

Wykład 2

1. Praca i ciepło

1.1. Praca zmiany objętości czynnika roboczego

1.2. Praca techniczna w układzie otwartym na przykładzie turbiny

1.3. Pierwsza zasada termodynamiki dla masy kontrolnej w obiegu zamkniętym

2. Pierwsza zasada termodynamiki dla zmiany stanu masy kontrolnej

2.1. Pierwsza zasada termodynamiki jako równanie kinetyczne

2.2. Szczególne przypadki I zasady termodynamiki w sformułowaniu masy kontrolnej

2.2.1. Przemiana adiabatyczna i rozprężanie swobodne

3. Mechanizmy przekazywania ciepła

3.1. Przewodnictwo cieplne

3.1.1. Przewodzenie ciepła przez płytkę wielowarstwową

3.2. Konwekcja

3.3. Promieniowanie cieplne

1. Praca i ciepło

1.1. Praca zmiany objętości czynnika roboczego

Pracę wykonaną przez stałą siłę $\vec{F}$ działającą na pewne ciało (np. tłok) i powodującą jego przesunięcie $\Delta \vec{s}$, definiujemy jako iloczyn skalarny wektorów siły i przesunięcia:

$$\Delta W = \vec{F} \cdot \Delta \vec{s}.$$

W granicy nieskończenie małego przesunięcia mamy:

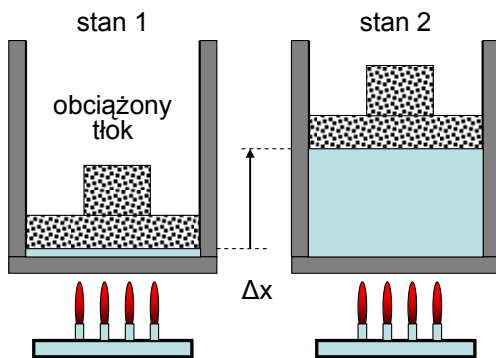
$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{s},$$

gdzie zapis δW podkreśla, że w termodynamice różniczka pracy nie musi być różniczką zupełną.

W konsekwencji, inaczej niż w mechanice, gdzie działaniu siły nie towarzyszy wymiana ciepła z otoczeniem, praca wykonana przez siłę w czasie gdy układ termodynamiczny w wyniku przemiany termodynamicznej przeszedł ze stanu 1 do stanu 2, będzie równa:

$${}_1W_2 = \int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{s}$$

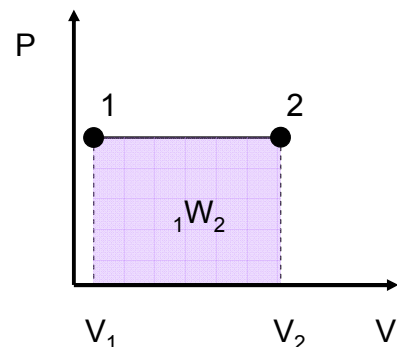
gdzie zapis ${}_1W_2$ przypomina, że całka ta na ogół zależy nie tylko od punktów (stanów) 1 i 2, ale także od wyboru drogi pomiędzy tymi punktami (czyli od rodzaju przemiany).



Rys. 2.1. Ogrzewany gaz zwiększa swoją objętość zmieniając swój stan termodynamiczny ze stanu 1 na stan 2. Ciśnienie jest stałe i zależy od ciężaru tłoka i jego dodatkowego obciążenia. Siła parcia gazu wykonuje pracę podnosząc łączny ciężar tłoka i obciążenia tłoka na wysokość Δx . Do objętości kontrolnej wpływa ciepło i, poprzez ruchomą osłonę bilansową, wypływa praca.

Dla przykładu rozważymy najbardziej prosty i oczywisty przypadek tłoka, popychanego przez rozprężający się (podgrzewany) gaz i wykonującego pracę związaną z przemieszczeniem obciążającego go ciężarka. Przypadek ten pokazano na Rys. 2.1. Praca wykonana przez rozprężający się gaz nazywa się pracą objętościową (praca PV).

Rys. 2.2. Przemiana z Rys. 2.1 na diagramie P-V. Praca wykonana przez gaz w trakcie przemiany jest równa polu pod krzywą przemiany $1 \rightarrow 2$ pole $(1,2,V_2,V_1)$. Podczas przemiany ciśnienie gazu było stałe.

