

УДК 664.002.5

С.М. Самійленко

С.М. Василенко, д-р техн. наук

О.Ф. Буляндра, д-р техн. наук

К.О. Штангеев, канд. техн. наук

В.В. Шутюк, канд. техн. наук,

Національний університет

харчових технологій

**МЕТОДОЛОГІЧНІ ЗАСАДИ
ТЕРМОДИНАМІЧНОГО
АНАЛІЗУ ТЕПЛООБМІННИХ
СИСТЕМ ЦУКРОВОГО
ВИРОБНИЦТВА. Частина 2**

У статті узагальнено та розвинуто результати сучасних наукових досліджень із термодинамічного аналізу теплообмінних процесів і систем.

Ключові слова: термодинаміка, теплообмін, процес, ентропія, ексергія теплоти.

Початок статті читайте у попередньому номері журналу.

Втрачена робота в необоротному процесі (ексергетичні втрати).

Ентропійний метод термодинамічного аналізу

Якщо процес 1-2 ідеальний ($\Delta S_{irrev} = 0$), то $[(W_x)_R]_1^2 = W_{max}$ — максимальна робота. У разі необоротності процесу 1-2 ($\Delta S_{irrev} > 0$) $[(W_x)_I]_1^2 < W_{max}$ чи $\Xi^{in} > \Xi^{out}$, тобто $\Xi^{in} - \Xi^{out} = \Delta \Xi$. З'ясуємо детальніше джерело ексергетичних втрат $\Delta \Xi$. Для цього розглянемо два альтернативних процеси переходу системи між двома стійкими станами 1 і 2 (рис. 4).

Нехай процес R буде повністю оборотний, а процес I — необоротний. Ці процеси супроводжуються теплообміном з навколишнім середовищем $(Q_0)_R$ і $(Q_0)_I$, що має фіксовану температуру T_0 . У кожному процесі виробляється деяка робота — $(W)_R$ і $(W)_I$ відповідно. Очевидно, втрата роботи або ж втрата ексергії внаслідок необоротності дорівнюватиме

$$\Delta W = \Delta \Xi = (W)_R - (W)_I = (Q_0)_I - (Q_0)_R. \quad (24)$$

Далі для кожного з процесів складемо баланс ентропії. Зміна ентропії для процесу I , з урахуванням формули (13), визначається співвідношенням

$$\Delta S_I = -(Q_0)_I / T_0 + \Delta S_{irrev} \quad (25)$$

Для повністю оборотного процесу R зміна ентропії системи дорівнює тепловому потоку ентропії:

$$\Delta S_R = -(Q_0)_R / T_0. \quad (26)$$

Отже, взявши до уваги, що $\Delta S_I = \Delta S_R$ з рівнянь (24) — (26), маємо

$$\Delta \Xi = T_0(\Delta S_R - \Delta S_I + \Delta S_{irrev}) = T_0 \Delta S_{irrev}. \quad (27)$$

Аналогічний вираз можна вивести й для контрольного об'єму зі стаціонарними потоками.

З рівняння (27) видно, що зумовлена необоротністю втрата ексергії (вона ж втрата роботи від необоротності чи її перевитрата) прямо пропорційна зростанню ентропії від необоротності ΔS_{irrev} . Коефіцієнтом пропорційності в даному разі є термодинамічна температура умовного навколишнього середовища.

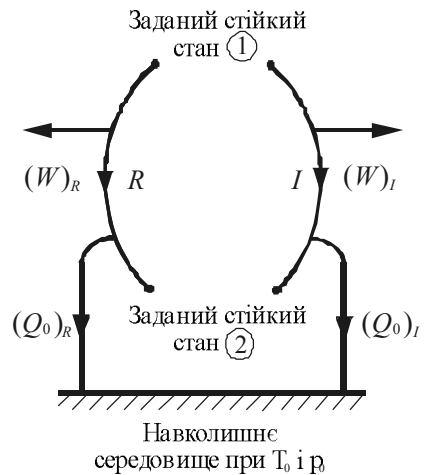


Рис. 4. До визначення ексергетичних втрат

Метод термодинамічного аналізу, що ґрунтується на аналізі втрат ексергії, розрахованих за рівнянням (27), називають *ентропійним*¹. Такий метод був запропонований Р. Клаузіусом у 1851 — 1854 р.р. і далі розвинутий Д.П. Гохштейном. Під час аналізу термодинамічних систем ентропійний метод обмежується виключно *ексергією теплоти* й полягає у вирахуванні *ексергетичних втрат* від первинної організованої енергії (ексергії). На відміну від ексергетичного методу ентропійний, спираючись на аналіз втрат, не потребує відстеження всіх потоків ексергії (розглядаються тільки вхідні потоки), що за певних умов дає можливість спростити аналіз.

