

### 1. Primo principio per sistemi aperti.

Il primo principio della termodinamica per i sistemi aperti è espresso dalla relazione  $\dot{Q} - \dot{L} = \sum \dot{m}_u \theta_u - \sum \dot{m}_e \theta_e$ , dove  $\theta$  è l'energia totale del fluido che scorre riferita all'unità di massa.

Poiché  $\theta = h + e_c + e_p$ , la formulazione più generale del primo principio per un sistema a flusso stazionario è  $\dot{Q} - \dot{L} = \sum \dot{m}_u (h_u + w_u^2/2 + gz_u) - \sum \dot{m}_e (h_e + w_e^2/2 + gz_e)$ .

Per un sistema a flusso stazionario a una corrente, indicando con  $\dot{m}$  la portata massica attraverso l'intero volume di controllo ( $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ ) otteniamo:  $\dot{Q} - \dot{L} = \dot{m} [h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1)]$ , se dividiamo per  $\dot{m}$  otteniamo la relazione del primo principio riferita all'unità di massa

$q - l = h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1)$ . Se la variazione delle energie cinetica e potenziale del fluido è trascurabile, l'equazione diventa  $q - l = h_2 - h_1$ .

### 2. Primo principio per sistemi chiusi.

In un sistema chiuso lo scambio netto di energia tra sistema e ambiente sotto forma di calore e lavoro è uguale alla variazione dell'energia totale del sistema  $Q - L = \Delta E$  dove  $Q$ =calore netto scambiato attraverso il contorno del sistema,  $L$ =lavoro netto scambiato,  $\Delta E$ =variazione dell'energia totale del sistema. L'energia totale  $E$  di un sistema è data dalla somma dell'energia interna, l'energia cinetica e l'energia potenziale  $\Rightarrow Q - L = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p$ , dove  $\Delta U = m(u_2 - u_1)$ ,  $\Delta E_c = \frac{1}{2} m(w_2^2 - w_1^2)$  e  $\Delta E_p = mg(z_2 - z_1)$ . Per i sistemi chiusi e stazionari le variazioni delle energie cinetica e potenziale sono trascurabili  $\Rightarrow Q - L = \Delta U$

### 3. Secondo principio della termodinamica e teoremi di Carnot.

Il secondo principio della termodinamica afferma che le trasformazioni avvengono spontaneamente in un solo verso. Il lavoro si converte spontaneamente in calore. Il secondo principio della termodinamica secondo Kelvin-Planck afferma che per qualunque apparecchiatura che operi secondo un ciclo è impossibile ricevere calore da una sola sorgente e produrre una quantità di lavoro utile, ovvero che nessun motore termico può avere un rendimento del 100%. L'enunciato di Clausius invece afferma che è impossibile realizzare una macchina con funzionamento ciclico il cui unico effetto sia il trasferimento di una quantità di calore da un corpo a bassa temperatura a un altro a temperatura più alta. I due enunciati sono equivalenti.

I teoremi di Carnot affermano che il rendimento di un motore termico irreversibile è sempre inferiore a quello di uno reversibile che operi tra le due stesse riserve di calore, e che i rendimenti di tutti i motori termici reversibili che operino tra le due stesse riserve di calore sono gli stessi.

### 4. Primo e secondo principio della termodinamica e loro conseguenze.

Il primo principio della termodinamica afferma che l'energia non può essere né creata né distrutta, ma può solo cambiare forma, ovvero che durante un'interazione tra un sistema e l'ambiente, la quantità di energia guadagnata dal sistema deve essere esattamente uguale alla quantità di energia persa dall'ambiente. Ma la soddisfazione del primo principio non basta per assicurare che una trasformazione avvenga realmente. Esistono esempi di trasformazioni che non violano il primo principio della termodinamica ma che non possono verificarsi (una tazza di caffè che si scalda in un ambiente più freddo). Per sopperire a questa inadeguatezza si introduce un nuovo principio generale, il secondo principio della termodinamica. Il secondo principio afferma che le trasformazioni avvengono spontaneamente in un solo verso. Si può affermare, quindi, che una trasformazione può avvenire soltanto se soddisfa contemporaneamente il primo e il secondo principio.

### 5. Gas ideali e gas reali; energia interna, entalpia e calori specifici dei gas ideali.

#### Trasformazioni politropiche di gas ideale.

I gas ideali sono descritti dall'equazione di stato dei gas perfetti  $p v = RT$ , dove  $R$  è la costante del gas. I gas reali hanno un comportamento simile a quello dei gas perfetti soltanto a pressioni relativamente basse e temperature elevate. Per tenere conto dello scostamento del comportamento dei gas reali da quello dei gas perfetti si può usare il fattore di compressibilità  $Z = (p v)/(RT)$ , che è uguale per tutti i gas a parità di pressione ridotta  $p_R = p/p_{cr}$  e temperatura ridotta  $T_R = T/T_{cr}$ , dove  $p_{cr}$  e  $T_{cr}$  sono pressione e temperatura critiche. Per i gas reali vale l'equazione di stato di Van der Waals, che corregge l'equazione di stato dei gas perfetti considerando gli effetti delle forze di attrazione intermolecolari (introducendo la costante  $a$ ) e del volume occupato dalle molecole del gas (con il termine  $b$ )  $(p + a/v^2)(v - b) = RT$ .

Per i gas perfetti l'energia interna  $u$ , l'entalpia  $h$  e i calori specifici a volume e pressione costante  $c_v$  e  $c_p$  sono funzioni della sola temperatura.  $\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v(T) dT \approx c_{v,med}(T_2 - T_1)$

$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p(T) dT \approx c_{p,med}(T_2 - T_1)$   $c_p = c_v + R$  dove  $R$  è la costante del gas.

Un processo durante il quale pressione e volume sono correlati dalla relazione  $pV^n=C$  dove  $n$  e  $C$  sono costanti, è detto trasformazione politropica. Il lavoro scambiato durante una trasformazione politropica è  $L_V = \int_1^2 p dV = \int_1^2 C V^{-n} dV = \frac{(p_2 V_2 - p_1 V_1)}{(1-n)}$  che per un gas perfetto diventa

$$L_V = mR \frac{(T_2 - T_1)}{(1-n)}$$

## 6. Entropia: definizione, bilanci entropici di sistema chiuso e sistema aperto, principio di non diminuzione dell'entropia, disuguaglianza di Clausius.

La disuguaglianza di Clausius afferma che l'integrale ciclico di  $\delta Q/T$  è sempre inferiore o al più uguale a zero, ed è valida per tutti i cicli reversibili o irreversibili.  $\oint \delta Q/T \leq 0$ . Se il ciclo è almeno internamente invertibile  $\oint \delta Q/T = 0$ , altrimenti  $\oint \delta Q/T < 0$ .  $(\delta Q/T)_{\text{int,rev}}$  rappresenta una nuova grandezza di stato, chiamata entropia, definita dalla relazione  $dS = (\delta Q/T)_{\text{int,rev}}$ . La variazione di entropia di un sistema può essere calcolata integrando l'equazione tra gli stati iniziale e finale  $\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 (\delta Q/T)_{\text{int,rev}}$ . Il principio di non diminuzione dell'entropia afferma che durante una trasformazione l'entropia di un sistema isolato non diminuisce mai, al più rimane costante se la trasformazione è reversibile. Consideriamo le trasformazioni nell'immagine



$\oint \delta Q/T \leq 0 \Rightarrow \oint_2^1 \delta Q/T + \oint_1^2 \delta Q/T \leq 0 \Rightarrow \oint_2^1 \delta Q/T + S_1 - S_2 \leq 0 \Rightarrow \Delta S = S_2 - S_1 \geq \oint_2^1 \delta Q/T \Rightarrow \Delta S = \oint_2^1 \delta Q/T + S_{\text{gen}}$ . Se la trasformazione è reversibile  $S_{\text{gen}} = 0$ , se è irreversibile  $S_{\text{gen}} > 0$ . Il bilancio di entropia dice che la variazione dell'entropia è uguale alla somma dell'entropia scambiata e di quella generata. Per i sistemi chiusi, la variazione di entropia è data da  $S_2 - S_1 = \sum (Q_k/T_k) + S_{\text{gen}}$ , ovvero che la variazione di entropia di un sistema chiuso durante una trasformazione è uguale alla somma dell'entropia scambiata attraverso il contorno per effetto dello scambio termico e dell'entropia generata all'interno del sistema stesso.

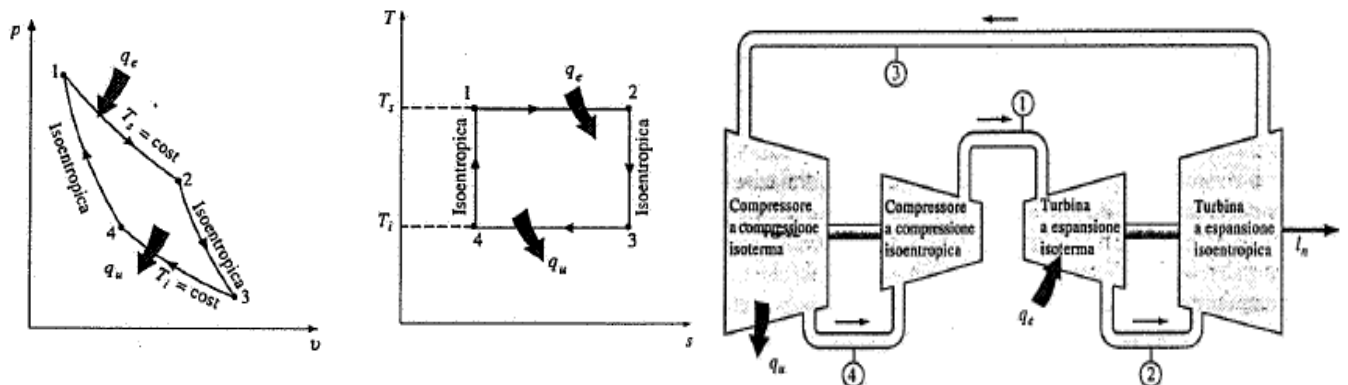
La variazione di entropia nell'unità di tempo all'interno del volume di controllo  $\frac{dS_{\text{VC}}}{dt}$  durante una trasformazione è uguale alla somma dell'entropia scambiata per scambio termico attraverso il contorno del VdC, dell'entropia scambiata per trasporto di massa e dell'entropia generata nell'unità di tempo per la presenza di irreversibilità all'interno del volume di controllo

$$\frac{dS_{\text{VC}}}{dt} = \sum \left( \frac{Q_k}{T_k} \right) + \sum \dot{m}_e S_e - \sum \dot{m}_u S_u + S_{\text{gen,VC}}$$

In condizioni di flusso stazionario abbiamo

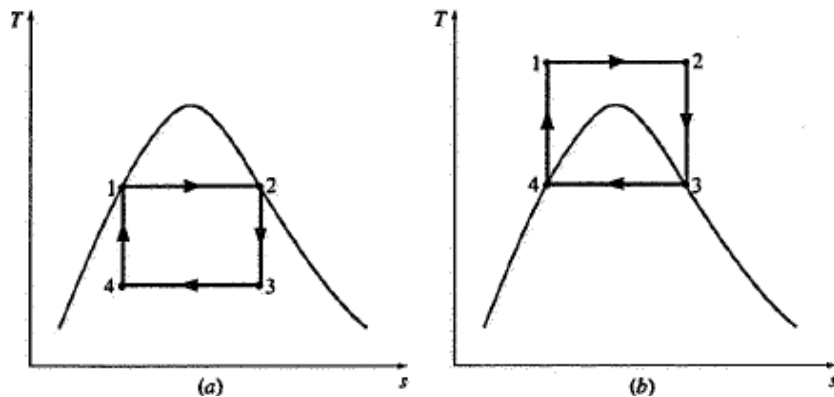
$$\dot{S}_{\text{gen}} = \sum \dot{m}_u S_u - \sum \dot{m}_e S_e - \sum \left( \frac{Q_k}{T_k} \right)$$

## 7. Motore termico di Carnot: caratteristiche (schema funzionale, rappresentazione in un diagramma termodinamico), sua importanza in termodinamica e difficoltà pratiche di realizzazione.



Il ciclo di Carnot è composto da quattro trasformazioni totalmente reversibili: una somministrazione di calore isoterma, un'espansione isoentropica, una sottrazione di calore isoterma e una compressione isoentropica. Il ciclo di Carnot è il ciclo di maggior efficienza che possa essere eseguito tra una sorgente termica a temperatura  $T_s$  e un pozzo termico a temperatura  $T_i$ . Il suo rendimento termico è  $\eta_{t,\text{carnot}} = 1 - \frac{T_i}{T_s}$ . Questa espressione consente di dire che il rendimento termico aumenta all'aumentare della temperatura media alla quale il calore viene

fornito al sistema e al diminuire della temperatura media alla quale il calore viene ceduto dal sistema. Il ciclo di Carnot è il ciclo di riferimento con il quale confrontare le prestazioni di altri cicli ideali o quelli reali. Il ciclo di Carnot presenta molti problemi nella realizzazione pratica. Se si considera infatti un ciclo ad acqua, si può notare che le trasformazioni 1-2 e 3-4 sono molto al di sotto del punto critico quindi il rendimento termico è conseguentemente basso. Nelle trasformazioni 2-3 e 4-1 la turbina e il compressore lavorano con una miscela saturo di liquido e vapore, che può causare il logoramento del dispositivo. Inoltre, è difficile controllare il processo di condensazione in modo da arrestarlo al titolo richiesto nello stato 4.



### 8. Ciclo di Carnot inverso: formule di prestazione e relativa dimostrazione, realizzazione pratica e limiti operativi.

Con l'inversione delle trasformazioni che costituiscono un ciclo di Carnot, si ottiene un ciclo inverso di Carnot. All'interno di un evaporatore il refrigerante assorbe isotericamente la quantità di calore  $Q_i$  da una sorgente a bassa temperatura  $T_i$ , viene poi compresso isoentropicamente fino allo stato 3, con aumento della temperatura a  $T_s$ , cede isotericamente la quantità di calore  $Q_s$  a un pozzo a temperatura superiore  $T_s$  e, infine, si espande isoentropicamente fino allo stato 1, con diminuzione della temperatura a  $T_i$ . Durante la trasformazione 3-4 il refrigerante cambia fase passando da vapore saturo a liquido saturo all'interno di un condensatore. I coefficienti di prestazione della macchina frigorifera di Carnot e della pompa di calore di Carnot sono espressi dalle relazioni:

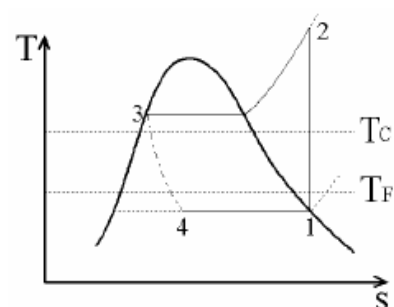
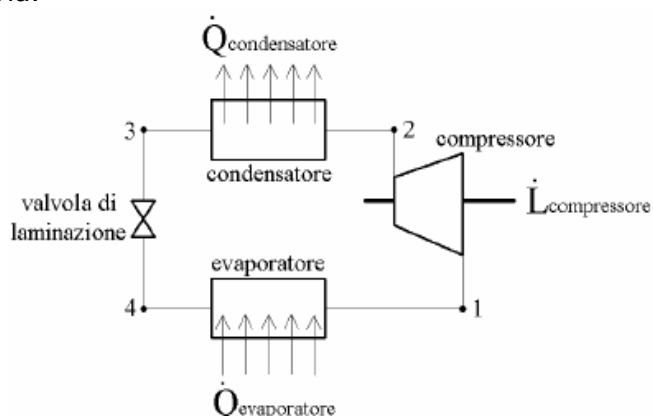
$$\text{COP}_{F, \text{Carnot}} = \frac{1}{\left[\frac{T_s}{T_i} - 1\right]} \quad \text{COP}_{\text{PdC, Carnot}} = \frac{1}{\left[1 - \frac{T_i}{T_s}\right]}$$

Il ciclo inverso di Carnot presenta molti problemi

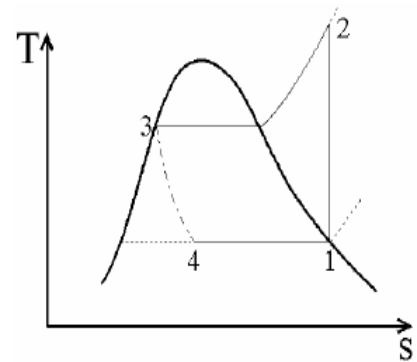
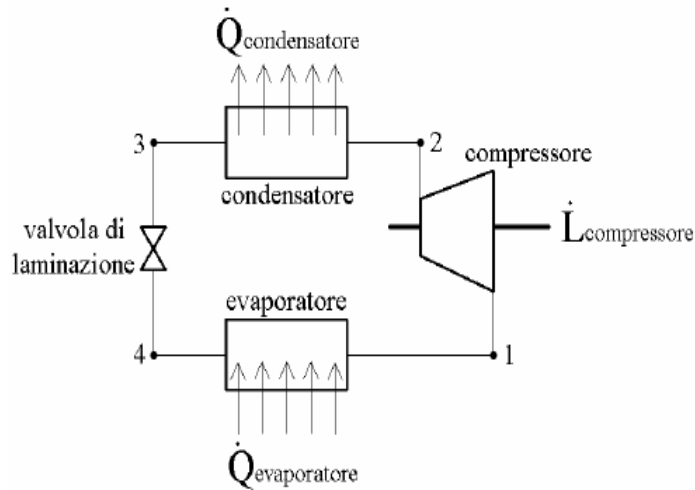
nella realizzazione pratica. Le trasformazioni 2-3 e 4-1 non possono essere realizzate poiché richiederebbero rispettivamente un compressore e una turbina funzionanti in presenza di una miscela di liquido e vapore. Si potrebbe pensare di risolvere questi problemi eseguendo il ciclo inverso di Carnot al di fuori della zona delle miscele sature ma sarebbe difficile realizzare i processi isotermini di scambio termico.

### 9. Illustrare il funzionamento di una pompa di calore a compressione di vapori e dei dispositivi che essa integra.

Una pompa di calore trasferisce calore da un ambiente a bassa temperatura a uno ad alta temperatura, con lo scopo di mantenere caldo l'ambiente ad alta temperatura, fornendogli il calore assorbito da una sorgente a bassa temperatura. Il compressore crea la differenza di pressione che permette al ciclo di ripetersi: pompa il fluido refrigerante attraverso l'evaporatore, dove evapora a bassa pressione assorbendo calore, in seguito lo comprime e lo spinge all'interno del condensatore, dove condensa ad alta pressione rilasciando il calore precedentemente assorbito. Il fluido refrigerante cambia di stato all'interno dei due radiatori: nell'evaporatore passa da liquido a gassoso, viceversa nel condensatore. Esempi di macchine di questo tipo sono i condizionatori d'aria.

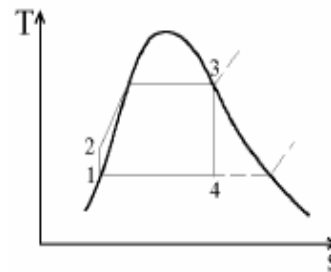
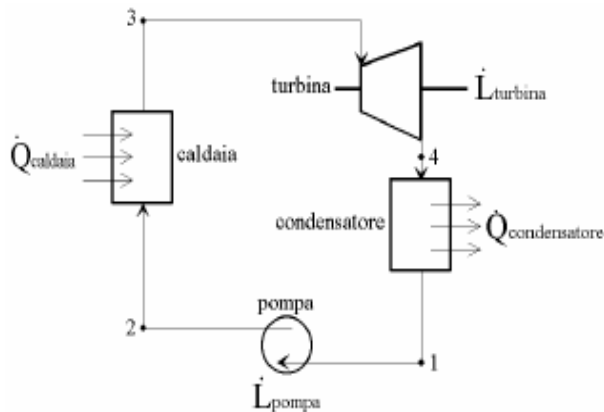


**10. Ciclo frigorifero ideale. (NB: la risposta a questa domanda potrebbe essere il ciclo inverso di Carnot)**



Le macchine frigorifere permettono lo scambio di calore da corpi a bassa temperatura verso altri a più alta temperatura, operano secondo un ciclo impiegando un fluido detto refrigerante. Il ciclo termodinamico più usato per il funzionamento delle macchine frigorifere è quello frigorifero a compressione di vapore che si realizza impiegando un compressore, un condensatore, una valvola di laminazione e un evaporatore. Il refrigerante, che entra nel compressore allo stato di vapore e viene compresso fino alla pressione di ingresso nel condensatore, quando lascia il compressore ha una temperatura relativamente alta, per cui, giunto nel condensatore, condensa cedendo calore all'ambiente circostante. A seguito dell'effetto della laminazione temperatura e pressione del refrigerante si riducono drasticamente. Il refrigerante passa poi nell'evaporatore dove evapora assorbendo calore dall'ambiente refrigerato.

**11. Illustrare il funzionamento di un impianto a ciclo Rankine senza surriscaldamento ed i dispositivi che esso integra.**

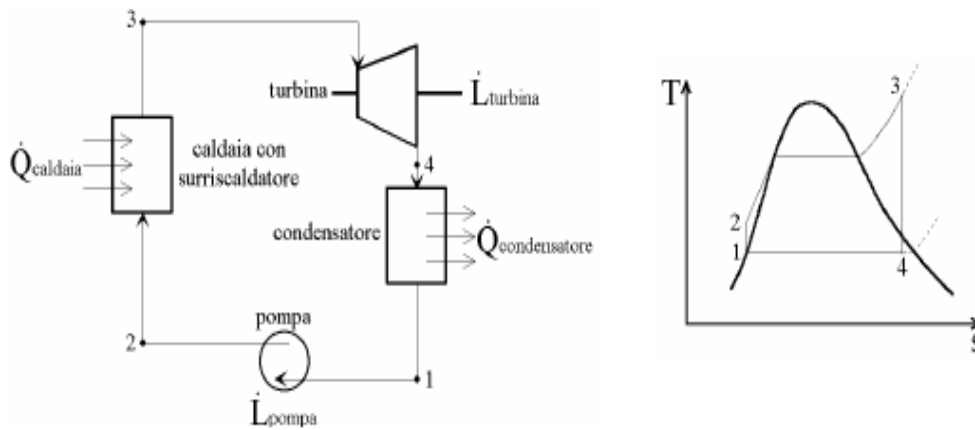


Le difficoltà che si incontrano nella realizzazione pratica del ciclo di Carnot possono essere superate surriscaldando il vapore d'acqua in caldaia e condensandolo completamente nel condensatore, ottenendo il ciclo di Rankine, il ciclo ideale degli impianti motori a vapore. L'acqua entra nella pompa nello stato 1 come liquido saturo e viene compressa isoentropicamente fino alla pressione di funzionamento della caldaia. La temperatura dell'acqua aumenta leggermente in conseguenza alla piccola diminuzione del volume specifico. L'acqua entra in caldaia come liquido sottoraffreddato dello stato 2 ed esce come vapore surriscaldato nello stato 3. Il vapore surriscaldato entra in turbina e si espande isoentropicamente producendo lavoro meccanico con la messa in rotazione di un albero, che spesso è collegato a un generatore elettrico. La pressione e la temperatura del vapore scendono ai valori dello stato 4, che corrisponde a una miscela saturo di liquido e vapore di elevato titolo. Da qui entra nel condensatore, dove viene condensato a pressione costante cedendo calore a un pozzo termico, infine il vapore esce dal condensatore come liquido saturo ed entra nella pompa per ripetere il ciclo. Questo ciclo è adottato principalmente nelle centrali termoelettriche con turbine a vapore.

**12. Illustrare il funzionamento di un impianto a ciclo Rankine con surriscaldamento ed i dispositivi che esso integra.**

Il ciclo Rankine ideale con surriscaldamento differisce dal ciclo Rankine ideale semplice per il fatto che l'espansione è frazionata in due stadi. Nel primo stadio il vapore si espande isoentropicamente fino a una pressione intermedia, poi viene inviato nuovamente in caldaia dove è surriscaldato a pressione costante, di solito fino alla stessa temperatura di ingresso nel primo stadio della turbina

fino alla pressione di condensazione. Questo ciclo è adottato principalmente nelle centrali termoelettriche con turbine a vapore. **(eventualmente ampliare con domanda 11)**



### 13. Rendimenti: definizioni e valori ammissibili.

Il rendimento termico permette di qualificare l'efficienza di un motore termico, ed è definito come il rapporto tra il lavoro netto ottenuto e la quantità di calore assorbita. Per i motori termici

$$\eta_t = \frac{L_{n,u}}{Q_e} = 1 - \frac{Q_u}{Q_e} \quad \text{dal momento che } L_{n,u} = Q_e - Q_u. \quad \text{Per il fatto che i motori termici lavorano tra una}$$

sorgente a temperatura  $T_s$  e un pozzo a temperatura  $T_i$ , chiamando  $Q_s$  la quantità di calore scambiata tra il dispositivo e la sorgente e  $Q_i$  la quantità di calore scambiata tra il dispositivo e il

pozzo, il rendimento può essere espresso dalle relazioni  $\eta_t = \frac{L_{n,u}}{Q_s} = 1 - \frac{Q_i}{Q_s}$  (essendo  $L_{n,u} = Q_s - Q_i$ ). Il

rendimento di una macchina frigorifera viene espresso dal coefficiente di prestazione

$$COP_F = \frac{(\text{energia ottenuta})}{(\text{energia fornita})} = \frac{Q_i}{L_{n,u}} = \frac{Q_i}{(Q_s - Q_i)} = \frac{1}{[1 - \frac{Q_i}{Q_s}]} \quad \text{. Anche il rendimento di una pompa di calore è}$$

$$\text{espresso in termini di coefficiente di prestazione } COP_{PdC} = \frac{Q_s}{L_{n,u}} = \frac{Q_s}{(Q_s - Q_i)} = \frac{1}{[1 - \frac{Q_i}{Q_s}]} \quad \text{.}$$

### 14. Legge di Fourier e conducibilità termica; confronto tra i diversi materiali.

La conduzione termica è un tipo di trasmissione del calore che ha luogo all'interno di un materiale in presenza di un gradiente di temperatura, e avviene sia nei solidi che nei liquidi in condizioni statiche. La potenza termica trasmessa attraverso uno strato di materiale di spessore costante  $\Delta x$  è direttamente proporzionale alla differenza di temperatura  $\Delta T$  e all'area  $A$  della superficie normale alla direzione di trasmissione, e inversamente proporzionale allo spessore  $\Delta x$  dello strato. La

costante di proporzionalità  $\lambda$  è detta conducibilità termica del materiale:  $\dot{Q}_{cond} = -\lambda A \frac{\Delta T}{\Delta x}$ . Da

questa relazione possiamo ottenere il postulato di Fourier per la conduzione:

$$\dot{Q}_{cond} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} (-\lambda A \frac{\Delta T}{\Delta x}) = -\lambda A \frac{dT}{dx} \quad \text{. Possiamo inoltre usarla per stimare la conducibilità termica di un}$$

materiale. I metalli hanno conducibilità più elevate e i gas e gli isolanti più basse, che aumentano all'aumentare della temperatura e al diminuire della massa molare. Le conducibilità termiche dei liquidi, invece, hanno valori compresi tra quelle dei solidi e quelle dei gas, e diminuiscono al crescere della massa molare e della temperatura, ad eccezione dell'acqua. Le conducibilità termiche dei metalli puri dipendono dalla componente di reticolo e dalla disposizione delle molecole. La conducibilità di una lega di metalli è molto più bassa di quella di ciascun metallo.

### 15. Coefficiente di scambio termico convettivo in convezione naturale e forzata e relative modalità di determinazione.

La potenza termica trasmessa per convezione si può esprimere con la legge di Newton per la convezione:  $\dot{Q}_{conv} = h(T_s - T_\infty)$  ovvero  $\dot{Q}_{conv} = hA(T_s - T_\infty)$ . Il coefficiente di convezione,  $h$ , si può definire come la potenza termica scambiata tra una superficie solida e un fluido per unità di area della superficie e per unità di differenza di temperatura. Quando un fluido viene fatto scorrere su una superficie solida lo strato di fluido a contatto con la sua superficie aderisce ad essa, cioè uno strato molto sottile di fluido assume velocità nulla rispetto alla parete. Questo fenomeno, noto come condizione di scorrimento nullo, fa sì che la trasmissione del calore dalla superficie solida allo strato

di fluido ad essa adiacente avvenga per conduzione pura, per cui il flusso termico è

$$\dot{q}_{\text{conv}} = \dot{q}_{\text{cond}} = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad \text{dove } T \text{ è la distribuzione di temperatura nel fluido e } \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \text{ è il gradiente di}$$

temperatura all'interfaccia tra solido e fluido. Il flusso termico convettivo da una superficie solida a un fluido è, quindi, semplicemente il flusso termico conduttivo dalla superficie solida allo strato di fluido adiacente ad essa. Possiamo quindi calcolare il valore del coefficiente di convezione, nota la

$$\text{distribuzione della temperatura nel fluido: } h = \frac{-\lambda_{\text{fluido}} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_s - T_{\infty}}$$

#### 16. Studio a parametri concentrati di problemi di conduzione termica in regime variabile: relazione utilizzata e sua determinazione.

Se al tempo  $t=0$  si immerge un corpo di massa  $m$ , area superficiale  $A$ , densità  $\rho$  e calore specifico  $c_p$ , inizialmente a temperatura uniforme  $T_i$ , in un fluido a temperatura costante  $T_{\infty}$ , ha luogo uno scambio termico per convezione tra corpo e fluido. Se la temperatura si può assumere uniforme nel corpo ad ogni istante, la sua evoluzione nel tempo può essere valutata mediante un'analisi a parametri concentrati. Il bilancio di energia nel corpo vale  $hA(T_{\infty}-T)dt = mc_p dT$ , considerando che

$$dT = d(T - T_{\infty}) \text{ e } m = \rho V, \text{ l'equazione diventa } \frac{d(T - T_{\infty})}{(T - T_{\infty})} = \frac{-hA}{\rho c_p V} dt. \text{ Integrando otteniamo}$$

$$T(t) = T_{\infty} + (T_i - T_{\infty}) e^{\frac{-hA}{\rho c_p V} t} = T_{\infty} + (T_i - T_{\infty}) e^{-t/t_c} \quad \text{dove } t_c \text{ è il tempo caratteristico del problema } t_c = \frac{\rho c_p V}{hA}$$

#### 17. Analogia elettrotermica in geometria cilindrica, raggio critico di isolamento termico e sua derivazione matematica.

La conduzione termica in geometria cilindrica può essere considerata monodimensionale e stazionaria, se le temperature all'esterno e all'interno si mantengono costanti. Di conseguenza, la potenza termica trasmessa deve essere costante  $\dot{Q}_{\text{cond,cil}} = \text{costante}$ . La temperatura nel tubo cilindrico dipende solo dal raggio  $r$ ,  $T = T(r)$ , quindi applicando la legge di Fourier abbiamo

$$\dot{Q}_{\text{cond,cil}} = -\lambda A \frac{dT}{dr} \quad \text{dove } A = 2\pi rL \text{ è l'area della superficie attraverso cui avviene la trasmissione del}$$

$$\text{calore. Integrando otteniamo } \dot{Q}_{\text{cond,cil}} = 2\pi\lambda L \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\right)} \quad \text{Questa equazione si può riscrivere come}$$

$$\dot{Q}_{\text{cond,cil}} = \frac{(T_1 - T_2)}{R_{\text{cil}}} \quad \text{dove } R_{\text{cil}} = \frac{\left(\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\right)}{(2\pi\lambda L)} \text{ è la resistenza termica dello strato cilindrico nella}$$

conduzione di calore, o semplicemente la resistenza conduttiva dello strato cilindrico. Se consideriamo un tubo cilindrico circondato di uno strato di materiale isolante di conducibilità termica  $\lambda$ , di raggio interno  $r_1$  e raggio esterno  $r_2$ , la potenza termica trasmessa dal tubo è

$$\dot{Q} = \frac{(T_1 - T_{\infty})}{(R_{\text{isol}} + R_{\text{conv}})} = \frac{(T_1 - T_{\infty})}{\left(\frac{\ln(r_2/r_1)}{(2\pi\lambda L)} + \left(\frac{1}{2h\pi r_2 L}\right)\right)}. \text{ La potenza termica trasmessa in funzione del raggio}$$

esterno dell'isolante presenta un massimo. Il valore di  $r_2$  per cui si ha la massima trasmissione di calore è detto raggio critico dell'isolante  $r_{\text{cr,cil}} = \lambda/h$ . La potenza termica trasmessa dal cilindro aumenta con l'aggiunta di isolante per  $r_2 < r_{\text{cr,cil}}$ , raggiunge un massimo per  $r_2 = r_{\text{cr,cil}}$  e comincia a diminuire per  $r_2 > r_{\text{cr,cil}}$ .

#### 18. Corpi neri e corpi reali in irraggiamento termico. Proprietà emissive del corpo nero e dei corpi reali in irraggiamento termico.

Ogni superficie emette energia sotto forma di radiazione elettromagnetica, che può trasmettersi ad un'altra superficie attraverso un mezzo interposto trasparente alla radiazione stessa. La radiazione elettromagnetica può essere considerata come la propagazione di una serie di pacchetti discreti di energia detti fotoni o quanti, ciascuno con energia  $e = h\nu = hc/\lambda$  ( $h$  = costante di Planck,  $c$  = velocità della luce nel mezzo,  $\nu$  = frequenza,  $\lambda = c/\nu$  = lunghezza d'onda). Il corpo nero è un corpo ideale che serve come riferimento con cui confrontare le proprietà radiative delle superfici reali. Il corpo nero

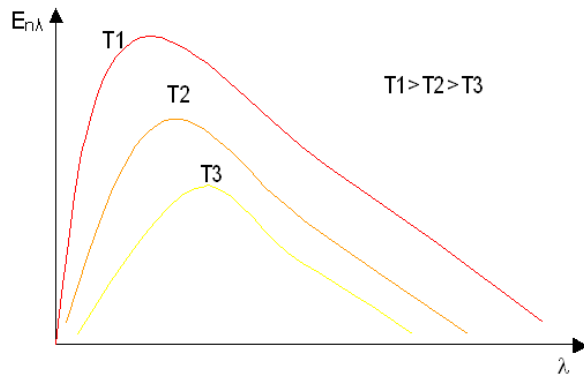
emette la massima radiazione per ogni temperatura e lunghezza d'onda (perfetto emettitore), assorbe tutta la radiazione su di esso incidente (perfetto assorbitore), emette energia radiante uniformemente in tutte le direzioni (emettitore diffuso).

Il potere emissivo di una superficie reale,  $E$  [ $\text{W}/\text{m}^2$ ], può essere ricavato dall'equazione

$E(T) = \epsilon(T) \sigma_0 T^4$ , dove  $\sigma_0$  è la costante di Stefan-Boltzmann, e  $\epsilon(T)$  è detta emissività emisferica totale, ed è il rapporto tra la radiazione emessa da una superficie reale, in tutte le direzioni e su tutte le lunghezze d'onda, e la radiazione emessa dal corpo nero alla stessa temperatura:

$\epsilon(T) = E(T)/E_n(T) = E(T)/\sigma_0 T^4$ . L'emissività emisferica totale può variare da 0 a 1.

### 19. Spettro di emissione monocromatica di corpo nero: diagramma qualitativo e sua spiegazione con riferimento alle leggi di corpo nero.



Spettri di emissione di un corpo nero ricavati dalla Legge della distribuzione di Plank:

$$E_{n\lambda}(\lambda, T) = \frac{C_1}{(\lambda^5 (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1))} \quad \text{dove } E_{n\lambda} = \text{potere emissivo monocromatico del corpo nero } [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})],$$

$\lambda$  = lunghezza d'onda [ $\mu\text{m}$ ],  $C_1$  e  $C_2$  sono costanti. Lo spettro (cioè l'intensità della radiazione emessa ad ogni lunghezza d'onda) di un corpo nero è caratteristico, e dipende unicamente dalla sua temperatura.

Lo spettro di emissione di un corpo nero presenta un massimo, che si presenta a una lunghezza d'onda che diventa sempre più piccola all'aumentare della temperatura. Tale comportamento è descritto dalla Legge dello spostamento di Wien:  $\lambda_{\text{max}} T = 2897.8 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ , mentre l'area sottesa dalla curva può essere ricavata dalla Legge di Stefan-Boltzmann:  $E_n(T) = \int_0^\infty E_{n\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \sigma_0 T^4$  dove  $E_n$  è il potere emissivo del corpo nero [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] e  $\sigma_0$  è la costante di Stefan-Boltzmann.