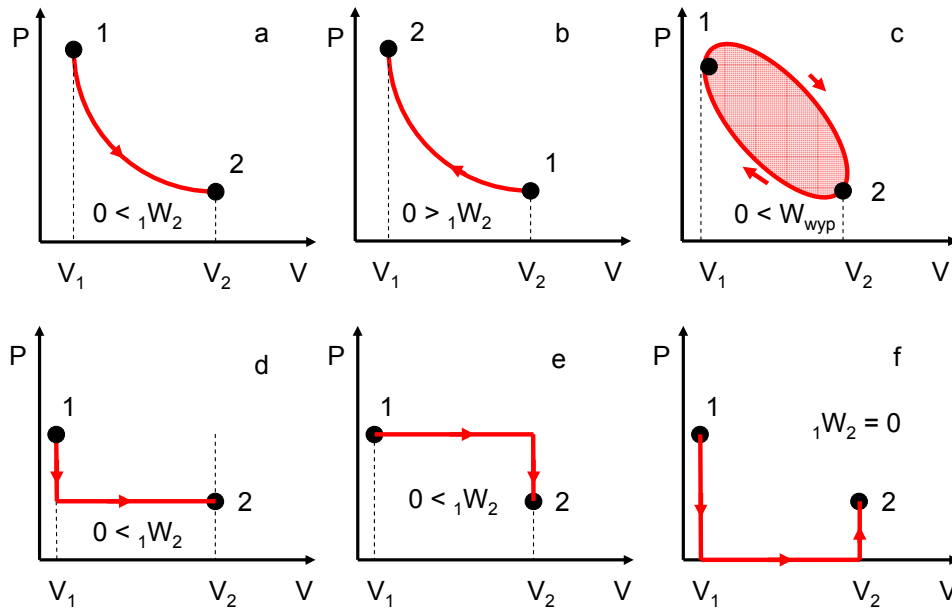


Pokazana na rysunkach 2.1 i 2.2 przemiana gazu w cylindrze jest przemianą izobaryczną (przy stałym ciśnieniu). Ponieważ siła działająca na tłok: $F = P \cdot A$, gdzie P jest ciśnieniem gazu, A powierzchnią tłoka w kontakcie z gazem roboczym, wykonana przez gaz praca wyniesie:

$${}_1W_2 = \int_1^2 \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_1^2 P \cdot A dx = \int_1^2 P dV = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P \Delta V = P(V_2 - V_1). \quad (1)$$

Oczywiście zmiana obciążenia tłoka w trakcie przemiany wpłynie na przebieg krzywej przemiany i wartość wykonanej pracy. W szczególności zwiększenie obciążenia może spowodować zmniejszenie objętości i sprężenie gazu (będzie tak, gdy zbyt mało ciepła przepłynie do gazu); tym razem to nie gaz wykona pracę lecz praca zostanie wykonana na gazie (kosztem energii potencjalnej tłoka i obciążającego go ciężarka). Całka będzie miała wartość ujemną.

Przyjmijmy zatem, że praca wykonana przez układ (podczas rozprężania) ma wartość dodatnią, a jeśli pracę o wartości W wykonano nad układem (podczas sprężania) to powiemy, że układ wykonał pracę ujemną, $-W$.



Rys. 2.3. Praca wykonana przez układ może być dodatnia (przypadek a, d, e), ujemna (przypadek b) lub równa zero (przypadek f). Dla obiegu (przypadek c) dla którego układ po przemianie $1 \rightarrow 2$ wraca do punktu wyjścia 1 inną drogą, $2 \rightarrow 1$, wypadkowa praca równa jest zacieniowanemu polu równemu różnicy pracy wykonanej przez układ w trakcie przemiany $1 \rightarrow 2$ i pracy wykonanej nad układem (ujemnej pracy wykonanej przez układ) w trakcie przemiany $2 \rightarrow 1$.

Dla przemiany zamkniętej (stan końcowy jest także stanem początkowym), czyli cyklu lub obiegu termodynamicznego, praca wypadkowa będzie równa

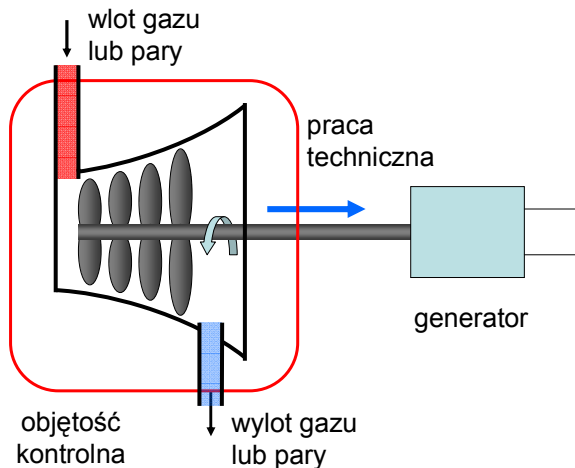
$$W_{wyp} = \int_1^2 P dV + \int_2^1 P \cdot dV = \oint P dV \quad (2)$$

Praca zmiany objętości to nie jedyny rodzaj pracy, jaką może wykonać układ termodynamiczny. Inne rodzaje pracy to, w układach otwartych, praca techniczna oraz praca przetwarzania (opróżniania i napełniania).

