1. Pierwsza zasada termodynamiki

Matematyczna forma I zasady termodynamiki, czyli zasady zachowania energii

$$E_d = \Delta E_u + E_w \; [J] \qquad (1.1)$$

$$\Delta E_u = E_d - E_w \qquad (1.1a)$$

$$\Delta E_u = E_{konc} - E_{pocz} \qquad (1.1b)$$

gdzie: E_d – energia doprowadzona do układu [J], E_w – energia wyprowadzona z układu [J], ΔE_u – przyrost energii układu [J].

Gdy energia doprowadzona jest większa od energii wyprowadzonej, to energia układu wzrośnie ($\Delta E_u > 0$). Z kolei, gdy energia doprowadzona jest mniejsza od energii wyprowadzonej to energia układu zmaleje ($\Delta E_u < 0$).

Z równania (1.1a) wynika, że zmiana energii układu następuje wskutek wymiany energii z otoczeniem. Energia ani nie może powstać z niczego, ani nie może zniknąć.

Gdy do układu dopływają strumienie energii lub z układu odpływają strumienie energii, równanie (1.1) przybiera postać

$$\dot{E}_d = \Delta \dot{E}_u + \dot{E}_w \; [W] \qquad (1.2)$$

Dla układu w stanie ustalonym (stacjonarnym) jest

$$\Delta \dot{E}_u = 0 \qquad (1.3)$$

stąd równanie bilansu energii dla tego typu układu

$$\dot{E}_d = \dot{E}_w \; [W] \qquad (1.4)$$

Z równania (1.4) wynika następujący wniosek:

> *Jest rzeczą niemożliwą skonstruowanie perpetuum mobile I rodzaju, tj. silnika pracującego w sposób stacjonarny bez zasilania energią z zewnątrz.*

Układ termodynamiczny jest w stanie stacjonarnym, gdy parametry stanu układu nie zmieniają się w czasie. Parametry stanu mogą przybierać różne wartości w różnych punktach układu stacjonarnego, natomiast w określonym punkcie układu stacjonarnego parametry stanu są niezmienne. W stanie stacjonarnym niezmienne są także strumienie energii i substancji dopływające do układu i wypływające z układu.

