних коливань;
- у твердих тілах-провідниках електрики переважно шляхом дифузії вільних електронів та, у меншій мірі, шляхом пружних коливань вузлів або цілих площин кристалічної ґратки.

3. У рідинах і газах, на відміну від твердих тіл, винятково «чиста» теплопровідність може бути реалізована, якщо буде виключений механізм переносу тепла конвекцією. Винятково «чиста» теплопровідність зустрічається в металах з високим ступенем бездефектности (фізичною моделлю може бути метал з ідеяльною ґраткою).

4. Будь-яке фізичне явище у загальному випадку супроводжується зміною у просторі і часі певних фізичних величин. Процес теплопровідности має місце при умові, що між різними точками тіла або системою тіл існує різниця температур.

5. В основу дослідження процесів теплопровідности покладений феноменольогічний метод, наприклад, аналітична теорія теплопровідности не враховує молекулярну будову речовини і розглядає її як суцільне середовище (континуум). Такий підхід обґрунтований, якщо лінійні розміри об'єкта дослідження достатньо великі порівняно з відстанями ефективної міжмолекулярної взаємодії.

6. У загальному випадку процес передачи тепла теплопровідністю супроводжується зміною температури у просторі та часі.

Аналітичне дослідження теплопровідности зводиться до вивчення просторово-часової зміни температури, тобто знаходження аналітичного виразу рівняння:

$$t = f(x, y, z; \tau), \qquad (2.1)$$

де **t** – температурний (термічний) потенціял теплового поля;
x, y, z – декартові координати;
τ – час.

7. Температурне поле є сукупність значень температури **t** у всіх точках простору, що підлягає вивченню для кожного моменту часу.

Розрізняють ***стаціонарні і нестаціонарні*** температурні поля. Рівняння (2.1) описує у загальному вигляді нестаціонарне тривимірне поле.

- Для нестаціонарного двовимірного поля це рівняння набуває вигляду:

$$t = f(x, y; \tau), \quad \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \qquad (2.2)$$

- Для стаціонарного тривимірного поля:

$$t = f(x, y, z), \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0. \qquad (2.3)$$

- Для стаціонарного одновимірного поля:

$$t = f(x), \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0. \qquad (2.4)$$

8. Якщо з'єднати площиною всі точки тіла, що мають однакову температуру, то отримаємо поверхні рівних значень температур – *ізотермічні* (ізопотенціяльні) *поверхні* (рис. 2.1).

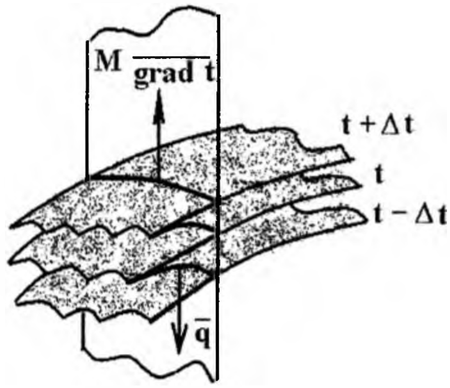

Рис. 2.1. Ізотермічні (ізопотенціяльні) поверхні.

Так як одна точка ізопотенціяльної поверхні не може одночасно мати різні температури, то ізопотенціяльні поверхні ніколи не перетинаються, або вони закінчуються на межі тіла, або замкнуті самі на себе в середині самого тіла.

9. Якщо ізотермічні (ізопотенціяльні) поверхні перетнути нормальною поверхнею **M**, то у перерізі отримаємо ряд ізопотенціяльних ліній – *ізотерм* (рис. 2.2), які мають ті ж самі властивості, що й ізотермічні поверхні (рис. 2.1).

На рис. 2.2 зображені: відстань **ΔN** між точками **O_1** і **O_2**, які знаходяться на ізопотенціяльних лініях **t + Δt** і **t** відповідно у позитивному напрямку нормального вектору $\overline{N}$, та відстань **ΔL** між точками **O_3** і **O_2**, які знаходяться на цих же ізопотенціяльних лініях у позитивному напрямку довільного вектору $\overline{L}$.

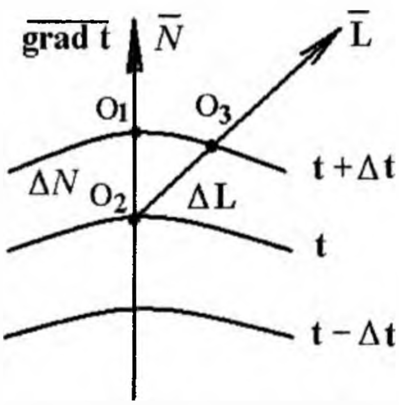

Рис. 2.2. Ізотермічні (ізопотенціяльні) лінії.