Ентропійний метод оперує власною системою коефіцієнтів ексергетичних втрат:
 – абсолютний коефіцієнт ексергетичних втрат i -го процесу:

$$\Omega_i = \frac{\Delta \dot{E}_i}{\dot{E}_i^{in}}, \quad (28)$$

де $\Delta \dot{E}_i$ — ексергетична втрата i -го процесу; \dot{E}_i^{in} — початкова ексергія, введена в систему;

– повний коефіцієнт ексергетичних втрат:

$$\Omega = \frac{\Delta \dot{E}_1 + \Delta \dot{E}_2 + \dots + \Delta \dot{E}_{n-1} + \Delta \dot{E}_n}{\sum \dot{E}_i^{in}} = \Omega_1 + \Omega_2 + \dots + \Omega_{n-1} + \Omega_n = \sum_1^n \Omega_n; \quad (29)$$

– коефіцієнт термодинамічної досконалості системи:

$$\eta_c = 1 - \Omega. \quad (30)$$

Нескладний порівняльний аналіз методів показує, що обидва методи, безумовно, дещо відрізняючись методично, мають спільну основу — необоротність (джерело додаткових затрат енергоресурсів) кількісно описують *ексергетичними втратами*. Також запис ексергетичного ККД через втрати ексергії [6] і абсолютна схожість коефіцієнтів оборотності (34) (ексергетичний метод) та термодинамічної досконалості (30) (ентропійний метод) ще раз підтверджують наше припущення про те, що границі між методами дещо умовні і йдеться про єдиний *циклічний підхід*. У цьому сенсі доцільно згадати й той важливий факт, що поняття ексергії теплоти завжди зумовлено непрямым, циклічним характером процесу перетворення теплоти в роботу.

Проте у циклічному підході істинну природу джерела необоротності не вдається виявити надто довго, тимчасом як у нециклічному вона зрозуміла з самого початку. Більше того, циклічний процес — це штучна конструкція, яку в передусім потрібно розглядати як особливий випадок, у якому реалізується послідовність нециклічних процесів, так що кінцевий термодинамічний стан системи збігається з початковим. Тому, на наше переконання, головну роль у методології термодинамічного аналізу (незалежно від підходу) треба віддати ентропії. Ентропія — це координата термічного стану, а ексергія — функція, залежна від ентропії, тобто у всіх обчисленнях зміни величин ексергії від необоротності (ексергетичних втрат) завжди є величина зростання ентропії у явній або в неявній формі.

Аналіз основних необоротних процесів

Далі, подібно до аналізу необоротності за допомогою ентропії, проаналізуємо основні необоротні процеси ТС (теплообмін між двома теплоносіями з різними температурами, теплообмін із навколишнім середовищем, дисипація механічної енергії потоку теплоносія), використовуючи ексергетичний (циклічний) підхід. При цьому спробуємо розкрити його справжній підтекст, який недоступний під час звичайного (рядового) використання основних формул і коефіцієнтів. Методика аналізу передбачає аналіз втрат роботи (ексергії) для кожного з процесів, оскільки таким

¹ На думку авторів, така назва невиправдана.

чином наочніше простежується зв'язок із необоротністю. Зрозуміло, що в зазначених випадках робота не є метою функціонування установок, а тому під втраченою роботою розумітимемо деяку уявну роботу, яку можна було б отримати в повністю оборотному процесі під час переходу між тими самим початковим і кінцевими станами за допомогою гіпотетичних установок.

