

6

IL SECONDO PRINCIPIO E LE MACCHINE TERMICHE

6.1 Introduzione

Ricordando i concetti di grandezza di stato e di scambio, si è dimostrato come le quantità di energia scambiate da un sistema non siano indipendenti tra loro e dipendono dal tipo di trasformazione subita dal sistema.

Si è visto, inoltre, che ogni interazione tra ambiente e sistema che comporti uno scambio di calore o lavoro implica che nel sistema avvenga una trasformazione. Tuttavia, qualunque sia l'evoluzione di tale trasformazione, si avrà come risultato che l'energia scambiata sotto forma di termica o meccanica dovrà necessariamente corrispondere alla variazione dell'energia posseduta dal sistema. Si potrà pertanto dire che *l'energia non può essere distrutta né creata dal nulla* o, più sinteticamente, si potrà dire che *l'energia si conserva*.

E' stato dunque possibile enunciare la legge di conservazione dell'energia che viene più generalmente indicata come *Primo Principio della Termodinamica*. Esso assume differenti forme analitiche, secondo che si faccia riferimento a sistemi chiusi o aperti e a trasformazioni aperte o cicliche.

Il fatto che l'energia si conservi non è, di fatto, la sola conseguenza dell'enunciazione del Primo Principio della Termodinamica. Esso definisce infatti anche l'esistenza di una grandezza di stato che viene definita *energia interna* del sistema la quale corrisponde all'energia che il sistema possiede a livello microscopico.

Permanendo costanti le quote di energia che un sistema possiede a livello macroscopico, il Primo Principio della Termodinamica afferma che le quantità di energia meccanica e termica scambiate dal sistema con l'ambiente devono necessariamente uguagliare le variazioni di energia interna del sistema.

L'espressione analitica del Primo Principio per i sistemi aperti permette di introdurre una nuova grandezza di stato, detta *entalpia*, che corrisponde alla somma algebrica dei valori dell'energia interna e del prodotto delle grandezze di stato pressione e

volume che sono associati ad un determinato stato termodinamico. Tale grandezza di stato, il cui significato può a tutt'aprima apparire oscuro, si rivela estremamente utile nello studio dei processi che riguardano i sistemi aperti poiché consente di disaccoppiare il *lavoro di immissione e di espulsione* della massa scambiata dal *lavoro utile*, ovvero dal lavoro che il sistema scambia effettivamente con l'ambiente.

Il Primo Principio lascia tuttavia insolte alcune importanti questioni che riguardano *l'evoluzione spontanea, il rendimento e la reale reversibilità delle trasformazioni*. A tali questioni è infatti impossibile rispondere basandosi sul solo enunciato del Primo Principio; esso tuttavia costituisce la base sulle quali possono poggiarsi le ulteriori evoluzioni della teoria della Termodinamica che vengono comprese nell'ampio ambito del cosiddetto Secondo Principio.

6.2 Il Secondo Principio della Termodinamica

Il Secondo Principio della Termodinamica si basa sulle osservazioni condotte per oltre un secolo sulle evidenti peculiarità che il funzionamento dei motori termici mostrava nelle diverse sperimentazioni. Il Secondo Principio, al pari del Primo, ha pertanto le caratteristiche di un postulato cioè dell'enunciazione di una verità che è ritenuta tale fintanto che qualcuno non dimostrerà il contrario.

Le vaste implicazioni che conseguono al Secondo Principio sono tutte comprese in ognuna delle molteplici forme assunte dai suoi enunciati, forme che tra loro non sono equivalenti solo apparentemente. Si può pertanto dire che ogni enunciato del Secondo Principio lo descrive da un particolare punto di vista, ma che ognuna di queste particolari descrizioni può permettere di trarre tutte le indicazioni che sono contenute nelle altre.

Le molteplici forme assunte dall'enunciato del Secondo Principio si rifanno, principalmente, agli **enunciati originali** espressi rispettivamente da Lord Kelvin (W. Thomson), Max Planck e Rudolf Julius Clausius.

In genere, si sceglie di enunciare il Secondo Principio in due modi: il primo accoppia gli enunciati originali di Kelvin e di Planck e viene pertanto detto *enunciato di Kelvin-Planck*, il secondo è in genere una rielaborazione dell'enunciato originale di Clausius e viene detto *enunciato di Clausius*.

Sebbene sussista necessariamente un'equivalenza tra i suddetti due modi di enunciare il Secondo Principio, che per altro si può dimostrare con un processo *per assurdo* noto come dimostrazione dell'**equivalenza degli enunciati di Kelvin-Planck e Clausius**, le due diverse forme corrispondono specificatamente a due settori delle applicazioni termodinamiche che utilizzano trasformazioni cicliche dirette ed inverse.

Le trasformazioni termodinamiche cicliche dirette sono la base dei cosiddetti *motori termici* ovvero di quelle macchine il cui obiettivo è produrre lavoro utilizzando il calore sottratto ad una sorgente ad alta temperatura.

Le trasformazioni termodinamiche cicliche inverse sono la base delle cosiddette *macchine refrigeranti* ovvero di quelle macchine il cui obiettivo è raffreddare una sorgente a bassa temperatura e cedere calore ad una sorgente ad alta temperatura realizzando il tutto mediante l'impiego di lavoro.

L'utilizzazione di trasformazioni cicliche per perseguire i due suddetti obiettivi verrà analizzata nel seguito. Per ora, i cenni suddetti hanno solo lo scopo di evidenziare l'utilità dei due differenti punti di vista secondo i quali gli enunciati di Kelvin-Planck e di Clausius descrivono il Secondo Principio.

Enunciato di Kelvin-Planck

Il principale campo di applicazione delle teorie termodinamiche è costituito dalla costruzione di macchine termiche ovvero di quei dispositivi che permettono di *trasformare con continuità energia termica in energia meccanica*.

Le esperienze condotte durante lo sviluppo di tali macchine hanno dimostrato praticamente che esiste un limite alle possibilità di effettuare tali trasformazioni. Come si ricorderà questo limite, che ha importanti, non era messo in evidenza dal Primo Principio della Termodinamica: il *Secondo Principio della Termodinamica* evidenzia invece le possibilità e soprattutto le impossibilità a cui un sistema termodinamico è soggetto nell'eseguire una trasformazione ciclica.

L'enunciato di *Kelvin-Planck* pone in evidenza come:

E' impossibile costruire una *macchina operante secondo un processo ciclico che trasformi in lavoro tutto il calore estratto da una sorgente a temperatura uniforme e costante nel tempo.*

La forma data all'enunciato è apparentemente lontana da quelle originali dovute a Kelvin ed a Planck ma le considerazioni che ora verranno tratte dimostreranno la precisa corrispondenza degli enunciati.

Si osservi, innanzi tutto, che l'evidenza dell'esistenza di un *limite alla conversione continua di energia termica in energia meccanica* è, in questa forma dell'enunciato, molto chiara; meno evidente invece sono le conseguenze derivanti dal fatto che *non tutta l'energia termica estratta dalla sorgente venga trasformato energia meccanica*.

Il Primo Principio della Termodinamica stabilisce che l'energia scambiata tra la sorgente ed il sistema non può andare distrutta: pertanto l'energia termica, sottratta alla sorgente a temperatura uniforme e costante nel tempo, che non è stata trasformata in lavoro dal sistema deve infatti essere *restituita all'ambiente*.

Si potrebbe obiettare che tale energia potrebbe essere trattenuta dal sistema mediante la trasformazione in una qualche sua forma di energia interna. Tale obiezione cade però se si considera che in tal modo il sistema verrebbe a trovarsi in uno stato diverso da quello che corrisponde allo stato iniziale e finale della trasformazione ciclica: il sistema, pertanto, non potrebbe operare con continuità se non seguendo di volta in volta processi ciclici diversi che contrastano con la nostra attuale definizione di macchina. L'esperienza ha dimostrato che l'uomo non è per ora capace di costruire simili processi e che pertanto il calore che non è stato trasformato in lavoro deve necessariamente essere restituito all'ambiente.

Tutto ciò, oltre a far rilevare una volta di più il carattere di postulato che ha il Secondo Principio, implica che l'ambiente possa ricevere la parte di energia termica non trasformata in lavoro: ciò può avvenire soltanto se nell'ambiente esiste una seconda sorgente a temperatura diversa dalla sorgente dalla quale è stato prelevato inizialmente il calore.

Una importante conseguenza del Secondo Principio è che è necessario al Sistema operare in modo ciclico con almeno due sorgenti a temperatura diversa: una sola sorgente non è sufficiente allo svolgersi di un processo ciclico.

Infatti, si osservi che la sola proprietà che nell'enunciato definisce la sorgente dalla quale è estratta l'energia termica è la temperatura costante ed uniforme: una qualsiasi porzione di ambiente avente la medesima temperatura farebbe di fatto parte di tale sorgente. In tal caso l'energia termica restituita andrebbe a reintegrare l'energia totale della sorgente originaria e di fatto, in tal modo, si sarebbe riusciti a trasformare in lavoro tutto il calore sottratto alla sorgente sebbene questo appaia come una parte di quello originariamente sottratto. E' evidente che ciò non è possibile perché l'enunciato nega proprio questo.

L'impossibilità dichiarata dall'enunciato stabilisce, pertanto, che accanto alla sorgente dalla quale viene estratto il calore nell'ambiente debba esistere una seconda sorgente alla quale è necessario cedere la frazione di energia termica che non è stata trasformata in lavoro.

Se si riguardano gli enunciati originali di Kelvin e di Planck si nota come essi siano chiaramente compresi nella forma dell'enunciato del Secondo Principio data più sopra.

Una conseguenza può essere una forma alternativa dell'enunciato di Kelvin-Planck:

E' impossibile ottenere lavoro da una macchina operante secondo un processo ciclico che utilizzi un'unica sorgente di calore.

E' stato messo bene in evidenza che si è fino ad ora fatto riferimento ad un processo ciclico ovvero ad un sistema che operi con continuità la conversione di energia termica in energia meccanica. E' chiaro, tuttavia, che in quanto principio generale il Secondo Principio deve necessariamente valere anche per sistemi che non operino

ciclicamente ma solo mediante trasformazioni aperte. In questo senso una forma più generale dell'enunciato di Kelvin-Planck può essere la seguente:

E' impossibile operare una qualsivoglia trasformazione termodinamica il cui unico risultato sia la trasformazione in lavoro di tutta l'energia termica estratta da una sorgente a temperatura uniforme e costante nel tempo.

Il lettore attento può infatti aver già notato che è possibile, mediante una trasformazione ad energia interna costante e reversibile, trasformare in energia meccanica tutta l'energia termica sottratta ad una sorgente. Infatti dal Primo Principio della Termodinamica si vede che operando con una trasformazione di questo tipo la variazione di energia interna del sistema è nulla ($\Delta U = 0$) ed l'energia termica Q_{12} che esso sottrae alla sorgente deve eguagliare il lavoro L_{12} che il sistema svolge sull'ambiente.

Si noti tuttavia che questo non è l'unico risultato della trasformazione in quanto, sebbene l'energia interna del sistema sia rimasta costante, la trasformazione ha necessariamente fatto cambiare lo stato del sistema da una condizione iniziale 1 ad una condizione finale 2. Oltre ad aver trasformato in lavoro tutto l'energia meccanica, in questo caso, si è ottenuto un altro risultato che è quello di aver fatto variare lo stato del sistema e quindi i valori di alcune sue grandezze di stato: per esempio il volume e la pressione.

A prima vista potrebbe sembrare che questa considerazione non potesse essere desunta dalla forma dell'enunciato di Kelvin-Planck che si riferiva specificatamente alle trasformazioni cicliche. Tuttavia si osservi che, poichè operare una trasformazione ciclica significa riportare il sistema nelle condizioni iniziali, si potrebbe pensare di operare ciclicamente mediante la sequenza di due trasformazioni reversibili ad energia interna costante passando dallo stato 1 allo stato 2 e successivamente da 2 ad 1. La prima ad energia interna costante reversibile da 1 a 2 estraendo energia termica Q_{12} dalla sorgente lo trasformerà integralmente nel lavoro $L_{12} = \int p \, dV$ ma, per riportare il sistema nello stato 1, la seconda trasformazione restituirà all'ambiente il calore $-Q_{12}$ e richiederà all'ambiente il lavoro $-L_{21} = -\int p \, dV$. Questo ciclo degenera, pertanto, non produrrà alcun lavoro: si noti che se anche solo la parte $Q'_{12} < Q_{12}$ fosse stata trasformata in lavoro si potrebbe affermare di aver integralmente trasformato in lavoro l'energia termica Q'_{12} estratta da una sorgente a temperatura uniforme e costante nel tempo e solo nel processo da 1 a 2. Queste ultime osservazioni aiutano a comprendere l'equivalenza delle varie forme dell'enunciato del Secondo Principio della Termodinamica date in precedenza.

Enunciato di Clausius

Uno dei limiti che si sono riconosciuti al Primo Principio della Termodinamica è quello di non riuscire a stabilire il verso delle trasformazioni ovvero di presupporre identicamente possibile sia il passaggio di energia termica da un corpo ad alta temperatura ad uno a bassa temperatura sia, al contrario, da un corpo a bassa temperatura ad uno ad alta temperatura. L'esperienza ha invece dimostrato che il passaggio *spontaneo* di energia termica avviene solo nel primo dei due casi.

La parola *spontaneo* indica che questa limitazione è valida per i processi naturali: mediante l'intervento dell'uomo, o se si preferisce mediante l'intervento di una macchina, è invece possibile far passare l'energia termica da corpi a bassa temperatura a corpi ad alta temperatura. I comuni frigoriferi da cucina sono una chiara testimonianza dell'esistenza di questa possibilità: in essi l'energia termica viene estratta dalla cella che contiene gli alimenti (sorgente fredda) e ceduto all'aria della cucina (sorgente calda) dopo che sono intervenute opportune trasformazioni che implicano l'uso di energia elettrica (lavoro esterno sul sistema).

Proprio da quest'esempio, d'altra parte, si osserva che se il trasferimento *spontaneo* di energia termica in senso inverso a quello di temperature decrescenti è impossibile anche il trasferimento *forzato* di energia termica cozza contro alcune impossibilità o, se si preferisce, implica effetti secondari.

L'enunciato del Secondo Principio della Termodinamica noto come enunciato di Clausius afferma dunque:

E' impossibile costruire una macchina operante secondo un processo ciclico il cui unico risultato sia il trasferimento di energia termica da un corpo a temperatura inferiore ad un corpo a temperatura superiore.

Le parole *'il cui unico risultato'* sono particolarmente importanti perchè di fatto, come si è detto facendo riferimento al comune frigorifero da cucina, non è impossibile trasferire energia termica da corpi più freddi a corpi più caldi bensì questo non è il solo risultato perchè è necessario fornire energia al sistema. Nei comuni frigoriferi da cucina l'energia fornita al sistema è energia elettrica che durante le trasformazioni assume la forma di lavoro di compressione e viene infine ceduta sottoforma di calore alla sorgente calda.

L'enunciato di Clausius può essere espresso anche in una forma più generale che non si riferisce specificatamente alle trasformazioni cicliche. Esso suona allora nel seguente modo:

E' impossibile operare una qualsiasi trasformazione il cui unico risultato sia il trasferimento di energia termica da un corpo a temperatura inferiore ad un corpo a temperatura superiore.

L'enunciato di Clausius sembra affermare qualcosa di assolutamente diverso da quanto afferma l'enunciato di Kelvin-Planck così che si potrebbe supporre che

nessuno dei due, da solo, potrebbe descrivere compiutamente il Secondo Principio della Termodinamica. Nella realtà non è così ed esiste un'elegante via matematica per dimostrare **l'equivalenza degli enunciati di Kelvin-Planck e Clausius**. Brevemente si può comunque osservare che se fosse possibile far passare energia termica dalla sorgente fredda alla sorgente calda spontaneamente ovvero senza altro risultato (negando così l'enunciato di Clausius) si potrebbe trasformare in lavoro tutta l'energia termica estratta dalla sorgente calda (negando in tal modo anche l'enunciato di Kelvin-Planck) in quanto la frazione di tale energia termica che eventualmente fosse necessario cedere alla sorgente fredda potrebbe poi spontaneamente ritornare alla sorgente calda.

6.3 Rendimento delle trasformazioni cicliche

In precedenza si era sottolineato come il Primo Principio lasciasse insolte le questioni riguardanti *l'evoluzione spontanea, il rendimento e la reale reversibilità delle trasformazioni*.

Alla prima di tali questioni la risposta è stata ampiamente data attraverso le varie forme di enunciato del Secondo Principio. In realtà esse contengono in sé anche la risposta alla seconda questione sebbene in forma più implicita.

Si definisce rendimento termico η di una macchina termodinamica che operi mediante un processo ciclico diretto il rapporto tra l'effetto ottenuto e l'energia spesa per ottenerlo.

Per esempio, se lo scopo per cui viene fatta operare la macchina è la produzione di lavoro L ottenuto dal calore Q_c che viene sottratto ad una sorgente calda, il rendimento del ciclo diretto secondo il quale essa opera è dato dal rapporto $\eta = L / Q_c$.

Poichè dal Primo Principio è stato mostrato che il lavoro L deve eguagliare gli scambi termici $\sum Q$ svoltisi durante l'intera trasformazione ciclica tra il sistema e l'ambiente, il rendimento può essere espresso anche come $\eta = \sum Q / Q_c$. Da questa seconda forma è facile vedere che il rendimento non potrà mai essere pari ad 1 in quanto ciò significherebbe ammettere che la somma al numeratore possa essere pari a Q_c , ovvero che abbia potuto essere trasformato in lavoro tutta l'energia termica sottratta alla sorgente calda.

Al pari di quanto si è fatto per i cicli diretti, il cui scopo è di trasformare in lavoro una quota dell'energia termica sottratta alla sorgente calda, è possibile definire anche l'effetto utile dei cosiddetti cicli inversi che operano allo scopo di sottrarre energia

termica alla sorgente fredda per cederlo, unitamente al lavoro che è stato necessario, alla sorgente calda.

Si noti che i due effetti sottrazione di energia termica alla sorgente fredda e cessione di energia termica alla sorgente calda devono necessariamente sempre avvenire entrambi. Tuttavia nella pratica si suole denominare in modo differente il ciclo inverso secondo quale sia lo scopo primario per il quale viene fatto operare.

Quando una macchina funzionante secondo un ciclo inverso viene fatta operare avendo come scopo primario la sottrazione di energia termica alla sorgente fredda essa viene denominata macchina frigorifera.

Quando una macchina funzionante secondo un ciclo inverso viene fatta operare avendo come scopo primario la cessione di energia termica alla sorgente calda essa viene denominata pompa di calore.

Non esiste il rendimento di una macchina frigorifera: si definisce più esattamente effetto frigorifero ε che corrisponde al rapporto $\varepsilon = Q_f / \Sigma Q$ ed è sempre maggiore di 1.

Il rendimento di una pompa di calore si definisce più esattamente coefficiente di prestazione e corrisponde al rapporto $\varepsilon = Q_c / \Sigma Q$, che è sempre maggiore di 1 e comunque maggiore di un'unità del corrispettivo effetto frigorifero qualora si consideri le macchine operanti tra le medesime sorgenti.

6.4 Ciclo di Carnot

La realizzazione di un ciclo termodinamico attraverso una macchina termica che produca un certo lavoro richiede, come detto, almeno due sorgenti termiche a temperatura T_1 e T_2 diverse (si ipotizzi $T_1 > T_2$). Giocoforza si cercherà di realizzare la macchina che abbia il rendimento η più elevato.

Il Teorema di Carnot afferma che il rendimento di una macchina termica, operante tra due sorgenti (T_1 e T_2), è *massimo* quando il fluido impiegato compie trasformazioni reversibili; il valore di tale rendimento dipende solo da T_1 e T_2 e non dipende dal fluido impiegato.

Si trova che:

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (6.1)$$

Fra gli infiniti cicli a cui sarebbe possibile (almeno in teoria) realizzare, è preferibile far riferimento ad un ciclo, detto appunto di Carnot, composto da due trasformazioni adiabatiche e da due trasformazioni isoterme.

Tali trasformazioni se realizzate in maniera internamente reversibile (assenza di attriti) sono le uniche che consentono uno scambio termico ai due diversi livelli di temperatura T_1 e T_2 senza per questo causare una perdita di irreversibilità. Le due adiabatiche reversibili consentono al fluido di variare la propria temperatura senza scambiare energia termica con l'ambiente esterno (espansione e compressione adiabatica reversibile).

6.5 Entropia

Come dal Primo Principio è possibile pervenire alla dimostrazione dell'esistenza delle due grandezze di stato *energia interna* ed *entalpia*, dal Secondo Principio si perviene alla dimostrazione dell'esistenza della grandezza di stato *entropia* che, in forma differenziale, è definita dal rapporto $dS = \delta Q / T$ e misurata in [J/ K].

L'esistenza di questa grandezza di stato si dimostra attraverso il *teorema di Clausius* per la cui discussione è necessaria la conoscenza della trasformazione ciclica nota come *ciclo di Carnot*.

Infatti, per la definizione data (6.1), è possibile calcolare:

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (6.1)$$

ovvero che $Q_2 / T_2 = Q_1 / T_1$. Tale indicazione si può estendere ad un ciclo qualsivoglia (vedi figura).

Per il fatto che la trasformazione considerata è ciclica, vale la relazione:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (6.2)$$

Il che equivale a stabilire l'esistenza della funzione di stato entropia:

$$\frac{\delta Q}{T} = ds \quad (6.3)$$

Al pari di quanto vale per le altre grandezze di stato è ovviamente possibile calcolare la *variazione di entropia* e non l'entropia di uno stato, il che equivale a dire che *la funzione entropia è definita a meno di una costante additiva*.

Per una qualsiasi trasformazione aperta tra lo stato iniziale *i* e quello finale *f* si può scrivere:

$$\Delta S = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} = S_f - S_i \quad (6.4)$$

dove ΔS è la variazione entropica subita dal sistema a seguito della trasformazione dallo stato i allo stato f . Poiché l'entropia è una grandezza estensiva è possibile esprimerla anche in termini specifici ovvero facendo riferimento alla massa unitaria: le sue dimensioni vengono allora espresse in $J/(kg K)$.

Quando la trasformazione ciclica è irreversibile, non è più possibile scrivere l'equazione (6.2) poiché la produzione di entropia dovuta alle irreversibilità non può essere descritta mediante parametri di stato non essendo quasistatica cioè una successione di stati di equilibrio.

La relazione pertanto si modifica per tener conto della produzione di irreversibilità durante la trasformazione:

$$\int_{irr} \frac{\delta Q}{T} + \Delta S_{irr} = 0 \quad (6.5)$$

Per una trasformazione finita tra uno stato iniziale i e finale f di equilibrio, è possibile scrivere:

$$S_f - S_i = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + \Delta S_{irr} \quad (6.6)$$

in cui δQ è l'energia termica scambiata con la sorgente a temperatura T , mentre ΔS_{irr} è la produzione di irreversibilità durante la trasformazione.

Per una trasformazione infinitesima:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} + dS_{irr} \quad (6.6)$$

6.6 I processi termodinamici ciclici

I processi termodinamici che vengono realizzati nella pratica devono consentire di realizzare uno scambio di energia termica o di energia meccanica con l'ambiente esterno.

Tali processi, opportunamente posti in successione tra loro, consentiranno la realizzazione di un ciclo termodinamico.

Proprio per far corrispondere la teoria alla pratica, occorrerà fare in modo che le trasformazioni analizzate possano costituire un riferimento per processi di pratica realizzazione.

Le macchine termiche realizzabili, come ricordato dal Secondo Principio, devono lavorare tra almeno due sorgenti termiche ed i processi avvengono con produzione di irreversibilità. Di tali considerazioni si dovrà opportunamente tener conto. Infatti,

sulla base del teorema di Carnot, note le temperature delle sorgenti, i riferimenti termodinamici saranno costituiti dal rendimento di Carnot (cicli diretti):

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (6.7)$$

o dal coefficiente di prestazione di un ciclo frigorifero di Carnot:

$$\varepsilon_{\text{Carnot}} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} \quad (6.8)$$

o per quello di una Pompa di Calore:

$$\varepsilon_{\text{Carnot}}^{\text{pdc}} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} \quad (6.9)$$

Il Primo ed il Secondo Principio della Termodinamica saranno applicati ai singoli processi.

Un ulteriore distinzione sarà fatta riferendosi al fluido motore: se questo non varia il proprio stato di aggregazione molecolare si farà riferimento al gas ideale (cicli diretti ed inversi ad aria o ad aria standard).

Se vi è la possibilità di sfruttare la variazione di fase (nei processi di scambio termico), si farà riferimento ai fluidi reali e quindi si parlerà di cicli a vapore.

I singoli processi sono da considerarsi in regime permanente mentre le variazioni di energia cinetica e potenziale sono da ritenersi trascurabili.

6.6 Cicli diretti e cicli inversi a vapore

Le trasformazioni descritte nei precedenti paragrafi, opportunamente poste in successione, consentono di realizzare dei cicli termodinamici il scopo è quello di ottenere potenza (o lavoro) meccanica utile (cicli diretti) oppure di ottenere degli spostamenti di potenza (o energia) termica (cicli inversi).

Ciclo diretto a vapore (tipo RANKINE)

Il ciclo diretto RANKINE è rappresentato schematicamente ed in un diagramma T-s nella figura 6.1. Il rendimento termico η_T di un ciclo di questo tipo, che può essere definito in termini di lavoro come:

$$\eta_T = \frac{L_{\text{utile}}}{Q_{\text{fornito}}} \quad (6.10)$$

L_{utile} = lavoro utile totale *ricavato* dal ciclo [J];

Q_{fornito} = energia termica *fornita* al ciclo [J];

può raggiungere valori teorici di $0,35 \div 0,38$, in dipendenza della temperatura massima di ciclo (punto 2 in figura 6.1) la quale a sua volta, per ragioni tecnologiche legate ai materiali con cui è costruita la turbina, non può superare i 540°C .

Con riferimento alla figura 6.1, i termini della relazione (6.10) sono così definiti:

$$\begin{aligned} L_{\text{utile}} &= L_{\text{turbina}} - L_{\text{pompa}} = h_2 - h_3 - (h_1 - h_0) \\ Q_{\text{fornito}} &= Q_{12} = h_2 - h_1 \end{aligned}$$

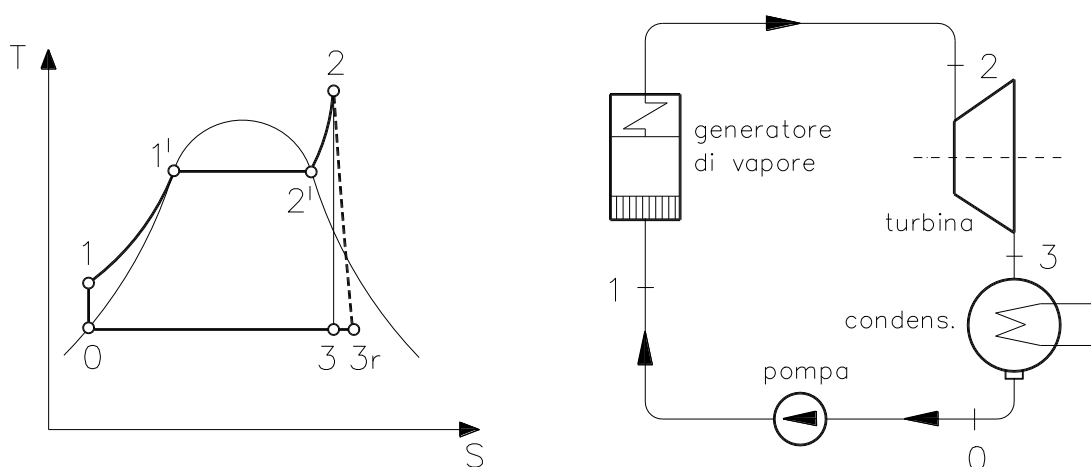


Figura 6.1: Ciclo Rankine ideale a vapore surriscaldato.

Cicli di questo tipo, opportunamente modificati, consentono comunque il raggiungimento di valori teorici di $\eta_T = 0,5$: ne sono esempio i cicli realizzati nelle centrali termoelettriche dell'ENEL che consentono la produzione di qualche centinaio di Megawatt di potenza utile.

Ciclo inverso a vapore

Il ciclo inverso a vapore è rappresentato schematicamente e nei diagrammi termodinamici T-s (Temperatura - entropia) e p-h (pressione - entalpia) nella figura 6.2. Il coefficiente di effetto utile frigorifero ε_f per un ciclo di questo tipo è definito da:

$$\varepsilon_f = \frac{Q_0}{|L_{\text{speso}}|} \quad (6.11)$$

$|L_{\text{speso}}|$ = lavoro speso sul ciclo per la compressione del vapore [J];

Q_0 = energia termica asportata (effetto frigorifero) dall'evaporatore [J].

Entrambi i termini della relazione (6.11) possono essere resi in termini di potenza [W]

Qualora l'effetto utile fosse l'energia termica fornita dal condensatore, il coefficiente di effetto utile ε_{pdc} sarebbe definito da:

$$\varepsilon_{pdc} = \frac{|Q_1|}{|L_{speso}|} \quad (6.12)$$

$|L_{speso}|$ = lavoro speso sul ciclo per la compressione del vapore [J];

$|Q_1|$ = energia termica fornita dal condensatore [J].

Entrambi i termini della relazione (6.12) possono essere resi in termini di potenza [W]

Con riferimento alla figura 6.2, i termini delle relazioni (6.11) e (6.12) sono così definiti:

$$|L_{speso}| = h_4 - h_3$$

$$Q_0 = h_3 - h_2$$

$$|Q_1| = h_4 - h_1$$

Si noti che il valore dell'effetto frigorifero Q_0 , può essere calcolato anche dalla relazione:

$$Q_0 = r \cdot (1 - x_2)$$

in cui: r = calore di vaporizzazione alla pressione p_2 [J/kg];

x_2 = titolo del vapore in 2 (vedi figura 6.2);

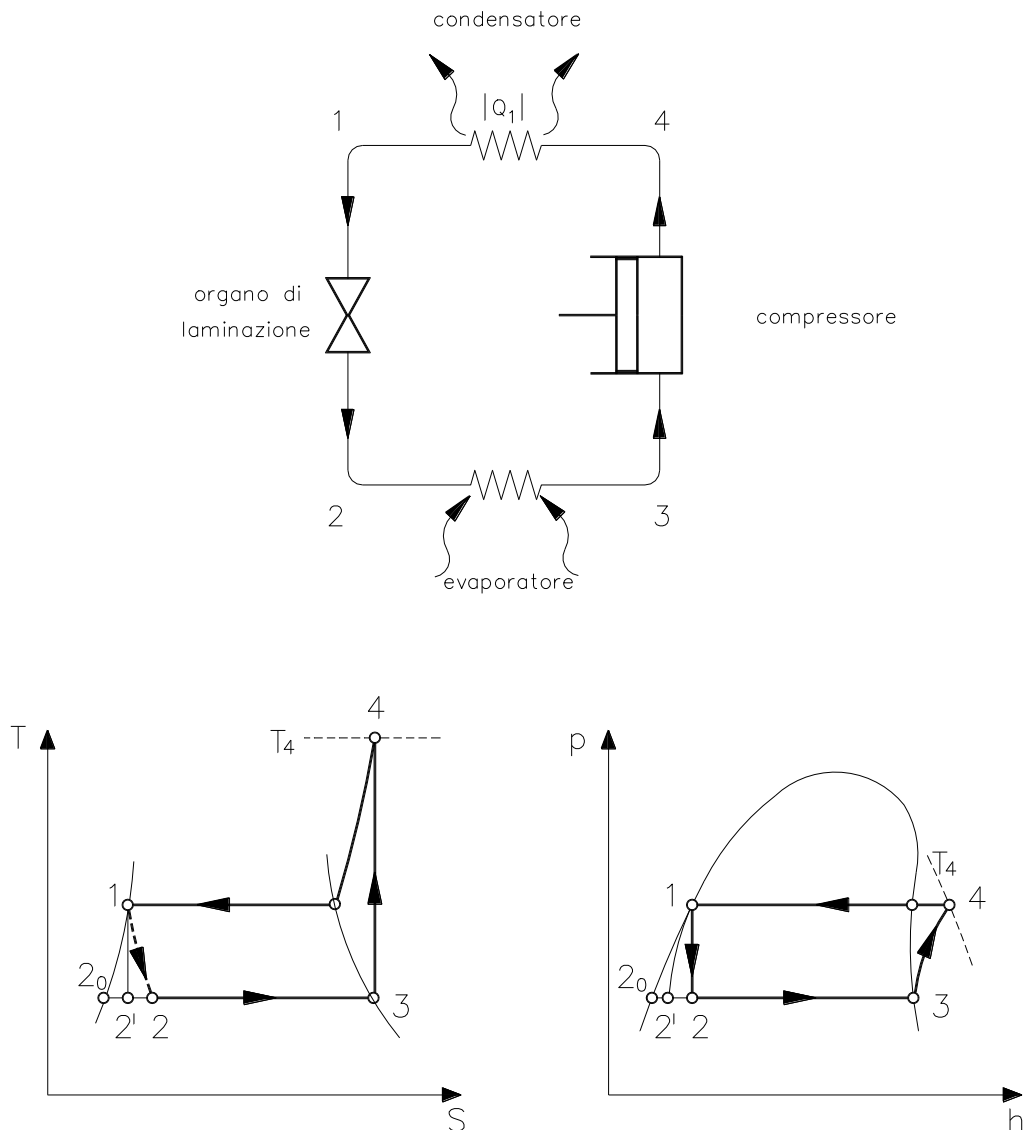


Figura 6.2: Ciclo inverso a compressione di vapore- Rappresentazione dello schema di impianto e del ciclo nei diagrammi T-s e p-h.

Bibliografia

- A. Cavallini, L. Mattarolo, *Termodinamica Applicata*, Ed. CLEUP - Padova, 1992
- G. Rogers, Y. Meyhew, *Engineering Thermodynamics. Work and Heat Transfer*, Longman 4th Edition
- R. Sonntag, C Borgnakke, G. Van Wylen, *Fundamentals of Thermodynamics*, John Wiley & Sons Inc - 5th Edition
- Y.A. Cengel, *Termodinamica e trasmissione del calore*, Mc Graw-Hill, 1998