Рис. 2.2 демонструє ізотерми, температура яких відрізняється на Δt. Температура в тілі змінюється на Δt лише у напрямках, що перетинають ізотермічні поверхні, при цьому перепад температури, що припадає на одиницю відстані між ізопотенціяльними поверхнями ΔN, більший, ніж у напрямку **ΔL** до ізотермічної поверхні:

$$\frac{\partial t}{\partial N} > \frac{\partial t}{\partial L}, \quad \Delta N < \Delta L. \qquad \textbf{(2.5)}$$

10. Ґрадієнт температур – це вектор, що спрямований за нормаллю до ізопотенціяльної поверхні у напрямку зростання температури (позитивне значення ґрадієнта співпадає з позитивним напрямком нормалі до ізопотенціяльної поверхні або ізопотенціяльної лінії):

$$\overline{\text{grad t}} = \overrightarrow{n_0}\frac{\partial t}{\partial N} \qquad \textbf{(2.6)}$$

і *численно дорівнює* першій похідній від температури за цим же напрямком:

$$|\,\overline{\text{grad t}}\,| = \frac{\partial t}{\partial N}, \qquad \textbf{(2.7)}$$

де $\frac{\partial t}{\partial N}$ – скаляр вектора;

$\overline{\text{grad t}}$ – температурний ґрадієнт (перша похідна температури за відстаню за нормаллю **N (x, y, z)**);

$\overline{\mathbf{n}_0}(x, y, z)$ – одиничний вектор, нормальний до ізотермічної поверхні у напрямку зростання температури.

Для одновимірного поля:

$$|\,\overline{\text{grad t}}\,| = \frac{\partial t}{\partial x}. \qquad \textbf{(2.8)}$$

11. Скалярна величина ґрадієнта температур не є однаковою для різних точок ізотермічної поверхні: вона більша там, де відстань ΔN між ізопотенціяльними поверхнями менша. Величина $\frac{\partial t}{\partial N}$ у *позитивному напрямку нормалі* до ізотермічної поверхні (у напрямку зростання температури) має знак:

$$\frac{\partial t}{\partial N} > 0, \qquad \textbf{(2.9)}$$

а у напрямку *зменшення температури* має знак:

$$\frac{\partial t}{\partial N} < 0. \qquad \textbf{(2.10)}$$

12. Проекції вектора $\overline{\text{grad t}}$ на координатні осі Ox, Oy, Oz дорівнюють:

$$\left.\begin{aligned}
\overline{\text{grad t}}\Big|_x &= \frac{\partial t}{\partial N}\cos\left(\widehat{N, x}\right) = \frac{dt}{dx}\\
\overline{\text{grad t}}\Big|_y &= \frac{\partial t}{\partial N}\cos\left(\widehat{N, y}\right) = \frac{dt}{dy}\\
\overline{\text{grad t}}\Big|_z &= \frac{\partial t}{\partial N}\cos\left(\widehat{N, z}\right) = \frac{dt}{dz}
\end{aligned}\right\} \qquad \textbf{(2.11)}$$

2.2. Тепловий потік. Гіпотеза Фур'є. Коефіцієнт теплопровідности

1. Необхідною умовою розповсюдження енергії у формі тепла в тілі є *нерівномірність розподілу температури*. Таким чином, для передачі тепла теплопровідністю необхідна нерівність нулю температурного ґрадієнта у різних точках тіла:

$$\frac{\partial t}{\partial N} \neq 0 .$$

2. За гіпотезою Фур'є (1822р.) для ізотропних тіл елементарна кількість енергії у формі тепла δQ_τ [Дж] (витрати тепла), що проходить через елемент ізотермічної поверхні **dF** за проміжок часу **dτ**, пропорційна температурному ґрадієнту:

$$\delta Q_\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial N} dF d\tau , \qquad \textbf{(2.12)}$$

де **λ** – коефіцієнт пропорційности (скаляр) – фізичний параметр речовини, що характеризує здатність її передавати енергію у формі тепла за **механізмом** теплопровідности. Він носить назву коефіцієнта теплопровідности або просто теплопровідність.