Теплообмін із навколишнім середовищем

На рис. 5, а зображена реальна система, яка, маючи неідеальну ізоляцію, під переходу із стану 1 в стан 2 віддає навколишньому середовищу деяку кількість теплоти $[\delta Q_0]_1^2$. Даний процес необоротний, а тому $dS_{irrev}^0 > 0$. Оборотний теплообмін із навколишнім середовищем можна забезпечити, залучивши до попередньої системи ідеальну ЦТЕУ (рис. 5, б). В цьому випадку буде вироблена деяка робота $[\delta(W_0)_R]_1^2$, що в порівнянні з першою системою є недоступною.

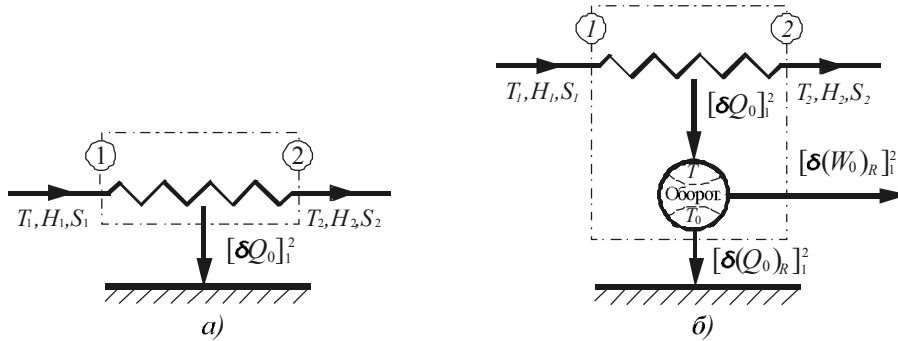


Рис. 5. Приклад необоротного (а) і оборотного (б) теплообміну з навколишнім середовищем при T_0 і p_0

Знайдемо величину цієї роботи, склавши відповідні баланси:

– баланс енергії для оборотного процесу:

$$[\delta Q_0]_1^2 = [\delta(W_0)_R]_1^2 + [\delta(Q_0)_R]_1^2; \tag{31}$$

– баланс ентропії для оборотного процесу ($dS_{rev}^0 = 0$):

$$[S_2 - S_1]_R + \frac{[\delta(Q_0)_R]_1^2}{T_0} = 0; \tag{32}$$

– баланс ентропії для необоротного процесу ($dS_{irrev}^0 > 0$):

$$[S_2 - S_1]_I + \frac{[\delta Q_0]_1^2}{T_0} = dS_{irrev}^0. \tag{33}$$

Оскільки $[S_2 - S_1]_R = [S_2 - S_1]_I$ (за умовою порівняння параметри стану обох систем для початкового й кінцевого станів однакові), то

$$dS_{irrev}^0 = \frac{[\delta Q_0]_1^2}{T_0} - \frac{[\delta(Q_0)_R]_1^2}{T_0} \tag{34}$$

чи
$$[\delta Q_0]_1^2 - [\delta(Q_0)_R]_1^2 = T_0 dS_{irrev}^0. \quad (35)$$

Враховуючи рівняння (43) та (47), запишемо аналітичний вираз для втраченої роботи:

$$[\delta(W_0)_R]_1^2 = T_0 dS_{irrev}^0, \quad (36)$$

тобто втрачена робота (ексергетична втрата) прямо пропорційна приросту ентропії, зумовленому необоротністю процесу.

Для реальних систем таке зростання (генерацію) ентропії доцільно розраховувати виходячи з балансу ентропії об'єднаної адіабатної системи. В даному разі це система *AB* (рис. 5, *a*). Вважатимемо, що в кожній з підсистем проходять внутрішньооборотні процеси, тоді зміна ентропії запишеться відповідно до рівняння (15). Для підсистеми *A*, в якій теплообмін може супроводжуватися зміною температури

$$T_A = var, \quad \Delta S_A^0 = - \int_1^2 \frac{\delta Q_0}{T_A}. \text{ У разі, якщо теплофізичні властивості теплоносіїв у межах}$$

зміни температури можна вважати сталими, після інтегрування отримаємо:

$$\Delta S_A^0 = - \frac{Q_0}{T_{mA}}, \text{ де } T_{mA} \text{ — середньологарифмічна температура теплоносія.}$$

Систему *B* — отже собою навколишнє середовище можна розглядати як систему з постійною температурою T_0 , тобто $\Delta S_B^0 = \frac{Q_0}{T_0}$.