1.2. Praca techniczna w układzie otwartym na przykładzie turbiny

W układach otwartych poprzez osłonę bilansową może do układu wpływać (i wypływać) nie tylko praca i ciepło, ale także czynnik termodynamiczny. Dla przykładu na Rys. 2.4 pokazano turbinę, do której poprzez wlot wpływa gorący i pod wysokim ciśnieniem czynnik roboczy, np. para wodna w turbinie parowej, lub gorący sprężony gaz w turbinie gazowej. Roz-

prężący się czynnik przepływa pomiędzy łopatkami wirnika i stojanem napędzając wirnik turbiny. Zimny rozprężony czynnik wypływa z turbiny wylotem. Wał wirnika wykonuje pracę (techniczną) np. napędzając wirnik generatora prądu (w elektrowni).

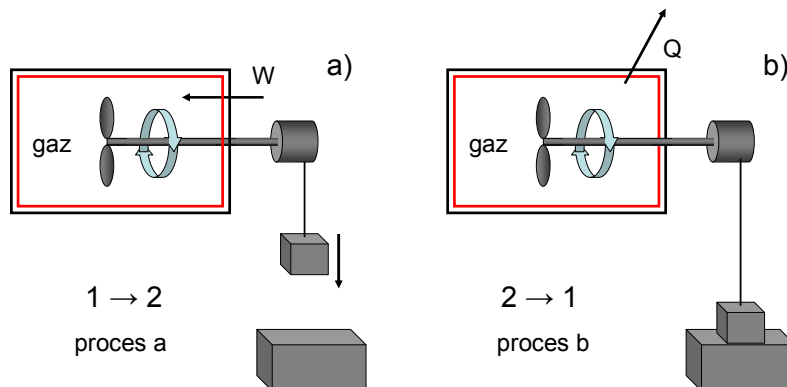


Rys. 2.4. Turbina (gazowa lub parowa) jako przykład układu otwartego, z którego otrzymujemy pracę techniczną. Wał wirnika turbiny jest napędzany rozprężającym się gorącym czynnikiem termodynamicznym (parą wodną lub gazem) wprowadzonym do objętości kontrolnej przez wlot. Zimny rozprężony czynnik jest wprowadzany z turbiny poprzez wylot.

Innym przykładem pracy wykonywanej w układzie otwartym jest praca przetłaczania (napelniania i opróżniania). Wprowadzenie pewnej ilości czynnika roboczego do objętości kontrolnej wymaga wykonania pracy na czynniku; praca ta jest wprowadzana razem z czynnikiem do układu. Z drugiej strony, wyprowadzenie pewnej ilości czynnika (tej samej dla układu stacjonarnego o ustalonym przepływie) wymaga wykonania przez układ pewnej pracy na wypchnięcie jej do otoczenia. W bilansie energetycznym układu otwartego będziemy musieli uwzględnić zarówno pracę techniczną jak i pracę przetłaczania (napelniania i opróżniania).

1.3. Pierwsza zasada termodynamiki dla masy kontrolnej w obiegu zamkniętym

Na Rys. 2.5 przedstawiono przykład, w którym masa kontrolna (gaz w zbiorniczku), przechodzi dwie kolejne przemiany tworzące obieg zamknięty.



Rys. 2.5. Doświadczenie pokazujące równowagę pracy i ciepła dla gazu w obiegu zamkniętym.

W pierwszej przemianie, pokazanej na Rys. 2.5a, ciężarek napędza śmigielko, które wykonuje nad gazem pewną pracę W (równą początkowej energii potencjalnej ciężarka). Obserwujemy także wzrost temperatury układu. W ten sposób układ przechodzi ze stanu 1 do stanu 2 (proces a). W wyniku drugiej przemiany, pokazanej na Rys. 2.5b, układ powraca ze stanu 2 do stanu 1, który jest stanem równowagi termodynamicznej dla tego układu (i otoczenia). W trakcie tej przemiany (proces b) układ oddaje do otoczenia pewne ciepło Q .