Для одновимірного поля:

$$\delta Q_\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dF d\tau . \qquad \textbf{(2.13)}$$

3. З формули (2.12), (2.13) знайдемо розмірність і сформулюємо фізичний смисл коефіцієнта теплопровідности. Для цього виразимо λ через інші величини за абсолютної величини (нехай температурне поле буде **одновимірним**):

$$\lambda = \left| \frac{\delta Q_\tau}{\frac{\partial t}{\partial x} dF d\tau} \right| \left(\frac{[\text{Дж}]}{\left[\frac{К}{м}\right][м^2][с]} \right) = \left[\frac{Вт}{м \cdot К} \right] . \qquad \textbf{(2.14)}$$

Для означення фізичного смислу коефіцієнта теплопровідности в рівнянні (2.14) нехай всі величини в знаменнику є одиничними:

$$\frac{\partial t}{\partial x} = 1 \, К/м ,$$

$$dF = 1 м^2 , \qquad \textbf{(2.15)}$$

$$d\tau = 1 с .$$

Тоді, коефіцієнт теплопровідности λ чисельно дорівнює чисельнику:

$$\lambda \equiv \delta Q_\tau , \qquad \textbf{(2.16)}$$

або з $|q| = -\lambda \left|\overline{\text{grad } t}\right|$, якщо $\frac{dt}{dx} = 1 \, К/м$, то $\lambda \equiv |q|$, тобто **коефіцієнт теплопровідности** є величина, яка чисельно дорівнює кількости енергії у формі тепла, що проходить через площу dF = 1 м^2, за dτ = 1 с, при температурному ґрадієнті $\frac{\partial t}{\partial x} = 1 \, К/м$, або величина, яка чисельно дорівнює величині поверхневої густини теплового потоку при температурному ґрадієнті $\frac{\partial t}{\partial x} = 1 \, К/м$. Загалом, коефіцієнт теплопровідности λ характеризує здатність тіла проводити енергію у формі тепла, тобто характеризує інтенсивність процесу теплопровідности.

4. Перша похідна елементарної кількости енергії у формі тепла за часом

$$\Phi = \frac{\delta Q_\tau}{d\tau} = \left[\frac{Дж}{с} \right] = [Вт] \qquad \textbf{(2.17)}$$

носить назву **теплового потоку**, тобто тепловий потік – це кількість енергії у формі тепла, що проходить через площу **F** за час **dτ = 1с**, а **поверхнева густина теплового потоку** – це кількість енергії у формі тепла, що проходить через площу dF = 1м^2 за час dτ = 1с:

$$|\bar{q}| = \frac{d\Phi}{dF} \left[\frac{Вт}{м^2} \right] . \qquad \textbf{(2.18)}$$

Поверхнева густина теплового потоку є вектор, який визначається за співвідношенням:

$$\bar{q} = -\bar{n}_0 \frac{\partial t}{\partial N} = -\lambda \overline{\text{grad}t} \, t . \qquad \textbf{(2.19)}$$

Вектор $\bar{\mathbf{q}}$ направлений за нормаллю $\overline{\mathbf{N}}$ до ізотермічної поверхні так, що позитивний його напрям протилежний позитивному напрямку $\bar{q}$ та $\overline{\mathbf{grad}}\,\mathbf{t}$, тому у рівняннях ((2.12), (2.13), (2.19)) у правій частині мають знак мінус.

У скалярній формі рівняння (2.19) виглядає так:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial N} . \qquad \textbf{(2.20).}$$

Для одновимірного теплового поля рівняння (2.20) набуде вигляду:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} . \qquad \textbf{(2.21)}$$

Анальогічно (2.18) об'ємна густина теплового потоку визначається так:

$$q^* = \frac{d\Phi}{dV} \left[\frac{Вт}{м^3} \right] . \qquad \textbf{(2.22)}$$

5. Лінії, дотичні прямі до яких співпадають з напрямком вектора $\bar{\mathbf{q}}$, носять назву *ліній теплового потоку*. Лінії теплового потоку ортогональні до ізотермічних поверхонь (ізопотенціяльним кривим) (рис. 2.3):

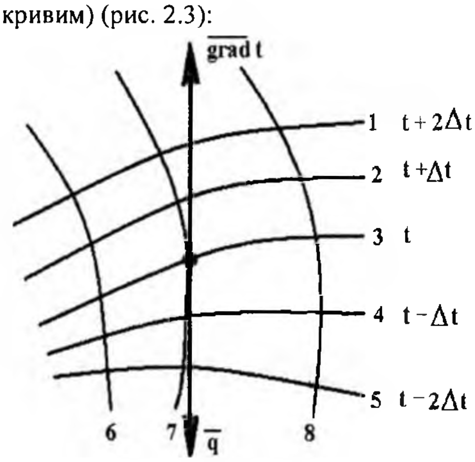

Рис. 2.3. Ізотерми (1-5) та лінії теплового потоку (6-8).