Отже, рівняння зміни ентропії адіабатної системи *AB* набуде вигляду:

$$\Delta S_{AB}^0 = \Delta S_A^0 + \Delta S_B^0 = \frac{Q_0}{T_0} - \int_1^2 \frac{\delta Q_0}{T_A}. \text{ Оскільки зміна ентропії та зростання ентропії від}$$

необоротності в адіабатній системі рівня, $\Delta S_{AB}^0 = \Delta S_{irrev}^0$, можемо записати:

$$\Delta S_{irrev}^0 = \frac{Q_0}{T_0} - \int_1^2 \frac{\delta Q_0}{T_A} = \frac{Q_0}{T_0} - \frac{Q_0}{T_{mA}}. \quad (37)$$

Дисипація механічної енергії

Розглянемо два варіанти переходу системи із стану 1 у стан 2 при підведенні до системи механічної енергії — необоротний (рис.6, *a*) і оборотний (рис.6, *б*). Під механічною енергією, що підводиться до ТС, розумітимемо дисипацію механічної енергії потоку речовини $[\delta(W_M)_I]_1^2$ (в реальних системах проявом такої ситуації є падіння тиску в проточній частині теплообмінного апарата).

На рис. 6, *a* зображено адіабатну систему, в якій проходить необоротний процес. Оскільки механічна енергія — упорядкована форма енергії, то її підведення зумовить такі самі зміни в системі, як і під час підведення теплоти. Тобто зміна ентальпії потоку речовини:

$$[H_2 - H_1]_I = [\delta(W_M)_I]_1^2. \quad (38)$$

Очевидно, баланс ентропії набуде такого вигляду:

$$[S_2 - S_1]_I = dS_{irrev}^p \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = 0 \right). \quad (39)$$

Систему, в якій відбувається оборотний процес R , зображено на рис. 6, б. Оборотність процесу в такій системі забезпечується залученням циклічної холодильної установки (ЦХУ), в якій реалізується зворотний цикл Карно. Використовуючи механічну енергію у кількості $[\delta(W_M)_R]_1^2$ та енергію навколишнього середовища $[\delta(Q_0)_R]_1^2$, оборотна система зумовлює такі самі зміни ентальпії та ентропії, як і необоротна:

$$[H_2 - H_1]_R = [\delta(W_M)_R]_1^2 + [\delta(Q_0)_R]_1^2, \quad (40)$$

$$[S_2 - S_1]_R = \frac{[\delta(Q_0)_R]_1^2}{T_0}. \quad (41)$$

Також для оборотного процесу справедлива рівність:

$$\delta W = [\delta(W_M)_I]_1^2 - [\delta(W_M)_R]_1^2 = [\delta(Q_0)_R]_1^2, \quad (42)$$

де dW — втрати роботи, зумовлені необоротністю процесу дисипації механічної енергії.

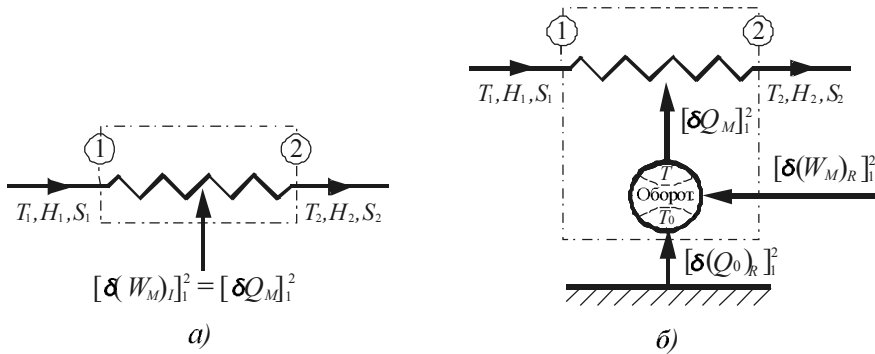


Рис. 6. Приклад необоротного (а) і оборотного (б) процесу

Враховуючи, що $[S_2 - S_1]_I = [S_2 - S_1]_R$ та рівняння (39) — (41), запишемо вираз (42) через зростання ентропії:

$$\delta W = T_0 dS_{irrev}^p. \quad (43)$$

Для реальних процесів при $T = \text{var}$ зростання ентропії, спричинене необоротністю процесу дисипації механічної енергії, записується у вигляді інтеграла:

$$\Delta S_{irrev}^p = \int_1^2 \frac{\delta W}{T}. \quad (44)$$

Якщо вважати теплофізичні властивості теплоносіїв у межах зміни температури сталими, після інтегрування отримуємо:

$$\Delta S_{irrev}^p = \frac{W}{T_m} = \frac{V \Delta p}{T_m}, \quad (45)$$

де V — об'ємна витрата теплоносія, $\text{м}^3/\text{с}$; Δp — втрати тиску в проточній частині системи, Па; T_m — середньологарифмічна температура теплоносія.

Теплообмін між двома теплоносіями з різними температурами

На рис. 7, б зображена гіпотетична повністю оборотна система, яка, використовуючи теплоту зовнішнього середовища, виконує таке саме нагрівання та охолодження потоків теплоносіїв, що й реальна система (рис. 7, а). При цьому вона дає можливість отримати деяку роботу $[\delta(W)_R]_1^2$, яка для випадку необоротної системи недоступна. В цьому нескладно перекопатися, записавши баланси енергії та ентропії для кожної з систем.

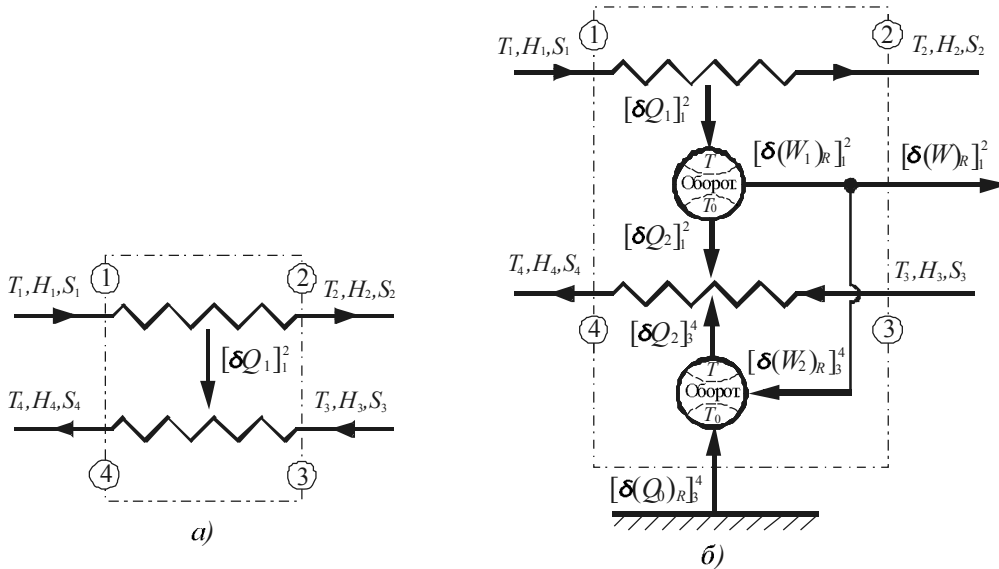


Рис. 7. Приклад необоротного (а) і оборотного (б) процесу

У системі, зображеній на рис.7, а, збільшення ентальпії холодного теплоносія дорівнює зменшенню ентальпії гарячого теплоносія $H_2 - H_1 = H_4 - H_3 = [\delta Q_1]_1^2$, а для гіпотетичної установки справедливі такі рівності:

$$[\delta Q_1]_1^2 = [\delta Q_2]_1^2 + [\delta(W_1)_R]_1^2 = [\delta Q_2]_1^2 + [\delta Q_2]_3^4, \quad (46)$$