Dla układu odosobnionego jest

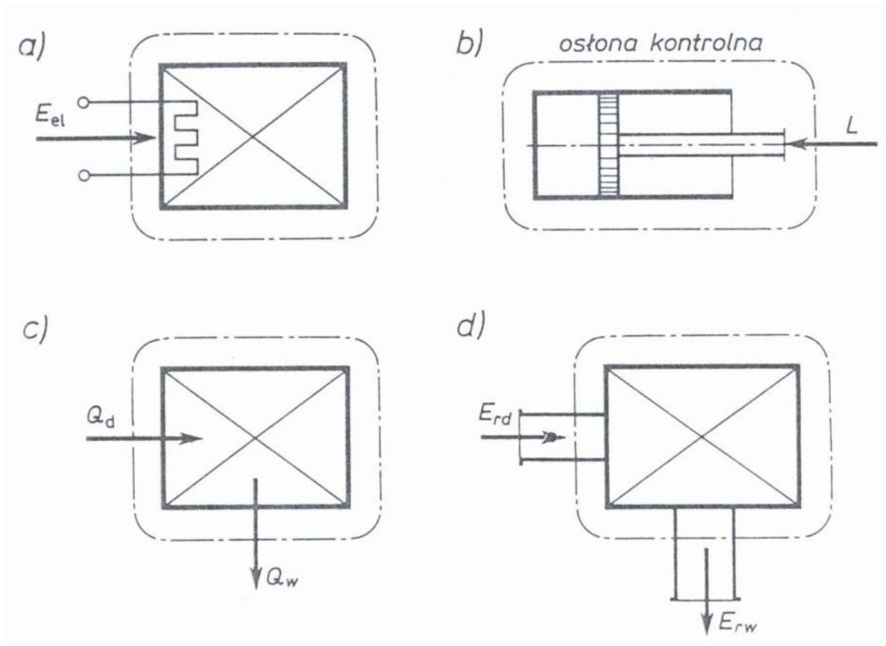
$$E_d = E_w = 0 \tag{1.5}$$

czyli

$$\Delta E_u = 0 \tag{1.6}$$

i stąd

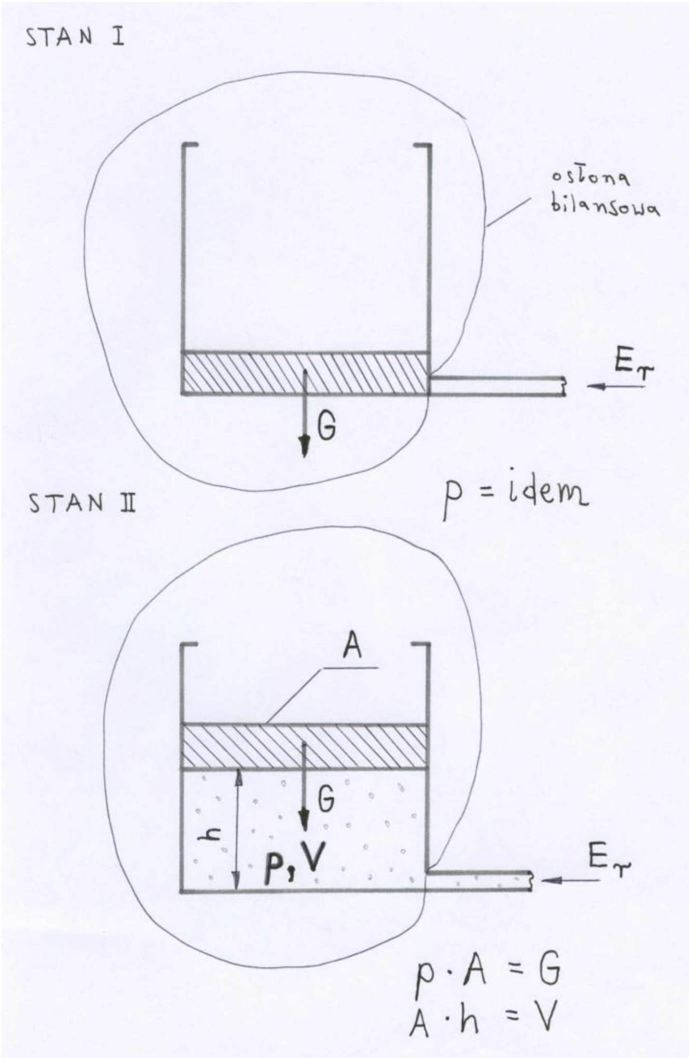
$$E_1 = E_2 = \cdots = E_k = idem \tag{1.7}$$



Rys. 1.1. Sposoby doprowadzania energii do układu termodynamicznego. Linia punktowo kreskowa to osłona bilansowa. a) Energia elektryczna E_{el} dostarczana do układu zamieniana jest w nagrzewnicy na ciepło, ciepło trafia do czynnika termodynamicznego i powiększa jego energię wewnętrzną. b) Wskutek dostarczania energii w formie pracy L następuje kompresja czynnika w układzie. Dostarczona praca powiększa energię wewnętrzną układu. c) Do układu doprowadzone jest ciepło Q_d i wyprowadzone ciepło Q_w. Przyrost energii układu jest równy

$Q_d - |Q_w|$. Przy $Q_d > |Q_w|$ energia układu wzrośnie, w przeciwnym wypadku maleje. d) Energia jest doprowadzana do układu i wyprowadzana z układu rurociągiem wraz z czynnikiem termodynamicznym. Przy pominięciu makroskopowej energii kinetycznej i potencjalnej energia ta jest równa entalpii czynnika.