6. Експерименти підтвердили гіпотезу Фур'є, тому рівняння (2.12), (2.13), (2.19) є математичним записом основного закону Фур'є: поверхнева густина теплового потоку пропорційна градієнту температур:

$$\bar{q} = -\lambda \overline{\text{grad}}\, t, \qquad (2.23)$$

$$\bar{q} = -\lambda \bar{n}_0 \frac{\partial t}{\partial N}. \qquad (2.24)$$

7. Якщо градієнт температур для різних **точок ізотермічної поверхні різний, то кількість** енергії у формі тепла, що пройде через всю ізотермічну поверхню за одиницю часу, знаходимо так:

$$Q_\tau = \int_F q dF = -\int_F \lambda \frac{\partial t}{\partial N} dF, \qquad (2.25)$$

де **dF** – елемент ізотермічної поверхні.

8. Повна кількість енергії у формі тепла, що пройде за час **τ** через ізотермічну поверхню **F**, знаходиться так:

$$Q_\tau = -\int_0^\tau \int_F \lambda \frac{\partial t}{\partial N} dF d\tau. \qquad (2.26)$$

9. Кількість енергії у формі тепла, що проходить через елементарну площу $\mathbf{F_L}$, розташованої під кутом φ до площини, що дотична до ізотермічної поверхні (рис. 2.4) можна визначити за (2.28), якщо врахувати, що

$$dF_N = dF_L \cos\varphi, \qquad (2.27)$$

тоді

$$q_L = q_N \cos\varphi = \frac{\delta Q_\tau \cdot \cos\varphi}{dF_N \cdot d\tau} = \frac{\delta Q_\tau}{dF_L \cdot d\tau}. \qquad (2.28)$$

Так як $\mathbf{dF_N = dF_L \cdot \cos\varphi}$ є проекцією площі $\mathbf{dF_L}$ на ізотермічну поверхню $\mathbf{dF_N}$, то загальна кількість енергії у формі тепла, що протікає через елементарну площадку $\mathbf{dF_L}$ за час **dτ**, знаходиться так:

$$dQ_\tau = q_L dF_L d\tau = q(dF_L \cos\varphi)d\tau = = q_N dF d\tau. \qquad (2.29)$$

Тоді загальна кількість тепла, що протікає за час **τ** через поверхню $\mathbf{F_L}$:

$$Q_\tau = -\int_0^\tau \int_F \lambda \frac{\partial t}{\partial L} dF_L d\tau. \qquad (2.30)$$

10. З рівняння (2.28) витікає, що *найбільшою густиною теплового потоку* є така, що розрахована вздовж нормалі до ізотермічної поверхні.

Якщо такий потік віднести до проекцій на координатні вісі Ox, Oy, Oz, то згідно (2.11) отримаємо у скалярній формі:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}. \qquad (2.31)$$

або у векторній формі:

$$\bar{q} = \bar{i} q_x + \bar{j} q_y + \bar{k} q_z. \qquad (2.32)$$

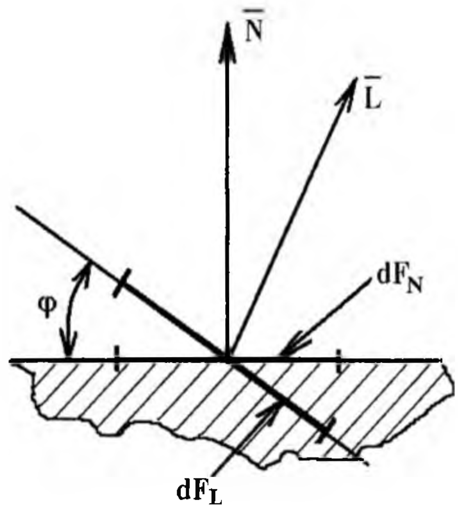

Рис. 2.4. Визначення площини $\mathbf{dF_L}$ під час розрахунків теплового потоку.