де
$$[\delta(W)_R]_1^2 = [\delta(W_1)_R]_1^2 - [\delta(W_2)_R]_B^4, \quad (47)$$

а
$$[\delta Q_2]_3^4 = [\delta(W_2)_R]_B^4 + [\delta(Q_0)_R]_B^4. \quad (48)$$

Після деяких перетворень рівнянь (46) — (48) отримаємо:

$$[\delta(W)_R]_1^2 = [\delta(Q_0)_R]_B^4. \quad (49)$$

Баланс ентропії для першої системи (рис.7, а), враховуючи її адиабатичність та рівняння (17), виглядатиме так:

$$S_2 + S_4 - S_1 - S_3 = dS_{irrev}^T. \quad (50)$$

для іншої —
$$S_2 + S_4 - S_1 - S_3 = \frac{[\delta(Q_0)_R]_B^4}{T_0}. \quad (51)$$

Далі, беручи до уваги рівність змін ентропії обох випадків у рівняння (49), запишемо аналітичний вираз для втраченої роботи через кількісну характеристику необоротності:

$$[\delta(W)_R]_1^2 = T_0 dS_{irrev}^T \quad (52)$$

Для реальних (необоротних) процесів у загальному випадку при T_1 і T_2 - var:

$$\Delta S_{irrev}^T = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T_2} - \int_1^2 \frac{\delta Q}{T_1} \quad (53)$$

Нециклічний ентропійний метод

За визначенням *оптимізація ТС* — це комбінаторна задача, ускладнена великою кількістю можливих варіантів, що підлягають аналізу. Термодинамічна інтерпретація такої задачі передбачає наближення реальної ТС до деякої абстрактної системи з максимальною ефективністю. Наприклад, за аналогією з наведеною методикою термодинамічно ідеальний ТТК цукрового виробництва виглядатиме як гігантська теплова машина (рис. 8), що принципово суперечить особливостям його структури, адже реальне застосування теплових машин здебільшого чи неможливе, чи економічно не вигідне. У зв'язку з цим втрачається прямий зв'язок між причиною неефективності ТТК — необоротністю та метою оптимізації. Важливо й те, що ексергетичні втрати, які у випадку систем циклічного перетворення теплоти в роботу чи, навпаки, показують теоретичні перевитрати енергії, в умовах аналізу ТС не можуть дати подібного результату, оскільки теплота й ексергія — абсолютно різні поняття.

Оскільки необоротність реальних процесів головним чином пов'язана з кінцевою різницею потенціалів і дисипативними явищами, то логічно удосконалювати ТС треба, усуваючи останні. Так, оборотний теплообмін можна забезпечити також в уявній ТС за різниці температур $dT \rightarrow 0$, тобто за площі поверхні теплообміну $A \rightarrow \square$ (рис. 9). Застосування гіпотетично гладких поверхонь теплообміну та ідеальної ізоляції дасть можливість подолати необоротність, спричинену дисипацією механічної енергії потоку й теплообміном з навколишнім середовищем відповідно. Таким чином, витрату енергії на постійно діючу ТС можна звести до мінімуму за умови забезпечення мінімального падіння потенціалів теплоносіїв на вході та на виході з системи.

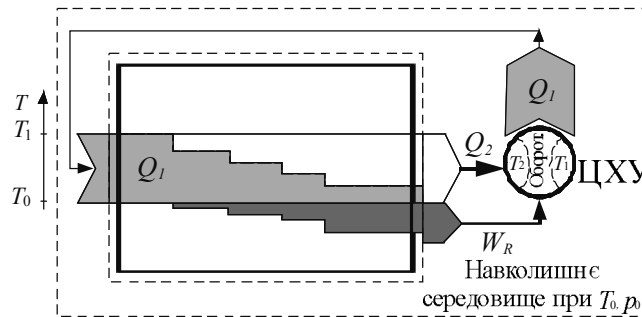


Рис. 8. Гіпотетичний ТТК цукрового виробництва

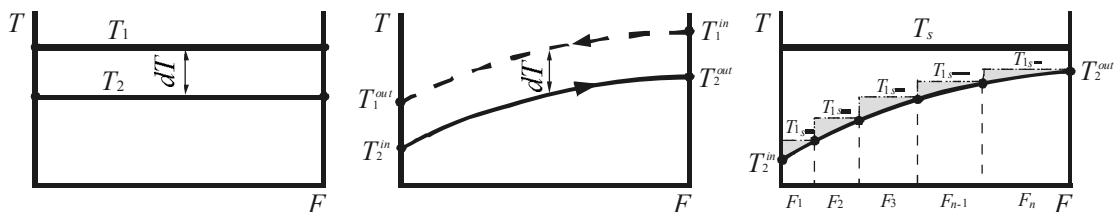


Рис. 9. Оборотний теплообмін у різних схемах руху теплоносіїв

Нециклічний підхід до аналізу ефективності ТС передбачає для кількісного опису необоротності використовувати тільки *ентропію*. Такий метод, що спирається на властивості ентропії, властивий фундаментальній термодинаміці і, на нашу думку, може називатися (нециклічним) *класичним ентропійним методом* термодинамічного аналізу.