W wyniku obu przemian, tworzących obieg $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, na układzie wykonano pewną pracę W i układ oddał do otoczenia pewne ciepło Q . Wyniki podobnych doświadczeń, dla różnych wartości W i Q , dla różnych obiegów, różnych układów, zawsze pokazują, że:

$$W = J \cdot Q$$

gdzie J jest stałą proporcjonalności zależną od wyboru jednostek (historycznie ciepło mierzone w innych jednostkach niż pracę). Wskazuje to na równoważność pracy i ciepła i pozwala na użycie tych samych jednostek do pomiaru obu tych wielkości fizycznych ($J = 1$).

Ponieważ:

$$W = \oint \delta W \quad \text{ i } \quad Q = \oint \delta Q$$

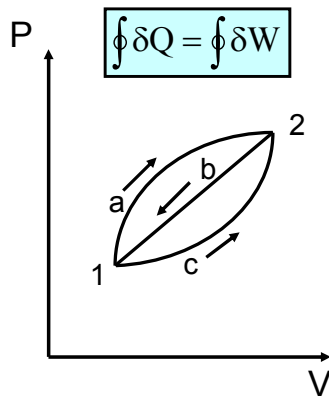
mamy, dla dowolnego obiegu:

$$\oint \delta W = \oint \delta Q. \quad (3)$$

Podsumowując, z doświadczenia wynika, że całki okrężne dla obiegów (przemian cyklicznych) z pracy i ciepła, są do siebie proporcjonalne (równe, gdy przyjmujemy wspólne jednostki, $J = 1$). Równość obu całek okrężnych (dla pracy i ciepła) w obiegu zamkniętym to sformułowanie I zasady termodynamiki dla masy kontrolnej w obiegu zamkniętym. Mówi ono, że dla takiego układu całka okrężna z pracy wykonanej nad układem jest równa całce okrężnej z ciepła oddanego przez układ (lub, alternatywnie, że całka okrężna z pracy wykonanej przez układ jest równa całce okrężnej z ciepła pobranego przez układ z otoczenia).

2. Pierwsza zasada termodynamiki dla zmiany stanu masy kontrolnej

Pierwsza zasada termodynamiki w sformułowaniu masy kontrolnej w obiegu zamkniętym, nie jest wygodna w zastosowaniu do procesów prowadzących tylko do zmiany stanu masy kontrolnej. Rozważmy przemiany prowadzące do zmiany stanu masy kontrolnej i konsekwencje istnienia nieskończenie wielu różnych przemian o takim samym stanie początkowym i końcowym.



Rys. 2.6. Diagram P - V gdzie a i c to dwa różne procesy prowadzące ze stanu 1 do stanu 2. Proces b prowadzi ze stanu 2 do stanu 1. Procesy a i b tworzą obieg zamknięty, ale obieg zamknięty tworzą także procesy c i b . Konsekwencją istnienia wielu różnych procesów c jest istnienie funkcji stanu E , która jest energią całkowitą układu.

Równość całek okrężnych z pracy i ciepła dla obiegu $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, można, dla procesów a i b , zapisać w następujący sposób:

$$\int_1^2 \delta Q_a + \int_2^1 \delta Q_b = \int_1^2 \delta W_a + \int_2^1 \delta W_b \quad (4a)$$

Dla obiegu $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, składającego się z procesów c i b , można zapisać:

$$\int_1^2 \delta Q_c + \int_2^1 \delta Q_b = \int_1^2 \delta W_c + \int_2^1 \delta W_b. \quad (4b)$$

Odejmując stronami (4a) i (4b) otrzymamy:

$$\int_1^2 \delta Q_a - \int_1^2 \delta Q_c = \int_1^2 \delta W_a - \int_1^2 \delta W_c$$

czyli:

$$\int_1^2 \delta Q_a - \int_1^2 \delta W_a = \int_1^2 \delta Q_c - \int_1^2 \delta W_c .$$

To oznacza, że:

$$\int_1^2 (\delta Q - \delta W)_a = \int_1^2 (\delta Q - \delta W)_c$$

dla nieskończenie wielu różnych procesów c prowadzących ze stanu 1 do 2, czyli, że całka:

$$\int_1^2 (\delta Q - \delta W)$$

zależy tylko od punktów 1 i 2, a nie od drogi, po której ją obliczono. Wielkość $\delta Q - \delta W$ musi być zatem różniczką funkcji zależnej od parametrów stanu, czyli funkcją stanu:

$$\delta Q - \delta W = dE . \quad (5)$$

Po scałkowaniu:

$$\int_1^2 dE = E_2 - E_1 = \int_1^2 \delta Q_x - \int_1^2 \delta W_x = {}_1Q_2 - {}_1W_2$$

zatem otrzymujemy:

$$E_2 - E_1 = {}_1Q_2 - {}_1W_2 , \quad (6)$$

równanie, które ma oczywisty sens fizyczny; ciepło pochłonięte przez układ minus praca wykonana przez układ w pewnym procesie prowadzącym ze stanu 1 do 2, będzie się równać zmianie energii całkowitej układu. E jest zatem energią całkowitą układu. E jest przy tym funkcją stanu zależną tylko od stanu, może być zatem także jednym z parametrów, określających stan. Jej wartość zależy bowiem tylko od stanu układu, a nie od tego, jaką drogą układ do tego stanu doszedł. Takiej własności nie posiadają ani ciepło Q ani praca W. Każda z tych wielkości może przyjmować różne wartości, zależne nie tylko od stanów początkowego i końcowego ale i od drogi, na której odbyła się przemiana.

Energia całkowita układu E składać się będzie z energii kinetycznej i potencjalnej układu, a także zawierać będzie energię wewnętrzną U.

$$E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} + U .$$

Przy tym: $E_{\text{kin}} = \frac{mc^2}{2}$; $E_{\text{pot}} = mgZ$

gdzie c to prędkość, a Z to położenie (wysokość) masy kontrolnej w jakimś układzie odniesienia.

Energia wewnętrzna U zawiera, w takim razie, wszystkie pozostałe formy energii, w tym energię termiczną, energię chemiczną, jądrową itd. Jeśli nie zachodzą reakcje chemiczne i jądrowe to odpowiednio energia chemiczna i jądrowa nie będzie się zmieniać, zatem, o ile energia kinetyczna i potencjalna układu jako całości nie zmienia się w znaczący sposób, mo-

żemy przyjąć, że energia U to wyłącznie energia termiczna. Wówczas I zasada termodynamiki przyjmie postać:

$$\Delta U = {}_1Q_2 - {}_1W_2, \quad \text{lub} \quad \Delta U = Q - W \quad (7)$$

wyrażenie, które mówi, że energia wewnętrzna układu rośnie gdy dostarczamy ciepło, a maleje, gdy układ wykonuje pracę. Pamiętajmy, że inaczej niż ΔU , pozostałe wyrazy, ${}_1Q_2$ i ${}_1W_2$ (czy też Q i W) zależą od drogi, po której układ przeszedł z punktu 1 do 2 (choć ich różnica już nie).

Zarówno E jak i U to parametry ekstensywne; jednak po podzieleniu przez masę układu m otrzymujemy wyrażenia: $e = \frac{E}{m}$ i $\frac{U}{m} = u$, reprezentujące parametry intensywne, czyli energie właściwe, całkowitą i wewnętrzną.

2.1. Pierwsza zasada termodynamiki jako równanie kinetyczne

I zasada termodynamiki dla zmiany stanu masy kontrolnej ma postać:

$$\Delta E = \delta Q - \delta W,$$

która ma prostą interpretację fizyczną; w czasie Δt do układu (masy kontrolnej) dopływa ciepło δQ , układ wykonuje pracę zewnętrzną δW co, oczywiście, powoduje zmianę energii całkowitej układu (masy kontrolnej) o ΔE . Zauważmy, że dzieląc powyższe równanie przez Δt i przechodząc do granicy ($\Delta t \rightarrow 0$) otrzymamy:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{dE}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\delta Q}{\Delta t} - \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\delta W}{\Delta t} = \dot{Q} - \dot{W},$$

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - \dot{W}, \quad (8)$$

I zasadę termodynamiki wyrażoną poprzez równanie kinetyczne. Wielkości:

$\dot{Q}$ i $\dot{W}$ to strumienie ciepła i pracy (moc), o wymiarze kJ/s czyli kW, przenikające przez osłonę bilansową do objętości kontrolnej (masy kontrolnej). Kropki mają nam przypominać, że wielkości te nie są zwykłymi pochodnymi po czasie z ciepła i pracy.

2.2. Szczególne przypadki I zasady termodynamiki w sformułowaniu masy kontrolnej

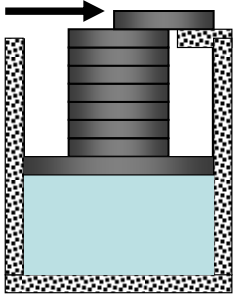
W tabeli 1 przedstawiamy postać I zasady termodynamiki dla czterech przypadków (omawianych bardziej szczegółowo później).

TABELA 1.

Przemiana	warunek	wynik
adiabatyczna	$Q = 0$	$\Delta U = -W$
stała objętość	$W = 0$	$\Delta U = Q$
obieg zamknięty	$\Delta U = 0$	$Q = W$
rozprężanie swobodne	$Q = W = 0$	$\Delta U = 0$

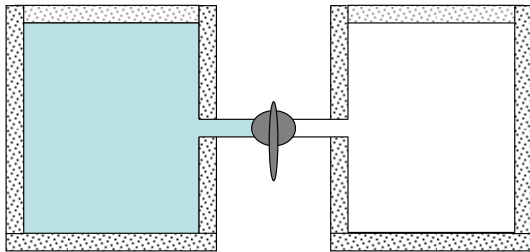
2.2.1. Przemiana adiabatyczna i rozprężanie swobodne

Przemianę adiabatyczną można zrealizować w dobrze izolowanym cylindrze wypełnionym gazem doskonałym ze swobodnie (bez tarcia) poruszającym się tłokiem, obciążonym w taki sposób, by była możliwa zmiana obciążenia tłoka (a więc i ciśnienia wewnątrz cylindra) o niewielkie wartości (Rys. 2.7).



Rys. 2.7. Układ realizujący przemianę adiabatyczną. Gaz znajdujący się w cylindrze zamkniętym tłokiem jest dobrze izolowany od otoczenia (nie ma wymiany ciepła z otoczeniem). Niewielka zmiana obciążenia tłoka powoduje małe zmiany ciśnienia gazu i odpowiednie zmiany objętości i temperatury.

W zależności od tego, czy zwiększamy czy zmniejszamy obciążenie tłoka, przemiana może zachodzić w obu kierunkach (objętość może rosnąć, przy malejącym obciążeniu, lub maleć, przy rosnącym obciążeniu).



Rys. 2.8. Układ realizujący rozprężanie swobodne gazu. Jeden z dobrze izolowanych zbiorników jest wypełniony gazem, a drugi odpompowany. Zbiorniki połączone są rurką z zaworem.

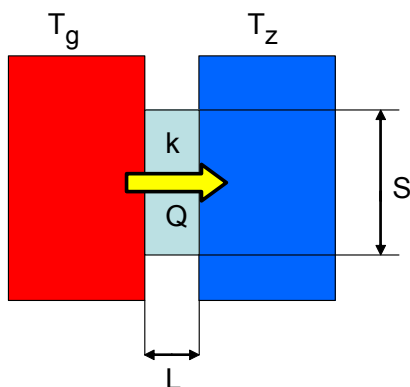
Na Rys. 2.8 przedstawiono układ, w którym można zrealizować rozprężanie swobodne gazu. Po otwarciu zaworu gaz z pierwszego zbiornika rozpręża się wypełniając drugi zbiornik. Po osiągnięciu stanu równowagi gaz zajmuje większą objętość, ciśnienie jest niższe od ciśnienia początkowego, a temperatura końcowa będzie, dla większości gazów w typowych warunkach, równa lub bliska temperaturze początkowej.

3. Mechanizmy przekazywania ciepła

3.1. Przewodnictwo cieplne

Jak już wcześniej powiedzieliśmy ciepło to energia termiczna przekazywana z jednego ciała do drugiego na skutek istniejącej pomiędzy nimi różnicy temperatur. Fizyczne mechanizm przepływu ciepła przez przewodnictwo cieplne to oddziaływania pomiędzy cząsteczkami obu ciał, w trakcie których część energii kinetycznej i potencjalnej cząsteczek ciała o wyższej temperaturze jest przekazywana cząsteczkom ciała o niższej temperaturze. Przepływ ciepła

(energii) odbywa się wyłącznie wskutek ruchów cząsteczek nieruchomych ciał (układów), pomiędzy którymi występuje przewodzenie ciepła.



Rys. 2.9. Przewodnictwo cieplne. Płytką przewodząca ciepło o grubości L i przekroju S przewodzi ciepło pomiędzy dwoma zbiornikami o różnych temperaturach. Ciepło płynie od zbiornika o wyższej temperaturze do zbiornika o temperaturze niższej.

Na Rys. 2.9 pokazano układ, w którym ciepło przepływa od zbiornika o wyższej temperaturze T_g do zbiornika o niższej temperaturze T_z poprzez płytkę przewodzącą ciepło o grubości L , przekroju S i przewodności cieplnej właściwej k . Okazuje się, że strumień ciepła P (ilość ciepła na jednostkę czasu, czyli moc cieplna w watach, W) przepływającego przez płytkę będzie równy:

$$P = \frac{Q}{t} = k \cdot S \cdot \frac{T_g - T_z}{L} \quad (9)$$

lub, w bardziej poprawnej formie różniczkowej:

$$P = \frac{\delta Q}{dt} = \dot{Q} = -k \cdot S \frac{dT}{dx} \quad (10)$$

Wzór (10) stanowi tzw. prawo Fouriera. Znak minus wynika z faktu, że kierunek przepływu ciepła jest przeciwny do znaku gradientu temperatury (który będzie wskazywał kierunek od temperatury niższej do wyższej). Z prawa Fouriera widzimy, że przewodność cieplna właściwa (albo przewodność cieplna) k to stosunek ilości ciepła przenoszonego w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię do gradientu temperatury. Współczynnik k jest własnością ośrodka materialnego i może przyjmować wartości w zakresie od 400 do 100 W/m·K (dla metali), 1 do 10 dla niemetalicznych ciał stałych (szkło, lód, skała), 0,1 do 10 dla cieczy, około 0,1 dla materiałów izolacyjnych i poniżej 0,1 nawet poniżej 0,01 dla gazów.

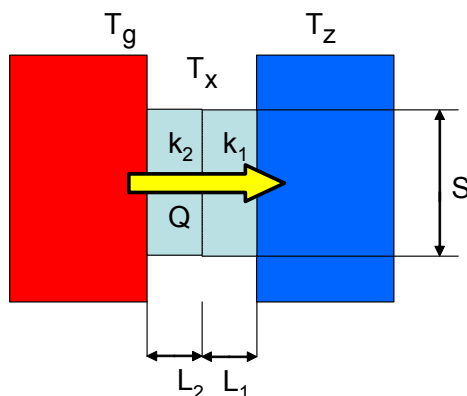
Zapisując wzór (9) w postaci:

$$P = \frac{Q}{t} = \dot{Q} = \frac{1}{R} \cdot (T_g - T_z) \text{ gdzie: } R = \frac{L}{kS},$$

mamy sformułowanie, w którym różnica temperatur gra rolę napięcia elektrycznego, strumień cieplny rolę natężenia prądu a opór cieplny rolę oporu elektrycznego. Jednostką oporu cieplnego będzie kelwin/wat (K/W).

3.1.1. Przewodzenie ciepła przez płytkę wielowarstwową

Rozpatrzmy najprostszy przypadek przewodzenia ciepła przez płytkę wykonaną z dwóch różnych materiałów, pokazany na Rys. 2.10.



Rys. 2.10. Stacjonarny strumień ciepła przez płytkę wykonaną z dwóch różnych materiałów, o tym samym przekroju ale o różnych grubościach.

W stanie stacjonarnym temperatura T_x na granicy między dwoma materiałami tworzącymi płytkę ma ustaloną wartość zależną od oporów cieplnych obu warstw. Żeby wyliczyć temperaturę T_x skorzystamy z faktu, że strumień cieplny przepływający przez obie warstwy musi być taki sam.

Mamy zatem:

$$P = \frac{Q}{t} = \dot{Q} = \frac{k_2 \cdot S}{L_2} \cdot (T_g - T_x) = \frac{k_1 \cdot S}{L_1} \cdot (T_x - T_z).$$

Stąd:

$$\frac{k_2}{L_2} \cdot (T_g - T_x) = \frac{k_1}{L_1} \cdot (T_x - T_z) \quad \text{ i } \quad T_x = \frac{\frac{k_2}{L_2} T_g + \frac{k_1}{L_1} T_z}{\frac{k_1}{L_1} + \frac{k_2}{L_2}}$$

a strumień ciepła przewodzony przez obie warstwy wyrazi się wzorem:

$$P = \dot{Q} = \frac{k_2 \cdot S}{L_2} \cdot (T_g - T_x) = \frac{k_2 \cdot S}{L_2} \cdot \left(T_g - \frac{\frac{k_2}{L_2} T_g + \frac{k_1}{L_1} T_z}{\frac{k_1}{L_1} + \frac{k_2}{L_2}} \right) = \frac{\frac{k_2 S}{L_2} \cdot \frac{k_1}{L_1}}{\frac{k_1}{L_1} + \frac{k_2}{L_2}} (T_g - T_z)$$

po uproszczeniach:

$$P = \dot{Q} = \frac{S}{\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2}} (T_g - T_z) = \frac{1}{R_1 + R_2} (T_g - T_z)$$

czyli wypadkowy opór cieplny dwóch warstw, R , będzie równy sumie oporów cieplnych obu warstw:

$$R = R_1 + R_2.$$

3.2. Konwekcja

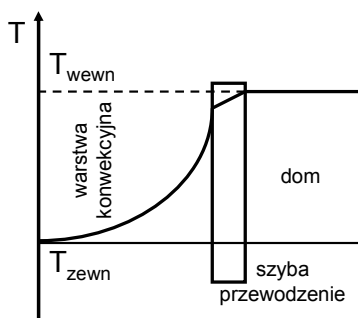
Inny, o wiele efektywniejszy od przewodzenia sposób przekazywania ciepła to konwekcja. Konwekcyjne przenoszenie ciepła pomiędzy dwoma układami o różnych temperaturach występuje wtedy, gdy mamy do czynienia z przepływami materii (gazu lub cieczy) w ośrodku pomiędzy nimi. Przykłady wymiany, czy przekazywania ciepła przez konwekcję to wiatr zwiększający straty ciepła budynków, przepływ czynnika chłodzącego w wymiennikach ciepła, parownikach, skraplaczach itd.

Strumień ciepła przenoszony wskutek konwekcji wyraża się wzorem:

$$P = \dot{Q} = h \cdot S \cdot (T_g - T_z)$$

gdzie h to tzw. współczynnik konwekcji, wyrażony w W/m^2K . Wartości tego współczynnika zmieniają się w szerokim zakresie, od wartości 5 do 25 dla konwekcji naturalnej w powietrzu, poprzez 25 do 250 dla konwekcji wymuszonej w powietrzu, do wartości 3000 do 60000 dla wody w warunkach wrzenia. Warto zwrócić uwagę, że postać tego wzoru jest spójna ze wzorem wynikającym z tzw. prawa stygnięcia Newtona ($dT/dt \sim \Delta T$).

Typowy problem związany ze stratami ciepła w budynku przedstawiono na Rys. 2.11.



Rys. 2.11. Przepływ ciepła wskutek przewodzenia i konwekcji przez okno szklane. Temperatura na zewnętrznej powierzchni szyby jest zależna i od przewodzenia ciepła przez szybę, jak i od procesów konwekcyjnego przepływu ciepła od szyby do otoczenia.

Z rysunku wynika, że wydajniejszy przekaz ciepła przez warstwę konwekcyjną na zewnątrz szyby powoduje obniżenie temperatury na zewnętrznej powierzchni szyby zwiększając straty ciepła.

szając strumień ciepła skierowany przez szybę na zewnątrz.

Zadanie. Obliczyć strumień ciepła traconego przez okno z domu o temperaturze wewnątrz 20°C do otoczenia o temperaturze -10°C . Okno to pojedyncza szyba o grubości 5 mm i przewodnictwie cieplnym $1,4\text{W/m}\cdot\text{K}$, o powierzchni $1 \times 0,5\text{ m}^2$. Wiatr na zewnątrz powoduje, że wartość współczynnika konwekcji wynosi $100\text{ W/m}^2\text{K}$.

Wskazówka. Rozwiązania zadania polega na wyliczeniu temperatury na zewnętrznej powierzchni szyby. Temperatura ta, w warunkach podanych w zadaniu, wynosi $12,1^{\circ}\text{C}$, co można łatwo wyliczyć z prostego równania. Można sprawdzić, że dla tej temperatury oba strumienie ciepła, wskutek przewodzenia przez szybę

$$\dot{Q} = -k \cdot S \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} = -1,4 \cdot 0,5 \frac{20 - 12,1}{0,005} = -1106\text{W}$$

i wskutek konwekcji

$$\dot{Q} = h \cdot S \cdot (T_g - T_z) = 100 \cdot 0,5 \cdot (12,1 - (-10)) = 1105\text{W}$$

są w granicach błędu takie same.

3.3. Promieniowanie cieplne

Jak wiadomo, fale elektromagnetyczne przenoszą energię. Wszystkie ciała o temperaturze wyższej niż 0 K (bezwzględne zero) emitują fale elektromagnetyczne, którego widmo będzie odpowiadało widmu ciała doskonale czarnego o tej samej temperaturze. Strumień promieniowania cieplnego, emitowanego przez dany układ o ustalonej temperaturze T wynosi:

$$P_e = \dot{Q} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot S \cdot T^4$$

gdzie $\sigma = 5,6703 \times 10^{-8}\text{ W/m}^2\text{K}^4$ to stała Stefana – Boltzmanna, ε to zdolność emisyjna (równa zdolności absorpcyjnej) powierzchni ciała (od 0 do 1) i S to powierzchnia ciała.

Z kolei strumień promieniowania cieplnego absorbowanego z otoczenia będzie:

$$P_e = \dot{Q} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot S \cdot T_{\text{otocz}}^4$$

gdzie T_{otocz} to temperatura otoczenia. Tak więc energia cieplna netto, tracona przez dane ciało wskutek promieniowania cieplnego, będzie zależeć od różnicy czwartych potęg temperatur ciała i jego otoczenia.