2. Entalpia



Ogólne równanie pierwszej zasady termodynamiki (I ZT)

$$E_d = \Delta E_u + E_w \quad (2.1)$$

gdzie przyrost energii układu jest równy

$$\Delta E_u = E_{II} - E_I \quad (2.2)$$

E_{II} – energia układu na końcu przemiany (po wtłoczeniu substancji do układu)

E_I – energia układu na początku przemiany (przed wtłoczeniem substancji do układu)

Dla układu przedstawionego na rysunku jest

$$E_d = E_r \tag{2.3}$$

$$E_I = 0 \tag{2.4}$$

$$E_{II} = U + Gh \tag{2.5}$$

$$E_w = 0 \tag{2.6}$$

Zależności (2.2) - (2.6) podstawiamy do równania (2.1)

$$E_r = U + Gh - 0 + 0 = U + Gh \tag{2.7}$$

Siła G jest równoważona przez siłę naporu czynnika na tłok, stąd

$$G = pA \tag{2.8}$$

Po podstawieniu (2.8) do (2.7) i wykorzystaniu zależności

$$Ah = V \tag{2.9}$$

dostajemy

$$E_r = U + pV \tag{2.10}$$

Prawa strona równania (2.10) jest pewną funkcją stanu. Funkcję tę oznaczamy I i nazywamy ją entalpią

$$I = U + pV [J] \tag{2.11}$$

Po podzieleniu równania (2.11) stronami przez ilość substancji $m[kg]$ otrzymujemy wyrażenie na entalpię właściwą

$$i = u + pv \; [J/kg] \tag{2.12}$$

która jest intensywnym parametrem (funkcją) stanu.

W interpretacji fizycznej entalpia jest energią czynnika termodynamicznego przetłaczanego rurociągiem, dla przypadku, w którym można pominąć makroskopową energię potencjalną i kinetyczną czynnika. Uwzględniając makroskopową energię kinetyczną i potencjalną, całkowity strumień energii czynnika przetłaczanego rurociągiem może być obliczony ze wzoru

$$\dot{E}_r = \dot{m}\left(gh + \frac{w^2}{2} + u + pv\right)[W] \qquad (2.13)$$

Strumień czynnika $\dot{m}$ można obliczyć z zależności

$$\dot{m} = \dot{V}\rho = Aw\rho \; [kg/s] \qquad (2.14)$$

gdzie:

A - pole przekroju poprzecznego rurociągu, m^2

w - średnia (dla przekroju poprzecznego) prędkość czynnika, m/s

ρ - gęstość czynnika, kg/m^3

3. Szczególne przypadki bilansu energetycznego

3.1. Układ zamknięty

$$Q_{1-2} = \Delta U_{1-2} + L_{1-2} \quad [J] \qquad (3.1)$$

$Q_{1\text{-}2}$ – ciepło doprowadzone do układu (jeżeli ciepło jest wyprowadzane z układu to podstawiamy je do wzoru (3.1) ze znakiem *minus*), w J

$\Delta U_{1\text{-}2}$ – przyrost energii wewnętrznej układu, w J

$L_{1\text{-}2}$ – praca wyprowadzona z układu (jeżeli praca jest doprowadzona do układu to podstawiamy ją do wzoru (3.1) ze znakiem *minus*), w J

Po podzieleniu stronami równania (3.1) przez ilość substancji *m* otrzymujemy

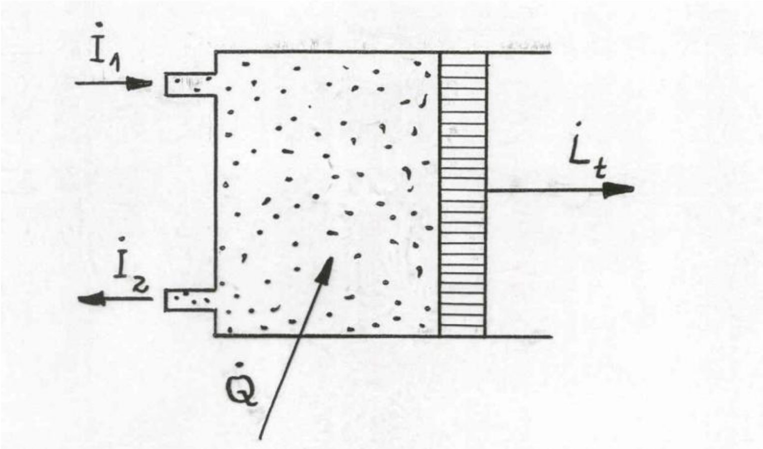
$$q_{1-2} = \Delta u_{1-2} + l_{1-2} \quad [J/kg] \qquad (3.2)$$

Postać różniczkowa równania (2)

$$dq = du + dl = du + pdv \qquad (3.3)$$

3.2. Idealna maszyna przepływowa

Po lewej stronie jest strona odkorbowa, a po prawej strona kukorbowa.



Ogólne równanie bilansu energetycznego dla układów przepływowych ma postać

$$\dot{E}_d = \Delta\dot{E}_u + \dot{E}_w \quad [\mathrm{W}] \qquad (3.4)$$

Dla stanu ustalonego przyrost energii wewnętrznej układu jest równy zeru

$$\Delta\dot{E}_u = 0 \qquad (3.5)$$

Strumień energii doprowadzanej do układu

$$\dot{E}_d = \dot{I}_1 + \dot{Q} \qquad (3.6)$$

Strumień energii wyprowadzanej z układu

$$\dot{E}_w = \dot{I}_2 + \dot{L}_t \qquad (3.7)$$

Po podstawieniu (3.5) - (3.7) do (3.4) dostajemy

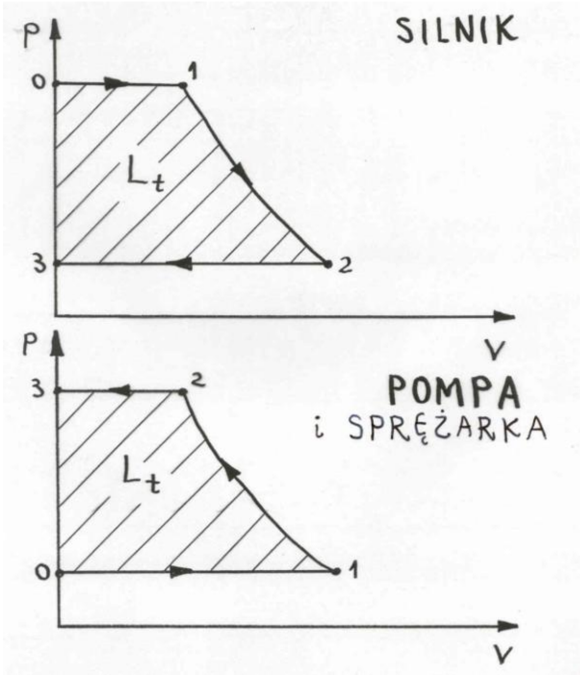
$$\dot{I}_1 + \dot{Q} = 0 + \dot{I}_2 + \dot{L}_t \qquad (3.8)$$

Równanie (3.8) przepisujemy w formie analogicznej do (3.1)

$$\dot{Q} = \dot{I}_2 - \dot{I}_1 + \dot{L}_t = \Delta\dot{I}_{1-2} + \dot{L}_t \qquad (3.9)$$

Dla $\dot{Q} = 0$ równanie (3.9) upraszcza się do postaci

$$\dot{L}_t = N_t = \dot{I}_1 - \dot{I}_2 \qquad (3.10)$$



Równanie (3.9) dzielimy stronami przez strumień substancji $\dot{m}$ otrzymując

$$q = i_2 - i_1 + l_t = \Delta i_{1-2} + l_t \qquad (3.11)$$

Następnie do (3.11) podstawiamy za entalpię właściwą i

$$i = u + pv \qquad (3.12)$$

a za jednostkową pracę techniczną l_t

$$l_t = p_1 v_1 + l_{1-2} - p_2 v_2 \qquad (3.13)$$

dostając

$$\begin{aligned} q &= u_2 + p_2 v_2 - u_1 - p_1 v_1 + p_1 v_1 + l_{1-2} - p_2 v_2 \\ &= u_2 - u_1 + l_{1-2} \end{aligned} \qquad (3.14)$$

czyli równanie bilansu energii sformułowane dla układu zamkniętego, identyczne jak równanie (3.2). W analogiczny sposób równanie (3.2) można przekształcić do postaci (3.11). Różniczkowa forma równania (3.11) jest następująca

$$dq = di + dl_t = di - vdp \qquad (3.15)$$

Zróżniczkujmy stronami równanie (3.12)

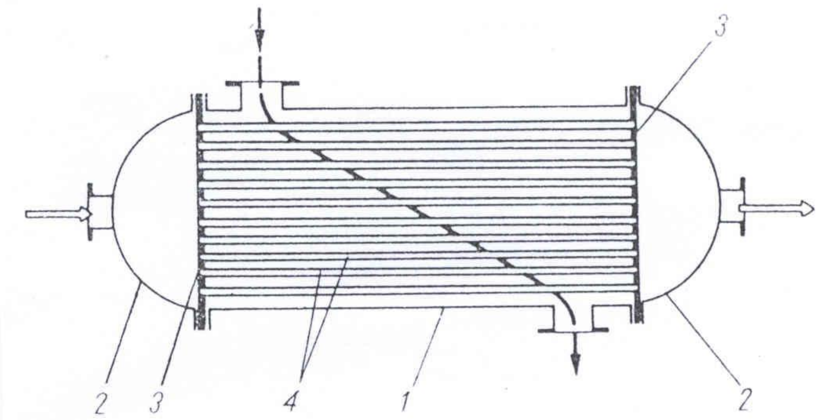
$$di = du + pdv + vdp \qquad (3.16)$$

i podstawmy otrzymany wynik do równania (3.15)

$$dq = du + pdv + vdp - vdp = du + pdv \qquad (3.17)$$

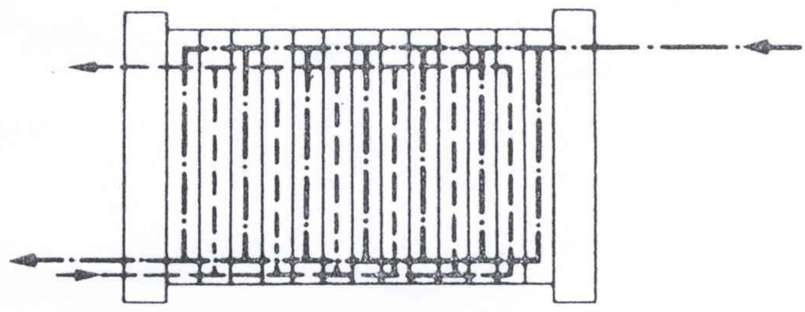
W ten sposób równanie (3.15) przekształciliśmy w równanie (3.3).

3.3. Adiatermiczny wymiennik ciepła

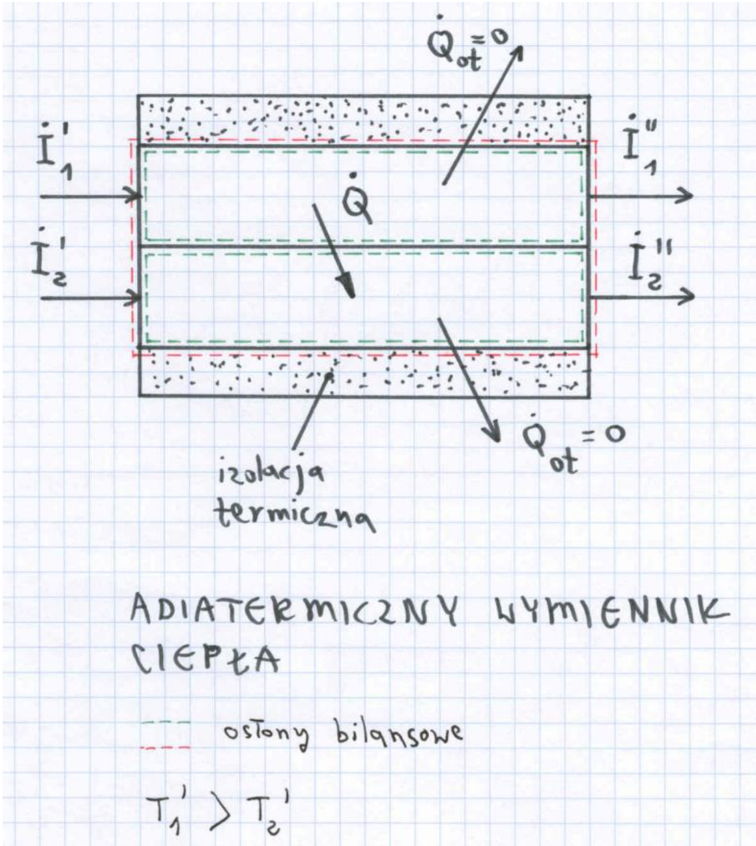


Rys. 2.1. Schemat rurowego wymiennika ciepła

1 — kadłub; 2 — pokrywa; 3 — ściana sitowa; 4 — rury



Rys. 2.9. Schemat płytowego wymiennika ciepła



Zajmiemy się bilansem energii adiatermicznego wymiennika ciepła w stanie ustalonym. Ogólne równanie bilansu energii dla układu przepływowego ma postać (3.4). Rozpatrzymy trzy przypadki szczególne, zależnie od sposobu poprowadzenia osłony bilansowej. Dla wszystkich rozpatrywanych przypadków, z uwagi na analizę stanu ustalonego, przyrost energii wewnętrznej jest równy zeru

$$\Delta \dot{E}_u = 0 \tag{3.18}$$

3.3.1. Osłona obejmuje kanał z czynnikiem cieplejszym

Strumień energii dostarczany do kanału z czynnikiem cieplejszym

$$\dot{E}_d = \dot{I}_1' \tag{3.19}$$

Strumień energii wyprowadzanej z kanału z czynnikiem cieplejszym

$$\dot{E}_w = \dot{Q} + \dot{I}_1'' \tag{3.20}$$

Po podstawieniu do (3.4) zależności (3.18) – (3.20) otrzymujemy

$$\dot{I}_1' = 0 + \dot{Q} + \dot{I}_1'' \tag{3.21}$$

i po uporządkowaniu

$$\dot{Q} = \dot{I}_1' - \dot{I}_1'' \tag{3.22}$$

Strumień ciepła oddawanego przez czynnik gorący jest równy spadkowi strumienia entalpii tego czynnika.

3.3.2. Osłona obejmuje kanał z czynnikiem zimniejszym

$$\dot{E}_d = \dot{I}_2' + \dot{Q} \tag{3.23}$$

$$\dot{E}_w = \dot{I}_2'' \tag{3.24}$$

Po wprowadzeniu do (3.4) wyrażeń (3.18), (3.23) i (3.24) dostajemy

$$\dot{I}_2' + \dot{Q} = 0 + \dot{I}_2'' \tag{3.25}$$

i po uporządkowaniu

$$\dot{Q} = \dot{I}_2'' - \dot{I}_2' \tag{3.26}$$

Strumień ciepła pobieranego przez czynnik zimny jest równy przyrostowi strumienia entalpii tego czynnika.

3.3.3. Osłona obejmuje dwa kanały

$$\dot{E}_d = \dot{I}_1' + \dot{I}_2' \tag{3.27}$$

$$\dot{E}_w = \dot{I}_1'' + \dot{I}_2'' \tag{3.28}$$

Po podstawieniu do (3.4) wyrażeń (3.18), (3.27) i (3.28) dostajemy

$$\dot{I}_1' + \dot{I}_2' = \dot{I}_1'' + \dot{I}_2'' \tag{3.29}$$

i po uporządkowaniu

$$\dot{I}_1' - \dot{I}_1'' = \dot{I}_2'' - \dot{I}_2' \tag{3.30}$$

Spadek strumienia entalpii czynnika ciepłego jest równy przyrostowi strumienia entalpii czynnika zimnego.