Термодинамічна ефективність простої ТС визначається за допомогою *ентропійного коефіцієнта термодинамічної недосконалості*:

$$\eta_s^{imp} = \frac{\Delta S_{irrev}^{tot}}{\Delta S_{irrev}^{max}}; \quad (54)$$

чи *ентропійного коефіцієнта термодинамічної досконалості*:

$$\eta_s^p = 1 - \frac{\Delta S_{irrev}^{tot}}{\Delta S_{irrev}^{max}}, \quad (55)$$

при цьому
$$\eta_s^{imp} + \eta_s^p = 1, \quad (56)$$

де ΔS_{irrev}^{tot} — зростання ентропії ізолюваної системи, що переходить між двома заданими станами; ΔS_{irrev}^{max} — максимально можливе зростання ентропії адіабатної системи — система переходить із даного стану в стан термодинамічної рівноваги з навколишнім середовищем.

Коефіцієнти (54) і (55) не мають зазначених недоліків ККД (енергетичного, ексергетичного), оскільки характеризують міру відхилення реальної системи від оборотної в межах змісту другого закону термодинаміки. Пояснимо це. Загалом для ТС чисельник рівняння (54), який визначається як сума трьох складових, впливає з другої частини формулювання другого закону термодинаміки:

$$\Delta S_{irrev}^{tot} = \Delta S_{irrev}^T + \Delta S_{irrev}^p + \Delta S_{irrev}^0, \quad (56)$$

де ΔS_{irrev}^T — зростання ентропії від необоротного теплообміну між теплоносіями з різними температурами (63); ΔS_{irrev}^p — зростання ентропії від дисипації механічної енергії потоків теплоносіїв (54); ΔS_{irrev}^0 — зростання ентропії від теплообміну з навколишнім середовищем (47).

На практиці розрахунок ΔS_{irrev}^{tot} за рівнянням (56) дещо ускладнюється потребою інтегрувати, а застосування, з метою спрощення, середньологарифмічних температур може збільшувати похибку розрахунків, тому для відкритих систем ефективніше складати загальний ентропійний баланс, розглядаючи систему як ізолювану (будь-яка система + навколишнє середовище) та використовуючи рівняння:

$$\Delta S_{irrev}^{tot} = \left(\sum_{out} \dot{m}_i s_i - \sum_{in} \dot{m}_k s_k \right) + \frac{Q_0}{T_0}. \quad (57)$$

Враховуючи те, що стан рівноваги ізолюваної системи визначається максимумом її ентропії (теж наслідок другого закону) та обмеження, які природа накладає на функціонування технічних систем (енергія має технічне значення доки має потенціал, відмінний від потенціалу навколишнього середовища), знаменник рівняння (54) відіграє роль еталона порівняння. Це означає, що ΔS_{irrev}^{max} , як результат

взаємодії уявної ТС (система А) з навколишнім середовищем (система В) (рис. 10.) кількісно характеризує максимальну необоротність, яка можлива в земних умовах, і розраховується за наступним рівнянням

$$\Delta S_{irrev}^{max} = Q \left(\frac{T - T_0}{TT_0} \right) + \frac{V \Delta p}{T_0}, \quad (58)$$

де Q — потік теплоти, який у реальній системі бере участь в теплопередачі; $V \Delta p$ — дисипація механічної енергії потоків теплоносіїв.

Враховуючи адитивність ентропії, для визначення впливу складної ТС (рис. 11.) на ефективність окремих її елементів (підсистем) можна використовувати *відносний коефіцієнт термодинамічної ефективності*:

$$\omega_k = \frac{\Delta S_{irrev_k}^{tot}}{\sum_{k=1}^N \Delta S_{irrev_k}^{tot}}, \quad (59)$$

де k — відповідний елемент складної ТС, $k = 1 \dots N$.

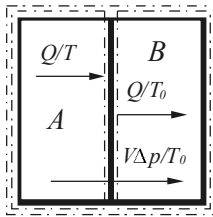


Рис. 10. Гіпотетична ТС

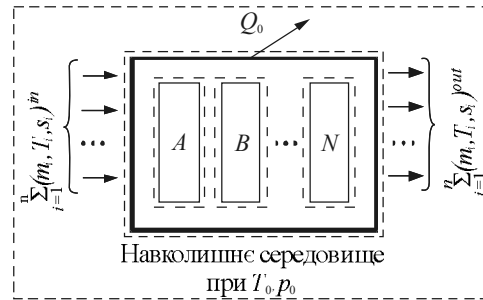


Рис. 11. Складна ТС

Висновки. Науково обґрунтовані засади аналізу ТС, розглянуті в даній статті, є першим кроком до створення загальної методології оптимізації теплообмінних процесів і систем цукрового виробництва, в основі якої — беззаперечний факт існування необоротності як фізичного джерела неефективності технічних систем.

Інструментом цієї методології запропонований класичний ентропійний метод, оскільки для нас очевидно, що циклічний підхід у вигляді ексергетичного та звичайного ентропійного методів передусім ефективний для аналізу генераторів роботи. Проте для аналізу теплообмінних систем він, з огляду на визначені вище обставини, стає надто ускладненим і малопродуктивним.

ЛІТЕРАТУРА

1. Бродянский В. М., Фратшер В., Михалек К. Эксергетический метод и его приложения — М.: ЭАИ, 1988. — 288 с.
2. Бэр Г. Д. Техническая термодинамика: Пер. с нем. — М.: Мир, 1977. — 518 с.
3. Гохштейн Д. П. Современные методы термодинамического анализа энергетических систем. — М.: Энергия, 1969. — 368 с.
4. Василенко С. М. Аналіз ефективності теплообмінників та підігрівників у структурі теплотехнічного комплексу цукрового виробництва/ С.М. Василенко, С.М. Самійленко [та ін.] // Цукор України. — 2011. — № 2. — С. 27 — 32.
5. Кафаров В.В., Мешалкин В.П., Гурьева Л.В. Оптимизация теплообменных процессов и систем. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 192 с.

6. *Кименов Г.* Рациональное использование топлива и энергии в пищевой промышленности. Пер. с болг. — М.: Агропромиздат, 1990. — 167 с.
7. *Коваленко Л.М., Глушков А.Ф.* Теплообменники с интенсификацией теплоотдачи. — М.: ЭАИ, 1986. — 240 с.
8. *Осипов А.И., Уваров А.В.* Энтропия и ее роль в науке// Соросовский образовательный журнал. — 2004. — №1. — С. 70—79.
9. *Планк М.* Единство физической картины мира. — М.: Наука, 1966. — 285 с.
10. *Таубман Е.И., Таубман Е.И.* Анализ и синтез теплотехнических систем/ М.: Энергоатомиздат, 1983. — 176 с.
11. *Хейвуд Р.В.* Термодинамика равновесных процессов: Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 492 с.

*С.М. Самийленко, С.М. Василенко,
А.Ф. Буляндра, К.О. Штангеев,
В.В. Шутюк*

**Методологические принципы термодинамического анализа
теплообменных систем сахарного производства. Часть 2**

В статье обобщены и развиты результаты современных научных исследований термодинамического анализа теплообменных процессов и систем.

Ключевые слова: термодинамика, теплообмен, процесс, энтропия, эксергия теплоты.

*S. Samiylenko, S. Vasylenko,
O. Buliandra, K. Shtanheev,
V. Shutyuk,*

**Methodological principles of thermodynamic analysis
of heat-exchange systems of sugar production. Part 2**

The article generalizes and develops the results of world scientific researches on the thermodynamic analysis of heat-exchange processes and systems.

Key words: thermodynamics, heat exchange, process, entropy, energy of warmth.

e-mail: schutyuk@i.ua

Надійшла до редколегії 10.03.2012 р.