
ANALISI TERMODINAMICA DEI PROCESSI DI CONVERSIONE

In questo capitolo viene presentata un'analisi dei processi di conversione energetica, basata sul primo e sul secondo principio. Vengono considerati i processi motori ed inversi per delinearne le caratteristiche termodinamiche ed analizzare le possibilità di incremento della loro efficienza definita su base energetica.

8.1. Introduzione

Il secondo principio della termodinamica, introdotto nel cap. 5, si può sintetizzare affermando che non è possibile trasformare integralmente calore in lavoro: esiste cioè una limitazione termodinamica a tale conversione energetica. Le equazioni (5.14), in particolare, precisano che possono essere realizzati soltanto quei processi ciclici che danno origine ad un valore positivo o nullo della traccia termodinamica:

$$\sigma_e = -\sum \frac{Q_i}{T_i} \quad (\geq 0) \quad \text{ovvero} \quad \sigma_e = -\oint \frac{dQ}{T} \quad (\geq 0) \quad (5.14)$$

In base a questo criterio, come è già stato notato, per un sistema chiuso non può essere realizzato un processo ciclico motore monotermodiabatico, in cui cioè si converte energia termica in energia meccanica scambiando calore con una sola sorgente (enunciato di Kelvin-Planck). Per convertire energia termica in energia meccanica sono necessarie almeno due sorgenti. Ciò suggerisce di esaminare le relazioni esistenti tra un sistema, che compie con continuità lavoro sull'esterno in un *ciclo motore* o *diretto*, e le sorgenti termiche, considerando il più semplice processo, tra due sole sorgenti, una a T_1 e l'altra a T_2 , per verificarne la fattibilità. Per sorgente termica si intende un sistema o apparato in grado di scambiare calore senza che vari la sua temperatura; l'acqua dell'oceano e l'aria atmosferica possono rappresentare degli esempi naturali di sorgente termica.

8.2. Frazione utilizzata ed utilizzabile di un ciclo semplice motore

Si consideri un ciclo motore in cui il sistema evolve tra due temperature estreme T_1 e T_2 (quelle delle sorgenti, tali che sia $T_1 > T_2$ per ipotesi) scambiando, rispettivamente, le quantità di calore Q_1 e Q_2 , in modo isoterma. Al fine di completare il ciclo con due sole sorgenti termiche, è necessario collegare le trasformazioni isoterme con due adiabatiche, che possono essere reversibili o irreversibili. Il processo ciclico risultante è detto *ciclo semplice* o

bitermico ed è dunque costituito da due trasformazioni isoterme intervallate da due adiabatiche (v. schema Fig. 8.1).

Per stabilire la direzione secondo la quale dovrebbero essere effettuati gli scambi di calore al fine di ottenere lavoro meccanico con continuità, si può considerare l'espressione del secondo principio, nella formulazione (5.14), unitamente al bilancio energetico del sistema. Si ha così:

$$\sigma_e = -\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \geq 0 \quad \text{ovvero:} \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

da cui:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_2}{T_1} - \frac{Q_2}{T_1} \leq 0$$

e infine:

$$\frac{Q_1 + Q_2}{T_1} + Q_2 \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \leq 0 \quad (8.1)$$

Essendo il ciclo motore, è per ipotesi $(Q_1 + Q_2) = L > 0$. Inoltre è $T_2 < T_1$; deve dunque essere $Q_2 < 0$.

In un ciclo motore semplice, il sistema termodinamico riceve dunque calore dalla sorgente a temperatura superiore e ne cede parte alla sorgente inferiore. Gli scambi energetici hanno la direzione indicata in Fig. 8.1.

Si noti inoltre che Q_2 non può essere ridotto quanto si vuole. Il suo valore limite è dato dalla condizione $\sigma_e = 0$; pertanto il calore ceduto alla sorgente inferiore non è mai nullo e per la (8.1) si ha:

$$Q_2 \leq -L \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (8.2)$$

La prestazione di un sistema che compie un ciclo motore termodinamico può in generale essere descritta su base energetica considerando la frazione di energia fornita sotto forma di calore che è convertita in lavoro meccanico e cioè il rapporto tra l'effetto desiderato e quanto si richiede per ottenerlo. Per un qualsiasi sistema motore si definisce allo scopo *frazione utilizzata* (in lavoro meccanico) dello scambio termico positivo Q_1 , o *efficienza termica* del processo (motore) di conversione, il rapporto:

$$\eta = \frac{L}{Q_1} \quad (8.3)$$

tra il lavoro netto ottenuto L ed il calore fornito Q_1 .

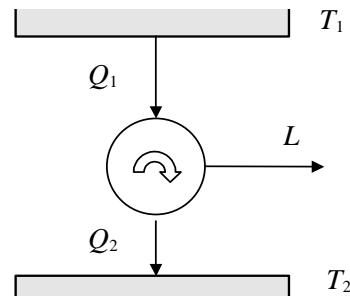


Fig. 8.1. Schema di un ciclo motore semplice.

Il valore dell'efficienza η di un ciclo semplice può scriversi in funzione delle grandezze prima introdotte, mediante le seguenti due relazioni fondamentali, espressioni del primo e del secondo principio:

$$Q_1 + Q_2 = L \quad \text{e} \quad \sigma_e = -\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \geq 0$$

Sostituendo la prima nella (8.3) risulta:

$$\eta = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} \quad (8.4)$$

Dalla seconda si ha inoltre:

$$Q_2 = -T_2 \left(\sigma_e + \frac{Q_1}{T_1} \right)$$

e quindi:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} - \frac{T_2}{Q_1} \sigma_e \quad (8.5)$$

La relazione (8.5) evidenzia due effetti che rendono l'efficienza di un ciclo semplice minore dell'unità: l'*effetto Carnot*, associato soltanto alle temperature assolute delle due sorgenti, e l'*effetto Clausius*, associato alle irreversibilità. La massima efficienza per un processo con due date sorgenti, cioè la *frazione utilizzabile* (η_0) in lavoro meccanico del calore fornito al sistema, si ottiene nel caso di produzione entropica nulla, cioè di trasformazioni tutte reversibili:

$$\eta_0 = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (8.6)$$

Il ciclo motore semplice reversibile, costituito da due isoterme e due adiabatiche, viene denominato *ciclo (diretto) di Carnot*, in onore di Sadi Carnot, il termodinamico francese che per primo lo propose (1824). Alla reversibilità delle trasformazioni si associa, nel ciclo di Carnot, il presupposto di scambi di calore effettuati con sorgenti termostatiche.

Per un ciclo semplice, reversibile o no, è dunque:

$$\eta = \eta_0 - \frac{T_2}{Q_1} \sigma_e \quad (8.7)$$

Ne risulta che in un processo semplice motore, reale, il calore Q_1 fornito al sistema dalla sorgente alla temperatura superiore si ritrova in parte in lavoro meccanico (nella frazione η) ed in parte in calore versato alla sorgente inferiore, come conseguenza dell'effetto Carnot e dell'effetto Clausius:

$$Q_1 \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} &\text{- lavoro meccanico netto:} \quad L = \eta Q_1 \\ &+ \\ &\text{- calore ceduto alla sorgente inferiore } Q_2, \text{ costituito da :} \end{aligned}$$

$$\frac{T_2}{T_1} Q_1 \quad (\text{effetto Carnot}) + \frac{T_2}{Q_1} \sigma_e Q_1 \quad (\text{effetto Clausius}).$$

La grandezza η , definita dalla (8.3) viene anche detta rendimento, ma generalmente per “rendimento” si intende il rapporto tra ciò che effettivamente si ricava da un processo e ciò che si otterrebbe nel caso ideale, ammettendo il valore limite unitario per processi ideali. Nei cicli termodinamici semplici motore la (8.6) misura la frazione dell’energia termica convertibile in energia meccanica in un processo ideale ed è una quantità minore dell’unità. Per questi motivi sembra più appropriato utilizzare per la frazione (8.3) le denominazioni di frazione utilizzata o efficienza termica.

Per caratterizzare la qualità del processo rispetto agli effetti delle irreversibilità, può invece definirsi *rendimento* (ρ) il rapporto tra la frazione utilizzata e la frazione utilizzabile, rapporto che viene detto *alla Clausius* perché ammette un valore limite unitario. Per un ciclo semplice risulta:

$$\rho = \frac{\eta}{\eta_0} = 1 - \frac{T_2}{Q_1} \frac{\sigma_e}{\eta_0} \quad (8.8)$$

Il ciclo di Carnot presenta dunque rendimento ρ unitario e, come verrà specificato, la più elevata efficienza tra tutti i possibili cicli diretti.

8.3. Energia termica convertibile in lavoro meccanico

Come già notato commentando la (8.5), l’effetto Carnot dipende dal rapporto tra le temperature delle sorgenti e non si può pertanto modificare una volta fissate le temperature stesse. L’effetto Clausius può essere ridotto operando in modo da ridurre le irreversibilità delle trasformazioni. L’aumento della frazione utilizzata, per una data T_1 , può dunque aversi sia diminuendo la temperatura della sorgente inferiore T_2 , sia diminuendo la produzione entropica per irreversibilità.

Con riferimento ad un ciclo semplice reversibile si può facilmente osservare che non si ha convenienza a diminuire la temperatura T_2 al di sotto della temperatura ambiente T_a . Per realizzare infatti una sorgente termica (operante a regime) a $T_2 < T_a$ è necessario che il calore ad essa trasferito (Q_2) venga con continuità asportato con un ciclo inverso.

Un tale sistema risulterebbe quindi costituito da un ciclo motore operante tra T_1 e $T_2 (< T_a)$, e da un ciclo inverso che riceve il calore Q_2 rilasciato dal ciclo motore (a T_2) e cede calore all’ambiente a T_a , secondo lo schema di Fig. 8.2.

Complessivamente si avrebbe:

$$\eta_0 = \frac{L}{Q_1} = \frac{L_{motore} - |L_{inv}|}{Q_1}$$

Dalla rappresentazione dei cicli semplici nel piano entropico, tenendo conto del significato delle aree, si evidenzia che il complesso dei due cicli è equivalente ad un

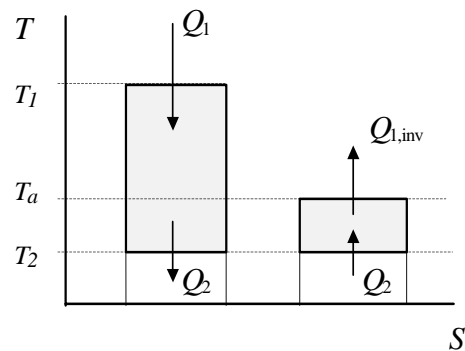


Fig. 8.2. Schema per indicare la non convenienza termodinamica ad operare con $T_2 < T_a$.

unico ciclo motore funzionante tra le temperature T_1 e T_a .

L'efficienza massima di conversione di una data quantità di calore disponibile a T_1 è pertanto:

$$(\eta_0)_{\max} = 1 - \frac{T_a}{T_1} \quad (8.9)$$

In un processo di conversione dell'energia, anche se reversibile, una parte dell'energia termica disponibile (Q_1) non può dunque essere utilizzata: questa parte è proporzionale alla temperatura ambiente (T_a) ed alla variazione di entropia (Q_1/T_1) che accompagna l'acquisizione del calore da parte del sistema evolvente.

In sintesi il primo principio non esclude la possibilità di trasformare completamente energia da una forma ad un'altra. Il secondo principio precisa però che esiste una limitazione termodinamica e che la trasformazione integrale di calore in lavoro non è possibile.

Data una quantità di calore fornito da una sorgente termica, una porzione di essa può essere convertita in lavoro meccanico ed è chiamata "energia utilizzabile" (*available energy*) o "exergia", la rimanente parte è "energia non convertibile" (*unavailable energy*). Per una sorgente a T_1 , da cui viene estratta una quantità di calore Q_1 , l'energia non utilizzabile è $Q_2 = T_a Q_1 / T_1$. Assegnate dunque uguali quantità di calore Q a differenti temperature (T_1 e T_1'), la possibilità di conversione in lavoro meccanico dipende dalla temperatura a cui esse

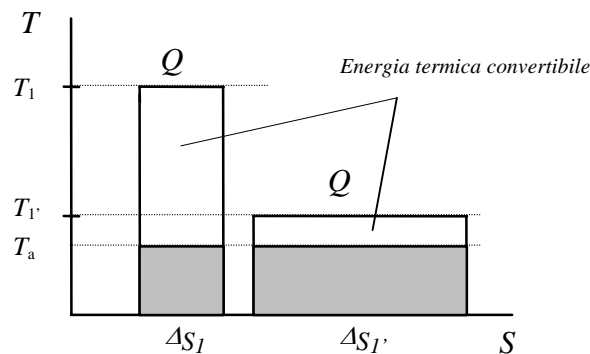


Fig. 8.3. La frazione di energia termica convertibile dipende dalla temperatura a cui è disponibile.

sono disponibili e la frazione di energia termica convertibile è tanto maggiore quanto più elevata è tale temperatura. In Fig. 8.3 è schematicamente indicata, per due uguali quantità di calore ($Q = T_1 \Delta S_1 = T_1' \Delta S_1'$), la corrispondente frazione convertibile in lavoro meccanico: essa dipende chiaramente dalla temperatura, che costituisce una misura della "qualità" dell'energia termica.

Esempio 8.1

Determiniamo la quantità minima di calore da fornire alla temperatura t_1 di 600 °C per ottenere una unità di lavoro netto, nell'ipotesi che la temperatura T_2 sia pari a 300 K.

In questo caso si ha $T_1=600+273.15= 873.15$ K.

La massima efficienza per un processo con due date sorgenti, cioè la *frazione utilizzabile* (η_0) è data dalla (8.6):

$$\eta_0 = \frac{L}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{300}{873.15} = 0.656 \quad (8.6)$$

ovvero

$$\left(\frac{Q_1}{L}\right)_{\text{minimo}} = 1.523$$

Si conclude che, nelle ipotesi date, per ottenere 1 kJ di lavoro netto, si deve fornire ad un ciclo almeno 1,523 kJ di calore.

8.4. Frazione utilizzata di cicli diretti composti

I cicli motori che si realizzano nelle macchine termiche non sono, in generale, semplici; essi per varie ragioni sono caratterizzati da scambi termici che possono interessare una molteplicità di sorgenti a diversa temperatura e vengono perciò detti *cicli composti*. Il ciclo termodinamico generico, che li rappresenta in condizioni di reversibilità, è dato da una curva chiusa che, nel diagramma T, S , è compresa tra una temperatura massima T_1 ed una minima T_2 .

Si consideri ad esempio il ciclo reversibile rappresentato in Fig. 8.4. Per il significato delle aree nel piano entropico:

- la trasformazione A-B-C è caratterizzata da uno scambio termico

positivo pari a $\sum_{j=3}^6 A_j$;

- la trasformazione C-D-A è caratterizzata da uno scambio termico

negativo pari a $\sum_{j=4}^6 A_j$.

Il confronto tra l'efficienza del ciclo in esame e quella di un ciclo semplice operante tra le stesse temperature estreme, fornisce:

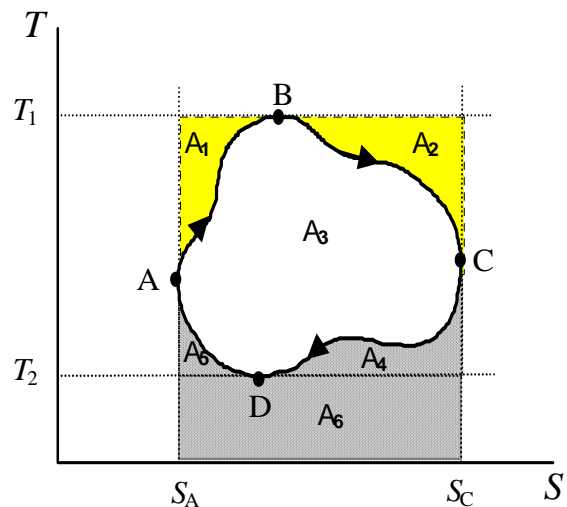


Fig. 8.4. Generico ciclo motore composto reversibile.

- per il ciclo composto:

$$\eta'_0 = 1 + \frac{\sum Q_2^i}{\sum Q_1^i} = 1 - \frac{\sum |Q_2^i|}{\sum Q_1^i} = 1 - \frac{A_4 + A_5 + A_6}{A_3 + A_4 + A_5 + A_6}$$

- per il ciclo semplice:

$$\eta_0 = 1 - \frac{A_6}{\sum_{k=1}^6 A_k}$$

E' pertanto $\eta'_0 < \eta_0$ e dunque la frazione utilizzabile di un ciclo di Carnot è sempre maggiore di quella di un ciclo composto a parità di temperature massima e minima.

Sempre per un ciclo reversibile, indicando con \bar{T}_1 e con \bar{T}_2 le temperature medie a cui avvengono lo scambio termico positivo e quello negativo, rispettivamente, si può anche scrivere:

$$Q_1 = \int_{ABC} T dS = \bar{T}_1 \Delta S_{A-C}$$

$$Q_2 = \int_{CDA} T dS = \bar{T}_2 \Delta S_{C-A}$$

da cui ancora:

$$\eta'_0 = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1} \quad (8.10)$$

Notando che $\bar{T}_2 > T_2$ e $\bar{T}_1 < T_1$, si conclude ancora che $\eta'_0 < \eta_0$.

L'espressione (8.10) ottenuta per la frazione utilizzabile mette in evidenza come l'efficienza termica di un ciclo composto dipenda dalle temperature medie di acquisizione e cessione del calore. Operativamente, poiché le temperature massime sono limitate da esigenze di carattere tecnologico, miglioramenti nella efficienza di conversione derivano dal rendere più elevata possibile la temperatura media a cui il sistema riceve calore, riducendo nel contempo la temperatura media a cui il calore viene ceduto all'esterno.

Più in generale, per un ciclo composto reale, si ha:

$$\int_{ABC} \frac{dQ}{T} + \int_{CDA} \frac{dQ}{T} + \sigma_e = 0 \quad (8.11)$$

Si può inoltre porre:

$$\int_{ABC} \frac{dQ}{T} = \xi' \frac{Q_1}{T_1} \quad \text{con} \quad \int_{ABC} dQ = Q_1 \quad \text{e} \quad \xi' > 1$$

$$\int_{CDA} \frac{dQ}{T} = \xi'' \frac{Q_2}{T_2} \quad \text{con} \quad \int_{CDA} dQ = Q_2 \quad \text{e} \quad \xi'' < 1$$

Ne deriva che:

$$\xi' \frac{Q_1}{T_1} + \xi'' \frac{Q_2}{T_2} + \sigma_e = 0$$

e quindi:

$$Q_2 = -(\sigma_e + \xi' \frac{Q_1}{T_1}) \frac{T_2}{\xi''}$$

Essendo comunque per il primo principio $Q_1 + Q_2 = L$, risulta:

$$\eta = \frac{L}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} - \frac{\sigma_e}{\xi''} \frac{T_2}{Q_1} - \frac{T_2}{T_1} (\xi' - 1) \quad (8.12)$$

in cui si è posto $\xi = \xi' / \xi''$, quantità maggiore di uno.

Attraverso la (8.12), vengono quindi messi in evidenza tre effetti che rendono minore dell'unità la frazione utilizzata per un generico ciclo motore: l'effetto Carnot, misurato dal rapporto tra le due temperature estreme delle sorgenti termiche $\frac{T_2}{T_1}$; l'effetto Clausius,

dipendente dalla produzione entropica e dato da $\frac{\sigma_r}{\xi''}$, ed infine l'effetto di molteplicità delle sorgenti termiche $(\xi - 1) T_2 / T_1$.

Si può facilmente notare che il fattore ξ' diminuisce (avvicinandosi all'unità) col diminuire dell'ampiezza del campo di variazione della temperatura, durante la fase di scambio termico positivo. Analogamente il fattore ξ'' aumenta, tendendo all'unità, col diminuire dell'ampiezza del campo di variazione della temperatura durante la fase di scambio termico negativo. Per questa ragione negli impianti tecnici si cerca di concentrare gli scambi termici in due fasi, a cui corrispondano variazioni relativamente contenute della temperatura, adottando opportuni accorgimenti tra cui, ad esempio, scambi termici con trasferimento di energia "interno" al sistema, che si attuano in particolari componenti detti *rigeneratori*.

8.5. Rappresentazione del ciclo semplice motore reale nel diagramma entropico

Si consideri un ciclo semplice motore in cui le irreversibilità siano distribuite nelle sole trasformazioni adiabatiche di compressione e di espansione. Il processo è dunque costituito da due isoterme e da due adiabatiche reali.

Se sono noti i valori di T_1 , T_2 e Q_1 la trasformazione 1-2 è determinata e si ha: $\Delta S_{1,2} = \frac{Q_1}{T_1}$. Per individuare lo stato 3, sull'isoterma a T_2 , occorre conoscere la produzione entropica $\Delta S_s'$ che caratterizza l'espansione 2-3. Similmente la 3-4 è individuata se è nota la produzione entropica $\Delta S_s''$ della 4-1. Il calore scambiato lungo la 3-4 risulta infatti:

$$Q_2 = -(\Delta S_s' + \Delta S_s'' + \frac{Q_1}{T_1})T_2 \quad (8.13)$$

Lo scambio termico Q_2 dovrà dunque essere tale da produrre una variazione di entropia complessiva pari alla somma delle produzioni entropiche dovute alle irreversibilità più la variazione entropica associata allo scambio termico reversibile Q_1 .

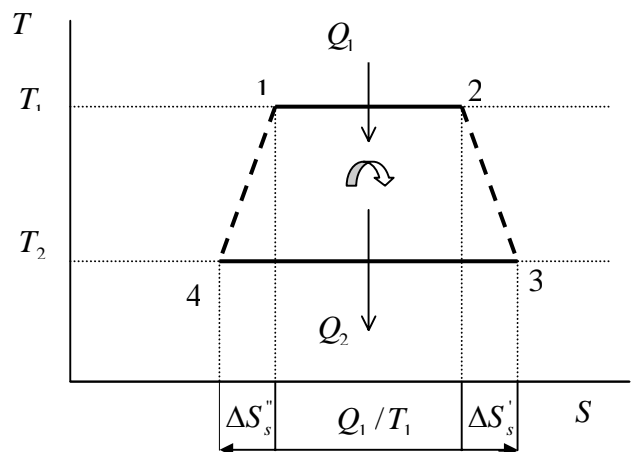


Fig. 8.5. Ciclo semplice motore reale.

Il diagramma riportato in Fig. 8.5 permette di individuare la parte del calore Q_1 non utilizzata per effetto Carnot ($T_2 (Q_1 / T_1)$), mentre le due aree $T_2 \Delta S'_s$ e $T_2 \Delta S''_s$ misurano le quote non utilizzate per effetto Clausius (v. eq. (8.5)).

Si può infine notare che l'area racchiusa dal ciclo tracciato non rappresenta gli effettivi scambi tra il sistema e l'esterno, per la presenza delle trasformazioni irreversibili. Gli scambi termici effettivamente rappresentati dalle aree sottostanti le trasformazioni sono soltanto quelli relativi alle due trasformazioni isoterme e lo scambio di lavoro netto, nel suo equivalente termico, è ottenuto sottraendo al calore fornito al fluido Q_1 il totale calore (Q_2) non utilizzato meccanicamente, dato dalla relazione (8.13).

8.6. Il ciclo semplice inverso

Se si inverte la direzione dei processi termodinamici del ciclo semplice diretto, tutti gli scambi energetici di calore e lavoro cambiano il loro segno: il sistema evolvente riceve una data quantità di lavoro L per estrarre la quantità di calore Q_2 dalla sorgente a bassa temperatura T_2 , versando alla sorgente alla temperatura più elevata T_1 la quantità di calore:

$$|Q_1| = Q_2 + |L| \quad (8.14)$$

Il processo semplice inverso che così si realizza non contraddice il secondo principio come enunciato da Clausius, poiché il trasferimento di calore dalla sorgente a bassa temperatura a quella a temperatura più elevata non è "spontaneo", ma richiede l'applicazione del lavoro L dall'esterno (Fig. 8.6).

Un ciclo inverso come quello descritto può essere utilizzato con due differenti finalità in relazione al valore delle temperature delle sorgenti, rispetto alla temperatura dell'ambiente esterno circostante.

Se la temperatura della sorgente inferiore T_2 è uguale a quella dell'ambiente esterno, il ciclo inverso può essere utilizzato per effettuare il "riscaldamento termodinamico" e l'impianto è detto a *pompa di calore*. La quantità di calore Q_2 è sottratta alla sorgente inferiore (costituita dall'ambiente esterno) applicando il lavoro L e la somma $|Q_1| = Q_2 + |L|$ viene trasferita al mezzo da riscaldare a temperatura più elevata T_1 .

L'efficacia di un processo a pompa di calore è in generale valutata mediante il rapporto tra il calore utile per il riscaldamento termodinamico ed il lavoro applicato al sistema: tale rapporto è denominato *coefficiente di prestazione* (COP_{hp}) della pompa di calore:

$$COP_{hp} = \varepsilon_{hp} = \frac{|Q_1|}{|L|} = 1 + \frac{Q_2}{|L|} > 1 \quad (8.15)$$

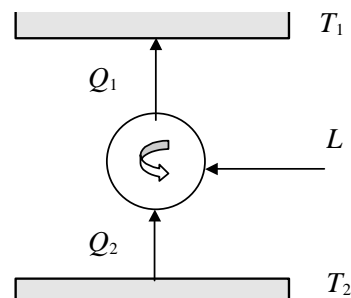


Fig. 8.6. Schema di un ciclo inverso semplice.

Come mostra la (8.15) il coefficiente di prestazione è sempre maggiore di 1 e pertanto è anche detto *coefficiente di amplificazione (COA)*.

In un ciclo inverso semplice reversibile (di Carnot) il calore sottratto alla sorgente inferiore è proporzionale alla temperatura termodinamica di questa, mentre l'equivalente termico del lavoro è proporzionale alla differenza tra le temperature delle due sorgenti. Dalla (8.15) si ha dunque:

$$COP_{hp,0} = \varepsilon_{hp,0} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \quad (8.16)$$

Una diversa utilizzazione del ciclo inverso riguarda i sistemi *frigorigeni* in cui l'ambiente esterno opera da sorgente termica superiore (T_1) ed allora l'effetto che si vuol produrre consiste nella sottrazione di calore alla sorgente inferiore mediante applicazione di lavoro. Il ciclo sarà quindi tanto più efficace quanto maggiore è il calore sottratto (Q_2) e minore il lavoro speso L . Il criterio di bontà per un ciclo frigorifero è in genere dato dall'*effetto frigorifero specifico* (ε) o *coefficiente di prestazione* (COP_f) definito dalla:

$$COP_f = \varepsilon_f = \frac{Q_2}{|L|} \quad (8.17)$$

Per un ciclo inverso di Carnot, l'effetto frigorifero specifico risulta:

$$COP_{f,0} = \varepsilon_{f,0} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (8.18)$$

Le (8.16) e (8.18) indicano che l'efficacia di un ciclo inverso di Carnot è tanto più elevata quanto più piccola è la differenza tra le temperature delle due sorgenti termiche.

Per valutare le prestazioni di un ciclo inverso frigorifero può anche utilizzarsi il reciproco del coefficiente di prestazione, detto *consumo meccanico specifico* γ :

$$\gamma = \frac{|L|}{Q_2} = \frac{|Q_1 + Q_2|}{Q_2} = -\frac{Q_1 + Q_2}{Q_2} = -\frac{Q_1}{Q_2} - 1 \quad (8.19)$$

Sostituendo nella precedente la (5.14) scritta per il ciclo semplice, si ottiene:

$$\gamma = -1 + \sigma_e \frac{T_1}{Q_2} + \frac{T_1}{T_2} \quad (8.20)$$

Il consumo meccanico specifico, nel caso di reversibilità ($\sigma_e = 0$), è dunque minimo ed è funzione delle sole temperature estreme:

$$\gamma_0 = \frac{T_1}{T_2} - 1 \quad (8.21)$$

8.7. Rappresentazione del ciclo semplice inverso reale nel diagramma entropico

Si consideri un ciclo semplice inverso in cui le irreversibilità siano ancora distribuite nelle sole fasi di compressione ed espansione adiabatica. Il processo sarà costituito da due isoterme e da due adiabatiche reali.

Se sono noti i valori di T_1 , T_2 e Q_2 , la 1-2 è determinata e si ha: $\Delta S_{1,2} = \frac{Q_2}{T_2}$.

Per determinare lo scambio termico Q_1 occorre conoscere le produzioni entropiche $\Delta S_s'$ e $\Delta S_s''$. Il calore scambiato lungo la 3-4 risulta infatti:

$$Q_1 = -(\Delta S_s' + \Delta S_s'' + \frac{Q_2}{T_2})T_1 \quad (8.22)$$

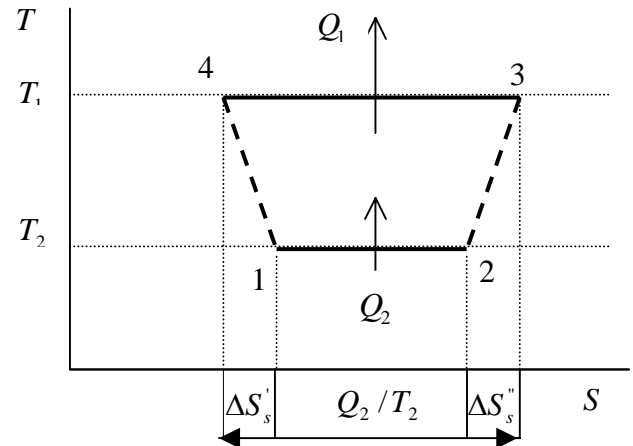


Fig. 8.7. Ciclo semplice inverso reale.

Il lavoro speso durante il processo è uguale, per il bilancio energetico, alla differenza tra il calore ceduto all'esterno alla sorgente superiore e quello asportato alla sorgente inferiore; graficamente è dato dall'area del ciclo più il totale calore di irreversibilità.

Esempio 8.2

Determiniamo la produzione entropica in un ciclo inverso, che si svolge fra la temperatura $T_2=250$ K e la temperatura $T_1= 300$ K, nel quale viene sottratta una quantità di calore pari a 700 kJ alla sorgente a temp. inferiore spendendo un lavoro pari a 200 kJ.

Con riferimento al ciclo di Fig. 8.7, il primo principio della termodinamica fornisce

$$Q_1^\bullet = L^\bullet - (Q_2^\bullet) \quad Q_1^\bullet = -200 - (700) = -900 \text{ kJ}$$

mentre dalla seconda delle (5.14), scritta per una massa m di fluido, si ha

$$\oint \frac{\delta Q^\bullet}{T} = \frac{Q_1^\bullet}{T_1} + \frac{Q_2^\bullet}{T_2} = -m \cdot \sigma_e = -\Delta S_s^\bullet$$

ovvero

$$\Delta S_s^\bullet = -\left(\frac{-900}{300} + \frac{700}{250}\right) = 0.2 \text{ kJ} \cdot \text{K}^{-1}$$

Poiché la produzione entropica non è nulla, il ciclo risulta irreversibile. Verifichiamo che il COP_f (caso frigo) sia minore di quello di Carnot. Applicando la (8.17) e la (8.18) otteniamo rispettivamente:

$$COP_f = \frac{Q_2}{|L|} = \frac{700}{200} = 3.5 \quad (8.17)$$

$$COP_{f,0} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{250}{50} = 5.0 \quad (8.18)$$

8.8. Rendimenti isoentropici dell'espansore e del compressore

Nei processi tecnici concreti assumono particolare importanza alcune trasformazioni reali generalmente caratterizzate da una certa produzione entropica. Sono tali ad esempio le compressioni ed espansioni con scambio di lavoro esterno netto che si realizzano in idonei componenti di impianto.

Stabiliti i valori delle pressioni estreme (p_1 , p_2) e lo stato iniziale del sistema, la rappresentazione delle suddette trasformazioni sul piano entropico può essere fatta se è nota la produzione entropica complessiva dovuta alle irreversibilità, tenendo conto che generalmente le stesse trasformazioni possono ritenersi adiabatiche.

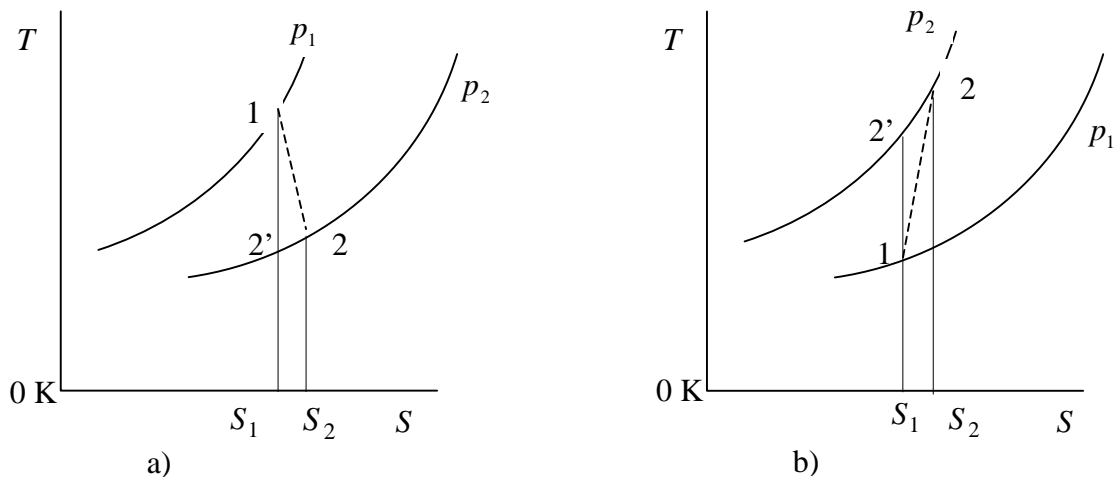


Fig. 8.8. Confronto tra isoentropiche e adiabatiche reali per la definizione dei rendimenti isoentropici dell'espansore (a) e del compressore (b)).

Come si può notare dagli andamenti sul piano entropico (Fig. 8.8) relativi ad un gas o vapore surriscaldato, entrambe le trasformazioni reali (espansione e compressione) portano ad una temperatura finale maggiore di quella corrispondente alle reversibili. Le aree sottostanti i

segmenti 1-2 non rappresentano gli scambi di calore con l'esterno; la quantità $\int_1^2 TdS_s$ viene

anche denominata, come già notato, calore di irreversibilità o di attrito.

Si definisce *rendimento isoentropico di un espansore* il rapporto:

$$\rho_e = \frac{H_1 - H_2}{H_1 - H_{2'}} \quad (8.23)$$

tra l'effettiva caduta di entalpia del fluido e la caduta di entalpia della espansione isoentropica tra le stesse pressioni estreme p_1 e p_2 (ved. Fig. 8.8 a)).

Nel caso di adiabaticità, e per variazioni di energia cinetica e potenziale del fluido trascurabili, il rendimento isoentropico dell'espansore fornisce il rapporto tra l'effettivo lavoro esterno netto (positivo) e quello che si otterrebbe nel caso limite di reversibilità. Il suo valore è in genere compreso tra 0.8 e 0.9. L'aumento della produzione entropica per irreversibilità riduce il salto entalpico disponibile a parità di variazione di pressione.

Si definisce *rendimento isoentropico di un compressore* il rapporto:

$$\rho_c = \frac{H_{2'} - H_1}{H_2 - H_1} \quad (8.24)$$

tra la variazione di entalpia nella isoentropica e la variazione di entalpia nella compressione reale, tra le stesse pressioni estreme p_1 e p_2 .

Il rendimento isoentropico di un compressore, nelle ipotesi consuete, assume il significato di rapporto tra il lavoro esterno netto isoentropico del compressore e quello che effettivamente occorre applicare nella compressione reale. Normalmente il suo valore è compreso tra 0.75 e 0.85.

Con riferimento alla compressione si noti che essa può essere ottenuta anche senza l'applicazione di lavoro esterno netto, purché si realizzi una opportuna variazione di energia cinetica. Si ha infatti:

$$dQ - dL_e = dH + d \frac{w^2}{2} + gdz$$

e :

$$dH = dQ + TdS_s + vdp$$

Combinando le due equazioni e integrando nel caso di lavoro esterno netto nullo, si ha:

$$\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \int_1^2 vdp + \int_1^2 TdS_s$$

se $w_2 < w_1$ e se la variazione di energia cinetica non viene dissipata completamente in attrito, allora il fluido subisce un aumento di pressione denominato "compressione dinamica".

Esempio 8.3

Determinare, nelle ipotesi di poter trascurare i termini macroscopici energia cinetica e potenziale, il lavoro di compressione per unità di massa, la temperatura all'uscita e l'entropia specifica generata in un compressore adiabatico caratterizzato da $\eta_c = 0.83$.

Temperatura all'ingresso pari a 300 K.

Rapporto fra pressioni di uscita ed ingresso pari a 4.0

Fluido evolvente azoto da assimilare a gas perfetto ($R_1 = 296.8 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$),

con prop.termofisiche costanti: $c_p = 1039 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ e $k = 1.4$.

Dalla Eq.(6.52) otteniamo una espressione per il lavoro in condizioni reversibili (vedi Fig.8.8b):

$$L_{e1,2'} = H_{2'} - H_1 = \frac{k}{k-1} R_1 T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} \right]$$

$$L_{e1,2'} = H_{2'} - H_1 = \frac{1.4}{0.4} 296.8 \cdot 300 \left[1 - (4)^{0.4/1.4} \right] = -151500 \quad \text{Jkg}^{-1}$$

valore che risulta negativo in quanto fornito al sistema.

In virtù dell'Eq.(8.24), il lavoro esterno netto reale risulterà pari a:

$$L_{e1,2} = H_2 - H_1 = \frac{H_{2'} - H_1}{\rho_c} = \frac{-151500}{0.83} = -182500 \quad Jkg^{-1}$$

calcoliamo la temperatura in 2' utilizzando la forma più opportuna dell'Eq. delle adiabatiche reversibili ovvero l'Eq. (6.47):

$$Tp^{(1-k)/k} = \text{cost.} \quad (6.47)$$

per cui

$$T_{2'} = T_1 \left(\frac{p_1}{p_{2'}} \right)^{(1-k)/k} = 300 \left(\frac{1}{4} \right)^{-0.4/1.4} = 445.8 \quad K$$

Avendo considerato costanti le proprietà termofisiche (k, quindi c_p e c_v) ricaviamo la temperatura di uscita della trasformazione reale notando che:

$$\rho_c = \frac{H_{2'} - H_1}{H_2 - H_1} = \frac{c_p(T_{2'} - T_1)}{c_p(T_2 - T_1)} = \frac{T_{2'} - T_1}{T_2 - T_1}$$

per cui

$$T_2 = T_1 + \frac{T_{2'} - T_1}{\rho_c} = 475.7 \quad K$$

Infine, l'entropia specifica generata, $S_2 - S_1$, è pari a $S_2 - S_{2'}$ ed è quindi calcolabile utilizzando l'espressione dell'entropia in trasformazioni isobare reversibili di un gas perfetto:

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_{2'}} \right) = 67.4 \quad Jkg^{-1}K^{-1}$$

I PROCESSI TECNICI MOTORI

Vengono introdotti i cicli termodinamici di riferimento impiegati nei processi di conversione dell'energia termica in energia meccanica. Tali processi sono perciò detti "motori" e le relative trasformazioni termodinamiche "cicli diretti". Il fluido di lavoro subisce infatti una serie di trasformazioni con un complessivo scambio di lavoro positivo.

9.1. Processi di conversione energetica

Uno degli obiettivi più importanti dell'ingegneria è quello di convertire energia da una forma ad un'altra. In questo capitolo vengono introdotti cicli termodinamici di riferimento in cui si rende disponibile energia meccanica a partire da energia termica proveniente da una sorgente energetica di altra natura come ad esempio l'energia chimica, nucleare o solare. La presentazione è organizzata in tre principali tipologie: gli impianti motore a vapore, gli impianti motore a gas ed i motori a combustione interna. Verranno esaminati i processi che consentono la conversione di energia termica in energia meccanica e le modalità di valutazione delle efficienze di conversione.

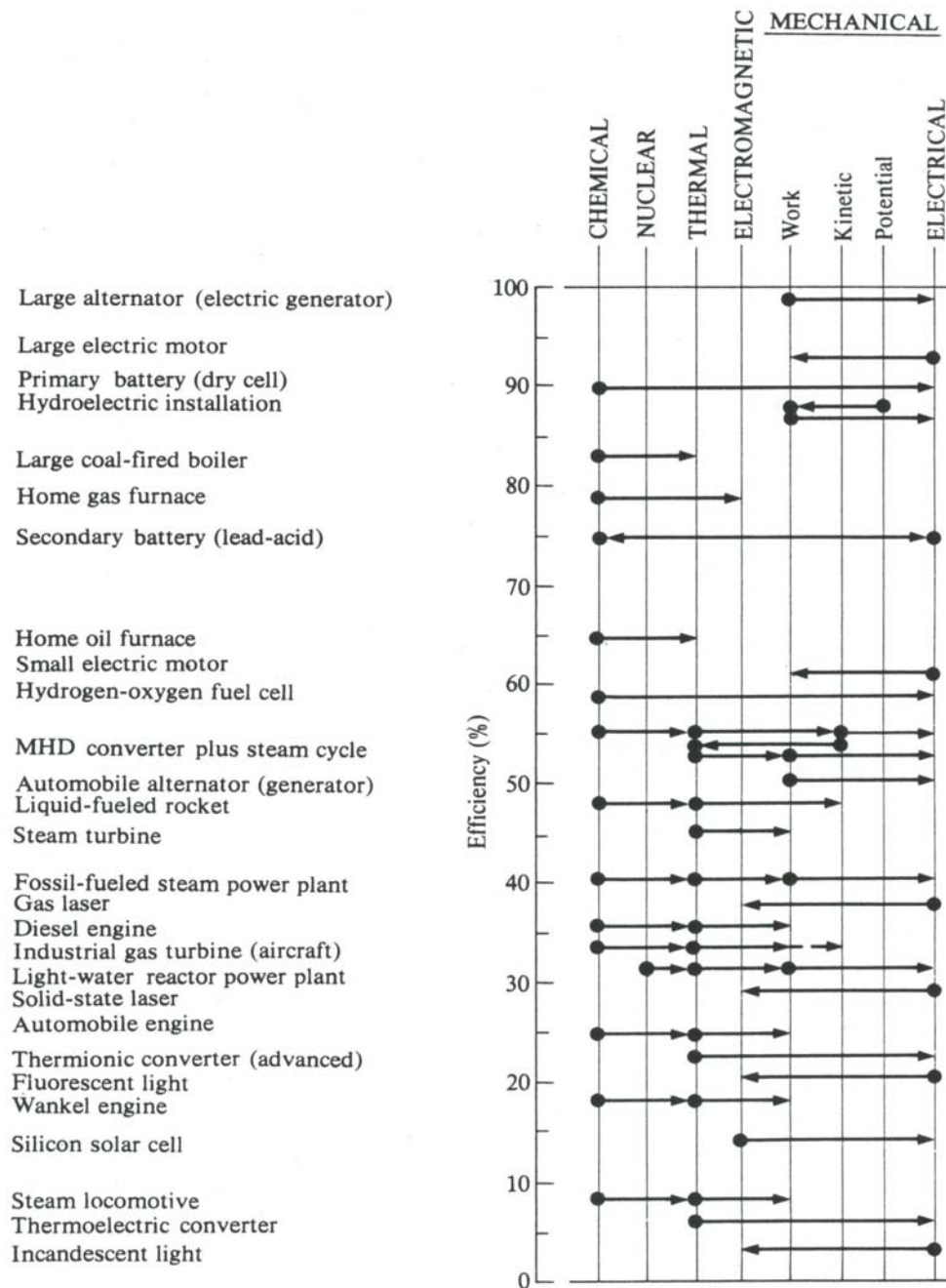
Diversi concetti introdotti in precedenti capitoli risultano fondamentali per la presente discussione. Il principio di conservazione dell'energia stabilisce che il lavoro netto sviluppato è uguale al calore netto fornito. Il secondo principio fornisce un criterio guida per stabilire le possibili direzioni nei processi di conversione energetica e le relative limitazioni. L'esame preliminare svolto nel precedente capitolo suggerisce che per migliorare le prestazioni termodinamiche occorre ridurre le irreversibilità dei processi.

Prima di procedere in questo esame consideriamo un quadro esemplificativo delle efficienze di conversione dei principali sistemi di nostro interesse (v. tabella 1).

La conversione di energia chimica in termica può essere effettuata con valori dell'efficienza che variano dal 65%, per piccole caldaie, ad oltre il 90% per le grosse caldaie a vapore industriali ove la perdita principale è rappresentata dal calore sensibile dei fumi scaricati attraverso il camino.

Le più elevate efficienze di conversione energia termica - lavoro meccanico che si possono ottenere nei moderni processi a vapore (con combustibile chimico) sono di circa il 45%. Tenendo conto del generatore elettrico ($\eta_e = 0.99$) e del rendimento energetico di combustione ($\eta_c = 0.88$), l'efficienza termica complessiva nella conversione energia chimica - energia elettrica risulta dell'ordine di $\eta = 0.45 \cdot 0.99 \cdot 0.88 = 0.40$. Valori inferiori si hanno nel caso degli impianti di potenza nucleari, in quanto le limitazioni sulla temperatura del "core", comportano temperature del vapore molto al di sotto dei 500 - 600 °C che costituiscono i

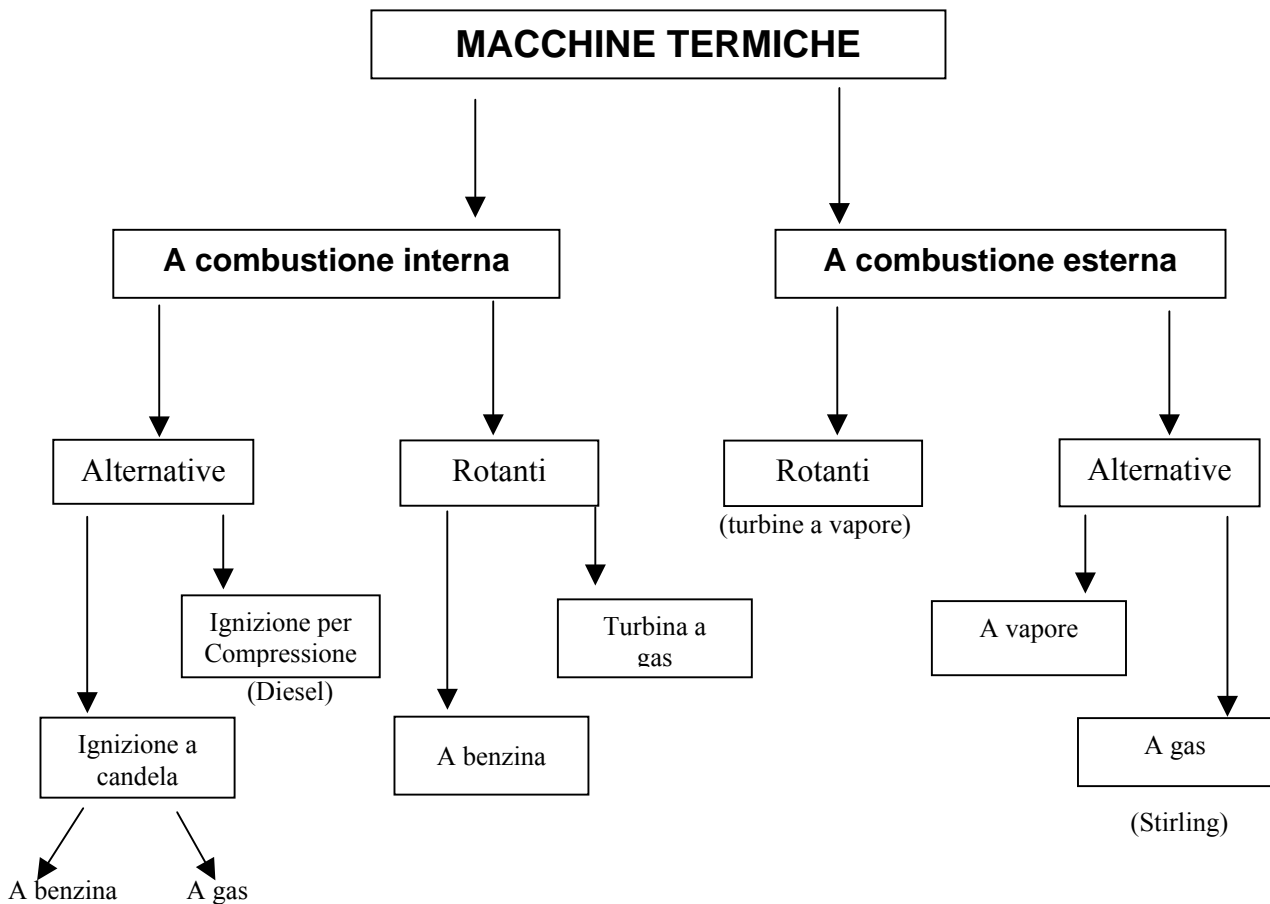
Tabella 1



valori massimi ottenibili in cicli con combustibili tradizionali. I sistemi impiegati per trazione operano con efficienze di conversione piuttosto basse (35% Diesel, 28% ciclo Otto). Questi sistemi, come è noto, impiegano motori a combustione interna nei quali si converte direttamente energia chimica del combustibile in lavoro meccanico. Il fluido di lavoro è costituito dai gas di combustione e tali macchine operano secondo un ciclo aperto in cui i prodotti della combustione vengono scaricati direttamente all'atmosfera.

Con il termine "motori a combustione interna" si intendono tutti i sistemi a ciclo aperto, comprendendo sia i motori per trazione propriamente detti (a ciclo Otto e Diesel), sia gli impianti a turbina a gas ed a getto, in cui la combustione avviene in una camera che precede l'organo di espansione, sia esso la turbina o un ugello.

Classificazione Processi Tecnici Motori



Nel seguito verranno considerati i *processi motori* e nel successivo capitolo i *processi inversi*. Gli impianti in cui tali processi si realizzano possono essere raggruppati in *termofluosistemi* e *macchine alternative*. Al primo gruppo appartengono impianti in cui il fluido evolvente attraversa più organi aperti collegati in serie tra loro per descrivere le trasformazioni del ciclo. Nel secondo gruppo il fluido che descrive il processo evolve in un sistema cilindro pistone. Una ulteriore classificazione riguarda fondamentalmente il fluido impiegato che può essere un *gas* o un *vapore* che cambia di stato evolvendo nell'impianto.

9.2. Caratteristiche generali dei termofluosistemi

Con termofluosistema si intende un complesso di organi aperti collegati in serie tra loro a formare una catena continua di organi, ciascuno sede di deflusso di massa. Il termofluosistema è chiuso quando l'ultimo organo scarica tutto il fluido nel primo. Nelle condizioni del regime permanente di massa e termodinamico, la portata del fluido di lavoro e le variabili di stato sono costanti in ogni sezione di deflusso. In tali condizioni il fluido evolvente, con il ritorno in una data sezione, dopo aver attraversato tutti gli elementi della catena, descrive un ciclo termodinamico.

Si consideri un termofluosistema chiuso costituito da quattro organi aperti distinti:

- due componenti caratterizzati da solo scambio termico (B, D);
- due componenti caratterizzati da lavoro esterno netto non nullo (A,C).

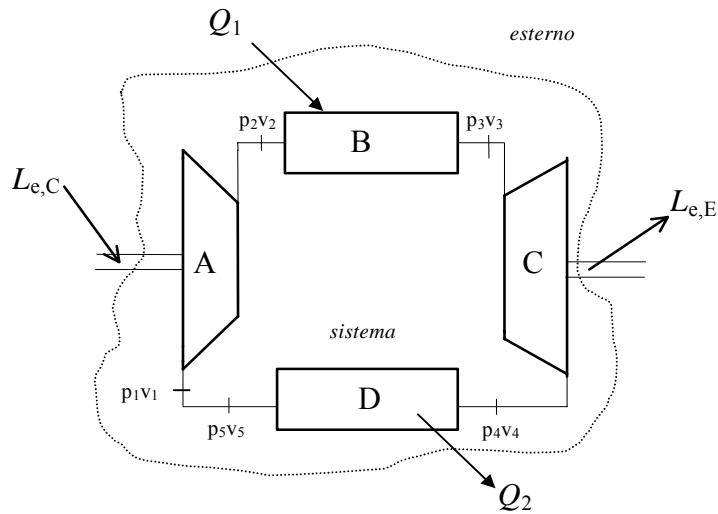


Fig. 9.1. Schema di un termofluidosistema motore nella configurazione più semplice.

Se si prescinde dalle cadute di pressione provocate dagli attriti e distribuite lungo i condotti, il fluido uscente da ogni componente entra nel successivo alla stessa pressione. Così il fluido uscente dal componente D alla pressione p_5 (volume specifico v_5) entra in A alla stessa pressione ($p_5 = p_1$).

Definito *esterno* al sistema tutto ciò che non fa parte della catena, i termini di scambio calore e lavoro, per ogni organo, possono essere valutati sia in riferimento all'esterno del termofluidosistema, sia considerando gli scambi di massa ed energia che intervengono con gli organi adiacenti. Si consideri ad esempio l'organo A: lo scambio di lavoro reversibile che interessa 1 kg di fluido che attraversa il componente e subisce la trasformazione 1-2, vale

$\int_1^2 p dv$. Tale lavoro può anche essere scritto come somma algebrica del lavoro esterno netto e del lavoro di pulsione:

$$L_t = L_p + L_e \quad \text{ovvero} \quad \int_1^2 p dv = \int_1^2 d(pv) - \int_1^2 v dp \quad (9.1)$$

Ad ogni termine della precedente espressione corrisponde una definita area sul piano p, v (Fig. 9.2), associabile alla trasformazione 1-2. Rispetto all'intero termofluidosistema il contributo dell'organo A allo scambio di lavoro con l'esterno è fornito dal solo termine

$L_e = -\int_1^2 v dp$, che corrisponde all'area 1-2 del piano p, v (Fig. 9.2), proiettata sulle ordinate.

Per questo motivo tale lavoro è detto *esterno netto*; si usa anche l'espressione *lavoro continuo* perché, in una macchina attraversata da un flusso di massa continuo, tiene conto anche dei lavori a monte ed a valle della macchina stessa.

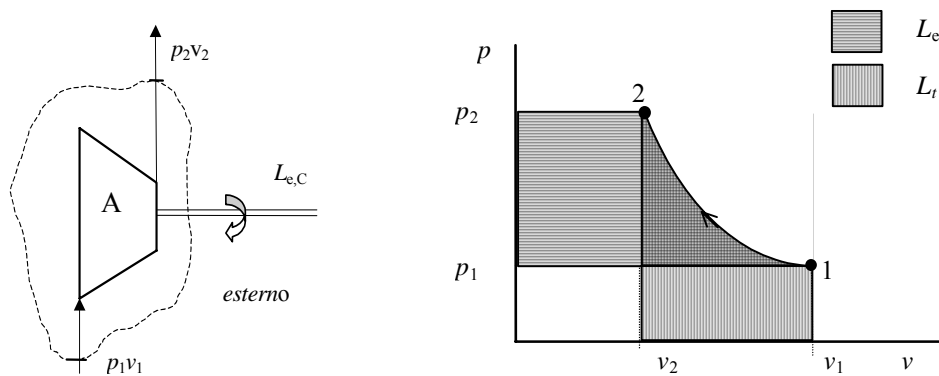


Fig. 9.2. Lavoro scambiato dal fluido che attraversa il componente aperto A.

Se si considerano gli scambi di lavoro dell'intero termofluosistema con l'esterno, si può facilmente verificare che i lavori di pulsione rappresentano scambi interni, relativi cioè ai singoli organi della catena: essi poi si neutralizzano mutuamente e nei riguardi dell'esterno la loro sommatoria è rigorosamente zero. Il totale lavoro scambiato dal termofluosistema con l'esterno (L) è allora dato dalla somma algebrica dei soli lavori esterni netti dei singoli organi:

$$L = \sum_i L_{e,i} \quad (9.2)$$

ciò giustifica l'introduzione del lavoro esterno netto nell'equazione di bilancio dei sistemi aperti. Complessivamente dunque, per il primo principio, indicando con $\sum_i Q_i$ la somma algebrica degli scambi termici con l'esterno, si ha:

$$\sum Q_i = \sum L_{e,i} \quad (9.3)$$

Per il secondo principio, il bilancio entropico relativo all'intero termofluosistema risulterà:

$$\oint \frac{dQ}{T} + \sum_i \Delta S_{s,i} = 0 \quad (9.4)$$

poiché nel processo ciclico è nulla la variazione di entropia del fluido che lo descrive.

9.3. Il termofluosistema motore

Nella configurazione più semplice un termofluosistema motore è costituito da quattro componenti (Fig. 9.1), poiché si fa in modo che gli scambi di calore e di lavoro (netto) si attuino, per quanto è possibile, in organi distinti. Due di essi riguardano gli scambi con le sorgenti termiche controllate: uno per lo scambio termico positivo, di ammontare complessivo Q_1 , l'altro per lo scambio termico negativo Q_2 . Negli altri due si effettuano gli scambi di lavoro esterno netto relativi, rispettivamente, all'espansione del fluido ($L_{e,E}$) ed alla sua compressione ($L_{e,C}$):

$$L_{e,E} > 0, \quad L_{e,C} < 0$$

Condizione necessaria affinché il processo sia motore, è ovviamente che:

$$L_{e,E} \geq |L_{e,C}|$$

La frazione utilizzata in lavoro meccanico è definita da:

$$\eta = \frac{L_{e,E} + L_{e,C}}{Q_1} \quad (9.5)$$

Generalmente i componenti a scambio di lavoro esterno non nullo possono ritenersi adiabatici, sono inoltre a pareti rigide ed indeformabili i componenti (scambiatori) in cui si effettuano gli scambi termici. Se si assumono trascurabili le variazioni energetiche relative ai termini macroscopici per tutti i componenti, gli scambi che compaiono nella (9.5) possono esprimersi mediante le corrispondenti variazioni entalpiche:

$$L_{e,E} = -\Delta H_E = -(\Delta H_E)_s \rho_E$$

$$L_{e,C} = -\Delta H_C = -(\Delta H_C)_s / \rho_C$$

$$Q_1 = \Delta H_+$$

avendo indicato con ρ_E e ρ_C i rendimenti isoentropici dell'espansore e del compressore, con $(\Delta H_E)_s$ e $(\Delta H_C)_s$ le corrispondenti variazioni isoentropiche di entalpia e con ΔH_+ la variazione di entalpia associata allo scambio termico positivo Q_1 .

Sostituendo le precedenti nella (9.5) si ottiene la frazione utilizzata, che diremo di riferimento, perché approssimata, espressa da:

$$\eta_r = -\frac{(\Delta H_E)_s}{\Delta H_+} \left(\rho_E + \frac{(\Delta H_C)_s}{(\Delta H_E)_s} \frac{1}{\rho_C} \right) \quad (9.6)$$

Si può ora notare che il rapporto tra le variazioni di entalpia nel compressore e nell'espansore è comunque una quantità negativa, caratteristica del fluido (vedi p. seguente). Posto allora:

$$-\varepsilon^2 = \frac{(\Delta H_C)_s}{(\Delta H_E)_s} \quad (9.7)$$

si ha:

$$\eta_r = -\frac{(\Delta H_E)_s}{\Delta H_+} \left(\rho_E - \frac{\varepsilon^2}{\rho_C} \right) \quad (9.8)$$

Nel caso limite di reversibilità, essendo unitari i rendimenti isoentropici, risulterebbe:

$$\eta_{r,0} = -\frac{(\Delta H_E)_s}{\Delta H_+} (1 - \varepsilon^2) \quad (9.9)$$

Pertanto il rendimento alla Clausius (rapporto $\eta_r / \eta_{r,0}$) assume qui il valore:

$$\rho = \frac{\eta_r}{\eta_{r,0}} = \frac{\rho_E \rho_C - \varepsilon^2}{\rho_C (1 - \varepsilon^2)} \quad (9.10)$$

Il rendimento specifico così ottenuto si riferisce al solo processo termodinamico e tiene conto delle sole irreversibilità relative a compressore ed espansore.

Si osservi che sia η_r , sia $\eta_{r,0}$, aumentano al diminuire di ε^2 . Ci si potrebbe chiedere se non fosse possibile ridurre a zero tale parametro. Facilmente si può però concludere che ciò non è possibile, per la necessità di ripristinare il valore della pressione all'ingresso dell'espansore. ε^2 può tuttavia essere notevolmente ridotto con una particolare scelta del fluido evolvente: scegliendo cioè un fluido che sia in fase liquida nel compressore ed in fase aeriforme nell'espansore. Si ricorda infatti che, per le reversibili, è:

$$L_{e,E} = -(\Delta H_E)_s \quad L_{e,C} = -(\Delta H_C)_s$$

ed inoltre, sempre per le reversibili, si ha:

$$L_e = -\int v dp$$

In queste ipotesi, ponendo uguali le pressioni estreme di integrazione, si può allora scrivere:

$$-\varepsilon^2 = \frac{(\Delta H_C)_s}{(\Delta H_E)_s} = \frac{\int_{p_1}^{p_2} v_C dp}{\int_{p_2}^{p_1} v_E dp} = -\frac{\bar{v}_C}{\bar{v}_E} \quad (9.11)$$

Il valore del rapporto è determinato dai valori medi assunti dal volume specifico del fluido durante la compressione (\bar{v}_C) e durante l'espansione (\bar{v}_E). Per rendere piccolo ε^2 è dunque conveniente utilizzare un fluido bifase che sia liquido durante la compressione ed aeriforme nella espansione.

9.4. Il ciclo motore a vapore

Il ciclo diretto a vapore prevede la compressione del fluido in fase liquida e l'espansione in fase aeriforme. Lo schema fondamentale dell'impianto ed i vari organi in cui opera il fluido bifase sono rappresentati in Fig. 9.3.

Il liquido che alimenta la caldaia (*vaporizzatore*) viene in essa vaporizzato e successivamente fatto espandere in una turbina a vapore (*espansore*) fino alla pressione vigente nel *condensatore* in cui, cedendo calore, condensa completamente a bassa pressione e temperatura. Il condensato passa nella *pompa* dove è compresso alla pressione vigente nel vaporizzatore. In un impianto motore a vapore il fluido di lavoro viene quindi alternativamente vaporizzato e fatto condensare.

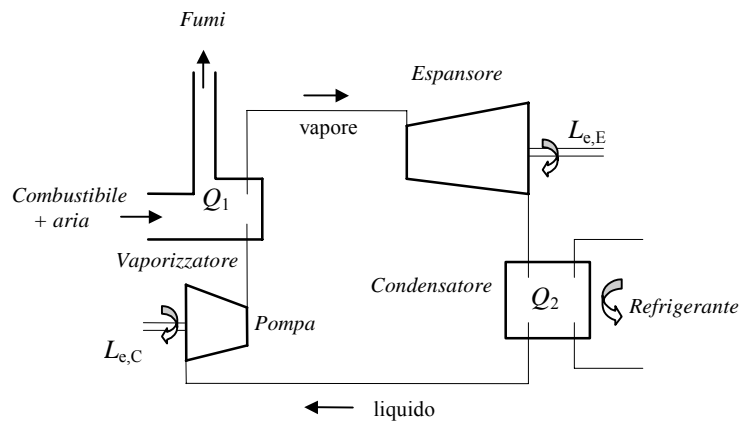


Fig. 9.3. Schema funzionale di un impianto motore a vapore.

Nell'ipotesi che le irreversibilità per attrito nei condotti siano di entità trascurabile, si può ritenere che, esclusi i processi di espansione e compressione, le trasformazioni che il fluido subisce evolvendo nell'impianto siano isobare. In tal caso il ciclo termodinamico si sviluppa tra due distinte pressioni. La *distribuzione della pressione* nel termofluosistema è schematizzata nel diagramma qualitativo di Fig. 9.4.

Le *variazioni di entalpia* del fluido evolvente sono precisate se si considera l'equazione di bilancio di un volume di controllo a regime permanente. Per quanto notato precedentemente, se si ammettono trascurabili le variazioni di energia cinetica e potenziale del fluido nei diversi componenti, le variazioni di entalpia rappresentano lo scambio termico per gli organi a pareti rigide e lo scambio di lavoro esterno netto (a meno del segno) per gli organi adiabatici. Si ha dunque un incremento di entalpia molto elevato nel vaporizzatore a cui corrispondono cadute di entalpia nella turbina e nel condensatore, praticamente di pari entità complessiva. La variazione di entalpia nella pompa è infatti molto piccola, essendo la compressione effettuata sul fluido in fase liquida.

Le *variazioni di entropia* subite dal fluido dipendono dagli scambi termici e dalle irreversibilità. Risultano variazioni positive nel vaporizzatore (scambio termico positivo) e negli organi adiabatici, per effetto delle irreversibilità; soltanto nel condensatore l'entropia diminuisce riportandosi al valore iniziale per effetto del calore ceduto all'esterno.

La *distribuzione della temperatura* può infine essere precisata tenendo conto delle variazioni di entalpia subite dal fluido attraversando i diversi organi dell'impianto, inclusi quelli a lavoro esterno netto diverso da zero. Per tutti i fluidi utilizzati negli impianti motori durante le espansioni e compressioni adiabatiche reali, e nel campo di temperature di interesse, la derivata dell'entalpia rispetto alla temperatura è positiva. Ad ogni caduta entalpia corrisponde così un raffreddamento e ad ogni aumento un riscaldamento.

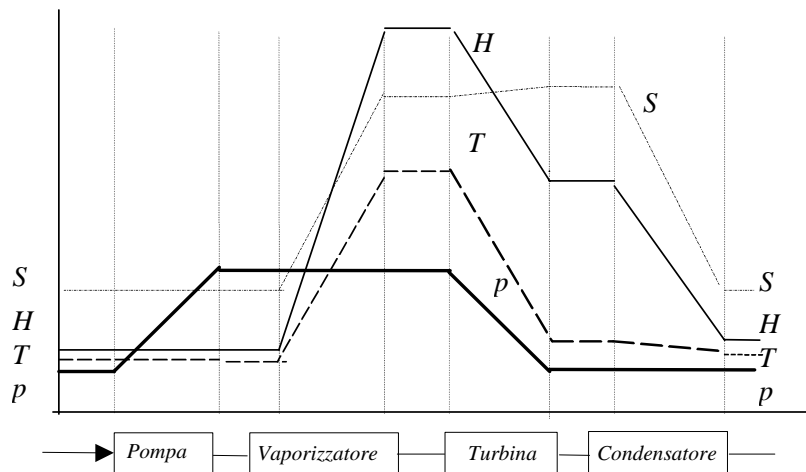


Fig. 9.4. Andamento qualitativo delle principali grandezze termodinamiche in un ciclo diretto a vapore.

Dopo queste osservazioni è possibile precisare le principali caratteristiche che dovrebbe possedere un fluido bifase per rispondere alle esigenze di un impianto motore:

1. punto di fusione inferiore alla minima temperatura economicamente realizzabile (quindi minore della temperatura ambiente);
2. temperatura termodinamica critica elevata, perché si ha interesse a vaporizzare il fluido alla temperatura più elevata del ciclo (fornire calore ad alta temperatura lungo un processo isoterma-isobaro);
3. pressione di saturazione durante la vaporizzazione non troppo elevata, per limitare la pressurizzazione dell'impianto;
4. pressione di saturazione durante la condensazione non troppo bassa e preferibilmente maggiore di quella esterna atmosferica (per evitare la necessità di operare con apparati ausiliari per mantenere il vuoto);
5. calore di vaporizzazione elevato (alla temperatura superiore del ciclo) per ridurre la portata massica defluente a parità di potenza dell'impianto;
6. elevata densità alle temperature e pressioni operative, per ridurre le dimensioni dell'impianto;
7. piccolo rapporto fra volume specifico medio in fase di compressione ed in fase di espansione (ϵ^2), per ridurre la potenza spesa nella fase di compressione.
8. elevata pendenza (dT/dS) della curva limite superiore, per ridurre la necessità di imporre valori elevati di surriscaldamento e risurriscaldamento;
9. buone caratteristiche chimiche ed in generale di ordine tecnico, economico, ambientale: non tossico, non corrosivo, chimicamente stabile, compatibile con l'ambiente, basso costo, facilmente disponibile ecc..

L'acqua è usata come fluido di lavoro perché abbondante, di basso costo, non tossica, chimicamente stabile e relativamente non corrosiva (p.to 9).

Le sue caratteristiche soddisfano inoltre gli altri punti esclusi il (2) ed il (4). La temperatura di fusione è inferiore a quella ambiente (ambiente qui rappresentato dall'acqua di refrigerazione). L'acqua presenta elevata entalpia di vaporizzazione, con limitati valori di portata defluente per un data potenza. La densità soddisfacente ed il rapporto ϵ^2 è piccolo.

Meno soddisfacente è la temperatura critica di solo 374 °C, molto al di sotto delle temperature massime di ingresso in turbina oggi consentite (~600 °C). Per migliorare quindi l'efficienza di conversione si richiede di operare con surriscaldamento e rigenerazione (vedi paragrafi seguenti). Un sensibile aumento della temperatura media a cui fornire calore al fluido, potrebbe ottenersi operando a pressioni ipercritiche, con elevati costi di impianto.

L'altra caratteristica indesiderabile è infine rappresentata dal valore della pressione di saturazione che, alle normali temperature di condensazione, è ben al di sotto della pressione atmosferica. In prospettiva si ritiene possano essere introdotti sistemi a pressioni ipercritiche, e cicli binari che utilizzano l'acqua a basse temperature ed altri fluidi alle temperature più elevate.

9.5. Caratteristiche del ciclo Rankine

Nell'ipotesi che le irreversibilità per attrito nei condotti siano di entità trascurabile, si può ritenere che, esclusi i processi di espansione e di compressione, le trasformazioni che il fluido subisce evolvendo nell'impianto siano isobare. D'altra parte, assumendo trascurabili gli scambi termici e le irreversibilità nell'espansore e nel compressore, le trasformazioni che si effettuano in detti componenti sono isoentropiche. In tali condizioni il ciclo termodinamico compiuto dal fluido evolvente nell'impianto (Fig. 9.3) è costituito da due isobare e due isoentropiche.

Il ciclo ideale che corrisponde alle ipotesi fatte è noto con il nome di *ciclo Rankine, a vapore saturo o surriscaldato*, in relazione alle caratteristiche del fluido in uscita dal vaporizzatore, all'ingresso della turbina.

Il ciclo di Rankine è normalmente rappresentato nei piani termodinamici T,S ed H,S . In Fig. 9.5, come esempio, si riporta un ciclo Rankine reversibile a vapore surriscaldato. Le trasformazioni rappresentate hanno carattere indicativo e non corrispondono esattamente alle operazioni che intervengono negli impianti reali.

Lungo la **aa'** il liquido subisce una compressione (isoentropica) con variazione di temperatura molto più piccola di quella indicata nel diagramma.

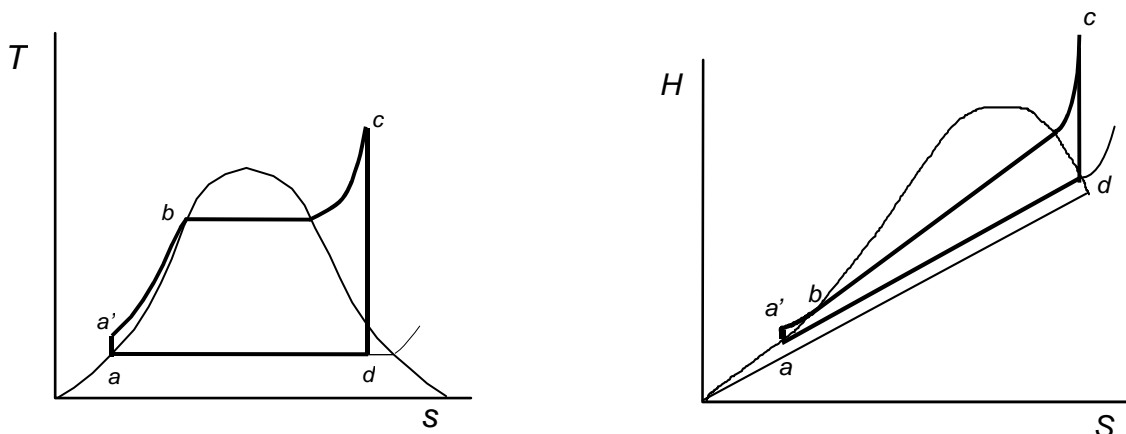


Fig. 9.5. Rappresentazione di un ciclo Rankine reversibile, a vapore surriscaldato, nei piani termodinamici entropico T,S , e di Mollier H,S .

La **a'b** rappresenta il riscaldamento isobaro alla pressione vigente nel vaporizzatore fino alla temperatura di vaporizzazione (T_1). Da **b** a **c** si ha la vaporizzazione ed il surriscaldamento isobaro del vapore. Segue l'espansione isoentropica in turbina (**cd**) al termine della quale il vapore può risultare in parte condensato alla pressione inferiore. Il ciclo è infine chiuso dall'isotermobarica di condensazione (**da**) che si attua nel condensatore alla pressione di equilibrio a T_2 .

Per la (9.9) la frazione utilizzabile, trascurando il lavoro fatto dalla pompa ($\varepsilon^2 \cong 0$), risulta:

$$\eta_{r,0} = \frac{H_c - H_d}{H_c - H_a} \quad (9.12)$$

è cioè data dal rapporto tra la caduta isoentropica di entalpia in turbina e la variazione totale di entalpia nelle fasi a scambio termico positivo. Il diagramma di Mollier (H,S) fornisce in modo evidente il valore della frazione utilizzabile.

Si noti che il surriscaldamento del vapore in caldaia, attuato in un fascio di tubi, in assenza della fase liquida, è conveniente per tre principali motivazioni: aumenta la temperatura media dello scambio termico positivo, aumenta la potenza fornita alla turbina, ed infine favorisce un più elevato titolo termodinamico del vapore alla fine dell'espansione in turbina.

Il ciclo esaminato non considera l'effetto delle irreversibilità che tuttavia sono sempre presenti ed influenzano, come più volte notato, l'efficienza energetica del processo. In modo particolare non possono essere normalmente trascurate le irreversibilità che intervengono nella espansione del fluido e per le quali è stato definito un rendimento isoentropico. L'effetto di tali irreversibilità è quello di ridurre il lavoro utile netto ed aumentare conseguentemente il calore scambiato al condensatore, con diminuzione della frazione utilizzata.

9.5.1. Criteri ed accorgimenti per incrementare la frazione utilizzata

Per aumentare la frazione utilizzabile caratteristica dei cicli delle macchine a vapore si hanno i seguenti mezzi:

- il *surriscaldamento* del vapore: come già notato, per incrementare l'efficienza e soprattutto per prevenire effetti di erosione delle palettature della turbina a bassa pressione, si effettua il surriscaldamento del fluido ed in genere anche il *risurriscaldamento* del vapore. Questi, dopo aver eseguito una prima espansione fino ad una pressione intermedia e condizioni prossime alla saturazione, abbandona la turbina e passa in un surriscaldatore ove, a pressione costante, viene riportato alla temperatura iniziale; da qui espande nuovamente (Fig.9.7).
- l'incremento della *pressione* (e quindi della *temperatura*) *in caldaia*: aumentando la pressione da p_1 a p_1' , l'area del ciclo non varia in modo significativo, il Q_2 però si riduce e della stessa entità varia Q_1 . L'aumento della pressione porta però a diminuzioni eccessive del titolo del vapore negli ultimi stadi della turbina, così da richiedere un *risurriscaldamento* del vapore, in presenza di un limite sulla temperatura massima del ciclo (Fig.9.8).
- diminuzione della *pressione* (e quindi della *temperatura*) *al condensatore*: dato il particolare andamento delle isotermobariche, la maggior caduta di entalpia all'espansore che si può ottenere passando da p_2 a p_2' , supera il maggior incremento di entalpia che si richiede al vaporizzatore (Fig.9.9).

Ulteriori miglioramenti si possono ottenere con la *rigenerazione* in cui nella fase di riscaldamento dell'acqua, parte del calore ceduto dall'esterno è sostituito da uno scambio di calore dall'interno del ciclo.

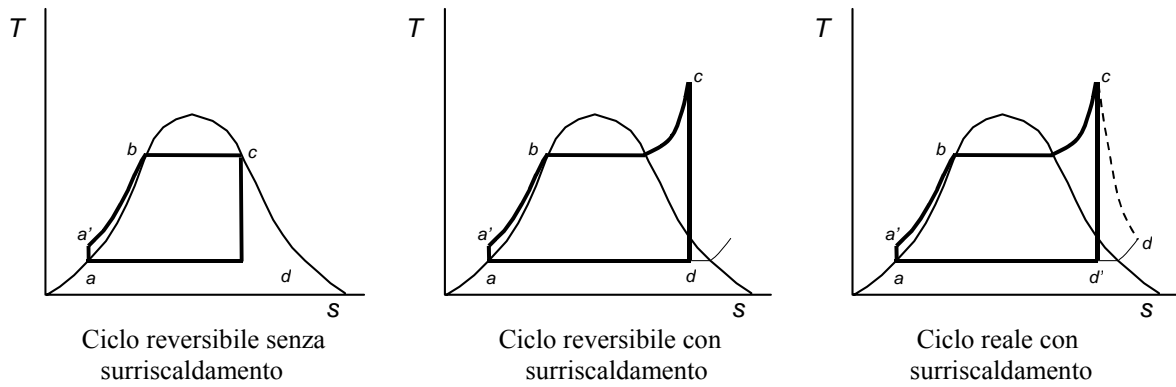


Fig. 9.6. Tipologie base di ciclo Rankine

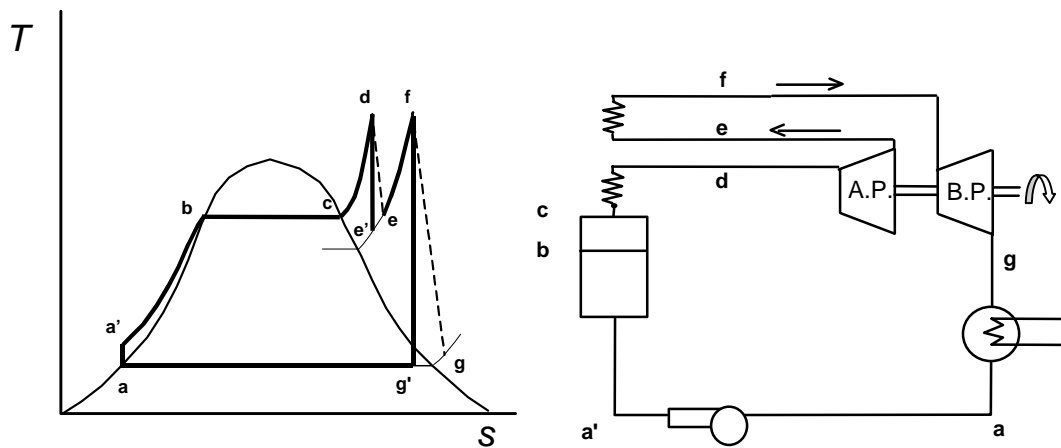


Fig. 9.7. Ciclo Rankine reale con risurriscaldamento (doppio surriscaldamento) e schema funzionale

- | | | | |
|------------|---|------------|---|
| aa' | - compressione in fase liquida | de' | - 1 ^a espansione isoentr(turbina A.P.) |
| a'b | - riscaldamento " " ($p = \text{cost}$) | ef | - 2 ^o surriscaldamento ($p = \text{cost}$) |
| bc | - vaporizzazione a p e T cost. | fg | - 2 ^a espansione reale (turbina B.P.) |
| cd | - 1 ^o surriscaldamento ($p = \text{cost}$) | fg' | - 2 ^a espansione isoentr. (" ") |
| de | - 1 ^a espansione reale (turbina A.P.) | ga | - condensazione a $p = \text{cost}$. |

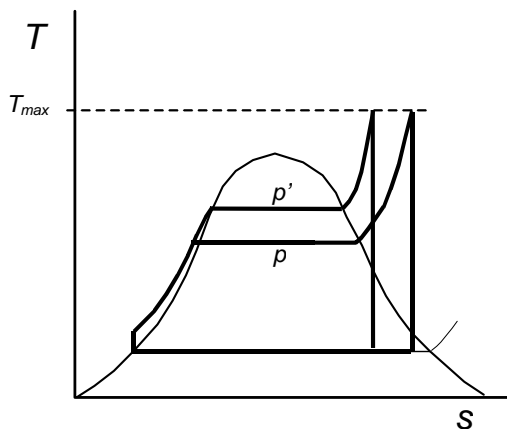


Fig. 9.8. Effetto della pressione di vaporizzazione sul ciclo Rankine reversibile.

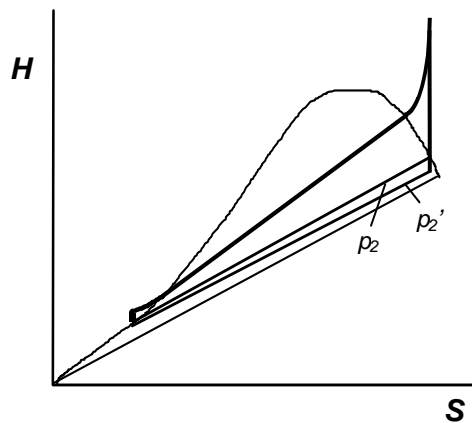


Fig. 9.9. Effetto della pressione di condensazione sul ciclo Rankine reversibile.

9.5.2. Cicli con rigenerazione

Si consideri il ciclo Rankine reversibile (per semplicità, senza surriscaldamento) rappresentato in Fig. 9.10. Si immagini di interrompere l'espansione isoentropica in d' , d'' , d''' ... effettuando condensazioni parziali del fluido (fino a c' , c'' , c''' ...), e di utilizzare il calore di condensazione per aumentare l'entalpia del liquido uscente dalla pompa, prima di inviarlo in caldaia, in modo che vi giunga a temperatura più elevata. E' evidente il vantaggio sulla frazione utilizzata per l'aumento della temperatura media a cui si effettua lo scambio termico positivo.

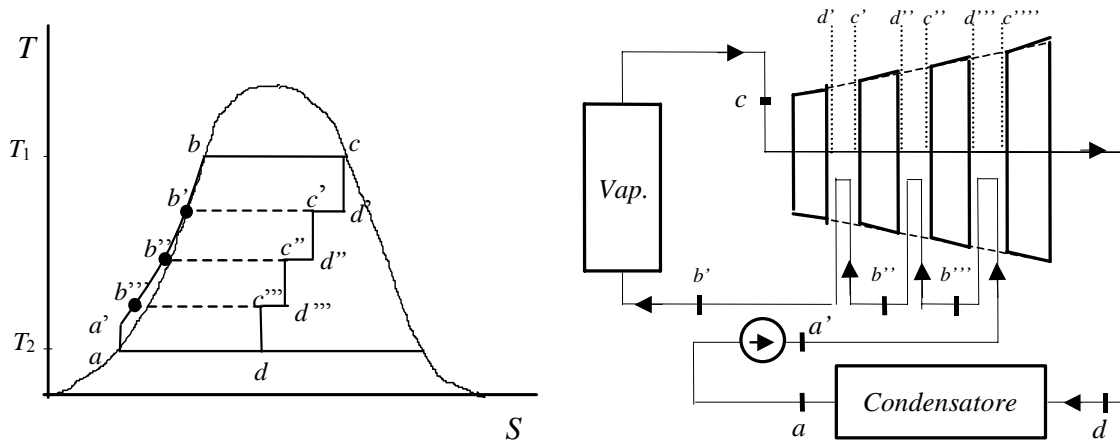


Fig. 9.10. Ciclo Rankine rigenerativo ideale a vapore saturo e schema funzionale.

Si ammetta di portare al limite il procedimento indicato: si sottragga calore con uniformità al vapore in espansione fornendo lo stesso calore al liquido uscente dalla pompa, con uno scambio termico interno al sistema fino alla temperatura limite di saturazione vigente in caldaia. Operando in questo modo si può ritenere, come caso limite, che il ciclo sia costituito da due adiabatiche e due isoterme, realizzando così un ciclo ideale di Carnot, con la massima frazione utilizzabile. Un tale ciclo richiederebbe però l'utilizzo di un componente espansore - condensatore (v. Figura 9.10) di fatto non realizzabile.

Poiché non è possibile effettuare una trasformazione di espansione e condensazione, interessante l'intera portata di fluido, operativamente si provoca la condensazione completa di una parte di vapore prelevata, mediante uno *spillamento*, ad una pressione intermedia, nella fase di espansione. Il calore di condensazione viene poi fornito al liquido uscente dalla pompa in un componente di scambio termico denominato *rigeneratore*.

Nei concreti impianti numerosi sono gli spillamenti ed i rigeneratori. Ad ogni rigeneratore introdotto corrisponde un incremento dell'efficienza di conversione del ciclo termodinamico, ma tale incremento decresce all'aumentare del numero di rigeneratori: per questa ragione il numero di rigeneratori adottati è limitato: non più di cinque, frequentemente tre.

Come indicato negli schemi seguenti i rigeneratori possono essere di tipo "aperto" (a miscelazione), ovvero di tipo "chiuso" (a correnti separate). Nel seguito vengono indicati alcuni schemi di impianti con uno e due rigeneratori, e le corrispondenti trasformazioni termodinamiche sul piano entropico.

In Fig. 9.11 è riportato lo schema di un impianto che utilizza un *rigeneratore aperto*, costituito essenzialmente da uno scambiatore di calore a contatto diretto, in cui due correnti a diversa temperatura sono miscelate tra loro. Il ciclo è riportato nel diagramma entropico nell'ipotesi che le trasformazioni siano tutte reversibili, per semplicità di rappresentazione.

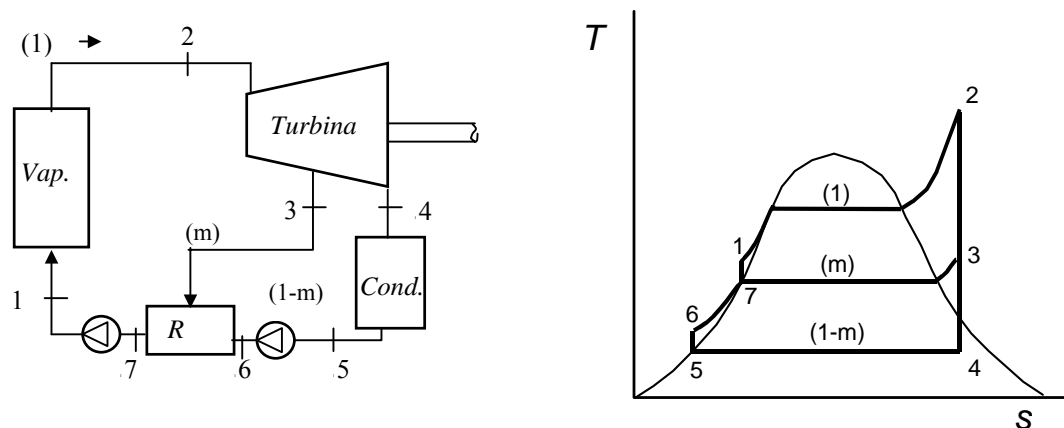


Fig. 9.11. Ciclo a vapore rigenerativo con un rigeneratore di tipo aperto.

Il vapore alimenta la turbina nello stato 2 ed espande in un primo stadio fino allo stato 3, dove una frazione (m) della portata totale viene estratta, o spillata, per alimentare il rigeneratore R alla pressione intermedia. La rimanente portata di vapore prosegue nell'espansione attraverso il secondo stadio di turbina (stato 4) per essere poi condensata. Il liquido saturo così ottenuto (5) è successivamente pompato nel rigeneratore alla pressione intermedia di spillamento. La corrente derivante dalla miscelazione (7) è infine compressa alla pressione vigente nel generatore di vapore. Nel caso qui considerato, la portata di vapore spillata è tale da consentire il raggiungimento della condizione di liquido saturo all'uscita del rigeneratore. Il bilancio energetico del rigeneratore, supposto adiabatico, fornisce il valore della frazione di portata di spillamento:

$$m H_3 + (1 - m) H_6 = H_7 \quad \text{da cui:} \quad m = \frac{H_7 - H_6}{H_3 - H_6} \quad (9.13)$$

Il diagramma entropico mostra come il calore Q_1 venga ora fornito al fluido nella trasformazione 1-2, e cioè a partire dallo stato 1 anziché da 6, come si avrebbe in assenza di rigenerazione. D'altra parte soltanto una frazione della totale portata di vapore espande nel secondo stadio di turbina. Si ha dunque una diminuzione del calore fornito, ma anche una riduzione del lavoro meccanico utile:

$$L_e = (H_2 - H_3) + (1 - m)(H_3 - H_4) \quad Q_1 = H_2 - H_1 \quad (9.14)$$

In pratica, le condizioni operative possono essere scelte in modo tale da consentire un incremento significativo dell'efficienza termica del ciclo termodinamico, in accordo con quanto discusso nel capitolo precedente sull'effetto di molteplicità delle sorgenti.

La rigenerazione può anche essere effettuata con scambiatori a correnti separate (*rigeneratore chiuso*) in cui l'acqua da preriscaldare fluisce entro tubi all'esterno dei quali condensa il vapore di spillamento. Poiché le due correnti non vengono miscelate, le loro pressioni possono anche essere diverse, così il vapore estratto dal condensare può ad esempio essere compresso direttamente alla pressione di vaporizzazione. In Fig. 9.12 è riportato uno schema di impianto con un rigeneratore chiuso ed il relativo ciclo termodinamico. La totale massa di

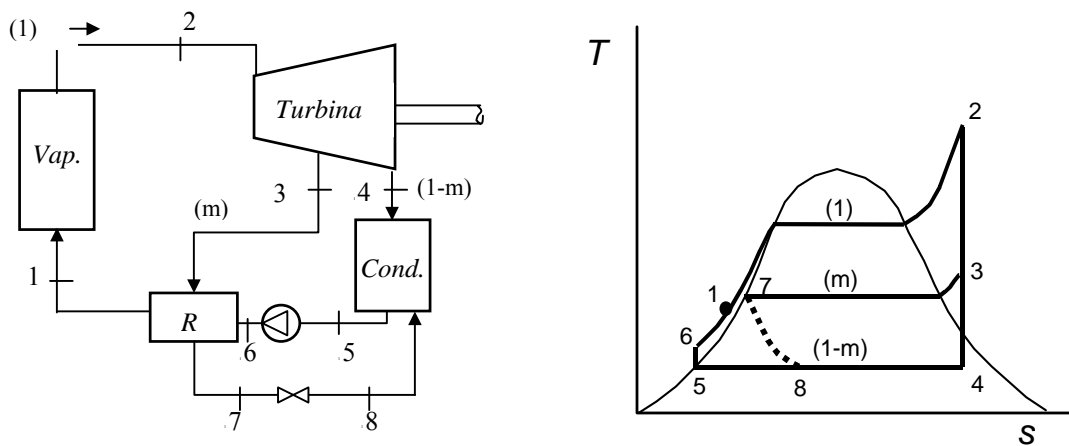


Fig. 9.12. Ciclo a vapore rigenerativo con un rigeneratore a correnti separate.

vapore che alimenta la turbina espande fino alla pressione intermedia corrispondente allo stato (3). A questo stato una frazione m della stessa portata viene inviata al rigeneratore dove condensa conseguendo lo stato (7). Il condensato è introdotto nel condensatore con una espansione irreversibile di laminazione. La portata totale di condensato nello stato (5), è compressa al valore di pressione vigente in caldaia (stato 6) ed entra nel rigeneratore dove viene riscaldata fino allo stato (1). Il bilancio energetico del rigeneratore (adiabatico), fornisce il valore della frazione di portata di spillamento:

$$m = \frac{H_1 - H_6}{H_3 - H_7} \quad (9.15)$$

Il lavoro ed il calore scambiati si possono valutare come nel caso precedente.

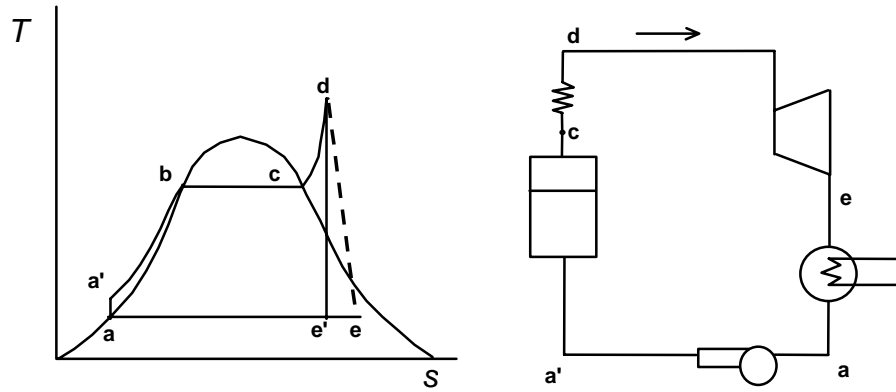
Esempio 9.1

Un impianto motore a vapore a semplice surriscaldamento opera nelle seguenti condizioni:

- | | |
|--|------------------------------|
| - pressione al condensatore | $p_a = 0.05 \text{ bar}$ |
| - pressione in caldaia | $p_a' = 125 \text{ bar}$ |
| - T max surriscaldamento | $T_d = 450 \text{ °C}$ |
| - rendimento isoentropico dell'espansore | $\rho_E = 0.75$ |
| - portata massica vapore | $\dot{m} = 90 \text{ ton/h}$ |

Si determini:

- 1) la frazione utilizzabile η_0 e utilizzata η
- 2) La potenza P_E sviluppata dalla turbina
- 3) La portata $\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}$ di raffreddamento
- 4) La portata \dot{m}_c di combustibile
- 5) La potenza P_C delle pompe di alimento



Condizioni in (a), liquido saturo all'uscita condensatore:

$$p_a = 0.05 \text{ bar} \rightarrow S_a = 0.4763 \text{ [kJ/kg K]}$$

inoltre

$$T_a = 32.9 \text{ }^\circ\text{C}, H_a = 137.8 \text{ [kJ/kg]}$$

Condizioni in (a'), liquido compresso all'ingresso caldaia:

$$p_{a'} = 125 \text{ bar} \rightarrow S_{a'} = S_a = 0.4763 \text{ [kJ/kg K]}$$

siccome la aa' è una isoentropica (ip. adiabatica reversibile), sappiamo che $S_{a'} = S_a$. Si potrebbe allora, nota S e p , risalire ad H mediante tabelle dell'acqua compressa, ma non le abbiamo. Si procede allora così: essendo $dS=0$ dalla Eq. (5.32): $dH = TdS + vdp$ segue che $dH = vdp$. Considerando un valore medio del volume specifico sarà allora

$$H_{a'} - H_a = \bar{v} \cdot (p_{a'} - p_a)$$

facendo una approssimazione assumiamo $\bar{v} = v_a$. Dalle tabelle risulta:

$$v_a = 0.0010052 \text{ [m}^3\text{/kg]}$$

per cui sarà

$$H_{a'} = 137.8 + 0.0010052 \cdot (125 - 0.05) \cdot 100 = 150.4 \text{ [kJ / kg]}$$

Volendo calcolare $T_{a'}$ procediamo come visto in precedenza: ad un valore di 150.4 [kJ/kg] dell'entalpia corrisponde, sulla curva del liquido saturo, una temperatura di 35.91 °C (occorre interpolare).

Condizioni in (b), liquido saturo in caldaia:

a $p_b = 125 \text{ bar}$ corrisponde sulla curva del liquido saturo $T_b = 327.7 \text{ }^\circ\text{C}$ (determinata per interpolazione):

analogamente per entalpia ed entropia si trova

$$H_b = 1511.8 \text{ [kJ/kg]}$$

$$S_b = 3.5293 \text{ [kJ/kg K]}$$

Condizioni in (c), vapore saturo secco:

$$p_c = 125 \text{ bar}$$

Ovviamente la temperatura è la stessa di prima

$$T_c = 327.7 \text{ }^\circ\text{C}$$

per entalpia ed entropia troviamo:

$$H_c = 2678.1 \text{ [kJ/kg]}$$

$$S_c = 5.4706 \text{ [kJ/kg K]}$$

Condizioni in (d) , vapore surriscaldato:

Pressione e temperatura sono note: $p_d=125$ bar; $T_d=450$ °C

Questa volta si utilizza la tabella del vapore saturo

$$H_d = \frac{1}{2} (3343.3 + 3042.9) = 3193.1 \text{ [kJ / kg]}$$

$$S_d = \frac{1}{2} (6.4654 + 6.0481) = 6.2568 \text{ [kJ / kg K]}$$

Condizioni in (e') , espansione isoentropica:

$p_{e'}=0.05$ bar

L'entropia sarà la stessa del punto precedente ovvero

$$S_{e'} = 6.2568 \text{ [kJ / kg K]}$$

nella tavola del vapore saturo, in corrispondenza a $p=0.05$ bar, troviamo

$$S_l = 0.4763 \text{ [kJ/kg K]}$$

$$S_v = 8.3960 \text{ [kJ/kg K]}$$

siccome $S_l < S_{e'} < S_v$ siamo nel campo del saturo: $T_{e'}=39.2$ °C. Calcoliamo il titolo:

$$x = \frac{S - S_l}{(r/T)} \quad x_{e'} = \frac{6.2568 - 0.4763}{7.9197} = 0.73$$

Per l'entalpia sarà allora

$$H_{e'} = 137.8 + 0.73 \cdot 2423.8 = 1907.2 \text{ [kJ / kg]}$$

Condizioni in (e) , espansione reale:

Si è assunto $\rho_E = 0.75$

la definizione del rendimento isoentropico di espansione porge:

$$\rho_E = \frac{H_d - H_e}{H_d - H_{e'}}$$

segue

$$H_e = H_d - \rho_E \cdot (H_d - H_{e'})$$

$$H_e = 3193.1 - 0.75 \cdot (3193.1 - 1907.2) = 2228.7 \text{ [kJ / kg]}$$

si vede che $H_e < H_v (=2561.6 \text{ [kJ/kg]})$: siamo nel saturo.

per il titolo sarà:

$$x_e = \frac{H_e - H_l}{r} = \frac{2228.7 - 137.8}{2423.8} = 0.863$$

infine l'entropia specifica varrà:

$$s_e = 0.4763 + 0.863 \cdot 7.9197 = 7.308 \text{ [kJ / kg K]}$$

Frazione utilizzabile

$$\eta_0 = 1 + \frac{H_a - H_{e'}}{H_d - H_{a'}} = 1 - \frac{1907.2 - 137.8}{3193.1 - 150.4}$$

$$\eta_0 = 0.418$$

Frazione utilizzata

$$\eta = 1 + \frac{H_a - H_e}{H_d - H_{a'}} = 1 - \frac{2228.7 - 137.8}{3193.1 - 150.4}$$

$$\eta = 0.313$$

Potenza all'asse della turbina

La portata di vapore è $\dot{m}_v = 90$ [ton/h] ovvero $\dot{m}_v = 90/3.6 = 25$ [kg/s]

$$P_E = G_v (H_d - H_e) = 25 (3193.1 - 2228.7) = 24110 \text{ [kW]}$$

$$P_E = 24.11 \text{ [MW]}$$

Portata d'acqua al condensatore

Supponiamo di avere a disposizione acqua a 15°C (T_i). In uscita si può assumere una temperatura $6-7^\circ\text{C}$ inferiore a quella di saturazione. Quindi $T_u = 25.9^\circ\text{C}$.

Scriviamo il bilancio delle potenze termiche

$$\dot{m}_{H_2O} c_{pH_2O} (T_u - T_i) = \dot{m}_v (H_e - H_a)$$

$$\dot{m}_{H_2O} = \dot{m}_v \frac{H_e - H_a}{c_{pH_2O} (T_u - T_i)}$$

$$\dot{m}_{H_2O} = 25 \text{ [kg/s]} \frac{(2228.7 - 137.8) \text{ [kJ/kg]}}{4.186 \text{ [kJ/kgK]} (25.9 - 15) \text{ [K]}} = 1145.6 \text{ [kg/s]}$$

il rapporto fra le portate è circa 46.

Portata di combustibile

Assumendo un potere calorifico inferiore $Q_i = 40000$ [kJ/kg] (es. gasolio) e un rendimento di combustione $\eta_c = 0.85$ avremo:

$$\eta_c \dot{m}_c Q_i = \dot{m}_v (H_d - H_{a'})$$

$$\dot{m}_c = \dot{m}_v \frac{(H_d - H_{a'})}{\eta_c Q_i}$$

$$\dot{m}_c = 25 \frac{(3193.1 - 150.4)}{0.85 \cdot 40000} = 2.237 \text{ [kg/s]}$$

Potenza pompe di alimento

$$P_c = G_v (H_{a'} - H_a) = 25 (150.4 - 137.8) = 315 \text{ [kW]}$$

$$P_c = 0.315 \text{ [MW]}$$

9.6. Termofluosistemi a gas

Gli impianti a vapore esaminati utilizzano un fluido di lavoro che alternativamente viene vaporizzato e condensato. Nel seguito verranno considerati processi in cui il fluido evolvente è un gas. I relativi termofluosistemi possono essere aperti o chiusi a seconda che il fluido di lavoro venga continuamente rinnovato (con immissione e scarico) oppure mantenuto nell'impianto. Nel primo caso si ha generalmente la combustione all'interno del fluosistema ed il gas immesso è l'aria che alimenta la combustione stessa. Per utilizzare al meglio l'elevata temperatura originata dalla combustione, i prodotti gassosi operano come fluido di lavoro che espande in turbina. Nei termofluosistemi chiusi il gas evolvente riceve calore da una sorgente esterna e descrive un ciclo termodinamico, cedendo parte del calore ricevuto ad un pozzo termico.

Gli impianti a gas sono normalmente più leggeri e compatti rispetto agli impianti a vapore e sono usati per generazione di potenza. Il favorevole rapporto potenza-peso li rende inoltre adatti alla propulsione (soprattutto aerea, marina, terrestre).

Per lo studio termodinamico di entrambi gli impianti si utilizza un ciclo di riferimento ad aria in cui la composizione chimica del gas è assunta costante ed il processo di combustione è rappresentato da uno scambio termico fittizio. Il ciclo Brayton (o ciclo Joule) costituisce il riferimento termodinamico per lo studio dei termofluosistemi motore a gas.

9.6.1. Ciclo Brayton

Nei termofluosistemi a gas, per ottenere lavoro meccanico, il gas ad alta temperatura viene fatto espandere in turbina. Per mantenere elevata la pressione all'ingresso della turbina è necessario prima comprimerlo, ma se lo si facesse subito espandere il lavoro utile sarebbe nullo; tra la compressione e l'espansione il gas viene riscaldato e maggiore è l'energia termica che gli viene fornita, maggiore è il lavoro ottenuto dall'espansione.

Nel caso di termofluosistema aperto il fluido di lavoro è aria atmosferica ed il componente di scambio termico interposto tra compressore e turbina è normalmente una camera di combustione (a pressione costante). La trasformazione in cui viene ceduto il calore Q_2 si verifica nell'atmosfera, dove la turbina scarica gli esausti che disperdono energia termica mescolandosi con l'aria esterna.

Nel circuito chiuso le trasformazioni in cui si verificano gli scambi termici Q_1 e Q_2 avvengono a pressione costante, in due scambiatori di calore (Fig.9.13).

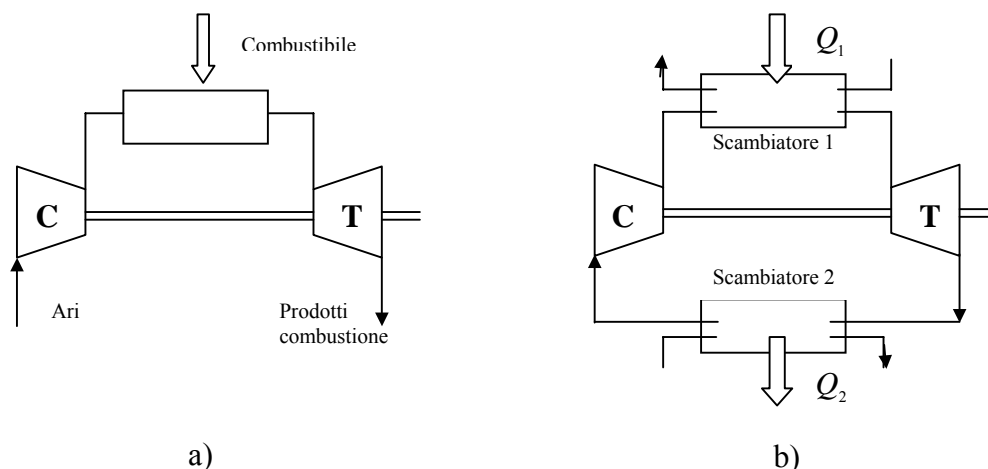


Fig. 9.13. Schema di un impianto motore a gas a ciclo aperto (a) ed a ciclo chiuso (b).

Ciclo di riferimento

Il *ciclo a gas di riferimento* per lo studio di questi impianti è il ciclo Brayton o ciclo Joule. Esso è costituito da due isobare e due adiabatiche reversibili.

Le ipotesi di prima approssimazione per l'analisi di tale ciclo sono:

- il fluido è aria, considerata gas perfetto, a composizione chimica costante e calori specifici costanti;
- le trasformazioni reversibili;
- il sistema opera a regime permanente.

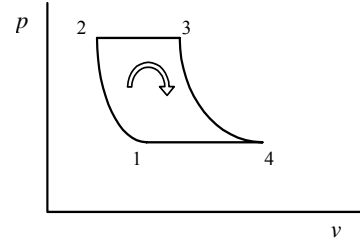


Fig. 9.14. Ciclo Brayton di riferimento.

La *frazione utilizzabile* risulta:

$$\eta_0 = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}} \quad (9.16)$$

Si ha infatti:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{e dunque} \quad T_2 T_4 = T_1 T_3$$

L'efficienza termica cresce dunque con il rapporto di compressione, con l'andamento monotono riportato in figura 9.15; tende asintoticamente all'unità per rapporto di compressione tendente ad infinito. Per la (9.16) la frazione utilizzabile risulta uguale a quella di un ciclo di Carnot operante tra le temperature di inizio e fine compressione T_1 e T_2 (o di inizio e fine espansione).

Nella valutazione dell'efficienza occorre tenere presente che esiste una temperatura massima per il gas all'ingresso della turbina (T_3) imposta da considerazioni di carattere tecnologico.

D'altra parte la temperatura minima T_1 è prossima alla temperatura ambiente.

E' dunque utile confrontare i cicli termodinamici alle diverse pressioni a parità di temperature massima e minima.

Il *lavoro (netto) complessivo* del ciclo può valutarsi in base agli scambi:

$$L = Q_1 + Q_2 = c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_4 - T_1)$$

da cui:

$$L = c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}} \right) - c_p T_1 \left(r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \quad (9.18)$$

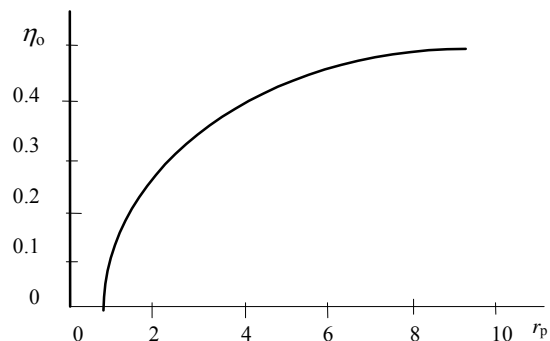


Fig. 9.15. Frazione utilizzabile di un ciclo Brayton ideale in funzione del rapporto di compressione.

La relazione ottenuta stabilisce che per un ciclo Brayton ideale, operante tra due temperature estreme fissate, il lavoro utile netto dipende soltanto dal rapporto di compressione.

Risulta inoltre che tale lavoro è nullo per $r_p = 1$ e per il rapporto di compressione

$$(r_p)_{\max} = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \text{ per il quale si ha } T_2 = T_3.$$

Il massimo lavoro, per unità di massa di fluido evolvente, corrispondente all'area massima racchiusa dal ciclo reversibile nel piano entropico (Fig. 9.16) si realizza con il rapporto di compressione ottimale:

$$(r_p)_0 = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{k}{2(k-1)}} = \sqrt{(r_p)_{\max}} \quad (9.19)$$

Tale rapporto si può ottenere derivando L dato dalla (9.18) rispetto ad r_p ed uguagliando a zero.

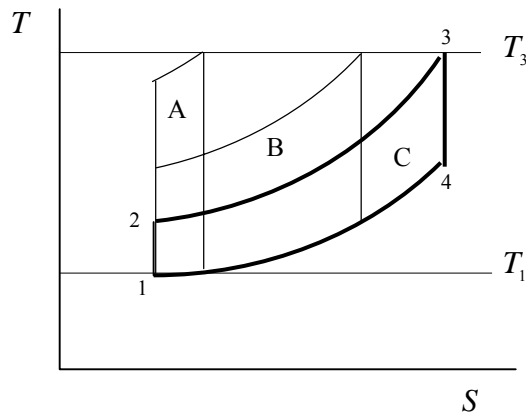


Fig. 9.16. Effetto del rapporto di compressione sul lavoro netto specifico, a parità di temperature massima e minima.

Per le turbine a gas utilizzate per la propulsione è desiderabile operare con piccole dimensioni e pesi dell'impianto. La turbina dovrebbe perciò operare con rapporti di compressione (r_p) prossimi al valore $(r_p)_0$ che rende massimo il lavoro per unità di massa del fluido evolvente nell'impianto.

Si può facilmente verificare che l'efficienza di un ciclo Brayton è inferiore a quella di un ciclo di Carnot operante tra le stesse temperature estreme.

Ciclo Brayton reale

Assumendo le irreversibilità trascurabili nelle trasformazioni isobare in cui avvengono gli scambi termici, il ciclo nel diagramma entropico si rappresenta come in Fig.9.17.

I lavori corrispondenti al compressore ed alla turbina risultano:

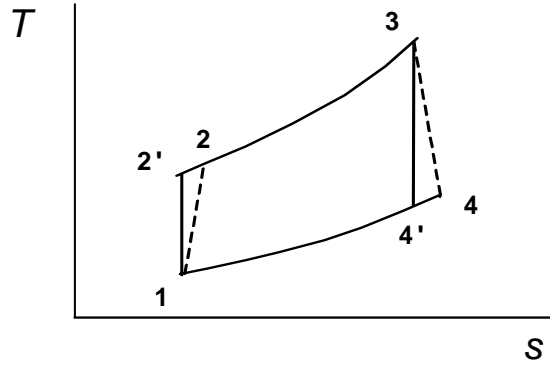


Fig. 9.17. Ciclo Brayton reale, piano T - S .

$$L_{e,c} = -c_p \frac{T_1}{\rho_c} (r_p^m - 1) \quad L_{e,E} = c_p T_3 \rho_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) \quad (9.20)$$

con $m = \frac{k-1}{k}$. Pertanto il lavoro utile netto vale:

$$L_e = c_p T_3 \rho_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - c_p \frac{T_1}{\rho_c} (r_p^m - 1) \quad (9.21)$$

e la frazione utilizzata:

$$\eta = \frac{L_e}{Q_1} = \frac{c_p T_3 \rho_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - c_p \frac{T_1}{\rho_c} (r_p^m - 1)}{c_p (T_3 - T_2)} \quad (9.22)$$

ovvero:

$$\eta = \frac{\frac{T_3}{T_1} \rho_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - \frac{1}{\rho_c} (r_p^m - 1)}{\frac{T_3}{T_1} - \left(1 + \frac{r_p^m - 1}{\rho_c}\right)} \quad (9.23)$$

All'aumentare del rapporto tra le temperature estreme $\frac{T_3}{T_1}$ aumenta sia il lavoro netto, sia la

frazione utilizzata del ciclo. Analogamente accade per i rendimenti isoentropici.

Mediante la (9.21) si può facilmente dimostrare che il lavoro utile netto, al variare del rapporto di compressione, diventa massimo per:

$$(r_p)_0 = \left(\frac{T_3}{T_1} \rho_E \rho_C\right)^{\frac{k}{2(k-1)}} \quad (9.24)$$

e si annulla per $r_p = 1$ e per $(r_p)_{\max} = \left(\frac{T_3}{T_1} \rho_E \rho_C\right)^{\frac{k}{(k-1)}}$.

Si noti infine che i gas scaricati dalla turbina sono normalmente caratterizzati da una temperatura ben al di sopra della temperatura ambiente e quindi sono potenzialmente idonei per preriscaldare il gas uscente dal compressore. Un modo di utilizzare l'energia dei gas esausti è quello di adottare uno scambiatore rigeneratore, riducendo la portata di combustibile nella camera di combustione.

Un ciclo Brayton modificato per includere il rigeneratore è rappresentato in Fig. 9.18.

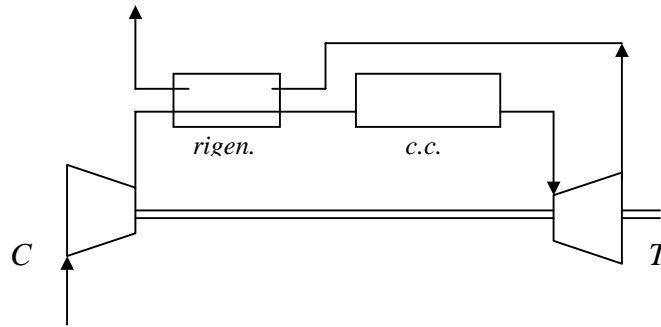
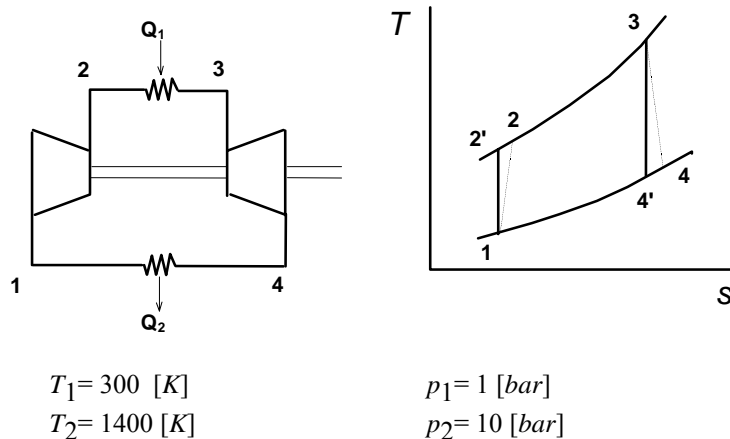


Fig. 9.18. Schema di un impianto a gas con rigeneratore.

Esempio 9.2

Nel compressore di un ciclo Brayton l'aria entra alla pressione di 100 [kPa] ed alla temperatura di 300 [K], con una portata volumetrica G_v di 5 [m³/s]. Il rapporto di compressione è 10, mentre i rendimenti isoentropici del compressore e dell'espansore sono pari a 0.8. La temperatura di ingresso in turbina è 1400 [K]. Si determini:
a) l'efficienza termica del ciclo (ovvero la frazione utilizzata)
b) la potenza netta sviluppata



L'aria viene trattata come gas perfetto, si trascurano gli effetti cinetici e potenziali. Occorre determinare l'entalpia corrispondente a ciascuno stato.

stato 1

$$\begin{aligned} T_1 &= 300 \text{ [K]} & H_1 &= 300.6 \text{ [kJ/kg]} \\ p_1 &= 1 \text{ [bar]} & S_1 &= S_{T1} = 6.873 \text{ [kJ/kg K]} \end{aligned}$$

stato 2'

$$\begin{aligned} p_{2'} &= 10 \text{ [bar]} & S_{2'} &= S_1 \\ \text{ma } S_{2'} &= S_{r2'} - R_1 \ln(p_{2'}) & S_{r2'} &= 6.873 + 0.287 \ln(10) = 7.534 \text{ [kJ/kg K]} \end{aligned}$$

per interpolazione otteniamo $T_{2'}$,

$$T_{2'} = 500 + 100 \frac{7.534 - 7.390}{7.580 - 7.390} = 575.8 \text{ [K]}$$

analogamente per l'entalpia:

$$H_{2'} = 504.5 + (608.5 - 504.5) \frac{7.534 - 7.390}{7.580 - 7.390} = 583.3 \text{ [kJ/kg]}$$

oppure anche:

$$H_{2'} = 504.5 + (608.5 - 504.5) \frac{575.8 - 500}{100} = 583.3 [\text{kJ} / \text{kg}]$$

stato 2

$$\rho_c = \frac{H_{2'} - H_1}{H_2 - H_1} \Rightarrow H_2 = H_1 + \frac{H_{2'} - H_1}{\rho_c}$$

$$H_2 = 300.6 + \frac{583.3 - 300.6}{0.8} = 654 [\text{kJ} / \text{kg}]$$

stato 3

$$T_3 = 1400 [\text{K}]$$

$$p_3 = 10 [\text{bar}]$$

$$H_3 = 1517.6 [\text{kJ} / \text{kg}]$$

$$S_{r3} = 8.533 [\text{kJ} / \text{kg} \text{ K}]$$

$$S_3 = S_{r3} - R_1 \ln(p_3)$$

$$S_3 = 8.533 - 0.287 \ln(10) = 7.872 [\text{kJ} / \text{kg} \text{ K}]$$

stato 4'

$$p_{4'} = p_1 = 1 [\text{bar}] \quad S_{4'} = S_{r4'} = S_3 = 7.872 [\text{kJ} / \text{kg} \text{ K}]$$

dalle tavole:

$$T_{4'} = 700 + 100 \frac{7.872 - 7.746}{7.891 - 7.746} = 786.9 [\text{K}]$$

$$h_{4'} = 714 + (822.4 - 714) \frac{7.872 - 7.746}{7.891 - 7.746} = 808.2 [\text{kJ} / \text{kg}]$$

stato 4

$$\rho_E = \frac{H_3 - H_4}{H_3 - H_{4'}} \Rightarrow H_4 = H_3 - \rho_E (H_3 - H_{4'})$$

$$H_4 = 1517.6 - 0.8 \cdot (1517.6 - 808.2) = 950.1 [\text{kJ} / \text{kg}]$$

a) La definizione di frazione utilizzata (efficienza termica) porge:

$$\eta = \frac{\sum L}{Q_1} = \frac{L_E + L_c}{Q_1} = \frac{(H_3 - H_4) + (H_1 - H_2)}{H_3 - H_2}$$

$$\eta = \frac{(1517.6 - 950.1) + (300.6 - 654)}{1517.6 - 654} = \frac{214.1}{863.6} = 0.248 \text{ (24.8\%)}$$

b) la potenza netta sviluppata è data da

$$P = \dot{m} \cdot \sum L = \frac{G_{v1}}{v_1} \cdot \sum L$$

nelle ipotesi di gas perfetto abbiamo:

$$v_1 = \frac{R_{1aria} T_1}{p_1} = \frac{287 [\text{J} / \text{kg} \text{ K}] \cdot 300 [\text{K}]}{1 \cdot 10^5 [\text{Pa}]} = 0.861 [\text{m}^3 / \text{kg}]$$

per cui

$$\dot{m} = 5 [\text{m}^3 / \text{s}] / 0.861 [\text{m}^3 / \text{kg}] = 5.807 [\text{kg} / \text{s}]$$

ed infine:

$$P = 5.807 [\text{kg} / \text{s}] \cdot 214.1 [\text{kJ} / \text{kg}] = 1243 [\text{kW}]$$

Applicazione dei cicli a gas alla propulsione aerea

Poiché spazio e peso sono elementi di fondamentale importanza nel progetto dei motori per aerei, i cicli che utilizzano turbine a gas risultano particolarmente idonei per la propulsione aerea.

L'apparato più usato per la propulsione è attualmente il turbogetto, la Fig. 9.19 ne mostra uno schema. I principali elementi che lo compongono sono: il diffusore in ingresso, il compressore, la camera di combustione, la turbina e l'ugello di uscita. Il diffusore rallenta l'aria in ingresso e ne aumenta la pressione. Dopo il compressore l'aria ad elevata pressione entra nel combustore dove è iniettato il combustibile. I prodotti della combustione espandono in turbina fino ad una pressione tale da produrre la potenza sufficiente a trascinare il compressore e gli apparati ausiliari. In tal modo nessun lavoro netto è disponibile e l'energia dei gas esausti è convertita nell'ugello di uscita in energia cinetica, ad elevata velocità. La variazione della quantità di moto del gas entrante e di quello che lascia l'unità determina una forza propulsiva sul sistema.

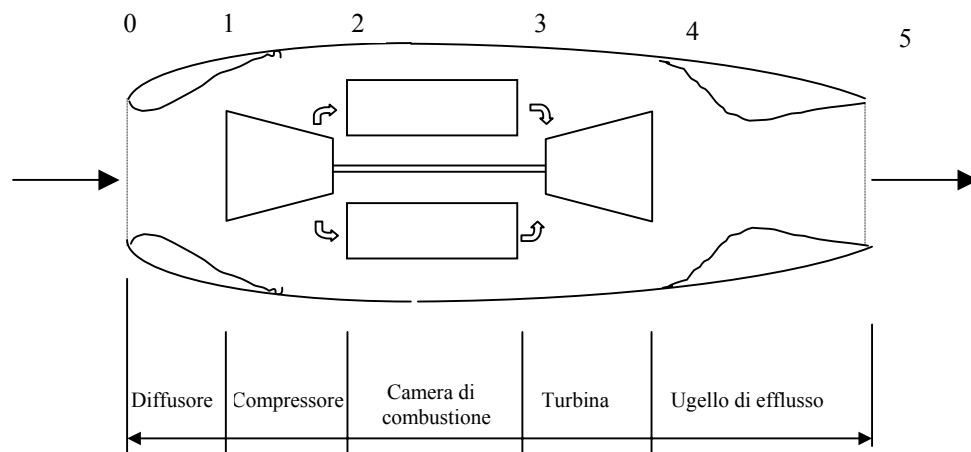


Fig. 9.19. Schematizzazione di un turbogetto.

Il ciclo termodinamico caratteristico del sistema descritto è riportato nel diagramma di Fig. 9.20, con l'ipotesi che tutte le trasformazioni siano reversibili. Nelle condizioni di regime permanente, con variazioni trascurabili di energia potenziale, possono scriversi i seguenti bilanci energetici:

- per il diffusore:

$$H_0 + \frac{1}{2} w_0^2 = H_1 + \frac{1}{2} w_1^2$$

- per il compressore e la turbina:

$$L_{e,E} = |L_{e,C}| \quad \text{cioè} \quad H_2 - H_1 = H_3 - H_4$$

- per il combustore:

$$Q_1 = H_3 - H_2$$

- per l'ugello di efflusso:

$$H_4 + \frac{1}{2} w_4^2 = H_5 + \frac{1}{2} w_5^2$$

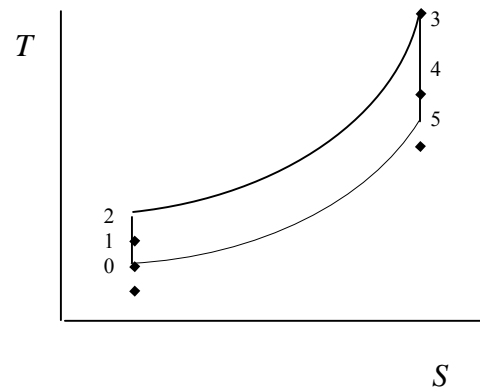


Fig. 9.20. Ciclo ideale per un turbogetto.

In accordo con la seconda legge di Newton, la spinta propulsiva prodotta è uguale alla variazione della quantità di moto del fluido che passa attraverso il sistema:

$$F = \dot{m} (w_5 - w_0) + \dot{m}_c w_5$$

essendo \dot{m} la portata di aria ed \dot{m}_c la portata di combustibile.

Nella propulsione aerea mediante turbine a gas c'è una varietà di soluzioni. Nel caso dei turboelica (*turboprop*), il lavoro esterno netto ottenuto dall'espansione in turbina, fino alla pressione atmosferica, aziona il compressore, ma anche e soprattutto il propulsore ad elica trascinato da un riduttore. I sistemi ad elica offrono una notevole spinta propulsiva a basse velocità di volo. D'altra parte il turbogetto è efficiente ad elevate velocità e dunque, per moderate velocità, la combinazione delle due azioni propulsive risulta conveniente, particolarmente per lunghi voli. Il turbogetto a doppio flusso (*turbofan*) è un sistema con spinta addizionale (efficace soprattutto al decollo) dovuta alla presenza di un flusso indotto da un turboventilatore.

9.7. Motori a combustione interna

Anche se la maggior parte degli impianti con turbina a gas sono sistemi a combustione interna (cicli aperti), questa denominazione è normalmente riservata alle sole macchine alternative usualmente applicate alla trazione. Il processo termodinamico si realizza all'interno di un sistema cilindro-pistone e non in una serie di componenti interconnessi.

I due principali tipi di motori a combustione interna sono: il motore a ignizione con candele, in cui una scintilla provoca l'ignizione della miscela aria-combustibile, ed il motore a ignizione per compressione, in cui l'aria è compressa a pressione e temperatura sufficientemente elevata da provocare la combustione spontaneamente quando viene iniettato il combustibile.

Una rappresentazione del ciclo reale può essere ottenuta esaminando il diagramma che riporta l'andamento della pressione interna al cilindro in funzione dello spostamento del pistone. In Fig. 9.21 è rappresentato in ciclo indicato per un motore a quattro tempi, in cui il pistone esegue quattro distinte corse nel cilindro per ogni doppia rotazione dell'albero a manovella.

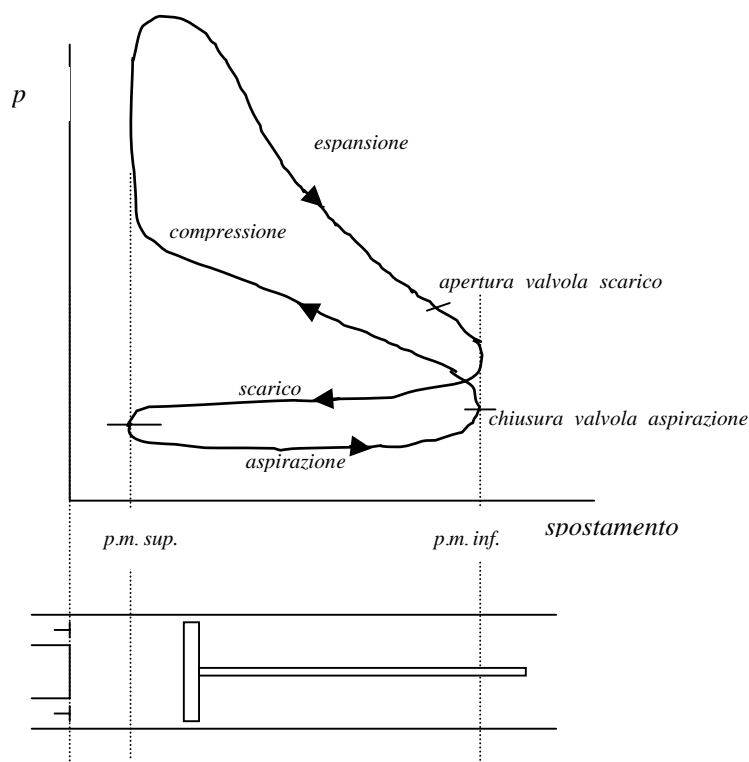


Fig. 9.21. Diagramma pressione- spostamento (ciclo meccanico indicato) di un motore alternativo a combustione interna.

Con la valvola di aspirazione aperta, il pistone effettua una corsa di *aspirazione*, tra il punto morto superiore e quello inferiore, in cui una carica fresca è introdotta nel cilindro. La carica è una miscela di aria e combustibile nel caso di motori ad ignizione a candela; è soltanto aria per motori ad ignizione per compressione. A valvole chiuse il pistone, muovendo in direzione opposta, effettua la *compressione* del fluido e ciò richiede del lavoro dall'esterno. Ancora a valvole chiuse si innesca la *combustione* con aumento di temperatura e pressione. Il successivo ritorno del pistone costituisce la fase utile di *espansione* da cui si ottiene lavoro meccanico. Infine, a valvola di scarico aperta, il pistone effettua una corsa che determina lo *scarico* dei prodotti di combustione. Il ciclo "meccanico" di Fig. 9.21, non rappresenta un ciclo termodinamico per il contenuto del cilindro: il fluido è infatti introdotto con una data composizione chimica ed è scaricato con una composizione diversa.

Lo studio dettagliato delle prestazioni dei m.c.i. è piuttosto complesso e dovrebbe tener conto dei numerosi fenomeni che si verificano:

- il processo di combustione nel cilindro;
- i fenomeni di dissociazione e riassociazione dei gas combusti;
- la variabilità dei calori specifici con la temperatura;
- le irreversibilità associate ad attriti, gradienti di pressione, gradienti di temperatura;
- lo scambio termico tra il gas e le pareti del cilindro;
- il lavoro per introdurre e scaricare il gas.

Per un primo esame del funzionamento complessivo si effettua tradizionalmente un'analisi termodinamica elementare basata su cicli termodinamici di riferimento. Tali cicli non rappresentano la reale successione delle trasformazioni, si assume infatti che il fluido evolvente sia aria, trattata come gas perfetto a calori specifici costanti, sostituendo il processo di combustione con uno scambio termico fittizio con l'esterno. Sono cicli di riferimento il ciclo Otto ed il ciclo Diesel.

9.7.1. Ciclo Otto di riferimento

Fu ideato da Beau de Rochas nel 1862 e realizzato da Nicholas Otto nel 1876. E' costituito da una compressione adiabatica (1-2), un riscaldamento isocoro (2-3), una espansione adiabatica (3-4) ed un raffreddamento isocoro (4-1). Il processo ciclico (e chiuso) così descritto rappresenta un modello del processo reale in cui alla combustione corrisponde il riscaldamento isocoro ed allo scarico dei prodotti della combustione il raffreddamento ancora a volume costante.

Il ciclo Otto di riferimento prevede le seguenti ipotesi:

- fluido gas perfetto con calori specifici costanti;
- trasformazioni tutte reversibili.

In queste condizioni la frazione utilizzabile risulta:

$$\eta_0 = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}$$

da cui:

$$\eta_{o,Otto} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}} \quad (9.25)$$

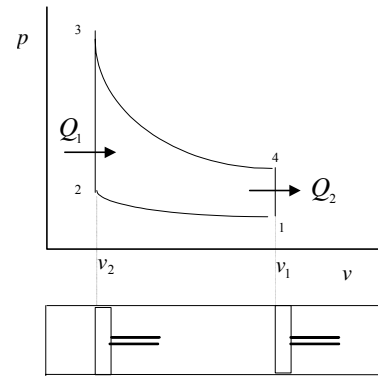


Fig. 9.22. Ciclo Otto di riferimento

avendo indicato con r_c il rapporto volumetrico di compressione definito da v_1 / v_2 .

In relazione al risultato ottenuto si possono fare le seguenti osservazioni:

- la frazione utilizzabile dipende esclusivamente dal rapporto volumetrico di compressione r_c ed aumenta con esso: ad es. per $r_c = 8$ si ha $\eta_0 = 0.57$ e per $r_c = 9$ si ha $\eta_0 = 0.60$;
- si può dimostrare che l'efficienza di un ciclo Otto è minore di quella di un ciclo di Carnot operante tra le stesse temperature massime (e ciò perché il calore Q_2 viene trasmesso all'esterno ad una temperatura maggiore della minima del ciclo mentre Q_1 viene ricevuto ad una temperatura minore della massima).

La possibilità che intervengano fenomeni di autoignizione pone un limite superiore al rapporto di compressione. L'autoignizione della miscela (incombusta) può intervenire se la temperatura

è troppo alta; essa provoca un'onda di pressione nel cilindro che può portare a perdite di potenza e danneggiamenti. I combustibili con piombo tetraetile sono resistenti all'autoignizione, ma il rispetto dei limiti di inquinazione ambientale, induce ad usare benzina senza piombo per la quale il valore massimo di r_c è di circa 9-10. Valori più elevati, nel campo 12-20, possono essere ottenuti con l'ignizione per compressione e combustibile meno raffinato con più alta temperatura di accensione.

I valori di frazione utilizzata reali risultano notevolmente ridotti rispetto a quelli dati dalla (9.25). Ad essi si può pervenire attraverso calcoli più accurati tenendo conto della reale composizione del fluido, dell'attrito, dei disperdimenti termici, della variazione di c_p e c_v con T e della combustione.

Esempio 9.3

Si valutino gli scambi di lavoro e di calore, per unità di massa, e la frazione utilizzabile per il seguente ciclo Otto di riferimento:

$$\begin{array}{ll} \text{Aria come fluido:} & k = c_p/c_v = 1.4 \\ T_1 = 300 \text{ K} & T_3 = 1675 \text{ K} \\ p_1 = 1 \text{ bar} & r_c = v_1/v_2 = 6 \end{array}$$

(ipotesi g.p.)

$$v_1 = R_1 \frac{T_1}{p_1} = 287 \frac{300 \text{ [K]}}{10^5 \text{ [Pa]}} = 0.861 \text{ [m}^3 / \text{kg]}$$

$$\text{adiabatica 1-2: } T_2 v_2^{k-1} = T_1 v_1^{k-1} \rightarrow T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = T_1 \cdot r_c^{k-1}$$

$$T_2 = 300 \cdot 6^{0.4} = 614 \text{ [K]}$$

per il lavoro di compressione sarà ($dL = -dU$):

$$L_c = \int_1^2 p dv = - \int_1^2 c_v dT = c_v (T_1 - T_2) =$$

ricordando che $R_1 = c_p - c_v$ ed assumendo $c_p = 1005 \text{ [J/kg K]}$

$$c_v = 1005 - 287 = 718 \text{ [J/kg K]} = 0.718 \text{ [kJ/kg K]}$$

$$L_c = 0.718 \cdot (300 - 614) = -225.5 \text{ [kJ/kg]}$$

calcoliamo p_2 :

$$p_2 = R_1 \frac{T_2}{v_2} = R_1 T_2 \frac{r_c}{v_1} = 287 \text{ [J/kgK]} \cdot 614 \text{ [K]} \frac{6}{0.861 \text{ [m}^3 / \text{kg]}} = 12.28 \cdot 10^5 \text{ [Pa]} = 12.3 \text{ [bar]}$$

oppure possiamo procedere così (con meno errori di arrotondamento):

$$p_2 v_2^k = p_1 v_1^k \rightarrow p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \cdot r_c^k = 1 \text{ [bar]} \cdot 6^{1.4} = 12.3 \text{ [bar]}$$

calcolo calore fittizio combustione

$$Q_1 = c_v (T_3 - T_2)$$

$$Q_1 = 0.718 \cdot (1675 - 614) = 762 \text{ [kJ/kg]}$$

calcoliamo p_3 sfruttando il fatto che la tr. 2-3 è isocora:

$$\begin{aligned}
p_2 v_2 &= R_1 T_2 \\
p_3 v_2 &= R_1 T_3 \\
\Rightarrow \frac{p_3}{p_2} &= \frac{T_3}{T_2} \rightarrow p_3 = p_2 \frac{T_3}{T_2} \\
p_3 &= 12.3[\text{bar}] \frac{1675}{614} = 33.6[\text{bar}]
\end{aligned}$$

calcolo di T_4 (tr. 3-4 adiabatica):

$$T_4 v_4^{k-1} = T_3 v_3^{k-1} \rightarrow T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1}$$

ma $v_3 = v_2$ e $v_4 = v_1$ quindi $v_3/v_4 = 1/r_c$

$$T_4 = 1675 \frac{1}{6^{0.4}} = 818[\text{K}]$$

per p_4 sarà: $p_4 = R_1 T_4 / v_4 = 287 \cdot 818 / 0.861 = 2.73 \cdot 10^5 [\text{Pa}] = 2.73 [\text{bar}]$

Il lavoro associato alla fase di espansione varrà :

$$\begin{aligned}
L_e &= \int_3^4 p dv = - \int_3^4 c_v dT = c_v (T_3 - T_4) \\
L_e &= 0.718 \cdot (1675 - 818) = 615 [\text{kJ/kg}]
\end{aligned}$$

La frazione utilizzabile varrà allora (utilizzabile perchè tr. reversibili)

$$\eta_0 = \frac{\sum L}{Q_1} = \frac{615 - 225.5}{762} = 0.51$$

in realtà tenendo conto di tutte le irreversibilità $\eta \approx 25\%$

9.7.2. Ciclo Diesel di riferimento

E' un ciclo ideale in cui il calore Q_1 viene fornito durante una trasformazione a pressione costante che inizia quando il pistone ha raggiunto il punto morto superiore. L'aria viene aspirata e compressa adiabaticamente lungo la 1-2. Alla fine della compressione viene iniettato il combustibile che si accende per la elevata temperatura raggiunta dall'aria nella compressione. La combustione avviene a pressione costante e quindi interessa già la successiva corsa dello stantuffo. Segue quindi l'espansione adiabatica 3-4 ed a fine corsa dello stantuffo si aprono le valvole di scarico e si ha il lavaggio del cilindro con lo stantuffo.

Dall'esame degli scambi nelle diverse trasformazioni si ha:

$$1-2: \quad Q_{1,2} = 0 \\ L_{1,2} = -(U_2 - U_1) = -c_v(T_2 - T_1)$$

$$2-3: \quad Q_{2,3} = c_p(T_3 - T_2) \\ L_{2,3} = p_2(v_3 - v_2)$$

$$3-4: \quad Q_{3,4} = 0 \\ L_{3,4} = -(U_4 - U_3) = -c_v(T_3 - T_4)$$

$$4-1: \quad Q_{4,1} = c_v(T_1 - T_4) \\ L_{4,1} = 0$$

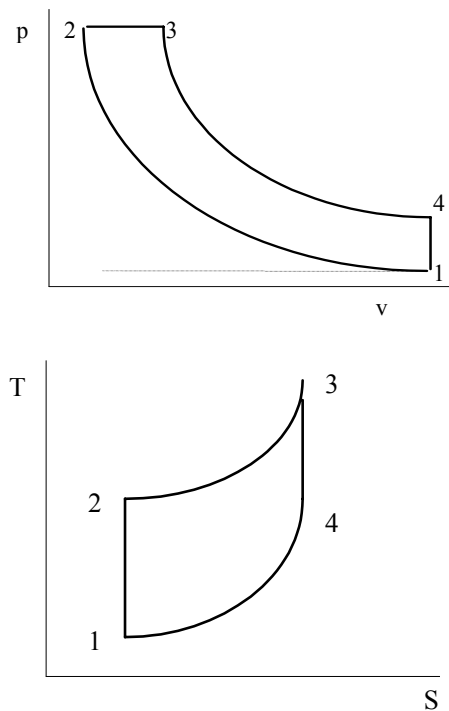


Fig.9.23. Ciclo Diesel di riferimento.

Si ha pertanto:

$$\eta_o = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} \quad (9.26)$$

da cui:

$$\eta_o = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)} \quad (9.27)$$

e infine:

$$\eta_{o,Diesel} = 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}} \frac{1}{k} \frac{(\beta^k - 1)}{(\beta - 1)} \quad (9.28)$$

avendo indicato con $\beta = \frac{v_3}{v_2}$ e con $r_c = \frac{v_1}{v_2}$, rispettivamente, il rapporto volumetrico di combustione a pressione costante ed il rapporto volumetrico di compressione. In Fig. 9.24 è riportato l'andamento della frazione utilizzabile di un ciclo Diesel di riferimento (eq. 9.28) in funzione dei rapporti volumetrici β ed r_c .

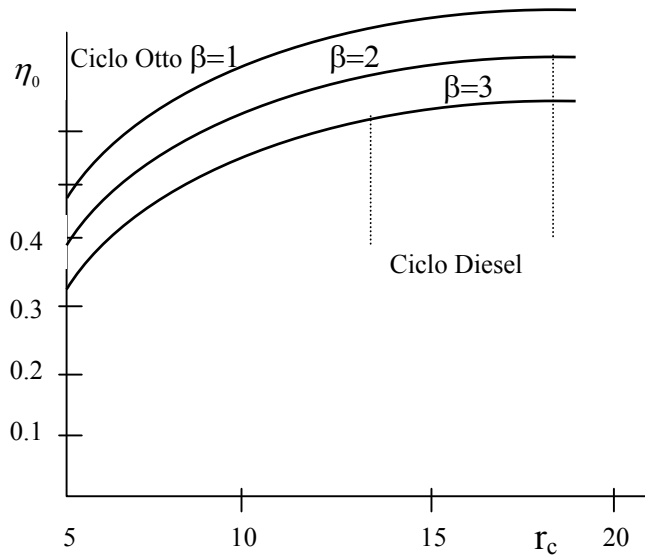
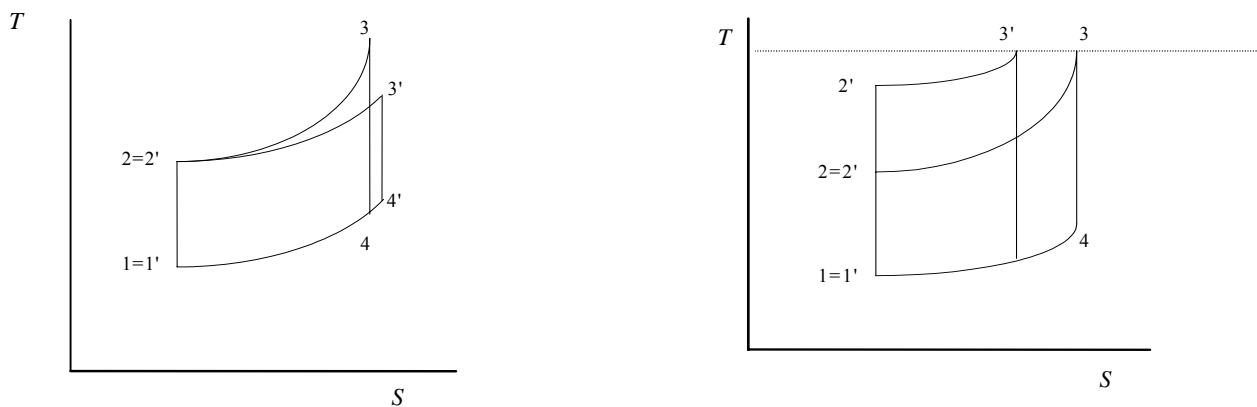


Fig. 9.24. Frazione utilizzabile di un ciclo Diesel di riferimento ($k=1.41$).

Confrontando le due frazioni utilizzabili espresse dalle (9.25) e (9.28) si nota che per il ciclo Diesel il termine che si sottrae all'unità viene moltiplicato per una quantità solitamente maggiore di 1, con $\beta > 1$ e $k > 1$. A parità di rapporto volumetrico si ha dunque che il ciclo Otto di riferimento è più efficiente di un ciclo Diesel di riferimento. In pratica a causa dei possibili effetti di preignizione e detonazione il rapporto di compressione del ciclo Otto è significativamente inferiore a quello adottabile per il ciclo Diesel: i motori Diesel operano a più elevati valori del rapporto di compressione con conseguenti più elevate efficienze. Un confronto tra i due cicli può effettuarsi in modo significativo assumendo per entrambi lo stesso calore fornito Q_1 . Con riferimento al diagramma entropico di Fig. 9.25, se si effettua il confronto a pari rapporto di compressione (caso a)), per il ciclo Diesel risulta un più elevato valore del calore ceduto Q_2 e minore è la frazione utilizzabile. Lo stesso confronto a pari T_{max} raggiunta comporta invece maggiore Q_2 per il ciclo Otto. Si hanno così le seguenti situazioni.



a) Confronto a parità di Q_1 e di r_c

b) Confronto a parità di Q_1 e di T_{max}

Fig. 9.25. Confronto tra i cicli di riferimento Otto (trasformazioni 1-2-3-4) e Diesel (trasformazioni 1'-2'-3'-4') a parità di rapporto di compressione (caso a) ed a parità di temperatura massima (caso b)).

Esempio 9.4

Si valutino gli scambi di lavoro, di calore per unità di massa e la frazione utilizzabile per il seguente ciclo Diesel di riferimento:

$$\begin{array}{ll} \text{Aria come fluido:} & k = c_p/c_v = 1.4, c_p = 1.005 \text{ kJ/kg K} \\ T_1 = 300 \text{ K} & T_3 = 1675 \text{ K} \\ p_1 = 1 \text{ bar} & r_c = v_1/v_2 = 16 \end{array}$$

stato 2 (tr. 1-2 adiab. isoentr.)

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = T_1 \cdot r_c^{k-1} = 300 \cdot 16^{0.4} = 909 [K]$$
$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \cdot r_c^k = 1 \cdot 16^{1.4} = 48.5 [bar]$$

siamo in grado di calcolare $L_{1,2}$ e Q_1

$$L_{1,2} = -c_v (T_2 - T_1) = -0.718 (909 - 300) = -437.3 [kJ/kg]$$

$$Q_1 = c_p (T_3 - T_2) = 1.005 (1675 - 909) = 769.8 [kJ/kg]$$

Vediamo ora di calcolare Q_1 utilizzando invece le tavole dell'entalpia:

$$h_3 = 1757.1 + (2006 - 1757.1) \frac{75}{200} = 1850.4 [kJ/kg]$$

$$h_2 = 933.5 + (1046.4 - 933.5) \frac{9}{100} = 943.7 [kJ/kg]$$

$$Q_1 = h_3 - h_2 = 906.7 [kJ/kg]$$

Questo valore è decisamente maggiore del precedente. Se noi cerchiamo il valore di c_p nelle tabelle vediamo che $c_p = 1.005 [kJ/kgK]$ vale per temperatura ambiente. Per $T=909 \text{ K}$ e 1675 K troviamo valori pari rispettivamente a circa 1.12 e 1.26 $[kJ/kgK]$ con media aritmetica pari a circa 1.19 $[kJ/kgK]$. Utilizzando tale valore si ottiene un valori di Q_1 :

$$Q_1 = c_p (T_3 - T_2) = 1.19 (1675 - 909) = 911.5 [kJ/kg]$$

molto vicino a quello ottenuto utilizzando le tavole dell'entalpia. Occorre comunque dire che fra medie ed interpolazioni conviene allora valutare direttamente le entalpie.

Per il lavoro nella (2-3) abbiamo:

$$L_{2,3} = p_2 (v_3 - v_2) = R_1 (T_3 - T_2) = 0.287 \cdot (1675 - 909) = 219.8 [kJ/kg]$$

stato 3

$$p_3 = p_2 = 48.5 \text{ bar} \quad T_3 = 1675 \text{ K}$$

stato 4 (tr. 3-4 adiab. isoentr.)

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{k-1}$$

ma sull'isobara 2-3 vale la seguente:

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}$$

quindi

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} \left(\frac{T_3}{T_2} \right)^{k-1} = T_3^k \cdot \left(\frac{1}{r_c \cdot T_2} \right)^{k-1} = 1675^{1.4} \cdot \left(\frac{1}{16 \cdot 909} \right)^{0.4} = 705.6 [K]$$

analogamente

$$p_4 = p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = p_3 \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^k = p_3 \left(\frac{T_3}{r_c \cdot T_2} \right)^k = 48.5 \left(\frac{1675}{16 \cdot 909} \right)^{1.4} = 2.35 [bar]$$

$$L_{3,4} = c_v (T_3 - T_4) = 0.718 (1675 - 705.6) = 696 [kJ/kg]$$

$$L_{netto} = L_{1,2} + L_{2,3} + L_{3,4} = -437.3 + 219.8 + 696 = 478.5 [kJ/kg]$$

Calcoliamo Q_2 :

$$Q_2 = c_v (T_1 - T_4) = 0.718 (300 - 705.6) = -291.2 [kJ/kg]$$

La frazione utilizzabile vale:

$$\eta_0 = \frac{L_{netto}}{Q_1} = \frac{478.5}{769.8} = 0.62 \quad (62\%)$$

In questo capitolo vengono trattati i cicli termodinamici inversi ed i relativi impianti. Tali cicli trovano attualmente una diffusione crescente per le applicazioni del freddo, in particolare per la conservazione dei prodotti alimentari, e per il controllo delle condizioni termoigrometriche ambientali.

10.1. Introduzione

In un processo termodinamico inverso il fluido riceve lavoro esterno netto (o calore) e trasferisce calore da una sorgente a bassa temperatura ad una a temperatura più elevata. Se lo scopo primario del processo è sottrarre calore alla sorgente fredda il ciclo è detto *frigorifero*, se invece lo scopo è quello di fornire calore al mezzo più caldo, allora il ciclo viene detto a *pompa di calore*. I due sistemi operano con identico principio e non sussistono ragioni termodinamiche per ulteriori distinzioni, salvo il diverso campo di temperature in cui operano, che comporta dispositivi meccanicamente diversi per raggiungere l'obiettivo fissato con migliore efficienza.

I sistemi frigoriferi trovano oggi un vasto campo di applicazioni dall'uso comune del ghiaccio alla conservazione dei prodotti alimentari, dal condizionamento dell'aria alle piste di pattinaggio su ghiaccio, dalla conservazione del plasma sanguigno alla criogenia ed alla liquefazione dei gas. Le pompe di calore vengono sempre più utilizzate per la climatizzazione ed in processi industriali anche per i vantaggi che offrono sotto il profilo della tutela ambientale. Ciascuna applicazione interessa un diverso campo di temperatura e presenta per il progettista una sua specificità.

10.2. Il ciclo inverso di Carnot

Costituisce il più semplice riferimento per lo studio dei processi inversi trattandosi di un ciclo (inverso) semplice reversibile. Consiste di due isoterme e di due adiabatiche, isoentropiche. Le prestazioni del sistema vengono valutate attraverso i seguenti coefficienti:

- per il *ciclo frigorifero*:

- il consumo meccanico specifico:

$$\gamma_0 = \frac{|L|}{Q_2} = \frac{-(Q_1 + Q_2)}{Q_2} = -\frac{Q_1}{Q_2} - 1 = \frac{T_1 - T_2}{T_2} \quad (10.1)$$

- l'effetto frigorifero specifico o coefficiente di prestazione ($C.O.P.$)_f:

$$\varepsilon_0 = (C.O.P.)_{f,0} = \frac{Q_2}{|L|} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (10.2)$$

- per la *pompa di calore*:

- il coefficiente di prestazione o fattore di moltiplicazione termica ($C.O.P.$)_{hp,0}:

$$(C.O.P.)_{hp,0} = \frac{Q_1}{L} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = (C.O.P.)_{f,0} + 1 \quad (10.3)$$

10.3. Cicli frigoriferi a compressione di vapore

Gli impianti frigoriferi a compressione di vapore costituiscono la tipologia di processi inversi maggiormente diffusa per sistemi di piccole e medie dimensioni.

L'utilizzo di un gas come fluido di lavoro presenta infatti difficoltà in relazione ai bassi valori del coefficiente di convezione termica che implicano elevate velocità del fluido e superfici di scambio termico estese. Queste difficoltà si possono superare utilizzando un fluido che cambia di stato: vaporizza a pressione e temperatura costanti nella fase in cui sottrae calore e successivamente condensa, sempre a T e p costanti, mentre cede calore a pressione e temperatura più elevate. Durante i cambiamenti di fase l'efficienza di trasmissione del calore è sempre molto elevata e le due trasformazioni possono effettuarsi con superfici di scambio relativamente ridotte. L'elevata entalpia di passaggio di stato consente inoltre di operare con piccole portate in massa del fluido refrigerante.

Per introdurre alcuni importanti aspetti della refrigerazione si consideri il ciclo semplice reversibile (ciclo inverso di Carnot), con cambiamento di fase del fluido, rappresentato in Fig. 10.1.

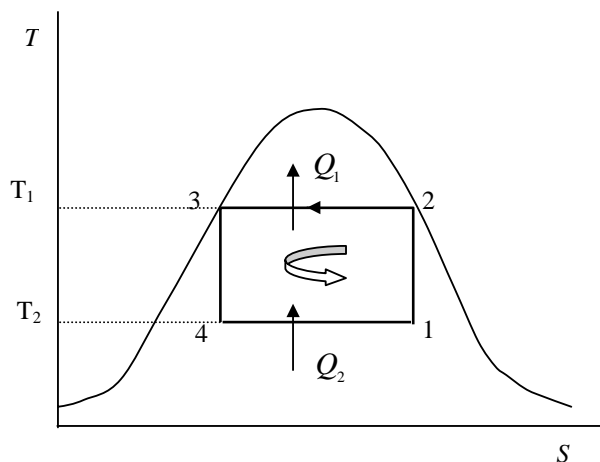


Fig. 10.1. Ciclo semplice inverso reversibile (ciclo di Carnot).

Il fluido frigorifero entra nel vaporizzatore nello stato di vapore saturo (4) e, sottraendo calore alla sorgente inferiore, vaporizza parzialmente fino allo stato 1. E' quindi compresso isoentropicamente dallo stato 1 allo stato 2 di vapore saturo secco. Durante questo processo la temperatura aumenta da T_2 a T_1 , ed anche la pressione aumenta. La trasformazione 2-3 si attua nel condensatore dove il fluido frigorifero condensa completamente, come risultato del calore ceduto all'esterno. Lo stato 4 viene infine ripristinato con una espansione isoentropica attraverso una turbina. Essendo il ciclo reversibile, le aree individuate sul piano T,S dalle singole trasformazioni, rispetto all'asse delle ascisse (a 0 K), rappresentano gli scambi di calore e l'area interna al ciclo rappresenta il lavoro (esterno netto) complessivamente scambiato. Si possono così facilmente ricavare le relazioni riportate nel precedente paragrafo (10.2).

E' necessario tuttavia notare che gli attuali cicli frigoriferi si discostano sensibilmente da quello ideale semplice, sopra descritto. Tra le ragioni che rendono di fatto inattuabile il ciclo inverso di Carnot alcune riguardano la compressione e l'espansione. La compressione, dallo stato 1 allo stato 2, dovrebbe attuarsi con vapore saturo, in presenza quindi di una miscela di liquido e vapore. Tale compressione, denominata "umida", viene normalmente evitata perché la fase liquida presente, può danneggiare il compressore. Nella maggior parte dei casi, per impianti piccoli e medi, il compressore è di tipo alternativo, e la fase liquida, incomprimibile, tende ad occupare il volume "nocivo" del compressore rischiando di comprometterne l'integrità meccanica. Il liquido tende inoltre a lavare il velo di olio lubrificante dalle pareti del cilindro aumentando gli attriti che si oppongono al moto. Attualmente si preferisce dunque operare una compressione "secca", in cui lo stato iniziale del fluido è di vapore saturo secco, e si assume che il fluido operativo sia nello stato liquido saturo all'uscita del condensatore.

Per quanto riguarda poi l'espansione, si nota che, effettuata con vapore saturo a basso titolo, produrrebbe un lavoro esterno netto molto più piccolo di quello necessario per la compressione. Per tale motivo la turbina è sostituita da un semplice dispositivo di laminazione e si rinuncia del tutto al corrispondente lavoro esterno. L'espansione è dunque totalmente dissipativa e si realizza in una valvola o in un capillare, componenti statici e assai poco costosi (trasformazione 3-4).

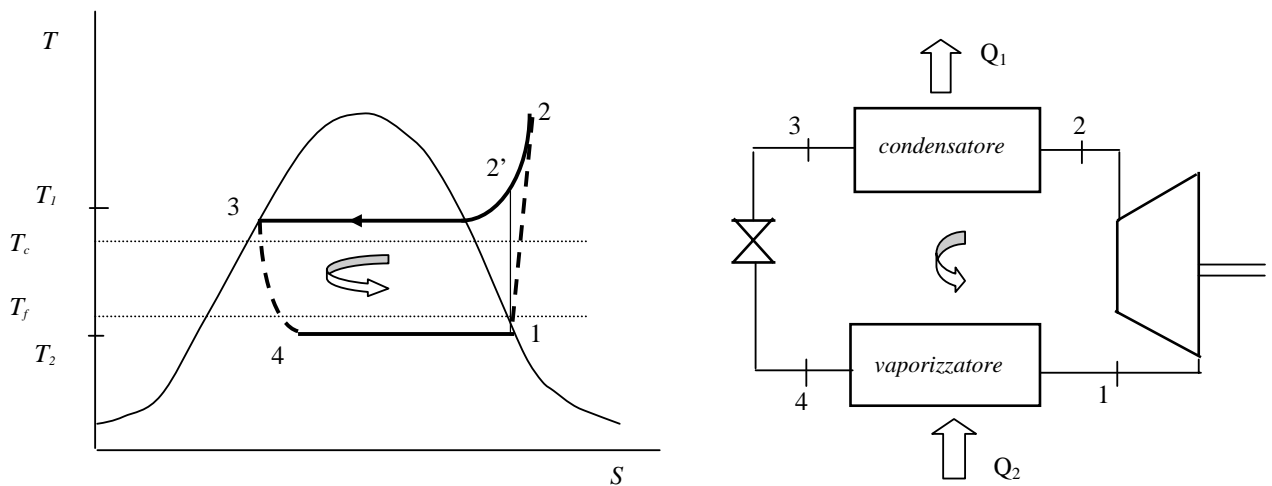


Fig. 10.2. Ciclo frigorifero standard e schema funzionale dell'impianto relativo.

Infine, si deve tenere conto che per effettuare gli scambi termici delle trasformazioni 4-1 e 2-3, con temperature costanti e definite delle sorgenti esterne a T_c (temperatura del fluido esterno caldo) e T_f (temperatura del fluido esterno freddo), è necessario che la vaporizzazione avvenga a temperatura inferiore di alcuni gradi a T_f e che la condensazione si effettui a temperatura maggiore, ancora d'alcuni gradi, rispetto a T_c . Lo schema dell'impianto che ne deriva comprende dunque i seguenti componenti: *evaporatore*, *compressore*, *condensatore*, *valvola di laminazione* (o capillare). Il corrispondente ciclo termodinamico è riportato in Fig. 10.2, in cui sono state assunte isobare e reversibili le trasformazioni nell'evaporatore e nel condensatore. Le prestazioni del sistema di Fig. 10.2 possono valutarsi esprimendo gli scambi energetici che avvengono nei diversi componenti per mezzo delle corrispondenti variazioni entalpiche, secondo l'equazione di bilancio per un volume di controllo, nel regime permanente termodinamico e di massa, con variazioni trascurabili delle energie cinetica e potenziale. Si ha così:

- consumo meccanico specifico:

$$\gamma = \frac{|L|}{Q_2} = \frac{H_2 - H_1}{H_1 - H_4} \quad (10.4)$$

- effetto frigorifero specifico o coefficiente di prestazione:

$$\varepsilon = (C.O.P.)_f = \frac{Q_2}{|L|} = \frac{H_1 - H_4}{H_2 - H_1} \quad (10.5)$$

Nelle precedenti equazioni la quantità di calore Q_2 rappresenta l'effetto utile (effetto frigorifero), ottenuto a spese del lavoro esterno netto del compressore $|L|$. Si noti che, con le ipotesi fatte, tale lavoro può esprimersi come somma algebrica degli scambi di calore che intervengono nel vaporizzatore e nel condensatore e risulta:

$$L = Q_1 + Q_2 = (H_3 - H_2) + (H_1 - H_4) = H_1 - H_2$$

essendo isoentalpico il processo di laminazione ($H_3 = H_4$).

Come è già stato notato, poiché non vi sono differenze dal punto di vista termodinamico, il ciclo inverso può essere visto anche come un *ciclo a pompa di calore*. In questo caso l'effetto utile è rappresentato dal calore Q_1 ceduto ad un mezzo a temperatura più elevata di quella ambiente. Il coefficiente di prestazione, definito in base a tale effetto utile, può allora esprimersi con la relazione:

$$\varepsilon' = (C.O.P.)_{p.c.} = \frac{Q_1}{L} = \frac{H_2 - H_3}{H_2 - H_1} \quad (10.6)$$

Il ciclo inverso standard sopra descritto è di seguito rappresentato sul piano p, H , spesso usato proprio per lo studio dei cicli inversi (v. Fig. 10.3).

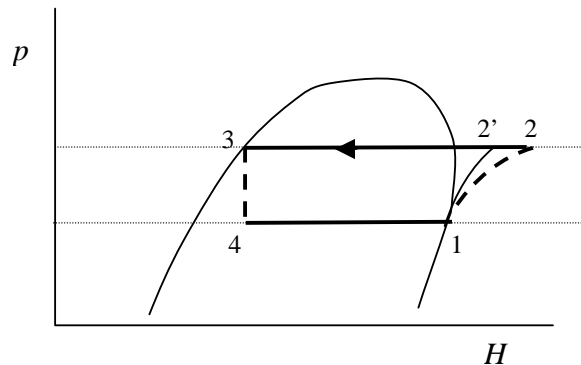


Fig. 10.3 Rappresentazione del ciclo frigorifero a semplice compressione di vapore sul piano p,H .

Esempio 10.1

Si consideri un ciclo frigorifero che utilizza R 134a come fluido di lavoro. Con riferimento alla Fig. 10.2, sono note le temperature di vaporizzazione $T_2 = -16^\circ\text{C}$ e di condensazione $T_1 = 34^\circ\text{C}$ e si ammette che all'uscita del condensatore si abbia liquido saturo ed all'ingresso del compressore si abbia vapore saturo secco.

Nell'ipotesi che il rendimento isoentropico del compressore sia pari a 0.75 e che il flusso termico asportato dal vaporizzatore sia 8 kW , calcolare:

- il coefficiente di prestazione del ciclo,
- il flusso termico scambiato al condensatore
- la potenza meccanica spesa e la portata volumetrica all'aspirazione del compressore.

I dati del problema sono sufficienti per determinare le proprietà termodinamiche nei punti 1,2, 3 e 4. Dalle tabelle delle proprietà termodinamiche del refrigerante si ha:

- stato 1: $H_1 = 287.7\text{ kJ/kg}$ $S_1 = 1.7328\text{ kJ/kgK}$ $p_1 = 1.5748\text{ bar}$
- stato 2': $H_{2'} = 328\text{ kJ/kg}$ $S_{2'} = S_1$ $p_{2'} = 8.6247\text{ bar}$
- stato 2: $H_2 = H_1 + \frac{H_{2'} - H_1}{\rho_c}$ $H_2 = 341.4\text{ kJ/kg}$ $p_2 = p_{2'}$
- stato 3: $H_3 = 147.3\text{ kJ/kg}$ $S_3 = 1.1614\text{ kJ/kgK}$ $p_3 = p_2$
- stato 4: $H_4 = H_3$ $x_4 = \frac{H_4 - H_1}{H_{l,v}} = 0.33$ $p_4 = p_1$

Il coefficiente di prestazione (effetto frigorifero specifico) risulta:

$$(C.O.P.)_f = \frac{H_1 - H_4}{H_2 - H_1} = 2.61$$

La portata di fluido frigorifero evolvente nell'impianto vale:

$$\dot{m} = \frac{q_2}{H_1 - H_4} = 0.057\text{ kg/s}$$

Dal valore della portata si ottengono le seguenti grandezze:

- flusso termico ceduto al condensatore: $q_1 = \dot{m} (H_3 - H_2) = -11.06 \text{ kW}$
- potenza del compressore: $|P| = \dot{m} (H_2 - H_1) = 3.06 \text{ kW} \quad (P = q_1 + q_2)$
- portata volumetrica all'ingresso del compressore: $\dot{V} = v_1 \dot{m} = 0.1247 \cdot 0.057 = 7.108 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{s}$.

Il flusso termico ceduto al condensatore è pari alla somma della potenza meccanica spesa e del flusso termico asportato dal vaporizzatore.

10.4. Caratteristiche dei fluidi frigoriferi

Numerosi sono i fluidi frigoriferi utilizzabili nei cicli inversi, tra questi oggi i più diffusi sono gli idrocarburi alogenati. Dal punto di vista termodinamico le caratteristiche ideali di un fluido frigorifero riguardano:

- la *temperatura termodinamica critica*: è opportuno sia molto superiore a quella di condensazione per operare in un campo di elevati valori dell'entalpia di passaggio di stato;
- la *temperatura del punto triplo*: deve essere ben al di sotto della temperatura di vaporizzazione, per evitare il congelamento del fluido;
- la *pressione di condensazione*: dovrebbe risultare non troppo elevata, anche in rapporto alla pressione al vaporizzatore, per ridurre il lavoro del compressore ed evitare la doppia compressione;
- la *pressione di vaporizzazione*: non deve essere troppo bassa e possibilmente maggiore di quella atmosferica per impedire infiltrazioni di aria umida dall'ambiente;
- l'*entalpia di vaporizzazione*: deve essere elevata per ottenere un elevato effetto frigorifero, per unità di massa del fluido evolvente;
- il *volume specifico del vapore surriscaldato*: deve essere basso per ridurre la portata volumetrica ed il lavoro esterno netto del compressore.

Altre caratteristiche di fondamentale importanza riguardano la compatibilità ambientale, la non tossicità, la non infiammabilità, il costo e la disponibilità, la compatibilità chimica con gli altri materiali dell'impianto.

Tra i fluidi possibili l'acqua presenta ottime caratteristiche ambientali e buone proprietà termodinamiche, con la eccezione della pressione di saturazione molto bassa a basse temperature e del volume specifico del vapore molto elevato. Il suo impiego è tuttavia limitato a condizioni del tutto particolari dato che non si può scendere al di sotto del punto triplo ($0.01 \text{ }^\circ\text{C}$). Viene utilizzata, come si vedrà, negli impianti ad assorbimento per il condizionamento ambientale.

Altri fluidi furono utilizzati in passato. Il primo ciclo termodinamico inverso fu realizzato nel 1834 da J. Perkins che impiegò come fluido etere etilico. Nel 1863 il francese Tellier introdusse l'etere metilico, nell'impianto della nave "Frigorifiche" adibita al trasporto della carne dall'Argentina. Seguì l'utilizzo dell'ammoniaca (NH_3) nel 1874 e dell'anidride solforosa (SO_2). Nello stesso periodo comparve il compressore a CO_2 utilizzato con successo a partire dal 1890. Successivamente questi fluidi furono abbandonati e sostituiti per vari motivi di ordine termodinamico, ma anche perché infiammabili e/o tossici. La sola ammoniaca continuò ad essere utilizzata in particolari applicazioni di grande potenza frigorifera, per le buone caratteristiche termodinamiche.

Nel 1930 apparvero i *clorofluorocarburi*. A partire da quell'anno furono proposti diversi fluidi frigoriferi alogenati, ottenuti dal metano (CH_4) e dall'etano (C_2H_6) per la sostituzione totale o

parziale degli atomi di idrogeno con atomi di cloro, fluoro e poi anche di bromo. L'impiego di tali fluidi ebbe inizio nel 1930 e si sviluppò sempre più intensamente negli anni successivi. Introdotti con il nome commerciale di "freons", sono oggi prodotti da numerose industrie chimiche e vengono indicati con una sigla che ha per iniziale la lettera *R*, dal termine inglese "refrigerant", seguita da un numero di più cifre convenzionalmente corrispondenti alla composizione chimica. Nella sigla *Rxyz*, *x* indica il numero di atomi di carbonio presenti nella molecola diminuito di 1, *y* il numero degli atomi di idrogeno aumentato di 1, *z* indica il numero degli atomi di fluoro. Quando è uguale a zero, *x* viene omissso, pertanto per i derivati del metano *R* è seguito da due sole cifre. Tra i refrigeranti più utilizzati si hanno i seguenti:

<i>R11</i>	tricloro-monofluoro-metano	CCl_3F
<i>R12</i>	dicloro-difluoro-metano	CCl_2F_2
<i>R22</i>	monocloro-difluoro-metano	CHClF_2
<i>R113</i>	tricloro-trifluoro-etano	$\text{C}_2\text{Cl}_3\text{F}_3$
<i>R134</i>	tetrafluoro-etano	$\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$

La sigla è talvolta seguita da una lettera per distinguere tra loro gli isomeri, fluidi che hanno la stessa composizione chimica ma diversa struttura molecolare. Il fluido *R134a* è caratterizzato da una disposizione non simmetrica degli atomi di idrogeno.

I fluidi frigorigeni alogenati si possono anche distinguere in relazione agli elementi che ne compongono la molecola:

CFC (cloro-fluoro-carburi)	contengono cloro, non idrogeno (es. <i>R11</i> , <i>R12</i> , <i>R113</i>)
HCFC (idro-cloro-fluoro-carburi)	contengono sia cloro, sia idrogeno (es. <i>R22</i>)
HFC (idro-fluoro-carburi)	contengono idrogeno, ma non cloro (es. <i>R134</i>)
FC (fluoro-carburi)	non contengono né cloro, né idrogeno

Quest'ultima classificazione ai fini della compatibilità ambientale è diventata molto importante. E' stato infatti recentemente scoperto che i freons per la notevole stabilità chimica della loro molecola possono produrre un grave danno all'atmosfera. Il cloro contenuto nei fluidi CFC e HCFC, immessi accidentalmente nell'aria e trascinati ad elevate quote, può esercitare un'azione catalizzatrice nella trasformazione dell'ozono (O_3) instabile in ossigeno molecolare (O_2) riducendo la concentrazione dell'ozono atmosferico. In tal modo viene a ridursi l'azione protettiva esercitata dall'ozono che assorbe in modo sensibile le radiazioni solari ultraviolette. Da questo punto di vista i CFC sono più dannosi degli HCFC perché l'idrogeno atomico (H^\cdot), contenuto negli HCFC, combinandosi con il radicale OH^\cdot presente nell'atmosfera riduce la vita media delle molecole.

L'uso dei CFC è stato proibito dal 1° gennaio 1995, dalla legislazione italiana ed europea, ed è stata prevista una riduzione progressiva dell'uso degli HCFC fino al bando completo dal 1° gennaio 2015. L'impiego degli altri fluidi (HFC, FC) non è oggi limitato in relazione al danno allo strato di ozono atmosferico, tutti i fluidi alogenati contribuiscono tuttavia all'effetto serra presentando spettri di assorbimento in corrispondenza alle radiazioni emesse nell'infrarosso dalla Terra. Per questo si propone che in futuro vengano sostituiti con altri fluidi.

10.5. Scelta dei parametri operativi

Per definire la configurazione del ciclo termodinamico, lo schema funzionale e le dimensioni di un impianto frigorifero, è necessario effettuare una valutazione delle grandezze termodinamiche e della portata di fluido evolvente, in base ai requisiti cui esso deve soddisfare. I parametri indispensabili che devono essere inizialmente noti per una valutazione di massima riguardano: la temperatura del “fluido esterno caldo” T_c , la temperatura del fluido esterno freddo T_f , la potenza frigorifera P_f che l’impianto deve sviluppare.

La prima temperatura caratteristica T_c è relativa al fluido che riceve il calore ceduto dal vapore evolvente nel condensatore, in base ad essa si stabilisce la temperatura di condensazione, precedentemente indicata con T_1 . Deve essere $T_1 > T_c$ e la differenza tra le due temperature ($\Delta T = T_1 - T_c$) deriva da un compromesso tra le opposte esigenze di limitare l’area della superficie di scambio termico del condensatore, adottando una elevata ΔT , e di non ridurre eccessivamente il coefficiente di prestazione che decresce all’aumentare della differenza tra le temperature di condensazione e vaporizzazione. In pratica si assume per ΔT un valore di circa 10 °C.

Un analogo ragionamento si applica per definire la temperatura di vaporizzazione T_2 in base alla temperatura T_f del fluido esterno freddo a cui viene sottratto il calore corrispondente all’effetto frigorifero. Normalmente anche in questo caso si assume una differenza tra le due temperature di circa 10°C, ponendo $T_2 \cong T_f - 10$ °C.

Stabilite così le temperature di vaporizzazione e di condensazione, T_2 e T_1 , si procede alla scelta del fluido frigorifero secondo i criteri generali esposti nel paragrafo precedente, avendo ben presente che sussiste una relazione biunivoca tra le temperature e le pressioni di passaggio di stato, massima e minima del ciclo termodinamico. Note tali pressioni il ciclo frigorifero standard può essere completamente determinato.

Per determinare la portata di fluido frigorifero evolvente e dunque le dimensioni dell’impianto, è necessaria la conoscenza della potenza frigorifera. Quest’ultima può valutarsi soltanto conoscendo i dettagli dell’applicazione, attraverso un bilancio energetico che riguarda il fluido esterno freddo la cui temperatura deve essere controllata dall’impianto. Nel caso ad esempio della cella frigorifera di un magazzino per la conservazione di prodotti alimentari, si dovrà tener conto dei flussi termici scambiati attraverso le pareti termicamente isolate che la delimitano, della potenza dovuta alle sorgenti termiche interne, di quella legate al rinnovo di aria ed infine della potenza che si richiede per raffreddare le masse introdotte all’interno della cella nei tempi opportunamente stabiliti. Quest’ultimo termine, di tipo capacitativo, costituisce l’elemento predominante nel calcolo di P_f . La portata di fluido frigorifero necessaria sarà infine data dal rapporto tra la potenza frigorifera ed l’effetto frigorifero utile.

10.6. Sistemi frigoriferi a compressione di vapore con schema più complesso

Allo schema base di Fig. 10.2 vengono normalmente apportate variazioni per migliorare le prestazioni dell’impianto ovvero per particolari applicazioni. Un semplice accorgimento consiste nel sottoraffreddare il fluido prima della laminazione per ridurre il titolo termodinamico del vapore saturo all’ingresso dell’evaporatore ed aumentare l’effetto frigorifero. L’analisi

elementare effettuata in precedenza (paragrafo 10.2) ha inoltre posto in evidenza come il coefficiente di prestazione risulta tanto più elevato quanto più piccola è la differenza tra le temperature delle sorgenti. L'esperienza conferma che quando la differenza tra le temperatura di condensazione e di vaporizzazione supera 60-70 K, le efficienze dei cicli inversi a semplice compressione diventano eccessivamente basse. Per questo si utilizzano cicli in cascata (con differenti fluidi frigoriferi) ovvero cicli con compressione multistadio del vapore e separazione delle fasi nel processo di laminazione. Si hanno così diverse possibili soluzioni impiantistiche, alcune di esse verranno illustrate di seguito.

10.6.1. Ciclo frigorifero a rigenerazione

In questo ciclo il liquido all'uscita del condensatore viene sottoraffreddato mediante uno scambio termico interno a spese del calore ceduto al vapore che così si surriscalda, prima dell'ingresso nel compressore (Fig.10.4).

Le trasformazioni 3-3' e 1-1' si attuano nel rigeneratore R, per il quale, nel caso di adiabaticità verso l'esterno, vale il seguente bilancio:

$$H_3 - H_{3'} = H_{1'} - H_1 \quad (10.7)$$

Il coefficiente di prestazione, nelle consuete ipotesi, risulta pertanto:

$$\varepsilon = (C.O.P.)_f = \frac{Q_2}{|L|} = \frac{H_1 - H_4}{H_2 - H_{1'}} \quad (10.8)$$

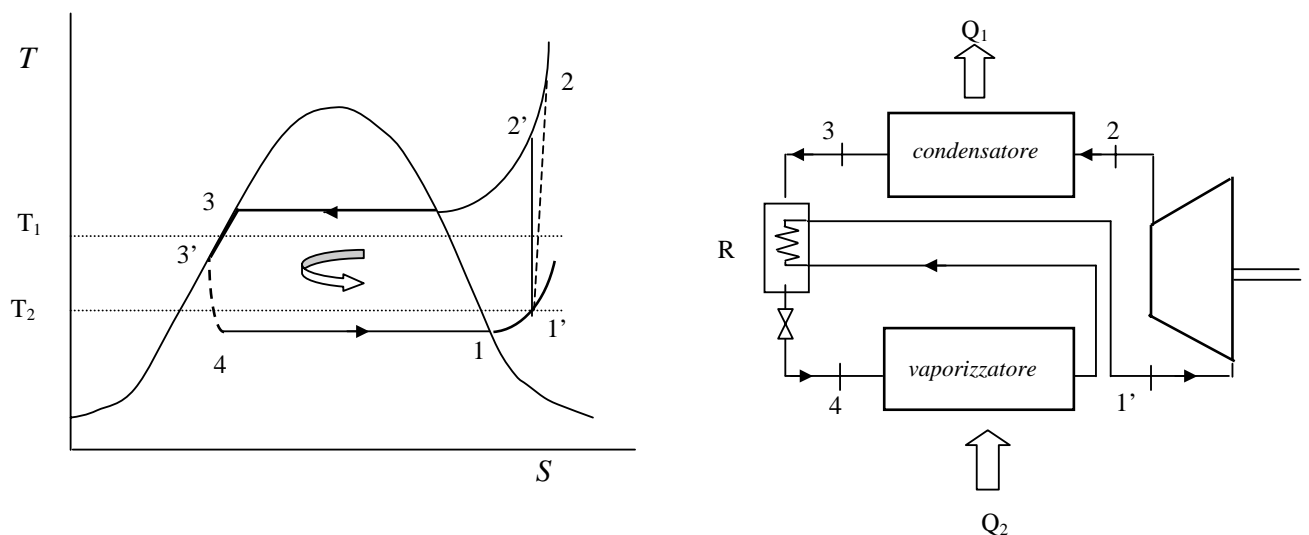


Fig. 10.4. Ciclo termodinamico inverso con rigenerazione.

La presenza dello scambiatore rigenerativo comporta dunque un più elevato effetto frigorifero (Q_2) per il minore titolo del vapore all'ingresso del vaporizzatore. Il lavoro esterno netto speso nel compressore tuttavia aumenta poiché la trasformazione è spostata nella regione del vapore surriscaldato dove più elevato è il volume specifico del fluido, a parità di variazione della pressione. La variazione del $(C.O.P.)_f$ dovuta alla rigenerazione risulta in generale positiva, ma può anche diventare negativa in funzione delle condizioni operative e del fluido.

Aspetti positivi della rigenerazione sono comunque rappresentati dall'operare in condizioni controllate di vapore surriscaldato all'ingresso del compressore e di liquido sottoraffreddato all'ingresso dell'organo di laminazione. Questo rende molto improbabile la presenza di gocce liquide nel compressore e di bolle nella laminazione.

Esempio 10.2

Si consideri un ciclo frigorifero che utilizza R 134a come fluido di lavoro. Con riferimento alla Fig. 10.4, sono note le temperature di vaporizzazione $T_2 = -16^\circ\text{C}$ e di condensazione $T_1 = 34^\circ\text{C}$ e si ammette inoltre che all'uscita dello scambiatore rigenerativo si abbia liquido sottoraffreddato di 8°C .

Nell'ipotesi che il rendimento isoentropico del compressore sia pari a 0.75 e che il flusso termico asportato dal vaporizzatore sia 8 kW , calcolare:

- il coefficiente di prestazione del ciclo,
- il flusso termico scambiato al condensatore,
- la potenza meccanica spesa e la portata volumetrica all'aspirazione del compressore.

I dati del problema sono sufficienti per determinare le proprietà termodinamiche nei punti 1, 3, 3' e 4. Dalle tabelle delle proprietà termodinamiche del refrigerante si ha:

- stato 1: $H_1 = 287.7\text{ kJ/kg}$ $S_1 = 1.7328\text{ kJ/kgK}$ $p_1 = 1.5748\text{ bar}$
- stato 3: $H_3 = 147.3\text{ kJ/kg}$ $S_3 = 1.1614\text{ kJ/kgK}$ $p_3 = 8.6247\text{ bar}$
- stato 3': $H_{3'} = 138.0\text{ kJ/kg}$ $p_3 = p_{3'}$
- stato 4: $H_4 = H_{3'}$ $x_4 = \frac{H_4 - H_l}{H_{l,v}} = 0.28$ $p_4 = p_1$

L'entalpia del punto 1' può essere ottenuta dalla (10.7) che esprime il bilancio energetico del rigeneratore:

$$H_{1'} = H_1 + (H_3 - H_{3'}) = 297.0\text{ kJ/kg}$$

Lo stato 2' ha la stessa entropia dello stato 1', ma la pressione è quella di condensazione. L'entalpia in 2', dedotta dalle tabelle risulta:

$$H_2 = 336.0\text{ kJ/kg}$$

L'entalpia in 2 può ottenersi in base al rendimento isoentropico del compressore:

$$H_2 = H_{1'} + \frac{H_2 - H_{1'}}{\rho_c} \quad H_2 = 349.0\text{ kJ/kg}$$

Il coefficiente di prestazione (effetto frigorifero specifico) risulta:

$$(C.O.P.)_f = \frac{H_1 - H_4}{H_2 - H_{1'}} = 2.88$$

La portata di fluido frigorifero evolvente nell'impianto vale:

$$\dot{m} = \frac{q_2}{H_1 - H_4} = 0.0534\text{ kg/s}$$

Dal valore della portata si ottengono le seguenti grandezze:

- flusso termico ceduto al condensatore: $q_1 = \dot{m} (H_3 - H_2) = -10.78 \text{ kW}$
- potenza del compressore: $|P| = \dot{m} (H_2 - H_1) = 2.78 \text{ kW} \quad (P = q_1 + q_2)$
- portata volumetrica all'ingresso del compressore: $\dot{V} = v_1 \dot{m} = 6.95 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{s}$.

Il flusso termico ceduto al condensatore è pari alla somma della potenza meccanica spesa e del flusso termico asportato dal vaporizzatore. La rigenerazione ha consentito di migliorare le prestazioni dell'impianto e rendere più affidabile l'impianto.

10.6.2. Cicli frigoriferi in cascata

Si ottengono accoppiando più cicli frigoriferi per mezzo di scambiatori intermedi. In Fig.10.5 è rappresentato lo schema di un sistema a due cicli in cascata, in cui due cicli a compressione di vapore sono posti in serie da uno scambiatore controcorrente. In esso il calore di condensazione del ciclo A, operante a più basse temperature, è fornito al refrigerante che vaporizza nel ciclo B, a temperatura media più elevata. L'effetto frigorifero si realizza nel vaporizzatore del ciclo A ed il calore viene ceduto all'esterno nel condensatore del ciclo B. Il coefficiente di prestazione complessivo del sistema deve tener conto della complessiva potenza spesa nei compressori:

$$\varepsilon = (C.O.P.)_f = \frac{Q_{2,A} \dot{m}_A}{|L_{e,A}| \dot{m}_A + |L_{e,B}| \dot{m}_B} \quad (10.9)$$

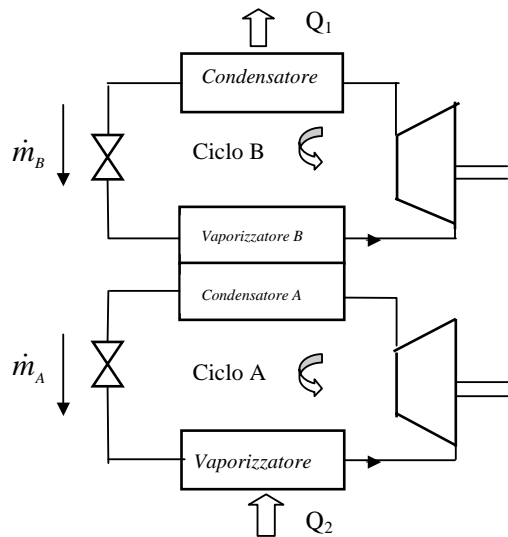


Fig.10.5. Esempio schematico di un sistema frigorifero costituito da due impianti standard in cascata.

Le portate di fluido frigorifero, \dot{m}_A ed \dot{m}_B , sono generalmente diverse nei cicli A e B. Tuttavia esse sono legate tra loro dall'equazioni di bilancio energetico e di massa dello scambiatore che connette il condensatore e l'evaporatore dei due cicli.

Il principale vantaggio dei cicli in cascata è quello di consentire l'uso di fluidi frigoriferi diversi, ciascuno scelto in modo da presentare convenienti valori delle pressioni di vaporizzazione e condensazione nel campo di temperature operative. Si può così, ad esempio, operare con pressione non troppo bassa nell'evaporatore del ciclo A e pressione non eccessivamente elevata nel condensatore del ciclo B, a parità di temperature minima e massima.

Lo schema descritto può naturalmente essere esteso a più cicli in cascata, nel caso di differenze particolarmente elevate tra le temperature dei fluidi esterni freddo e caldo.

10.6.3. Cicli frigoriferi a compressione di vapore multistadio

Il lavoro esterno netto del compressore può in generale ridursi effettuando la compressione in più stadi, con refrigerazione intermedia del vapore. Nei sistemi frigoriferi, poiché il fluido refrigerante è per lo più a temperature inferiori all'ambiente esterno, la refrigerazione intermedia viene effettuata con scambio termico interno utilizzando il fluido frigorifero stesso.

Uno schema che realizza la doppia compressione con refrigerazione intermedia è, ad esempio, quello rappresentato in Fig.10.6, in cui è anche tracciato il diagramma termodinamico nell'ipotesi di reversibilità delle trasformazioni. Come si può notare lo schema prevede anche una doppia laminazione, con interposto un separatore di fase (S). La refrigerazione intermedia si effettua mediante uno scambiatore a miscelazione (R) in cui il vapore proveniente dalla prima compressione si desurriscalda per contatto diretto con il vapore saturo secco uscente dal separatore. Il vapore "miscelato" viene compresso nel secondo compressore fino alla pressione vigente nel condensatore.

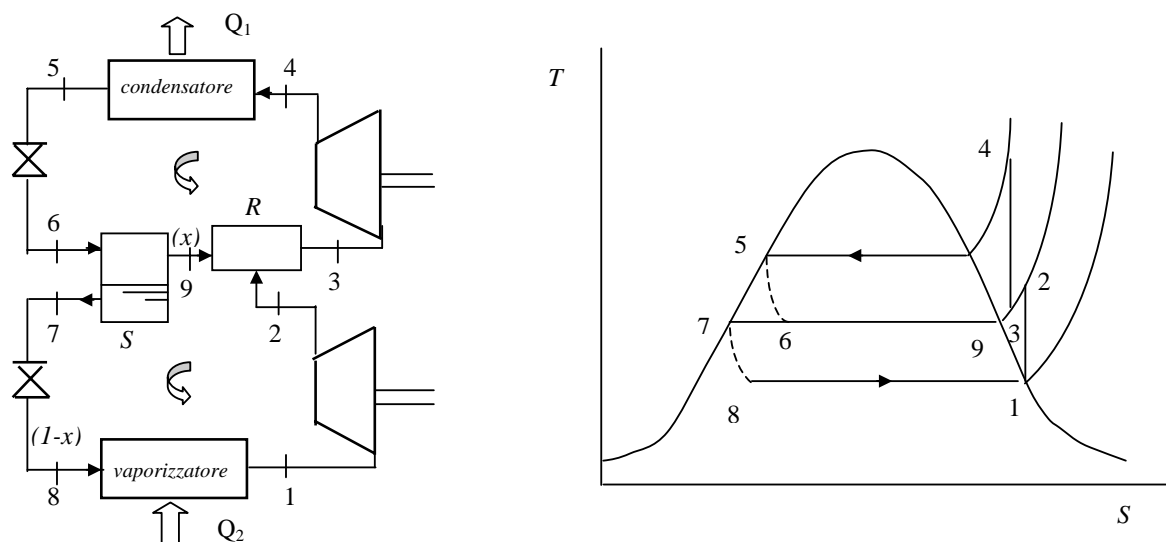


Fig.10.6. Schema di un impianto frigorifero a doppia compressione con refrigerazione intermedia e relativo ciclo termodinamico.

Operando in questo modo il lavoro specifico richiesto dai due compressori risulta minore di quello che occorrerebbe per la compressione in un unico stadio. La temperatura del vapore all'uscita del secondo compressore è inoltre minore di quella che si avrebbe con un solo stadio di compressione. A ciò corrispondono minori irreversibilità esterne associate allo scambio termico nel condensatore.

In questo tipo di impianto un ruolo importante è affidato al separatore liquido vapore. Il vapore saturo che lo alimenta viene infatti ripartito in due correnti. Mentre il vapore saturo secco effettua la refrigerazione nello scambiatore a miscelazione, il liquido espande in una valvola di laminazione posta all'ingresso del vaporizzatore, dove si realizza l'effetto frigorifero. Ponendo unitaria la massa che defluisce nel condensatore, la frazione che alimenta lo scambiatore è data dal titolo del vapore a valle della prima laminazione (x), mentre la massa che espande ulteriormente è data dalla frazione di liquido ($1-x$). Il rapporto tra le portate del fluido frigorifero al condensatore ed al vaporizzatore è dunque maggiore dell'unità e vale $1/(1-x)$. Una variante allo schema di Fig. 10.6 prevede che siano integrati in un unico componente il separatore ed il refrigeratore; il secondo compressore è direttamente alimentato con il vapore saturo secco. Il coefficiente di prestazione nel caso considerato può esprimersi mediante la relazione:

$$\varepsilon = (C.O.P.)_f = \frac{Q_2}{|L|} = \frac{(H_1 - H_8)(1-x)}{(H_2 - H_1)(1-x) + (H_4 - H_3)} \quad (10.10)$$

I miglioramenti dell'efficienza ottenibili con cicli a doppia compressione e laminazione consentono di raggiungere temperature di evaporazione dell'ordine di -60°C , con le normali temperature di condensazione. Per ottenere temperature di evaporazione ancora più basse occorre ricorrere a configurazioni di impianto più complesse, riportate in testi specializzati.

Esercizio 10.3

Il carico termico di una cella frigorifera, mantenuta a -10°C , è di 116 kW. Ipotizzando l'impiego del refrigerante R 134a e disponendo di acqua di refrigerazione a 15°C determinare:

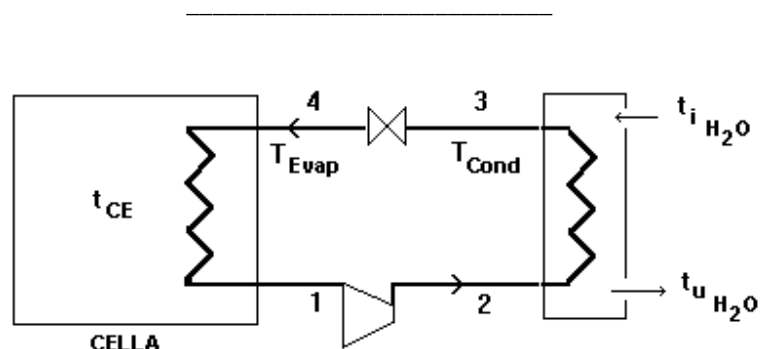
La portata del fluido refrigerante

La potenza del compressore (si assuma un rendimento isoentropico di 0.85)

Il C.O.P. dell'impianto

La portata di acqua al condensatore.

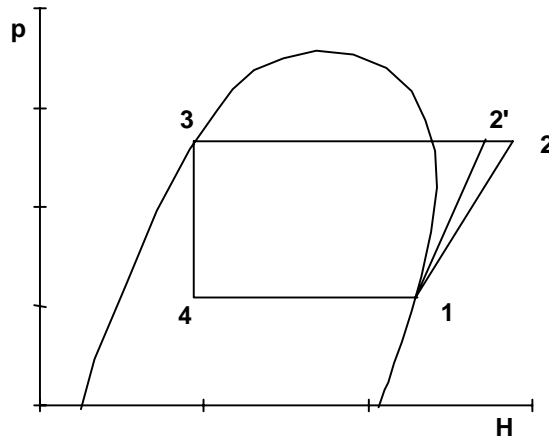
Si assuma che sia il vapore che lascia l'evaporatore che il liquido che lascia il condensatore siano saturi.



Determinazione delle temperature di evaporazione e di condensazione

La temperatura di evaporazione deve necessariamente essere più bassa della temperatura della cella per permettere lo scambio termico dalla cella al fluido refrigerante. La differenza tra queste temperature sarà indicativamente compresa tra 5 e 10 K. Nel caso in esame (temperatura della cella - 10 °C) imponiamo una temperatura di condensazione di - 18 °C.

Analogamente la temperatura di condensazione deve essere più alta della temperatura del fluido refrigerante. Nel caso in esame (temperatura dell'acqua disponibile = 15 °C) assumiamo la temperatura di condensazione di 26 °C e la temperatura di uscita dell'acqua pari a 20 °C. ($\Delta T_{\text{medio}} = 26 - 17.5 = 8.5 \text{ K}$)



Definizione del ciclo termodinamico

Dalle tabelle del refrigerante (saturazione) si ricavano le pressioni all'evaporatore e al condensatore:

all'evaporatore:	$T_{\text{ev}} = -18 \text{ °C}$	$p_{\text{ev}} = 1.4 \text{ bar}$
al condensatore:	$T_{\text{cond}} = 26 \text{ °C}$	$p_{\text{cond}} = 6.85 \text{ bar}$

Ipotizzando che all'uscita del condensatore il fluido sia liquido saturo si può tracciare il ciclo termodinamico nel piano $p - H$. Al fine di valutare gli scambi di lavoro e calore si determinano i valori dell'entalpia nei punti 1, 2, 2', 3 e 4 e precisamente:

Punto 1: $T_1 = -18 \text{ °C}$ $p_1 = 1.4 \text{ bar}$ $x_1 = 1$

dalle tabelle (saturo) o dal diagramma $p-H$:

$$H_1 = 286.51 \text{ kJ/kg}$$

$$S_1 = 1.7345 \text{ kJ/kg K}$$

Punto 2': la trasformazione 1-2' è isoentropica, pertanto :

$$S_{2'} = S_1 = 1.7345 \text{ kJ/kg K}$$

dal piano $p - H$ per il refrigerante R 134a si ricava graficamente: $H_{2'} = 322 \text{ kJ/kg}$

Punto 2: dalla definizione di rendimento isoentropico del compressore:

$$\rho_c = (H_{2'} - H_1) / (H_2 - H_1)$$

si ricava l'entalpia del fluido all'uscita del compressore

$$H_2 = H_1 + (H_{2'} - H_1) / \rho_c = 286 + (322 - 286) / 0.85 = 328 \text{ kJ/kg}$$

Punto 3: $T_3 = 26 \text{ °C}$

Dalle tabelle (liquido saturo): $h_3 = 135.73 \text{ kJ/kg}$

Punto 4: $T_4 = -18 \text{ }^\circ\text{C}$

La trasformazione 3-4 è una laminazione isoentalpica, pertanto: $H_4 = H_3 = 135.73 \text{ kJ/kg}$

Possiamo calcolare il titolo x nel punto 4 note l'entalpia del liquido saturo e del punto 4, infatti:

$$H_4 = H_1 + x_4 \cdot H_{l,v}$$

dove $H_{l,v}$ rappresenta l'entalpia di vaporizzazione.

Utilizzando i dati in tabella si ottiene: $x_4 = (H_4 - H_1) / H_{l,v} = (135.73 - 76.75) / 209.76 = 0.28$

Calcolo della portata del refrigerante R 134a

Il flusso termico asportato dall'evaporatore Q_2^* è dato da:

$$Q_2^* = \dot{m}_{R 134a} \cdot (H_1 - H_4)$$

dove con $\dot{m}_{R 134a}$ si intende la portata massica del refrigerante che risulta pertanto:

$$\dot{m}_{R 134a} = Q^* / (h_1 - h_4) = 116 / (286.51 - 135.73) = 0.77 \text{ kg/s}$$

$$\dot{m}_{R 134a} = 0.77 \cdot 3600 = 2.77 \text{ t/h}$$

Calcolo della potenza del compressore

Il lavoro netto del compressore è dato da:

$$L_C = H_2 - H_1 = 328 - 286.5 = 41.5 \text{ kJ/kg}$$

La potenza del compressore è data da:

$$P_{\text{comp}} = L_C \cdot \dot{m}_{R 134a} = 41.5 \cdot 0.77 = 31.9 \text{ kW}$$

Calcolo del C.O.P.:

Per definizione il C.O.P. di un sistema frigorifero è dato da: $C.O.P. = Q_{ev} / |L_c|$

dove Q_{ev} corrisponde al calore sottratto alla cella (effetto frigorifero) per unità di massa di fluido evolvente. In termini di entalpia scriviamo:

$$C.O.P. = (H_1 - H_4) / (H_2 - H_1) = (286.52 - 135.73) / (328 - 286.51) = 3.7$$

Il C.O.P. è ovviamente calcolabile direttamente dal flusso termico asportato alla cella e la potenza del compressore.

Calcolo della portata d'acqua al condensatore

Il calore da asportare al condensatore (per unità di massa del refrigerante) risulta, in termini di entalpia:

$$Q_{\text{cond}} = H_2 - H_3$$

La potenza termica da asportare è data da prodotto $Q_{\text{cond}} \dot{m}_{R 134a}$

La potenza termica asportata dall'acqua di refrigerazione è data da

$$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} \cdot c_{\text{H}_2\text{O}} \cdot (t_{\text{u H}_2\text{O}} - t_{\text{i H}_2\text{O}})$$

dove $c_{\text{H}_2\text{O}}$ rappresenta il calore specifico dell'acqua.

Il bilancio termico del condensatore risulta pertanto:

$$\dot{m}_{\text{R 134a}} \cdot (H_2 - H_3) = \dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} \cdot c_{\text{H}_2\text{O}} \cdot (t_{\text{u H}_2\text{O}} - t_{\text{i H}_2\text{O}})$$

da cui si ricava:

$$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} = [\dot{m}_{\text{R 134a}} \cdot (H_2 - H_3)] / [c_{\text{H}_2\text{O}} \cdot (t_{\text{u H}_2\text{O}} - t_{\text{i H}_2\text{O}})] =$$

$$= [0.77 \cdot (328 - 135.73)] / [4.18 \cdot (20 - 15)] = 7.1 \text{ kg/s}$$

$$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} = 7.1 \cdot 3600 = 25.5 \text{ t/h}$$

Esempio 10.4

Con riferimento alla Fig. 10.6, si consideri un ciclo frigorifero a doppia compressione e doppia laminazione, operante con R134a tra la temperatura d'evaporazione di -15°C e la temperatura di condensazione di 40°C .

Nelle ipotesi che:

- all'uscita del condensatore si abbia liquido saturo ed all'ingresso dei compressori si abbia vapore saturo secco,
 - la pressione intermedia sia la media geometrica delle pressioni d'evaporazione e condensazione,
 - i rendimenti isoentropici dei compressori siano pari a 0.7,
 - il flusso termico asportato dall'evaporatore sia pari a 8 kW ,
- si calcolino:
- il C.O.P. del ciclo
 - il flusso termico scambiato al condensatore
 - le potenze meccaniche spese
 - le portate volumetriche all'aspirazione dei compressori

Le informazioni fornite dal testo sono sufficienti a determinare le proprietà termodinamiche nei punti 1 e 5. Si procede quindi a calcolare la pressione intermedia

$$p_i = \sqrt{p_e p_c} = \sqrt{p_1 p_5} = \sqrt{0.1650 \cdot 1.0171} = 0.41 \text{ MPa}$$

e si trovano quindi le proprietà termodinamiche dei punti 2', 3, 4', 6, 7 ed 8. Successivamente utilizzando i valori dei rendimenti isoentropici si valuteranno H_2 e H_4 :

$$H_2 = H_1 + \frac{H_{2'} - H_1}{\rho_{ic}} = 415.8 \text{ kJ/kg}$$

$$H_4 = H_3 + \frac{H_{4'} - H_3}{\rho_{ic}} = 431.0 \text{ kJ/kg}$$

Siccome all'ingresso dei compressori si ha vapore saturo secco il punto 9 e 3 coincidono.

Per determinare il rapporto fra le portate di massa circolanti nell'evaporatore e nel condensatore si applica il primo principio al separatore, supposto adiabatico:

$$\dot{m}_c (H_3 - H_6) = \dot{m}_e (H_2 - H_7)$$

da cui:

$$\frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_e} = \frac{H_2 - H_7}{H_3 - H_6}$$

Il *C.O.P.* potrà essere calcolato in base alle portate circolanti e alle entalpie:

$$C.O.P. = \frac{\dot{m}_e(H_1 - H_8)}{\dot{m}_e(H_2 - H_1) + \dot{m}_c(H_4 - H_3)} = \frac{(H_1 - H_8)}{(H_2 - H_1) + \dot{m}_c / \dot{m}_e (H_4 - H_3)}$$

si ricava

$$C.O.P. = \frac{176}{26.6 + 1.375 \cdot 27} = 2.76$$

la portata di vapore \dot{m}_e sarà pari a:

$$\dot{m}_e = \frac{Q_{8-1}}{H_1 - H_8} = \frac{8}{176} = 0.04545 \text{ kg / s}$$

si ottiene allora

$$|Q_{4-5}| = \dot{m}_c(H_4 - H_5) = 10.90 \text{ kW}$$

$$|P_{1-2}| = \dot{m}_e(H_2 - H_1) = 1.21 \text{ kW}$$

$$|P_{3-4}| = \dot{m}_e(H_2 - H_1) = 1.21 \text{ kW}$$

$$\dot{V}_1 = \dot{m}_e v_1 = 0.04545 \cdot 0.1201 = 5.459 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{s}$$

$$\dot{V}_3 = \dot{m}_c v_3 = 1.375 \cdot 0.04545 \cdot 0.0501 = 3.131 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{s}$$

10.7. Cicli frigoriferi ad assorbimento

Nei fluosistemi frigoriferi ad assorbimento il compressore viene sostituito da un circuito sede di un doppio processo che richiede un lavoro esterno molto piccolo, ma in compenso una certa quantità di calore.

Lo schema dell'impianto differisce da quello dei sistemi a compressione di vapore per due principali aspetti. Il primo riguarda la compressione: il vapore uscente dall'evaporatore anziché essere compresso per alimentare il condensatore viene "assorbito" da una sostanza secondaria (assorbente), che si trova alla pressione di evaporazione, per formare una soluzione liquida. La soluzione è quindi pompata alla pressione più elevata di condensazione a spese di un piccolo lavoro di compressione, essendo molto piccolo il volume specifico della fase liquida. I sistemi ad assorbimento presentano dunque il vantaggio di richiedere un lavoro di compressione molto più piccolo dei sistemi a compressione di vapore.

Il secondo aspetto consiste nella necessità di estrarre il vapore refrigerante dalla soluzione liquida prima di inviarlo al condensatore. Questo viene ottenuto per mezzo di uno scambio termico con una sorgente a temperatura relativamente elevata (100-130 °C). In particolare a questo scopo può essere impiegata una sorgente termica dedicata oppure del vapore o calore che altrimenti dovrebbe essere smaltito nell'ambiente esterno.

I sistemi ad assorbimento utilizzano dunque due fluidi uno dei quali funge da assorbitore mentre l'altro opera da refrigerante. Le macchine di uso corrente impiegano soluzioni di acqua ed ammoniacca, in cui l'acqua è l'assorbitore, ovvero soluzioni di acqua e bromuro di litio (Li Br) che utilizzano come refrigerante l'acqua. In questo secondo caso non è possibile "produrre freddo" a temperature inferiori a 0°C, il campo di impiego è quindi quello del condizionamento dell'aria.

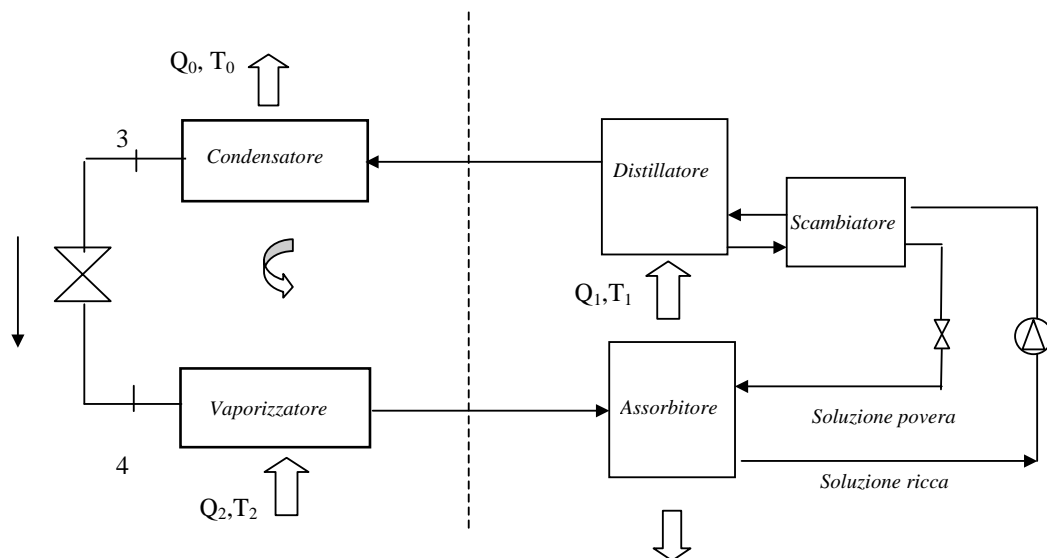


Fig. 10.7. Schema funzionale di un impianto frigorifero ad assorbimento

Lo schema dell'impianto ed i componenti principali di un sistema frigorifero sono rappresentati in Fig. 10.7. Come si può notare il compressore è sostituito da un circuito comprendente un *assorbitore*, una pompa, un *distillatore*, uno scambiatore rigeneratore ed una valvola. Nel caso di una soluzione acqua ammoniacale, l'ammoniaca circola attraverso il condensatore, la valvola di laminazione e vaporizza come in un sistema a compressione di vapore standard. Nell'assorbitore è presente una soluzione acquosa di NH_3 che si arricchisce con continuità del vapore proveniente dal vaporizzatore. La formazione della soluzione è un processo esotermico. Poiché l'ammontare di ammoniaca che può essere assorbita cresce al diminuire della temperatura della soluzione, una serpentina percorsa da acqua a temperatura ambiente provvede ad asportare il calore liberato dal processo, mantenendo la temperatura nell'assorbitore costante e bassa, per quanto possibile. La soluzione ricca di ammoniaca è poi pompata nel distillatore, dove viene liberata gran parte del vapore di ammoniaca, poiché la soluzione è riscaldata da una sorgente termica (processo endotermico) e mantenuta circa cinquanta gradi al di sopra della temperatura ambiente. Il vapore liberato evolve nel condensatore mentre la soluzione povera ritorna all'assorbitore attraverso una valvola di laminazione. Un eventuale scambiatore di calore consente uno scambio interno di calore tra la soluzione povera, più calda, uscente dal distillatore e la soluzione ricca pompata dall'assorbitore.

In questi impianti il lavoro di compressione del vapore è dunque praticamente eliminato: rimane il lavoro della pompa che è molto piccolo, come già osservato. In compenso interviene però il calore fornito al distillatore che è sempre di entità notevole. Ne consegue che il sistema non presenta complessivamente grandi vantaggi termodinamici. Esso è applicato nei casi in cui siano disponibili rilevanti quantità di calore altrimenti perdute, ovvero quando diventa conveniente abolire il compressore.

L'esame particolareggiato del processo di assorbimento richiede la conoscenza delle proprietà termodinamiche delle soluzioni a due componenti: concentrazione in funzione di temperatura e

pressione, calore di soluzione ed entalpia in funzione della concentrazione. E' comunque interessante effettuare un'analisi limitata a cicli reversibili (internamente ed esternamente) per valutare il massimo coefficiente di prestazione ottenibile.

Il ciclo ad assorbimento ideale descritto può considerarsi un ciclo inverso tritermico, cioè operante a tre livelli termici. In effetti gli scambi di calore con l'esterno riguardano:

- una sorgente termica a temperatura maggiore della temperatura ambiente T_1 (distillatore);
- una sorgente a temperatura ambiente T_0 (relativa agli scambi nel condensatore e nell'assorbitore);
- una sorgente a temperatura inferiore T_2 (vaporizzatore).

Il sistema può quindi essere schematizzato come in Fig. 10.8, in cui Q_1 indica il calore scambiato con la sorgente a temperatura superiore, Q_0 il calore ceduto a T_0 e Q_2 il calore sottratto alla sorgente inferiore, effetto frigorifero.

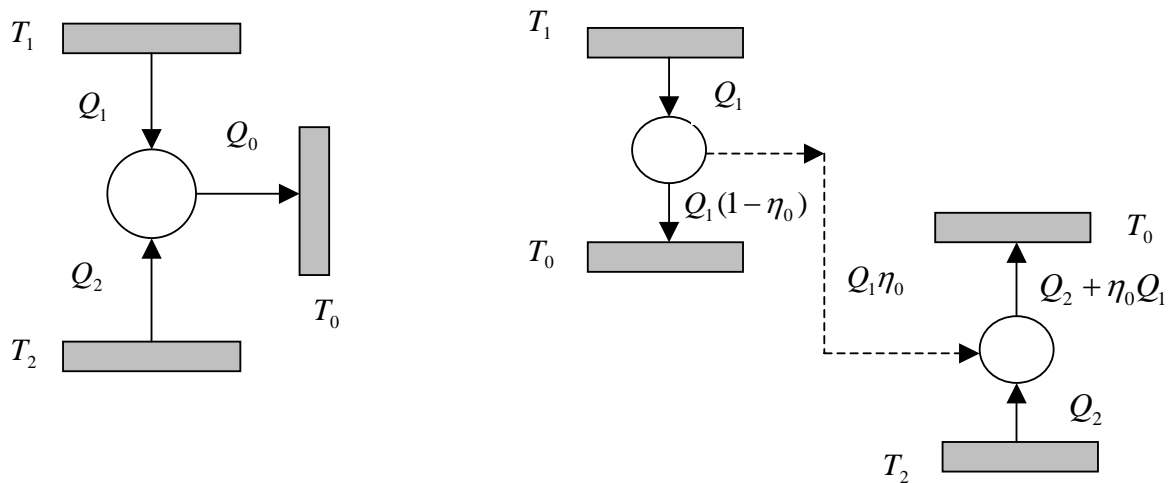


Fig. 10.8. Schematizzazione di un ciclo ad assorbimento ideale (tritermico) ed equivalente sistema combinato costituito da due cicli semplici uno diretto ed uno inverso.

Applicando il primo principio al sistema, risulta:

$$Q_1 + Q_2 - |Q_0| = 0$$

mentre il bilancio dell'entropia fornisce:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} - \frac{|Q_0|}{T_0} + \sigma_e = 0$$

Si ha pertanto:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_0} - \frac{Q_2}{T_0} + \sigma_e = 0$$

da cui, ponendo anche $\sigma_e = 0$ per la reversibilità:

$$Q_2 \left(\frac{T_0 - T_2}{T_2 T_0} \right) = Q_1 \left(\frac{T_1 - T_0}{T_1 T_0} \right)$$

Il coefficiente di prestazione, inteso come effetto frigorifero per unità di calore fornito, può pertanto scriversi:

$$(C.O.P.)_f = \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_0 - T_2} \frac{T_1 - T_0}{T_1} \quad (10.11)$$

E' dunque uguale al prodotto dell'effetto frigorifero specifico di un ciclo inverso semplice, operante tra T_0 e T_2 , per la frazione utilizzabile di un ciclo semplice motore di Carnot operante tra T_1 e T_0 .

10.8. Cicli frigoriferi a gas

I cicli frigoriferi esaminati prevedono che il fluido di lavoro subisca due passaggi di stato: dalla fase liquida alla fase di vapore e viceversa. Per particolari applicazioni sono tuttavia anche impiegati dei gas che si mantengono tali in tutto il processo. I fluidi frigoriferi a gas hanno il vantaggio di consentire temperature molto basse e trovano applicazione per la liquefazione dell'aria ed altri gas, oltre a particolari applicazioni quali la refrigerazione dei velivoli.

Si può ridurre considerevolmente la temperatura di un gas facendolo espandere adiabaticamente, ad esempio in una turbina. Il ciclo utilizzato è un ciclo Brayton inverso. Il gas entra nel compressore nello stato 1, ad una temperatura inferiore a quella (T_f) dello spazio refrigerato.

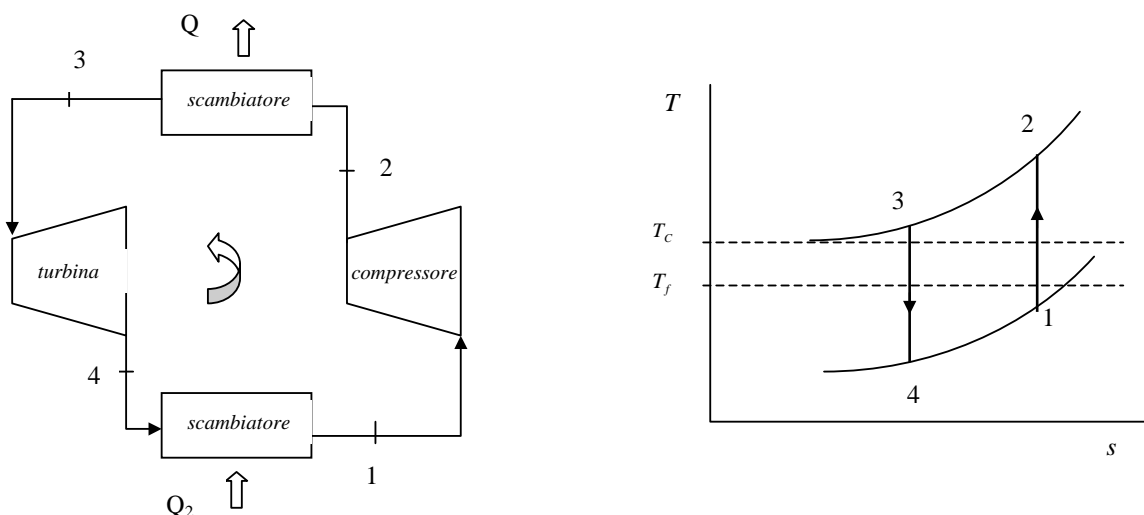


Fig. 10.9. Ciclo frigorifero Brayton ideale.

Viene quindi compresso fino allo stato 2 e, prima dell'espansione, cede calore in uno scambiatore, a temperatura maggiore dell'ambiente esterno (T_C). Con l'espansione adiabatica 3-4 il gas raggiunge temperature sensibilmente inferiori a quella dello spazio refrigerato, in modo da poter sottrarre ad esso una considerevole quantità di calore, prima della compressione. Si realizza così un ciclo Brayton ideale, come mostrato in Fig. 10.9.

Analizzando il ciclo inverso di riferimento con le stesse ipotesi del ciclo diretto si può scrivere:

- lavoro esterno netto del compressore: $-L_{e,C} = H_2 - H_1 = c_p(T_2 - T_1)$
- lavoro esterno netto dell'espansore: $-L_{e,E} = H_4 - H_3 = c_p(T_4 - T_3)$
- effetto frigorifero: $Q_2 = H_1 - H_4 = c_p(T_1 - T_4)$

Il coefficiente di prestazione è pertanto:

$$\varepsilon_o = (\text{C.O.P.})_f = \frac{Q_2}{|L_{e,E} + L_{e,C}|} = \frac{H_1 - H_4}{(H_2 - H_1) + (H_4 - H_3)}$$

da cui:

$$(\text{C.O.P.})_f = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1} \quad (10.12)$$

essendo $r_p = p_2 / p_1$ il rapporto di compressione che caratterizza il ciclo.

Il coefficiente di prestazione è dunque tanto più elevato quanto più piccolo è il rapporto di compressione. La presenza di irreversibilità nel compressore e nella turbina riducono ulteriormente il C.O.P. poiché comportano un aumento del lavoro di compressione ed una riduzione del lavoro utile della turbina.

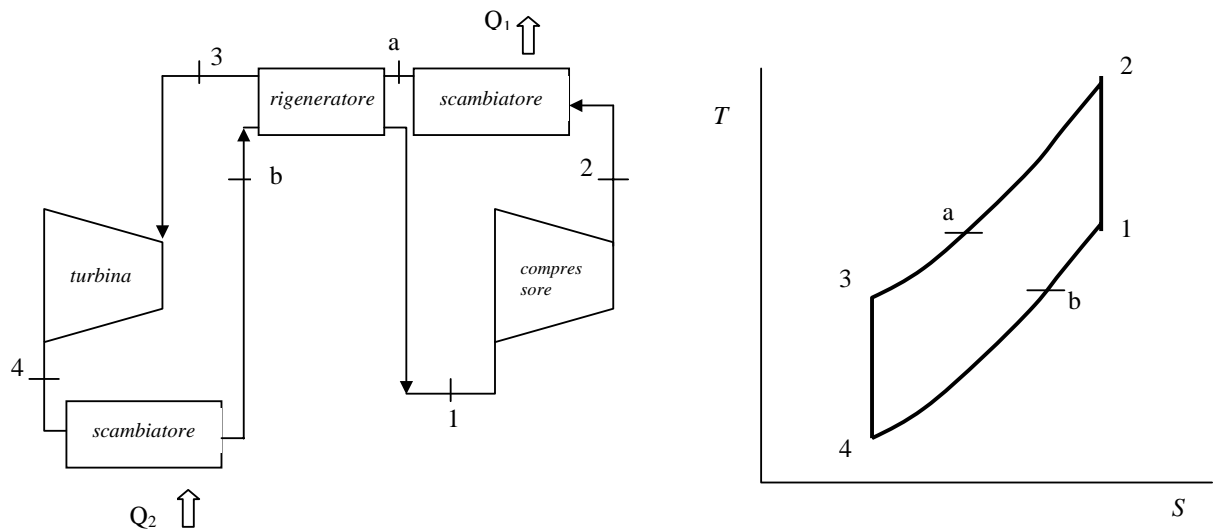


Fig. 10.10. Schema di un impianto a ciclo inverso Brayton con scambiatore rigenerativo.

Come già notato, per ottenere potenze frigorifere significative con cicli a gas è necessario operare ad elevate pressioni e portate volumetriche. In tali condizioni, per la maggior parte delle applicazioni (impianti frigoriferi standard e condizionamento ambientale) i sistemi a compressione del vapore risultano più convenienti e con prestazioni più elevate. Gli impianti a gas permettono tuttavia di ottenere, con relativa semplicità, temperature molto più basse (fino a $-150\text{ }^{\circ}\text{C}$) di quelle raggiungibili con impianti a compressione di vapore. In Fig. 10.10 è riportato lo schema di un impianto frigorifero a gas con rigenerazione, allo scopo di consentire l'espansione in turbina a partire da temperature inferiori alla temperatura ambiente.

10.9. Pompe di calore

I sistemi a pompa di calore hanno lo scopo di fornire calore ad un fluido a temperatura maggiore della temperatura ambiente, per particolari processi industriali o per il condizionamento ambientale. Tali sistemi sono concettualmente simili ai sistemi frigoriferi con la differenza che operano in un diverso campo di temperature, con finalità diverse. Le pompe di calore a compressione di vapore trovano applicazione nel riscaldamento ambientale, in impianti di diversa taglia, operando in modo da sottrarre calore all'ambiente esterno, durante la vaporizzazione del fluido di lavoro, per cederlo all'aria di riscaldamento insieme al lavoro che si richiede per l'effettuazione del ciclo inverso. L'ambiente a cui è sottratto calore può essere l'aria esterna oppure l'acqua di un fiume, del mare, di un lago, il terreno. Il compressore può essere azionato mediante un motore elettrico o a combustione interna. Si possono così avere numerose diverse soluzioni, inclusa quella di utilizzare l'energia solare raccolta da un collettore, collegato ad un accumulatore termico, per realizzare la sorgente termica inferiore del ciclo. Nel caso di pompe di calore che utilizzano l'aria come sorgente termica, è possibile ottenere il riscaldamento degli ambienti in condizioni invernali e la refrigerazione in condizioni estive, per mezzo di un sistema di valvole che inverte la funzione degli scambiatori di calore. Questa particolarità può rendere competitivi i sistemi a pompa di calore che altrimenti, per il solo riscaldamento, risultano generalmente più costosi delle tradizionali caldaie.

Con riferimento al ciclo semplice inverso di Carnot, è stato ricavato il coefficiente di prestazione per una pompa di calore come:

$$(C.O.P.)_{hp,0} = \frac{Q_1}{L} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = (C.O.P.)_{f,0} + 1 \quad (10.13)$$

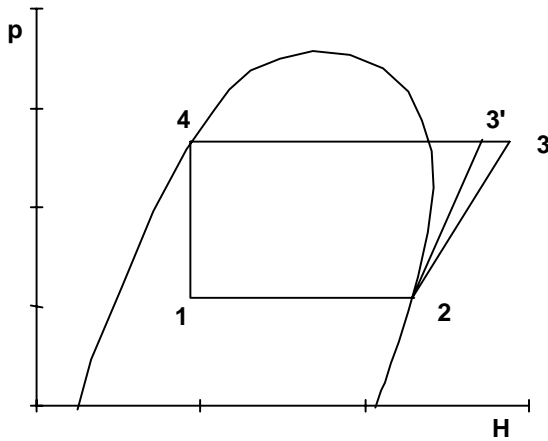
L'equazione evidenzia l'importanza della temperatura della sorgente inferiore, al diminuire di questa si ha infatti una diminuzione del coefficiente di prestazione. Lo stesso comportamento si ha anche per i cicli reali a pompa di calore. Ciò suggerisce di operare con sorgenti termiche a temperatura più elevata e controllata come le falde d'acqua o il terreno. Quando questo non è possibile, in condizioni climatiche severe, le pompe di calore ad aria ambiente sono normalmente combinate con sistemi di riscaldamento tradizionali.

Esercizio 10.5

Un pompa di calore impiega R-134a come refrigerante. La temperatura all'evaporatore vale $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ mentre la temperatura al condensatore è $60\text{ }^{\circ}\text{C}$. Il rendimento isoentropico del compressore è $\rho_c = 0.8$.

Volendo ottenere una potenza termica di riscaldamento di 30 kW , determinare la portata di R-134a necessaria e il COP dell'impianto. Si determini inoltre il consumo elettrico effettivo dell'impianto assumendo un rendimento complessivo elettrico e meccanico del compressore pari a $\rho = 0.85$. Si assuma che sia il vapore che lascia l'evaporatore che il liquido che lascia il condensatore siano saturi.

Sul piano p - H leggiamo:



$$H_4 = H_1 = 190 \text{ [kJ/kg]}$$

$$H_2 = 293 \text{ [kJ/kg]}$$

$$H_{3'} = 340$$

$$\rho_c = \frac{H_{3'} - H_2}{H_3 - H_2}; \quad H_3 = H_2 + \frac{H_{3'} - H_2}{\rho_c}$$

$$H_3 = 293 + \frac{340 - 293}{0.8} = 351.8 \text{ [kJ/kg]}$$

avremo quindi:

$$Q_1 = H_3 - H_1 = 161.8 \text{ [kJ/kg]}$$

$$Q_2 = H_2 - H_1 = 103 \text{ [kJ/kg]}$$

$$L_c = H_3 - H_2 = 58.8 \text{ [kJ/kg]}$$

$$COP_p = \frac{Q_1}{L_c} = \frac{161.8}{58.8} = 2.75$$

$$\dot{m}_{R-134a} = \frac{P_r}{Q_1} = \frac{30 \text{ [kW]}}{161.8 \text{ [kJ/kg]}} = 0.185 \text{ [kg/s]}$$

Quindi per il compressore sarà:

$$P_c = \dot{m}_{R-134a} \cdot L_c = 11 \text{ [kW]}$$

$$P_{elc} = 11/0.85 = \mathbf{12.8 \text{ [kW]}}$$
 consumo elettrico

Ovviamente un impianto di riscaldamento elettrico consumerebbe 30 kW :

Consideriamo il consumo in centrale assumendo un rendimento complessivo $\rho_c = 0.35$, si ottiene rispettivamente:

$$P_{\text{pompa di calore}} = 36.6 \text{ [kW]}$$

$$P_{\text{impianto elettrico}} = 85.7 \text{ [kW]}$$

Consideriamo ora un impianto di riscaldamento a metano con $\rho_c = 0.78$, si ottiene:

$$P_{\text{impianto a metano}} = 38.5 \text{ [kW]}$$