CICLI TERMODINAMICI

- **CICLO DI CARNOT**

Il ciclo di Carnot è un **ciclo ideale** da cui si può partire per costruire una macchina termica, ossia una macchina che assorbe energia nel modo calore e la restituisce nel modo lavoro.
Premettiamo innanzi tutto che non esiste una macchina reale che sfrutti questo ciclo; si tratta di una trasformazione del tutto teorica, quella che, per definizione, come vedremo nel seguito, ha il massimo **rendimento termodinamico**.
Seguiamo il ciclo sul piano pv (Gibbs) e sul piano Ts (Mollier). Le trasformazioni costituenti il ciclo saranno delle trasformazioni quasi statiche, cioè trasformazioni in cui la pressione varia molto lentamente (una trasformazione di questo tipo la si può realizzare con un sistema cilindro-pistone ponendo un carico sul pistone in modo graduale, o meglio, quasi statico, per esempio versando sul pistone della sabbia).

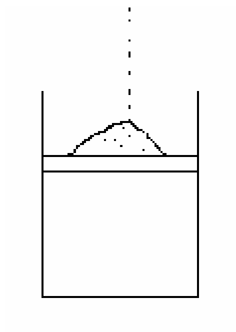

Figura 14

La rappresentazione del ciclo di Carnot nei due piani termodinamici è riportata in figura 15.

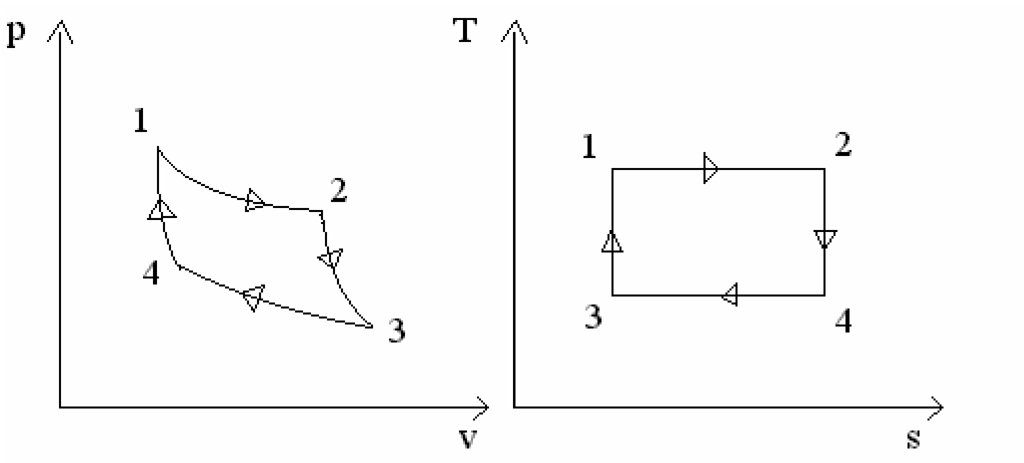

Figura 15

Consideriamo il sistema cilindro-pistone e supponiamo di partire da uno stato iniziale (1) noto, ad una temperatura $T = T_a$. Il fluido evolvente è un gas piuccheperfetto.
Il primo ramo del ciclo è costituito da una **espansione isoterma** $(1 \rightarrow 2)$; questa trasformazione può essere realizzata togliendo sabbia dal pistone, naturalmente in modo quasi statico, e

controllando la temperatura per mezzo di un termostato, vale a dire ponendo il sistema a contatto con un ambiente di capacità termica infinita, in modo tale che questo possa scambiare energia interna (cioè calore) senza che vari la temperatura. In questa fase il sistema assorbe energia in modo calore e la trasformazione, nel piano pv, è rappresentata da un ramo di iperbole, essendo

$$pv = RT \; ; \qquad T = cost.$$

Sul piano Ts, avendo temperatura costante, la trasformazione è rappresentata da una retta orizzontale.
La seconda fase $(2 \to 3)$ è una **espansione isoentropica**. Questa trasformazione è possibile, almeno teoricamente, rendendo adiabatico il sistema; si otterrà così una trasformazione reversibile (perché ipotizziamo un sistema ideale in assenza di attriti) e adiabatica, vale a dire, isoentropica. Sul piano pv, la pendenza della curva da 2 a 3 è maggiore rispetto a quella da 1 a 2, infatti, per l'equilibrio termodinamico

$$\frac{\partial(-p)}{\partial v} > 0 \; ; \qquad \left.\frac{\partial(-p)}{\partial v}\right|_s > \left.\frac{\partial(-p)}{\partial v}\right|_T .$$

Poiché la trasformazione è adiabatica, non c'è scambio di calore. Sul piano Ts, mentre s rimane costante, T diminuisce. Dalle relazioni

$$pv^{\gamma} = cost \qquad Tv^{\gamma-1} = cost$$

si vede che all'aumentare di *v*, *p* e *T* diminuiscono.
La terza trasformazione $(3 \to 4)$ è una **compressione isoterma**. La temperatura resta costante e pari al valore assunto nello stato 3, valore minimo che si ha durante tutto il ciclo. Durante questa fase il sistema cede energia all'ambiente sotto forma di calore. Questa trasformazione si può pensare avvenga ponendo il sistema in contatto con un ambiente a capacità termica infinita, posto a temperatura T_3.
Con la quarta trasformazione $(4 \to 1)$, una **compressione isoentropica**, si chiude il ciclo. Naturalmente il punto 4 è determinato come intersezione dell'isoentropica passante per lo stato 1 e l'soterma passante per lo stato 3.
Per fare considerazioni sul rendimento termodinamico, ricorriamo al primo principio della termodinamica

$$\Delta U = Q - L$$

In un ciclo, poiché *U* è una funzione di stato, la sua variazione è nulla. Avremo quindi

$$Q = L \;\Rightarrow\; Q_{in} - Q_{out} = L$$

dove Q_{in} e Q_{out} sono presi intrinsecamente positivi. E' importante porre l'evidenza sul fatto che si hanno scambi di calore solo nella prima e nella terza fase e, mentre Q_{in} è la quantità di calore assorbita dal sistema durante l'espansione, Q_{out} rappresenta l'aliquota ceduta durante la compressione.
Per quanto riguarda il lavoro, pdv, esso è presente in ogni fase del ciclo; esso è positivo per la prima e la seconda trasformazione (il lavoro è fatto dal sistema e quindi rappresenta energia in uscita) e negativo per la terza e la quarta (il lavoro è fatto sul sistema e quindi rappresenta energia in

ingresso nel sistema). Il lavoro complessivo scambiato è pari all'area stessa racchiusa dal ciclo ed è positivo (quindi, globalmente, il risultato del ciclo è una "estrazione" di lavoro dal sistema).

$$L > 0 \Rightarrow Q_{in} - Q_{out} > 0$$

Se si percorre il ciclo nel senso inverso avremo un lavoro negativo, con calore ceduto dal sistema. Una macchina che funziona con questo principio è detta **pompa di calore**, se si pone l'attenzione sul calore che viene ceduto all'ambiente ad alta temperatura, **frigorifero**, se si pone l'accento sul calore che viene prelevato dall'ambiente a bassa temperatura.

Rendimento e Coefficiente di prestazione
Si definisce rendimento di una macchina termica il rapporto

$$\boxed{\eta \equiv \frac{L}{Q_{in}}} \qquad \Rightarrow \qquad \boxed{\eta = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}} < 1}$$

Per una pompa di calore, anziché parlare di rendimento, si definisce un **coefficiente di prestazione**

$$\boxed{C_p = \frac{Q_{out}}{L}}$$

che, per il primo principio in base al quale $L + Q_{in} = Q_{out}$, è palesemente maggiore di uno. Analogamente si può definire il coefficiente di prestazione di una macchina frigorifero come

$$\boxed{C_p = \frac{Q_{in}}{L}}$$

Diamo ora una espressione per il rendimento in cui compaia anche la temperatura.
Nella trasformazione $(1 \to 2)$ la temperatura è costante $\Rightarrow$ $u(T) = c_v T$ $\Rightarrow$ $\Delta u = 0$. Si ha quindi

$$Q_{1-2} = L_{1-2} \;\Rightarrow\; Q_{in} = L_{1-2} > 0 \text{ essendo } dv>0.$$

Calcoliamo L_{1-2}.

$$L_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT_H \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT_H \ln \frac{v_2}{v_1}$$

avendo indicato con T_H il valore costante di temperatura (è la temperatura più alta del ciclo) a cui avviene l'espansione isoterma.
Avremo

$$Q_{in} = RT_H \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Per valutare il calore in uscita bisogna valutare il lavoro assorbito dal sistema durante la compressione isoterma. Procedendo in modo analogo

$$Q_{out} = RT_L \ln\frac{v_4}{v_3}$$

Si osservi che, essendo $v_4<v_3$, la quantità sopra definita risulta negativa; avendo, però, deciso di definire Q_{in} e Q_{out} intrinsecamente positivi, occorre prenderne il valore assoluto, cosa che equivale a considerare $Q_{out} = RT_L \ln\frac{v_3}{v_4}$. Inoltre, con T_L si è indicata la temperatura alla quale avviene la compressione isoterma. Si ha in definitiva

$$\eta = 1-\frac{Q_{out}}{Q_{in}} = 1-\frac{T_L \ln {v_3}/{v_4}}{T_H \ln {v_2}/{v_1}}$$

Ora si dimostrerà che

$$\boxed{\eta = 1-\frac{T_L}{T_H}}$$

Infatti, essendo $Tv^{\gamma-1} = cost$, poiché $T_2v_2^{\gamma-1} = T_3v_3^{\gamma-1}$ e $T_1v_1^{\gamma-1} = T_4v_4^{\gamma-1}$, facendo il rapporto membro a membro, tenendo conto che $T_1 = T_2 = T_H$ e $T_3 = T_4 = T_L$, si ottiene facilmente

$$\frac{v_4}{v_3} = \frac{v_1}{v_2}$$

e quindi l'asserto.
Dall'ultima espressione trovata per η si nota che non è possibile raggiungere il valore unitario se non comprimendo il sistema allo zero assoluto! Tale condizione è, ovviamente, irraggiungibile.
Si può fare un'ulteriore considerazione tenendo presente la definizione di rendimento

$$\eta = 1-\frac{Q_{out}}{Q_{in}} = 1-\frac{T_L}{T_H} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\frac{Q_{out}}{T_L} = \frac{Q_{in}}{T_H}}$$

cioè il rapporto tra la quantità di calore scambiata nei processi isotermi e la temperatura del processo è costante.
Per capire meglio questo risultato passiamo a valutare la quantità $\frac{\delta Q}{T}$ su tutto il ciclo.
Su tutto il ciclo calcoleremo dunque l'integrale $\oint\frac{\delta Q}{T}$. Nelle isoentropiche si ha $\delta Q = 0$, per cui

$$\oint\frac{\delta Q}{T} = \int_1^2\frac{\delta Q}{T} + \int_3^4\frac{\delta Q}{T}$$

poiché $T = T_H = cost$ nella trasformazione $(1\to 2)$ e $T = T_L = cost$ nella trasformazione $(3\to 4)$, si ha

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_3^4 \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_{in}}{T_H} - \frac{Q_{out}}{T_L} = 0$$

Quindi, per qualsiasi ciclo di Carnot

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Quest'ultimo risultato si legge asserendo che la quantità $\frac{\delta Q}{T}$ dipende solo dagli stati di inizio e fine trasformazione, ma non dipende dal percorso. $\frac{\delta Q}{T}$ è dunque una variabile di stato, benché δQ non lo sia. Inoltre, mentre δQ rappresenta solo una generica quantità di calore scambiata durante una trasformazione, $\frac{\delta Q}{T}$ è un differenziale esatto. Per definizione, tale differenziale è il differenziale di una grandezza detta **entropia**

$$dS \equiv \frac{\delta Q}{T}$$

Naturalmente tale definizione vale se la trasformazione è reversibile, altrimenti, come abbiamo già visto in questi appunti nella parte dedicata alla termodinamica, si ha $dS \equiv \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{\text{int}}$, dove $\delta S_{\text{int}} = \dot{s}$ è la produzione di entropia.
Come ultima osservazione si può dire che, poiché qualsiasi ciclo termodinamico reversibile si può decomporre in una serie di isoterme ed isoentropiche alternate, il risultato $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ è valido per ogni ciclo reversibile, e quindi $\frac{\delta Q}{T}$ è "sempre" un differenziale esatto.

- **CICLO OTTO**

Iniziamo ora lo studio di cicli di interesse più pratico. Sul ciclo Otto si basa il funzionamento dei motori ad **accensione comandata**. Teoricamente si tratta di un ciclo ma in realtà l'aria, in un sistema cilindro pistone, non è sempre la stessa, ma viene continuamente espulsa ed aspirata dall'ambiente esterno. Si ipotizza però che il ciclo si chiuda all'esterno, pensano che l'aria che entra sia sempre nello stesso stato termodinamico.
Nello stato in cui il pistone si trova in posizione tale che il volume nel cilindro è massimo si dice che di trova nel **punto morto inferiore**; nel caso in cui esso si trova nella posizione che minimizza il volume nel cilindro allora si dice che il pistone si trova nel **punto morto superiore**. Questi due punti sono caratterizzati dal fatto che, in corrispondenza di essi, il pistone ha velocità nulla (inversione del moto alternativo).
Una ipotesi molto forte nello studio del ciclo Otto è considerare sempre lo stesso gas dall'inizio alla fine del ciclo; in realtà, alla fine della fase di **compressione**, viene iniettata all'interno del cilindro una miscela di aria e benzina che viene fatta esplodere per dare il via alla fase di combustione seguita dall'espansione. L'esplosione è assicurata dall'accensione della miscela tramite la scintilla prodotta da una candela (accensione comandata), e in questa fase (combustione) il gas non è certo

un gas piuccheperfetto! Ci accontenteremo tuttavia di simulare il suo comportamento con il modello di gas piuccheperfetto conoscendo comunque i limiti di questa trattazione.
Durante l'**espansione** il cilindro passa dal punto morto superiore al punto morto inferiore, tale fase è detta **fase utile**, poiché il sistema compie lavoro, permettendo cioè l'utilizzo di questo lavoro attraverso il moto rotatorio di un albero motore. Dopo l'espansione si ha lo **scarico** dei gas combusti, che si realizza a seguito dell'apertura di opportune valvole situate sulla testa del cilindro. Il cilindro passa così nuovamente dal punto morto inferiore al punto morto superiore. Il ciclo si chiude quindi con una cessione di calore dal sistema all'ambiente, si riparte così dal punto iniziale, in cui lo stato del gas è quello coincidente con l'ambiente esterno.
Studiamo il ciclo sui piani pv e Ts.

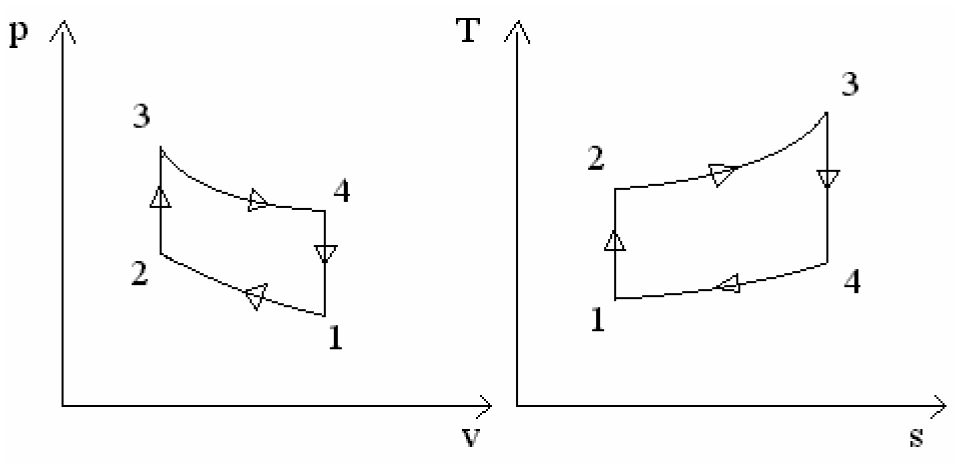

Figura 16

Il ciclo termodinamico è percorso in senso orario; partiamo dalla condizione in cui il pistone si trova al punto morto inferiore (PMI), e il gas si trova nello stato 1.
La prima fase $(1 \rightarrow 2)$ è una **compressione adiabatica e reversibile** (quindi isoentropica); da un punto di vista pratico ciò si può realizzare se gli attriti sono ridotti al minimo e la compressione è così veloce tanto da non dare il tempo al sistema di scambiare calore con l'ambiente. Si comprime così il gas fino a che il pistone non passa al punto morto superiore (PMS). Sul piano Ts si nota che la temperatura aumenta ($Tv^{\gamma-1} = cost$).
La seconda fase $(2 \rightarrow 3)$ del ciclo è costituita dall'**adduzione di calore**; questa trasformazione può essere bene approssimata da una **isocora**, facendo cioè l'ipotesi che la combustione avvenga con un processo a volume costante. In questa fase il sistema assorbe energia nel modo calore. Sul piano Ts avremo una curva a pendenza positiva, infatti, per la stabilità dell'equilibrio termodinamico

$$\left.\frac{\partial T}{\partial s}\right|_v > 0$$

La terza fase $(3 \rightarrow 4)$ è una **espansione isoentropica**. In questa fase il pistone si riporta al PMI e non c'è scambio di calore.
La quarta e ultima fase $(4 \rightarrow 1)$, del tutto ideale, è una fase in cui il sistema cede calore a volume costante. E' rappresentata quindi come un'**isocora**. In questa ultima trasformazione la pressione e la temperatura diminuiscono, quest'ultima perché si sta cedendo calore all'ambiente.

Espressione del Rendimento
Per definizione, il rendimento è considerato come il rapporto

$\boxed{\eta = \dfrac{L}{Q_{in}}}$ dove Q_{in} è la quantità di calore addotta durante la combustione.

Per il primo principio, su tutto il ciclo risulta $\Delta U = 0$, quindi

$$\eta = \frac{L}{Q_{in}} = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}}$$

Questa relazione, in generale, vale per qualsiasi macchina termica che funziona secondo un ciclo reversibile. Cerchiamo, analogamente a quanto fatto per il ciclo di Carnot, una espressione di η in funzione della temperatura.
Poiché il calore viene scambiato in processi a volume costante, si ha $L = 0 \Rightarrow \Delta U = Q$. Ricordando la definizione di calore specifico a volume costante

$$c_v = \frac{Q}{m\Delta T} \Rightarrow \begin{cases} Q_{2-3} = Q_{in} = mc_v\left(T_3 - T_2\right) \\ Q_{4-1} = Q_{out} = mc_v\left(T_1 - T_4\right) \end{cases}$$

con $Q = Q_{in} - Q_{out}$. Si ha

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1\left(\dfrac{T_4}{T_1} - 1\right)}{T_2\left(\dfrac{T_3}{T_2} - 1\right)}$$

Possiamo ora applicare, per le trasformazioni isoentropiche, $Tv^{\gamma-1} = cost$

$$\left(1 \rightarrow 2\right) \Rightarrow T_1 v_1^{\gamma-1} = T_2 v_2^{\gamma-1}$$

$$\left(3 \rightarrow 4\right) \Rightarrow T_3 v_3^{\gamma-1} = T_4 v_4^{\gamma-1}$$

Poiché $v_1 = v_4$ e $v_2 = v_3$, facendo il rapporto membro a membro si ottiene

$$\frac{T_1}{T_4} = \frac{T_2}{T_3} \Rightarrow \boxed{\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2}}$$

Un'altra espressione può essere data in funzione del **rapporto di compressione** $r = {}^{v_1}\!/_{v_2}$, definito come il rapporto dei volumi nel cilindro rispettivamente quando il pistone è nel PMI e nel PMS.

$$\eta = 1 - \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow \boxed{\eta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}}}$$

- **CICLO DIESEL**

Il ciclo Diesel è una variante del ciclo Otto, la differenza sta nel fatto che la fase di adduzione di calore avviene a pressione costante piuttosto che a volume costante.

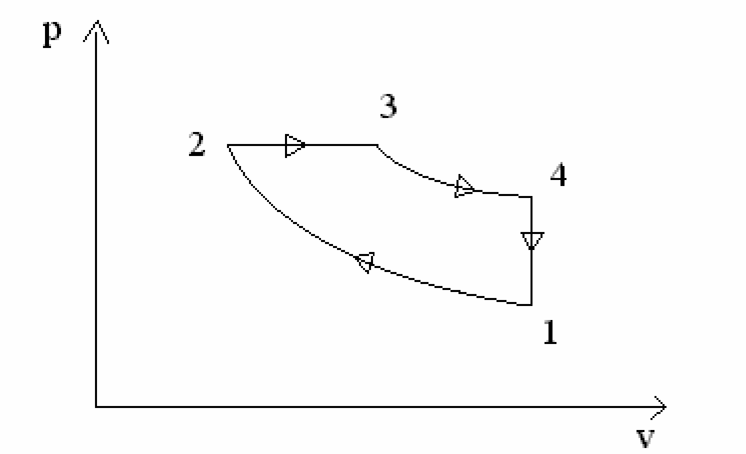

Figura 17

La prima fase $(1 \rightarrow 2)$ è una **compressione adiabatica e reversibile** (quindi isoentropica) da v_1 a v_2, ossia dal PMI al PMS.
La seconda fase $(2 \rightarrow 3)$, in cui si ha adduzione di calore dovuta alla combustione è un'**espansione isobara**. In questa fase, come già detto, il sistema assorbe energia sotto forma calore. A differenza dei motori ad accensione comandata, in cui la miscela aria combustibile viene accesa con una scintilla, nei motori diesel il gasolio viene iniettato nella camera di combustione, dopo la fase di compressione, per mezzo di iniettori atomizzanti. L'elevata turbolenza, insieme con l'alta pressione (agli elevati rapporti di compressione), permette al gasolio di "autoaccendersi". Si suppone che questo processo avvenga a pressione costante.
La terza fase $(3 \rightarrow 4)$ è un'**espansione isoentropica**. Il pistone passa dal PMS al PMI. In questa fase il sistema compie lavoro utile.
Durante la quarta fase $(4 \rightarrow 1)$ si chiude idealmente il ciclo. E' questa una **isocora**.

Espressione del Rendimento
Per definizione

$$\eta = \frac{L}{Q_{in}} = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}}$$

durante la fase di chiusura del ciclo, che avviene a volume costante, si può considerare la definizione di calore specifico. Analogamente a quanto già fatto, introducendo la nuova grandezza

$$r_c = \frac{v_3}{v_2}$$

si ottiene

$$\boxed{\eta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \frac{r_c^{\gamma} - 1}{\gamma (r_c - 1)}}$$

Si nota che, rispetto al rendimento del ciclo Otto, si ha un fattore moltiplicativo dovuto al fatto che, durante la fase di adduzione del calore, il volume non rimane costante.
Tipicamente, per un motore a ciclo Otto

$$r \approx 10\,; \qquad\qquad \eta_{Otto} \approx 0.6\,.$$

A parità di rapporto di compressione, con $r_c \approx 2$, il rendimento del motore a ciclo Diesel è più basso. Poiché però, per motori di questo tipo, si usano in genere rapporti di compressione ben più elevati ($r \approx 20$), si ha

$$\eta_{Diesel} \approx 0.65 > \eta_{Otto}$$

E' da osservare il fatto che si sta parlando di rendimenti termodinamici e non di rendimenti complessivi, il rendimento globale lo si ottiene dal prodotto dei singoli rendimenti.

- **CICLO BRAYTON**

Il ciclo Brayton è quello su cui si basano le turbine a gas, i motori oggi più diffusi in campo aeronautico. Discutiamo il ciclo teorico, seguendo le varie trasformazioni sul piano pv e sul piano Ts.

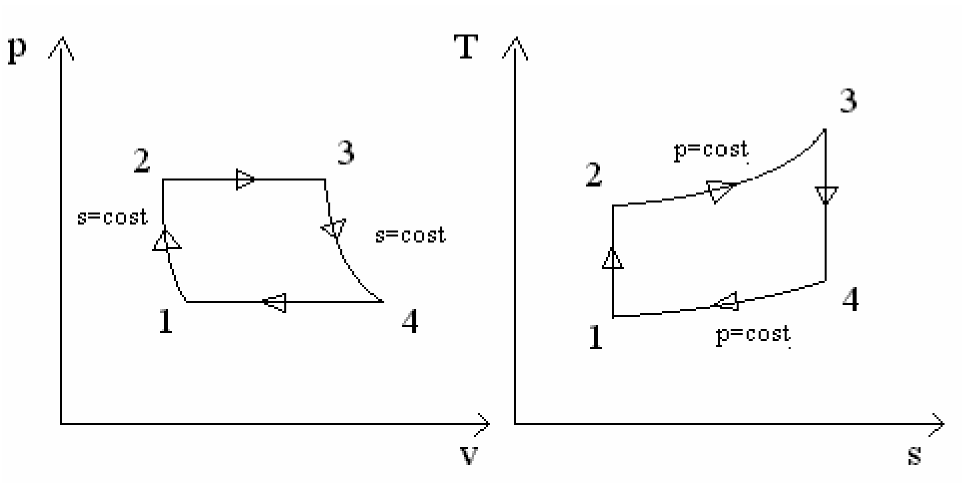

Figura 18

La prima fase $(1 \rightarrow 2)$ è una **compressione adiabatica e reversibile** (quindi isoentropica). Aumentano temperatura e pressione ($Tv^{\gamma-1} = cost;\ pv^{\gamma} = cost$).
La seconda fase $(2 \rightarrow 3)$, in cui si ha adduzione di calore dovuta alla combustione è un'**espansione isobara**. Il sistema assorbe calore.
La terza fase $(3 \rightarrow 4)$ è un'**espansione adiabatica** (isoentropica), durante questa trasformazione non c'è scambio di calore, la temperatura diminuisce fino al valore che ci serve per chiudere il ciclo con un'**isobara** $(4 \rightarrow 1)$.
Il lavoro (positivo perché compiuto dal sistema) è come sempre proprio l'area racchiusa dal ciclo.

Espressione del Rendimento

$$\eta = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}}$$

Nelle trasformazioni isobare, uniche trasformazioni del ciclo in cui si ha scambio di calore, si ha

$$Q_{in} = mc_p\left(T_3 - T_2\right); \quad Q_{out} = mc_p\left(T_4 - T_1\right)$$

da cui segue

$$\eta = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{\left(T_4 - T_1\right)}{\left(T_3 - T_2\right)} = 1 - \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)}\frac{T_1}{T_2}$$

Per le relazioni dell'isoentropica

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}; \qquad \frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{T_4}{T_3}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}};$$

ma $p_2 = p_3$ e $p_1 = p_4$, quindi

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \qquad \Rightarrow \qquad \boxed{\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

Applicazione del ciclo Brayton: il TURBOREATTORE

A differenza dei motori visti finora, il turboreattore è un motore il cui movimento delle masse in gioco è puramente rotante, ossia non ci sono masse in moto alternativo. Ciò rappresenta un importante vantaggio, sia dal punto di vista dei carichi al quale sono soggetti il motore e la struttura di supporto, che dal punto di vista della regolarità di funzionamento.

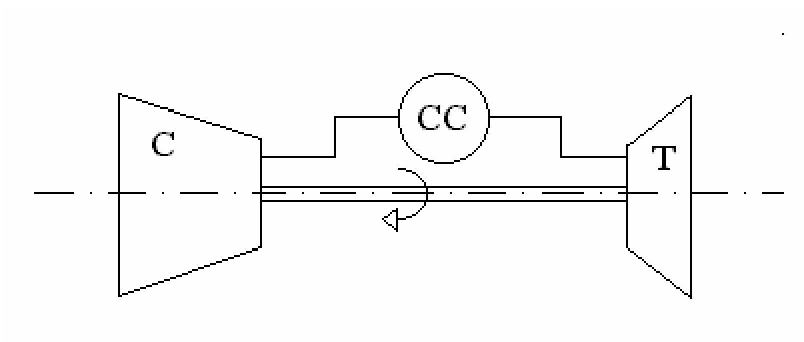

Figura 19

La compressione viene effettuata all'ingresso del motore dapprima mediante la presa d'aria 8compressione statica) poi per mezzo di un compressore di tipo centrifugo o assiale (assiale nei turboreattori ad alte prestazioni per realizzare alti rapporti di compressione). L'aria viene quindi compressa e all’uscita si trova nello stato 2. A questo punto l’aria entra nella camera di combustione in cui, secondo un processo ipotizzato a pressione costante, viene bruciata la miscela aria-combustibile con uno scambio di calore positivo Q_{in}. Al solito, questa è in realtà una fase di adduzione di calore. All’uscita dalla camera di combustione l’aria è nello stato 3. Inizia così la fase utile, in cui il sistema (fluido) compie lavoro sulla turbina. Nell’attraversamento del compressore e della turbina, vale la relazione dell’energia per sistemi aperti (in regime stazionario)

$$\dot{m}\Delta H = \dot{Q} - \dot{L} = -\dot{L}$$

dove si è anche ipotizzato che lo scambio di calore è trascurabile. Si vede subito che se forniamo lavoro al fluido ($\dot{L} < 0$) H aumenta, è questo il caso del compressore; se invece sottraiamo lavoro al sistema ($\dot{L} > 0$), allora H diminuisce, ciò succede al passaggio nella turbina. All’uscita della turbina il sistema è nello stato 4.

In realtà a valle della turbina il flusso verrà accelerato per mezzo di un **ugello** per ottenere una spinta. Infatti, come si è visto in precedenza, una espressione semplificata della spinta è

$$S = \dot{m}\left(V_u - V_i\right)$$

la spinta è cioè data dalla variazione (per unità di tempo) della quantità di moto tra l’ingresso e l’uscita dal motore. L’energia somministrata al fluido nella camera di combustione serve in parte, tramite il lavoro ceduto alla turbina, per muovere il compressore al quale essa è collegata e in parte (circa il 20% o anche meno) per ottenere una elevata velocità di uscita, dalla quale dipende la spinta del motopropulsore.

Per migliorare la compressione e permettere una buona combustione sono necessarie basse velocità e alte pressioni, così, a monte del compressore, si pone una **presa d’aria**. La presa d’aria è una macchina a fluido in cui si cerca, in modo adiabatico e isoentropico di aumentare la pressione statica del fluido, a spese dell’energia cinetica. La compressione all’interno della presa d’aria, poiché non c’è lavoro di elica, avverrà a entalpia totale costante.

Nel cosiddetto **turboreattore semplice**, l’unico organo propulsivo (propeller) è costituito dall’ugello. Quest’ultimo è un convergente quando si desiderano velocità di uscita al massimo soniche ed è un convergente – divergente se si desidera un’uscita supersonica.

Oltre all’ugello, come sistema propulsivo si può usare un’elica collegata all’albero della turbina e del compressore. Si parla in questo caso di **turboelica**. Poiché l’elica gira molto più lentamente di turbina e compressore, si prevede una scatola di riduzione. Nella turboelica la spinta è generata sempre secondo lo stesso principio, ma “accelerando di meno una grande quantità d’aria”, ossia diminuisce la differenza di velocità e aumenta la portata d’aria che viene accelerata.

L’esigenza di velocità più elevate porta alla nascita di turboelica con eliche intubate (fan), o meglio **turboreattori a doppio flusso**. In questo caso l’aria che attraversa il motore si separa in due flussi: uno che, attraversa un ugello nel quale viene accelerato (flusso freddo) e uno, più interno, che passa attraverso il fan, il compressore e che brucia nella camera di combustione (flusso caldo). Il flusso più interno viene poi accelerato a sua volta da un ugello più interno a valle della turbina. La spinta sarà somma di due contributi, quello dovuto all’accelerazione del flusso caldo e quello dovuto all’accelerazione del flusso freddo.

Oggi vengono utilizzati maggiormente motori turboelica (turboprop) e turboreattori a doppio flusso (turbofan). Mentre i primi hanno rendimento maggiore alle basse velocità, i secondi possono volare a velocità ben maggiori, con rendimenti più alti.