Література

1. **Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.** Теплопередача. – Москва: Энергия, 1975. – 448 с.
2. **Кирилин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е.** Техническая термодинамика. – Москва: Энергия, 1968. – 472 с.
3. **Нащокин В.В.** Техническая термодинамика и теплопередача. – Москва: Высш. шк., 1980. – 469 с.
4. **Спэрроу Э.М., Сесс Р.Д.** Теплообмен излучением / Пер. с англ. С.З. Сориц, Л.М. Сорокопуда. - Ленинград: Энергия, 1971. – 295 с.
5. **Алексеев Г.Н.** Общая теплотехника. – Москва: Высшая школа, 1980. – 552 с.
6. **Бондарев В.А., Гринкевич Р.Н., Процкий А.Е.** Общая теплотехника. – Минск: Вышэйша шк., 1967. – 320 с.
7. **Жуковський В.С.** Технічна термодинаміка. – Київ: Держтехвидав, 1953. – 442 с.
8. **Жуховицкий А.А., Шварцман Л.А.** Кратний курс физической химии. – Москва: Металлургия, 1979. – 368 с.
9. **Костенко Г.М.** Технічна термодинаміка. – Київ: Держтехвидав, 1958. – 420 с.

10. **Костерев Ф.М., Кушнырев В.И.** Теоретические основы теплотехники. – Москва: Энергия, 1978. – 360 с.
11. **Кузовлев В.А.** Техническая термодинамика и основы теплопередачи / Под ред. Л.Р. Стоцкого. – Москва: Высш. шк., 1975. – 303 с.
12. **Лариков Н.Н.** Теплотехника. – Москва: Стройиздат, 1985. – 432 с.
13. **Недужий И.А., Алабовский А.Н.** Техническая термодинамика и теплопередача. – Киев: Высш. шк., 1978. – 224 с.
14. **Остафійчук Б.К., Яцура М.М., Гамарник А.М.** Фізика. Механіка. Молекулярна фізика і термодинаміка. Ч.1. – Івано-Франківськ: Гостинець, 2006. – 308 с.
15. **Поршаков Б.П., Романов Б.А.** Основы термодинамики и теплотехники. – Москва: Недра, 1988. – 300 с.
16. **Теплотехника** / А.М. Архаров, С.И. Исаев, И.А. Кожинов и др.; под общ. ред. В.И. Крутова. – Москва: Машиностроение, 1986. – 432 с.
17. **Теплотехника** / Б.И. Бахмачевский, В.Г. Зах, Г.П. Лызо и др.; под ред. А.А. Щукина, И.Н. Сушкина. – Москва: Металлургиздат, 1963. – 605 с.
18. **Теплотехника** / И.Т. Швец, В.И. Толубинский, А.И. Алабовский и др. – Киев: Высш. шк., 1976. – 518 с.
19. **Теплотехніка** / І.Т. Швець, В.І. Голубінський, М.Ф. Кіраковський та ін. – Київ: Вища шк., 1969. 588 с.
20. **Теплотехника** / М.М. Хазен, Г.А. Матвеев, М.Е. Грицевский, Ф.П. Казакевич; под ред. Г.А. Матвеева. – Москва: Высш. шк., 1981. – 480 с.
21. **Теплотехника** / А.А. Щукин, И.Н. Сушкин, Р.Г. Зах и др. – Москва: Металлургия, 1973. – 480 с.
22. **Техническая термодинамика** / Е.В. Дрыжаков, Н.П. Козлов, Н.К. Корнейчук и др.; под ред. В.И. Крутова. – Москва: Высш. шк., 1971. – 472 с.
23. **Техническая термодинамика** / Под ред. В.И. Крутова. – Москва: Высш. шк., 1981. – 439 с.
24. **Техническая термодинамика** / Под ред. А.С. Телегина. - Москва: Металлургия, 1992. - 240 с.
25. **Юдаев Б.Н.** Техническая термодинамика и теплопередача. – Москва: Высш. шк., 1988. – 479 с.

Сіренко Геннадій Олександрович – доктор технічних наук, професор, завідувач катедри неорганічної та фізичної хемії, моб. тел. (096)8139353, e-mail: oriiant@gmail.com.

Базюк Лілія Володимирівна – викладач катедри неорганічної та фізичної хемії, моб. тел. (097)3408528, e-mail: liliya30@ukr.net.

Бертолон Наталія Іванівна – студентка III курсу катедри неорганічної та фізичної хемії, спеціялізація неорганічна хемія, моб. тел. (098)9436143, e-mail: ms.bertolon@mail.ru.

Рецензент

Мідак Л.Я. – кандидат хімічних наук, доцент катедри неорганічної та фізичної хемії Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника.