

• Cos'è la Termodinamica?

È la scienza che si occupa dell'energia, del suo trasferimento, della sua conversione, del suo degenerarsi, degradarsi.

• Da cosa nasce e perché?

Al tempo della sua nascita la conversione calore - lavoro trovava già ampia applicazione nel motore a vapore, tuttavia quella tecnologia non si basava sull'organico sviluppo di una scienza.

Ossia è uno dei casi in cui le applicazioni sono abbastanza mature ma non vi è una scienza di supporto che spieghi teoricamente quanto viene applicato. Quindi le domande principali erano:

- Qual'è il limite massimo di energia meccanica ottenibile da una assegnata quantità di combustibile?
- Da quali parametri dipende questo limite?

Praticamente se esercito, ad esempio, 20 Kg di carbone o legno non esercito idea di quanto energia (il suo massimo) potrei ottenere come lavoro (e da cosa dipende).

◀ ITAZIONI IMPORTANTI Usate come POSTULATI

Cornut

"La produzione di potenza meccanica nel motore a vapore non è dovuta al consumo di "calore" (combustibile) ma al suo trasporto da un corpo caldo ad uno freddo,"

- "Se esiste una differenza di temperatura può essere prodotta potenza meccanica"

Molto importante, e si aggiunge che il calore viene trasferito da $T_{\text{più alta}}$ a $T_{\text{più bassa}}$.

"La potenza meccanica generale del calore è indipendente dal fluido di lavoro usato, dipendendo soltanto delle temperature dei corpi tra i quali il calore è trasferito"

È noto come Teorema di Carnot: ci riconduce a qualcosa di diretto indipendente dal tipo di fluido ma solo dalla differenza di temperatura.

A Carnot si deve anche il concetto di degradazione energetica: se ho perso passaggio di calore da un corpo a $T_{\text{più alta}}$ a uno a $T_{\text{più bassa}}$ e se non colgo l'occasione per produrre energia meccanica, quella energia viene persa definitivamente. Ho degradato l'energia a un livello termico più basso.

ERRORI DI CARNOT

Si servì, per spiegare i suoi concetti, dell'analogia idraulica:

flusso di calore \approx flusso d'acqua

differenza di T \approx differenza di livello (quote)

Per lui, come l'acqua che scende può produrre del lavoro muovendo delle pale ma l'acqua non si perde (la quantità di acqua all'inizio e alla fine è la stessa) così anche il calore totale non viene perso, ma si ritrova nella destinazione finale. Sbagliato, non era noto il primo principio della termodinamica.

Chiusura uni le teorie di Joule e Carnot dando gli un
rapporto molecolare

Da Joule prese le teorie sull'equivalenza tra calore e
lavoro (prima legge). Introduce il termine entropia.

STRUMENTI DI ANALISI E TERMINOLOGIE DELLA TERMODINAMICA

Noi non analizzeremo tutto lo spazio ma solo una sua "piccola" porzione:

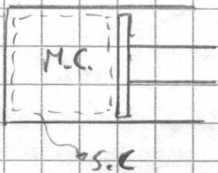
■ **Sistema Termodinamico:** una porzione di materia o di spazio delimitata da un confine detto ~~o~~ superficie di controllo S.C.

Per qualunque tipo di analisi è necessario delimitare con una superficie ^{reale o fittizia} (tipicamente una linea tratteggiata) quello che è il nostro oggetto di studio. Da questa scaturisce la definizione di ambiente.

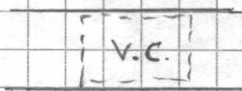
■ A noi interessa ciò che avviene al confine dell' S.C. e al suo interno. Vediamo il confine:

Se esso consente flussi di massa (superficie fittizia) il sistema Termodin. è APERTO altrimenti (superficie reale) CHIUSO. È ovvio che essi si studiano con due approcci

SIST. CHIUSI → MASSA DI CONTROLLO nel senso che la grandezza controllata è la massa (M.C.). La massa è intrappolata nel S.C. / N.B. le pareti possono essere mobili consentendo così variazioni di volume (per esempio il pistone)



SIST. APERTI → VOLUME DI CONTROLLO, la grandezza controllata è il volume (fisso in una terma invariabile). È utile nel caso di fluidi in moto. (V.C.)



Anche nei sistemi chiusi vi sono flussi di energia tramite lavoro o calore. Per evitarlo le pareti devono essere adiabatiche (impermeabili ai flussi di calore), rigide e fisse.

LEZIONE 1

L'Approccio per lo studio della termodinamica può essere fatto utilizzando la MASSA DI CONTROLLO o il VOLUME DI CONTROLLO.

E' bene definire il sistema termodinamico dal quale ne scaturisce la definizione di **ambiente**. L'ambiente è tutto ciò che non è sistema termodinamico. Il sistema termodinamico unito all'ambiente costituiscono un **SISTEMA ISOLATO**.

LEZIONE 2

In termodinamica avremo a che fare con proprietà che possono essere sia **INTENSIVE** che **ESTENSIVE**.

Esempio: Temperatura: se ho la temperatura di una stanza e divido lo stesso in due parti lo temp. totale non è somma delle due temperature.
Le proprietà INTENSIVE non dipendono dall'estensione del sistema, ovvero sono l'entropia specifica, il volume specifico, la densità, tutte quelle proprietà che non sono espresse in funzione di massa o volume. SONO TUTTE LE GRANDEZZE SPECIFICHE. (esempio volume specifico $v = \frac{1}{\rho}$ volume per unità di massa)

Le proprietà ESTENSIVE dipendono dall'estensione del sistema, esse possono essere la massa, il volume, etc... Tutte le proprietà INTENSIVE moltiplicate per massa o Volume, diventano **ESTENSIVE**.

Infine possiamo dividere le proprietà in INTERNE ED ESTERNE. LA velocità sarà esterna. La densità sarà interna.

Le proprietà definiscono lo stato termodinamico. Esempio: STATO DI EQUILIBRIO
Introduciamo ora la **TERMODINAMICA DEGLI STATI**, che si occupa di estrapolare una serie di equazioni utili a definire le proprietà di una sostanza pura nota lo stato termodinamico.

Siano **N** le proprietà necessarie a descrivere il sistema. Lo stato è fissato se sono noti i valori di un numero **M** di esse con **M < N**. Perché spesso le proprietà sono dipendenti tra loro per le leggi da equazioni, totali o differenziali.

Le restanti proprietà **N-M** possono essere calcolate con l'ausilio delle equazioni di stato.

comprimibile
Un sistema semplice è tale che il suo stato intensivo è determinato da sole DUE proprietà intensive. Le restanti sono correlate a queste DUE mediante **EQUAZIONI DI STATO** del tipo: **$P = f(v, T)$** .

In un sistema semplice e comprimibile sono assenti gli effetti elettrici, magnetici, gravitazionali etc....

Un sistema è detto comprimibile perché gli effetti che noi studieremo non sono connessi agli effetti gravitazionali, elettrici etc... **E' SOGGETTO SOLO A PRESSIONE-TEMPERATURA-E ALTRE CAUSE TERMODINAMICHE.**

Se infatti il sistema dovesse comprendere le cause degli effetti elettrici, gravitazionali etc... allora occorrerebbero più proprietà da definire per determinare lo stato termodinamico.

Non consideriamo la composizione chimica non varia spontaneamente
Le sostanze pure possono esistere in differenti fasi. SOLIDA, LIQUIDA E GASSOSA. L'acqua è una sostanza pura nella fase solida nel caso si presenti come ghiaccio e nella fase gassosa se si trova come liquido. Anche le miscele sono pure e omogenee.

Vapore e ghiaccio è una sostanza pura bifasica che è presente contemporaneamente nella fase solida e gassosa.

IMPORTANTE: Nel passare da una fase all'altra le proprietà INTENSIVE variano con DISCONTINUITA', perché varia la struttura molecolare.

Inoltre **v** e **T** sono sempre indipendenti tra loro, mentre ciò non avviene per **P**.

quindi misurando v e P o misurando T (esperimento) si viene a generare (disegnando i risultati) una superficie, funzione a 2 variabili.
Come so v? Se so quanta materia ho all'interno basta conoscere il volume totale e lo divido per la massa.

IMP. vedere lezione 2 Materie a 31:54 su youtube stesso esempio

Descrizione del passaggio dallo stato solido allo stato gassoso a pressione costante:

- ① Riscaldando a pressione costante una sostanza pura contenuta in un sistema pistone-cilindro, questa inizia a riscaldarsi fino ad un punto ove la sua temperatura smette di aumentare. Inizia il processo di assorbimento di calore detto calore latente di liquefazione necessario alla rottura del reticolo solido e alla liquefazione del solido. Questo processo avviene a **PRESSIONE E TEMPERATURA COSTANTE**. Aumenta soltanto il volume specifico.
- ② L'andamento rimane lo stesso per il passaggio da liquido a ^{GAS} solido. Il liquido inizia ad assorbire calore, aumentando di temperatura fino al punto ove non aumenterà più la sua temperatura ed inizierà ad assorbire calore latente di evaporazione. Una volta che questo calore sarà sufficiente inizierà l'evaporazione mediante la rottura del reticolo del liquido.

Il processo inverso da gas a solido prevede la cessione del calore latente anziché l'acquisizione. Durante queste fasi di cessione/acquisizione **LA TEMPERATURA E LA PRESSIONE RIMANGONO COSTANTE**. Siamo in zone bifasiche **SOLIDO/LIQUIDO** o **LIQUIDO/GAS**.

IMP. IMPORTANTE: DURANTE GLI STADI BIFASICI AUMENTA SOLO IL VOLUME SPECIFICO. TEMPERATURA E PRESSIONE RIMANGONO COSTANTI.

Monofase lo fornisce calore! alle T critiche, vertice delle curve, se la supero non avrò mai fase gassosa comprimendo! perché non passo per la regione bifasica.

REGOLA DI GIBBS:

La regola di GIBBS si esprime come: $V = 3 - F$

Ove con V si intende la Varianza del sistema termodinamico ovvero il numero di proprietà che possiamo variare affinché il sistema rimanga nella fase iniziale.

Con F si intende il numero di fasi del sistema termodinamico.

Analizziamo i tre possibili casi:

F=1, siamo in un sistema monofasico. **V=2**, ovvero **PRESSIONE e TEMPERATURA sono indipendenti**. Li possiamo variare a nostro piacimento ed il sistema sarà sempre monofasico.

F=2 siamo in un sistema bifasico. **V=1**, ovvero **PRESSIONE e TEMPERATURA sono dipendenti tra loro**. **NOTA LA PRESSIONE CONOSCIAMO ANCHE LA TEMPERATURA.** *sono legati da una funzione*

F=3 siamo in un sistema trifasico. **V=0**. Ovvero **PRESSIONE E TEMPERATURA sono fissati e non possono variare altrimenti non saremmo più in un sistema trifasico.** *in un punto (punto triplo) coesistono due fasi*

- Renno
- Postulato di Stato: ci due quote proprietà occorrono per descrivere uno stato.
Il numero di proprietà termodin. intensive e estensive indipendenti necessarie per definire lo stato termodin. di un sistema è pari ad $1 +$ il numero di modi di scambiare lavoro reversibile.
Di solito ne occorrono 2 ($1 +$ lavoro reversibile di volume) se incompressibile 1.
 - Proiettiamo ora la superficie caratteristica su due piani. Superficie $P = f(V, T)$
Perché pensiamo? Le zone bifasiche si proiettano su delle linee parallele all'asse V. Quindi nel piano P-T sono punti

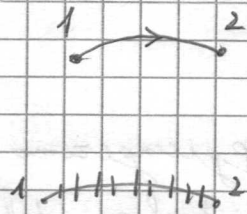
PIANO P-T

La proiezione della superficie caratteristica sul piano P-T ci dà un piano termodinamico bidimensionale, ove possiamo identificare il **PUNTO TRIPLO** ed il **PUNTO CRITICO**. E due linee di passaggio di fase (una dallo stato solido a liquido, ed una dallo stato liquido a gassoso.)

Il punto critico è quello dove le curve di ebollizione terminano (vertice curva a compressione)

• TERMODINAMICA DEGLI STATI

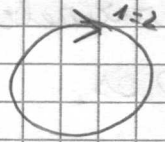
Si tratta di una descrizione per stati. Il sistema evolve da uno stato termodinamico 1 a 2



Pero' si passa per vari stati termodinamici e quindi possiamo vedere il passaggio come successione di trasform. infinitesime.

Si definisce allora trasformazione Quasi statica una successione di trasform. infinitesime alle fine delle quali si raggiunge sempre una condiz. di equilibrio termodin.

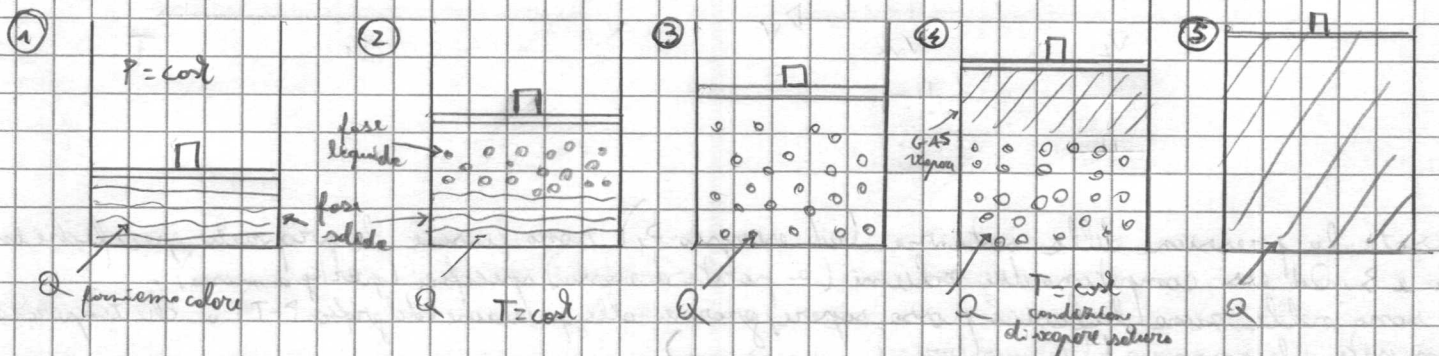
Trasformazione ciclica: parte da uno stato termodin. e si ritorna.



• DIAGRAMMI DI STATO

Sono ottenuti, per una determinata sostanza, sezionando la superficie caratteristica (3D). Vedremo l'esempio di un pistone per muoverci lungo la superficie. Sul pistone viene messo un pesetto per garantire una pressione costante (oltre quella atmosferica).

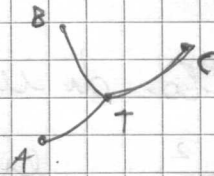
Perché? Mai non stiamo cambiando pesetti, quindi la pressione esterna (Forza peso/superficie), quindi per il terzo principio della dinamica, il sistema all'equilibrio avrà pressione interna = all'esterna che è costante. Riscaldiamo il sistema lentamente per far sì che si adatti a questo cambiamento.



Nella realtà il volume non aumenta così tanto! Il solido e il liquido non si espandono molto, il gas si!

● PIANO P-T (pressione-temperatura) o PIANO DELLE FASI

Per l'acqua il tratto TB è pendente verso sinistra perché solidificando si espande



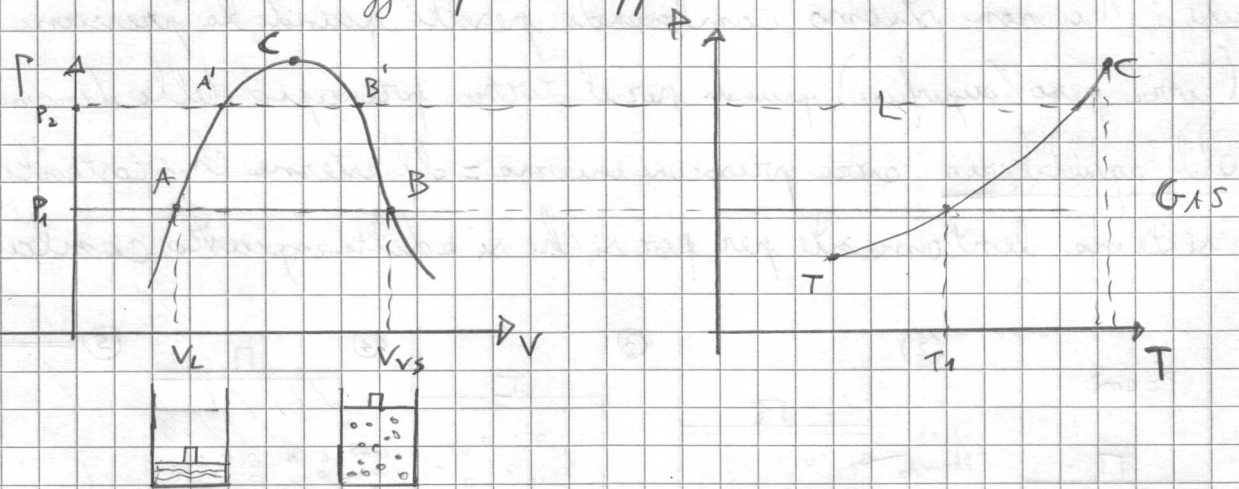
Vapore surriscaldato: se riscaldo in fase bifasica raggiungeremo lo stato di vapore saturo secco e riscaldo un po' in più, ci togliamo dalle curve e compenso raggiungeremo il vapore surriscaldato (per questo così chiamato). Se poi superiamo anche la T_c neanche una compressione ci servirebbe a rendere la sostanza liquida, quindi ho sovraniente gas.

A cosa serve il diagramma P-T?

Ci aiuta a stabilire la fase in cui si trova la sostanza senza sapere le fasi non posso sapere che modello utilizzare per il mio studio!

● PIANO P-V (leggere prima appunti di destra)

*

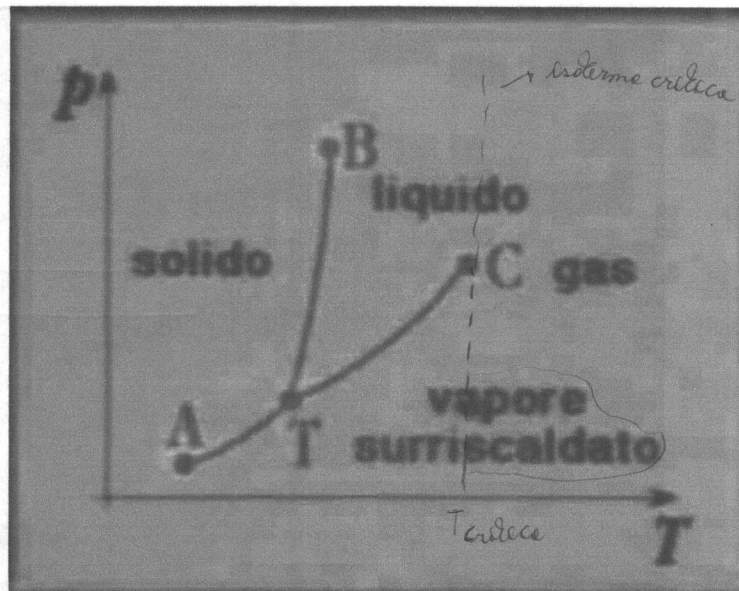


Fissata la pressione della sostanza (ad esempio P_1) sono fissate le proprietà specifiche in A e B. Ad essi competono due volumi (a parità di massa) specifici (per kg di massa). Se sono nella zona bifasica posso sapere, grazie alla pressione (dal grafico P-T) e alla temperatura, quale passaggio (temperatura di saturazione). Vediamo inoltre che se aumento la pressione (P_2) i valori limite V_L e V_S si avvicinano (A' , B') e solo la T di saturazione, fin quando in C sono valori coincidenti (Punto).

Cosa succede se cado in una zona intermedia tra A e B?

ho vettori nella prop successiva

Se siamo sulle
linee siamo
in una regione
bifasica



AT linea di sublimazione

La linea TC è detta **linea di evaporazione** e rappresenta la zona dello stadio bifasico **LIQUIDO-GAS**.

La linea BT è detta **linea di liquefazione** e rappresenta la zona dello stadio bifasico **SOLIDO-LIQUIDO**.

Il punto T è il punto triplo ove coesistono la fase solida, liquida e gassosa ad una determinata **TEMPERATURA E PRESSIONE**.

Il punto C è detto **PUNTO CRITICO** e ad esso corrisponde la **TEMPERATURA E LA PRESSIONE CRITICA**.

Una sostanza con temperatura maggiore di quella critica è detta GAS. Una sostanza allo stato gassoso ma con temperatura inferiore a quella critica è detta VAPORE SURRISCALDATO.

Le proprietà per l'acqua nello stato bifasico liquido-gas, sono tabellate. L'acqua in questo stadio viene detta **VAPORE SATURO**.

Mai in genere nel piano P-V metteremo le zone di S-L (solido + liquido) e S (solido).

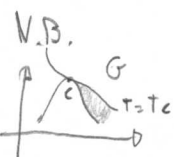
PIANO P-v

È importante perché le aree in questo grafico (nel caso di trasformazioni) sono di lavoro.

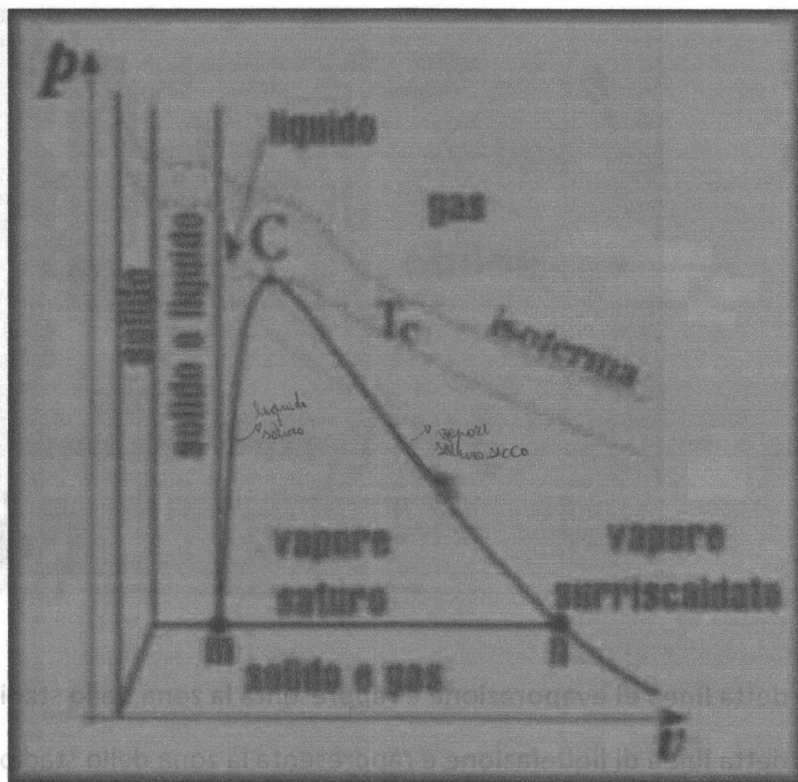
$$I = \int_{x_1}^{x_2} p \, dx$$

$$V = V_1 + V_2 = (m_1 v_1) + (m_2 v_2)$$

Ora se dividiamo per la massa totale che abbiamo a sinistra e a destra dell'equazione avremo che:



Una volta toccata l'isoterma critica ($T=T_c$) gli stati compressi tra le curve limite superiore e l'isoterma (in grigio) sono manifesti del VAPORE SURRISCALDATO



Descriviamo ora il diagramma P-v (v è volume specifico).

Il Diagramma in immagine comprende anche gli stadi solidi e lo stadio bifasico solido-liquido anche se di norma questi non sono d'interesse in termodinamica.

La curva mC è la curva detta **CURVA LIMITE INFERIORE** ove la sostanza è nello stato di **LIQUIDO SATURO** (curva a titolo 0)

La curva nC è la curva detta **CURVA LIMITE SUPERIORE** ove la sostanza è nello stato di **VAPORE SATURO SECCO**. (curva a titolo 1)

Riscaldando isobaricamente si passa dallo stato solido, allo stato gassoso passando per le zone bifasiche.

In questo piano si individua la curva a campana (**NON SIMMETRICA**) che rappresenta la zona bifasica liquido/gas.

* - - - (Ragione a quadrati precedente) - - -
Sotto la curva a campana a seconda del punto scelto avremo un **TITOLO** differente.

Il titolo serve per indicare in un punto la quantità di liquido e la quantità di vapore surriscaldato presente.

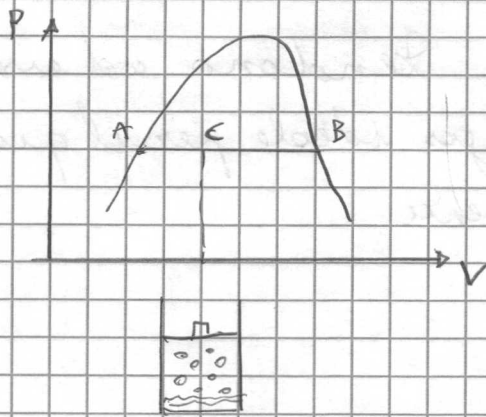
IL TITOLO si indica con $X = \frac{m_{vs}}{m}$ ed abbiamo che $\frac{m_L}{m} = 1 - X$

Ora se ragioniamo per il volume totale possiamo scrivere che:

$$V = V_L + V_{vs} = (m_L \cdot v_L) + (m_{vs} \cdot v_{vs})$$

Ora se dividiamo per la massa totale ciò che abbiamo a sinistra e a destra dell'equazione avremo che:

TITOLO (more intermediates tra A e B)



Ci sono sia fase liquida che vapore. Ma in che quantità?

Per determinarlo basti sapere che il volume può essere espresso così: (poiché il volume non è specifico! è estensivo)

$$V = V_L + V_{VS} = m_L V_L + m_{VS} V_{VS}$$

dividiamo per la massa

$$v = \frac{V}{m} = \frac{m_L}{m} V_L + \frac{m_{VS}}{m} V_{VS}$$

Notiamo che V_L e V_{VS} sono ricavabili dalle tabelle mentre $\frac{m_L}{m}$ e $\frac{m_{VS}}{m}$ sono dei rapporti (percentuali rispetto alla massa totale). Allora introduco il titolo. Esso è una nuova proprietà di stato:

$$x = \frac{m_{VS}}{m_L + m_{VS}} \quad \text{è dimensionale} \quad 0 \leq x \leq 1$$

\uparrow \downarrow
 V_L V_{VS}

Sostituendo:

$$V = (1-x) V_L + x V_{VS} \rightarrow \boxed{V = V_L + x (V_{VS} - V_L)}$$

N.B. Spesso ~~totali~~ sappiamo P o T , e V . Come stabiliamo dove siamo?

1) Entriamo con P (ad esempio) su V (che abbiamo) cade tra V_L e V_{VS} siamo in zona bifase e possiamo sapere il titolo dalla formula di prima e poi b) calcolare le altre proprietà con leggi simili (pagine successive). Negli altri casi il sistema è monofase e come si procede? A seconda dei casi si usa il modello Termodin. di studio del liquido o del ^{gas} ~~solido~~.

Curve isotiche: sono curve che sono formate da punti aventi lo stesso titolo.



● PIANO T-S

Le isentropiche verso destra tendono ad essere orizzontali
quindi isoterme, perché tende al gas ideale per il quale h e T
si corrispondono l'una all'altra.

$$\frac{V}{m} = \frac{m_L}{m} V_L + \frac{m_{vs}}{m} V_{vs} \rightarrow v = (1-x) V_L + x V_{vs} = V_L + x (V_{vs} - V_L)$$

IMP Analogamente si possono calcolare le altre proprietà nello stadio bifasico. Tra cui possiamo calcolare H, S, ed U

$$h = (1-x) H_L + x H_{vs} \rightarrow H_L + x$$

$$(H_{vs} - H_L) s = (1-x) S_L + x S_{vs} \rightarrow$$

$$S_L + x (S_{vs} - S_L) u = (1-x) U_L + x$$

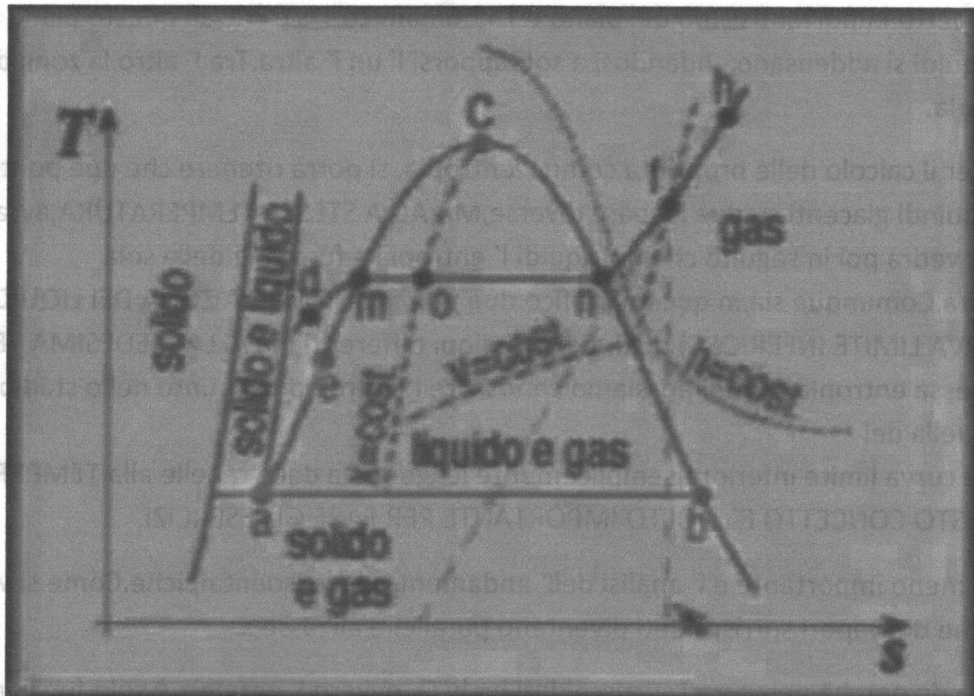
$$U_{vs} \rightarrow U_L + x (V_{vs} - U_L)$$

$$v = (1-x) V_L + x V_{vs} \rightarrow V_L + x (V_{vs} - V_L)$$

Risalendo la curva a campana si giunge all' apice della campana ove troviamo il punto C, che rappresenta il PUNTO CRITICO. In questo punto coesistono le fasi liquide e gassose ed il volume specifico delle due fasi coinciderà.

Complemento a 1 del titolo : $1 - x = \frac{m_L}{m}$

PIANO T-s(Entropia specifica)



Questo curve è simmetrica

Il piano termodinamico in questione è il piano Temperatura-Entropia specifica. E' un diagramma che ha forma a campana SIMMETRICA.

Le isoterme che sono verticali

Sotto la zona della curva a campana vi è lo stadio bifasico liquido-gas. In questa zona LE ISOTERME SI CONFONDONO CON LE ISOBARE SONO ENTRAMBE PARALLELE ALL' ASSE s.

Nella zona dei Gas, Le isobare hanno l' andamento rappresentato in figura (tratto da monf). *Analizziamo la pendenza delle isobare e delle isocore.*

Abbiamo poi le isocore che hanno andamento simile alle isobare, ma con pendenza maggiore.

ANALIZZIAMO LE PENDENZE DELLE ISOBARE E DELLE ISOCORE.

La pendenza di una curva è data dal coefficiente angolare che è pari alla variazione di ciò che vi è sull' asse y fratto ciò che sta sull' asse x.

Ovvero avremo genericamente $m = \frac{\partial y}{\partial x}$

Ora iniziamo col valutare la pendenza delle isobare:

$$\begin{aligned} 1) \quad m_{\text{isobare}} &= \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_p = \frac{T}{C_p} \\ 2) \quad m_{\text{isocora}} &= \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_v = \frac{T}{C_v} \end{aligned}$$

*DMO STR
PENDENZA*

Da cui si vede immediatamente che essendo $C_p > C_v$ il denominatore dell' isobara è maggiore del denominatore dell' isocora. Pertanto il coefficiente angolare dell' isobara risulterà inferiore di quello dell' isocora.

QUINDI LE ISOCORE RISULTERANNO MAGGIORMENTE INCLINATE VERSO L' ALTO DELLE ISOBARE.

Un altro aspetto importantissimo del piano termodinamico T-s è che su questo piano le isobare nella zona dei liquidi si addensano andandosi a sovrapporsi l' un' altra. Tra l' altro la zona dei liquidi è molto piccola.

Pertanto per il calcolo delle proprietà, come l' entropia, si potrà ritenere che due punti a pressioni differenti, quindi giacenti su due isobare diverse, MA ALLA STESSA TEMPERATURA, avranno stessa entropia. Si vedrà poi in seguito che nei liquidi l' entropia è funzione della sola temperatura. Comunque sia, in questo grafico due punti (UNO NELLA ZONA DEI LIQUIDI, ED UN ALTRO SULLA CURVA LIMITE INFERIORE) distinti a pressioni differenti ma ALLA MEDESIMA TEMPERATURA avranno stessa entropia. Quindi possiamo conoscere l' entropia del punto nello stadio liquido che è uguale a quella del punto sulla curva limite inferiore, semplicemente leggendo dalle tabelle alla TEMPERATURA NOTA. QUESTO CONCETTO E' MOLTO IMPORTANTE PER FARE GLI ESERCIZI.

Infine non meno importante è l' analisi dell' andamento delle isoentalpiche. Come si vede queste nella regione dei vapori surriscaldati diventano parallele all' asse s.

Questo accade perché nei vapori surriscaldati $h = h(T)$, ovvero l' entalpia è solo funzione della Temperatura, quindi a temperatura costante h sarà costante. In altre parole h assumerà stesso andamento delle isoterme che sono parallele all' asse s. L' isoterma indica la temperatura costante, e siccome nella zona dei gas h è funzione della temperatura, se la temperatura non varia, nemmeno h varia. Quindi anche la curva h avrà andamento parallelo all' asse s.

DIM

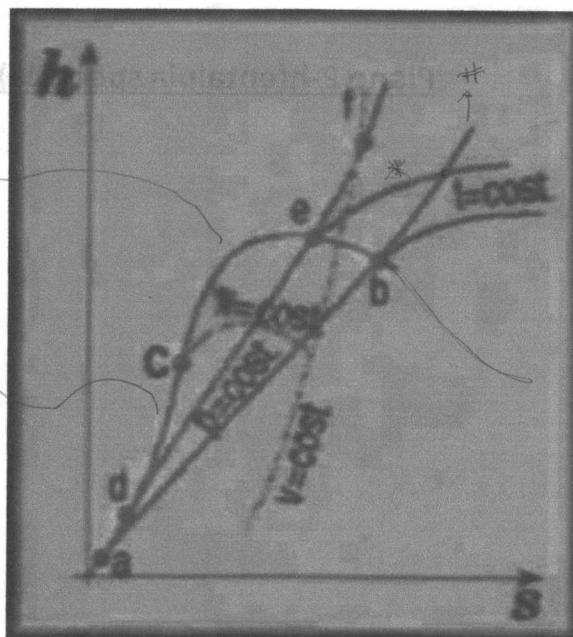
$$1) \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_P = \frac{\frac{\partial h}{\partial s} / c_p}{\frac{\partial k}{\partial s} - \frac{v \partial p}{\partial s}} = \frac{T}{c_p}$$

$$2) \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_v = \frac{\frac{\partial u}{\partial s} / c_v}{\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{p \partial v}{\partial s}} = \frac{T}{c_v}$$

PIANO h-s(entalpia-entropia specifica)

Curve
limite superiori

curve
limite inferiori
(a sinistra di C)



I diagrammi che usiamo sono
Nelle zone di destra
vicino le curve limite
superiori dove ci sono
o titoli molto alti o vapori
surriscaldati. Si infoltisce
molto utile!!
Se conosciamo la pressione
(isobore #) e la temperatura
(isoterme *) possiamo a
un punto di incontro che
caratterizza lo stato
termodinamico e possiamo
leggere direttamente h e
s. Se leggiamo l'isobore
che passa per la legge
il volume specifico

Il piano entalpia-entropia specifica presenta il PUNTO CRITICO, spostato a sinistra della curva, che questa volta non è una campana chiusa.

andamento che è rettilineo sotto la curva
 In questo piano, sotto la curva ab, le isobare si confondono con le isoterme. Nella regione dei vapori surriscaldati, le isobare proseguono verso l'alto (tratto ef), mentre le isoterme tendono a divenire parallele all'asse s, per gli stessi motivi di quanto visto nel piano T-s

Le isocore anche in questo caso come nel piano T-s sono per andamento simili alle isobare, si veda la figura. Ed ancora una volta abbiamo modo di verificare che la loro pendenza risulta maggiore di quella delle isobare.

Per quanto concerne la pendenza delle isobare, possiamo seguire il medesimo ragionamento che abbiamo fatto per il piano T-s.

Infatti la pendenza delle isobare in questo caso è: dh m_{isobare} e dalla

$$= \frac{\partial h}{\partial s} \text{ seconda legge di Gibbs sappiamo che: } ds = -Vdp \rightarrow \text{Essendo nullo il termine } dp$$

T in quanto stiamo analizzando

delle isobare, la seconda equazione di Gibbs diventa: $\frac{dh}{ds} = T$ Pertanto possiamo concludere dicendo che :

$$m_{\text{isobare}} = \left. \frac{\partial h}{\partial s} \right|_p = T$$

nella zona di riferimento perché T = cost

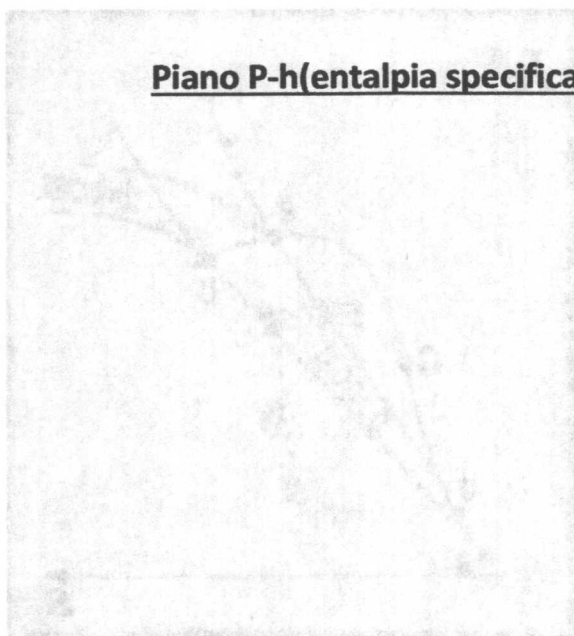
Pertanto in questo modo abbiamo dimostrato che le isobare hanno andamento lineare **E LA LORO PENDENZA CRESCE AL CRESCERE DELLA TEMPERATURA.**

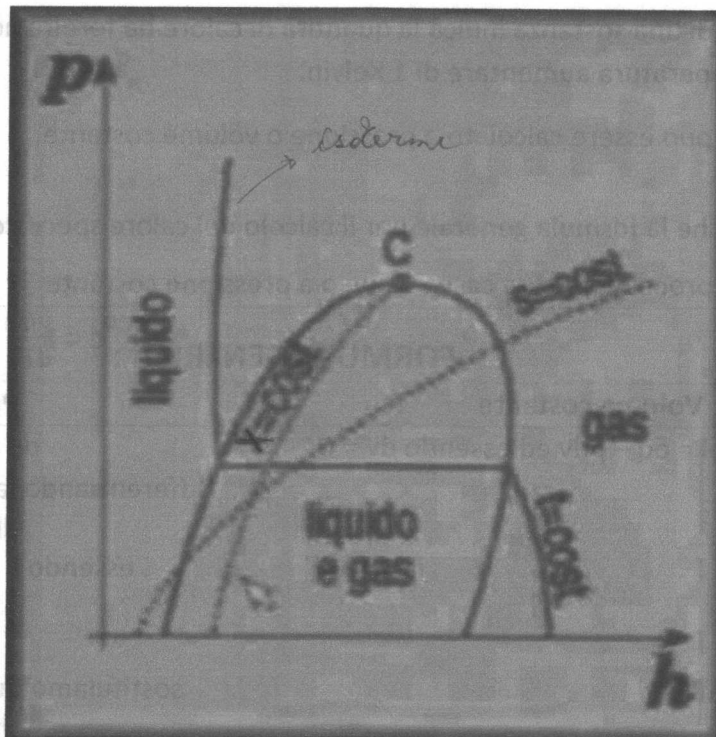
Anche in questo diagramma le isobare si addensano sulla curva limite inferiore.

Infine possiamo dire che essendo nella zona dei gas $dh = C_p DT$ ricaviamo immediatamente che $h = C_p T$.

Quindi al crescere di h sull'asse delle y, corrisponderà un aumento di T delle isoterme parallele all'asse s.

Piano P-h(entalpia specifica)





Il piano P-h è molto usato per il calcolo delle proprietà dei liquidi refrigeranti R134a ed R717 utilizzati nei cicli inversi.

Questo diagramma presenta la curva a campana un po' inclinata verso destra.

E' immediato verificare che questa volta, analogamente a quanto visto sopra, tendono a divenire verticali nella zona dei liquidi e dei vapori surriscaldati. Il motivo è analogo a quanto visto sopra, si dimostra che nei gas e nei liquidi vi è una stretta dipendenza tra h e T .

Infatti nei liquidi sarà ritenuta trascurabile la pressione e si avrà che $dh = c DT$ con buona approssimazione.

Di conseguenza per h costante anche nei liquidi l'isoterma sarà parallela all'isoentalpica a quella temperatura.

Dalla seconda equazione di Gibbs si può calcolare la pendenza delle isoentropiche. Queste infatti hanno andamento lineare nella zona dei liquidi con pendenza elevata e la loro pendenza decresce passando dalla zona bifasica a quella dei gas.

Dalla seconda eq di Gibbs abbiamo che: $ds = \frac{dh}{T} - v dP$

Per le isoentropiche $ds = 0$ e quindi otteniamo $\frac{dh}{T} = v dP$ da cui immediatamente si deduce che :

$m_{\text{isoentropiche}} = \frac{\partial P}{\partial h} = \frac{1}{v}$ ovvero la pendenza delle isoentropiche è proporzionale alla densità ρ della sostanza in quel punto. Più questa è densa più sarà inclinata verso l'alto l'isoentropica. Da qui si spiega che nei liquidi è molto inclinata (come si vede in figura) e man mano che va nella zona dei gas la pendenza dell'isoentropica diminuisce.

CALORI SPECIFICI

Il calore specifico di una sostanza indica la quantità di calore da fornire ad un kg di sostanza per vedere la sua temperatura aumentare di 1 Kelvin.

Il calore specifico può essere calcolato a pressione o volume costante.

Iniziamo col dire che la formula generale per il calcolo del calore specifico è la seguente $c = \frac{\delta q}{\delta T}$

Ora analizziamo i processi nei due casi a volume o a pressione costante

FORMULA GENERICA : $c = \frac{\delta q}{\delta T}$	
Volume costante	Pressione costante
$\cdot du = \delta q - \delta l = \delta q - p dv$ ed essendo $dv = 0$	$du = \delta q - \delta l = \delta q - p dv$ Differenziando la definizione di entalpia abbiamo: $dh = du + v dp + p dv$ essendo a pressione costante $v dp = 0$ $dh = du + p dv$ $du = dh - p dv$ sostituiamo du appena trovato nella 1° legge $dh - p dv = \delta q - p dv$
$\cdot du = \delta q$ $C_v = \frac{\delta q}{\delta T} = \frac{\delta u}{\delta T}$	$\cdot dh = \delta q$ $C_p = \frac{\delta q}{\delta T} = \frac{\delta h}{\delta T}$

GAS IDEALI

Da osservazioni sperimentali si è ricavata un equazione di stato $f(p, v, t) = 0$ che ben descrive il comportamento dei gas ideali. Tra i gas ideali consideriamo anche l'aria e le miscele omogenee. Per quanto queste non siano dei gas ideali il loro comportamento è ben descritto dalle leggi per i gas ideali.

L'equazione di stato per i gas ideali è la seguente $P\bar{v} = RT$ ove si è indicato con \bar{v} e R le grandezze volume specifico e la costante universale dei gas $R = 8315 \text{ J/Kmol K}$

Dividendo ambo i membri dell'equazione per la massa molecolare (nota bene non la massa, ma la massa molecolare M) OTTENIAMO:

$$Pv = mRT$$

- Esperienza di Joule

Joule dimostrò che in un Gas ideale l'energia interna dipende solo dalla Temperatura.

Joule fece un esperimento:

GAS IDEALI (APPROCCIO)

- Quando abbiamo introdotto il diagramma $h-s$ abbiamo visto che nella zona dei gas è comodo usare tale diagramma. Tuttavia è stato elaborato anche un modello analitico (equazioni) per il calcolo delle proprietà valido solo nella zona dei gas. L'uso del modello o dell'uno dei diagrammi dipende solo da una scelta personale in quanto il modello restituisce una funzione continua.

Modello dei gas ideali:

- Il gas ideale è un gas la cui equazione di stato $f(p, v, T) = 0$ (che correla pressione, volume specifico e temperatura) assume una forma particolare. È stata ricavata sperimentalmente e ne descrive bene il comportamento per bassi valori delle densità (bassa pressione, molto al di sotto della p critica e ~~basse~~^{alte} T , molto al di sopra della T critica). Essa è:

$$\textcircled{1} \quad p \bar{v} = \bar{R} T$$

Ove $\left\{ \begin{array}{l} p = \text{pressione assoluta} \\ \bar{v} = \text{volume specifico molare} \quad \left[\frac{\text{m}^3}{\text{mol}} \right] \\ \bar{R} = \text{costante universale dei gas} \quad 8315 \text{ J/Kmol K} \\ T = \text{temperatura assoluta (in Kelvin)} \end{array} \right.$

Possiamo arrivare ad un'altra forma dividendo per la massa molare $[g/mol]$ M :

$$p \frac{\bar{v}}{M} = \frac{\bar{R}}{M} T \quad \xrightarrow{\frac{\text{m}^3}{\text{mol}} \frac{\text{mol}}{g}} \quad p v = R T \quad \textcircled{2}$$

- R non è più universale ma è caratteristica di ciascun gas ed è correlata così come M . Possiamo inoltre riscrivere la $\textcircled{1}$ e la $\textcircled{2}$ in termini estensivi in termini di numero di moli o di masse

Dallo ① moltiplicando per n
(numero di moli)

$$pV = n \bar{R} T$$

Dallo ② moltiplicando per n

$$pV = nRT$$

- APPROFONDIMENTO: Si può sapere quanto ^{quando} questo modello è sbagliato? Innanzitutto (come per l'errore) è molto più sensibile a errori con l'aumento della pressione rispetto alla diminuzione di temperatura.

Per avere un racconto quantitativo, si usano due valori adimensionali

$$\begin{cases} \pi = \frac{p}{p_c} \\ \theta = \frac{T}{T_c} \end{cases}$$

Pressione ridotta

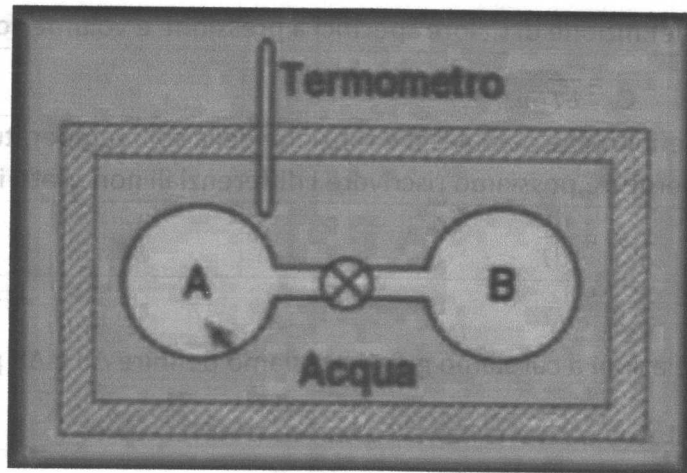
Temperatura ridotta

Così abbiamo i termini (p_c, T_c) rispetto a cui confrontare p e T .

Se riscriviamo l'equazione del gas ideale così:

$$pV = ZRT \quad \text{dove} \quad Z = f(\pi, \theta)$$

Ossia abbiamo una funzione (grafica) di π e θ . Si vede che la nuova legge tende a quella dei gas ideali dove Z tende a 1.



Prese un sistema isolato al cui interno vi erano due ampolle A e B. Nell' ampolla A vi è il gas sul quale si conduce l' esperimento. Nell' ampolla B vi è il vuoto. Il sistema delle due ampolle è circondato da acqua all' interno della quale è immerso un termometro che ne rileva la temperatura.

Ad un istante di tempo viene aperta una valvola che permette al gas contenuto in A di espandersi in B.

Abbiamo così che:

-Per la prima legge $Du_{SI} = 0 \rightarrow$ Ovvero $U_f = U_i$ *specifiche* *Per un sistema isolato l'energia si conserva (per il sistema complessivo)*

-Da misurazioni si ottiene invece che $T_f = T_i$ *Anche se le pareti sono diafane*

-Si intuisce da leggi meccaniche che $P_f < P_i$ e che $V_f > V_i$

Possiamo riassumere dicendo che

$$\begin{cases} U_f = U_i \\ T_f = T_i \\ P_f < P_i \\ V_f > V_i \end{cases}$$

La quantità di moto si distribuisce su una superficie maggiore

Ricordando il postulato di stato, sappiamo che il numero di proprietà necessarie a definire lo stato

termodinamico di una sostanza è 1+ il numero di modi di scambiare lavoro reversibile.

Nei gas occorrono quindi 2 proprietà per conoscere lo stato termodinamico della sostanza ed il resto delle proprietà.

Ora se scegliessimo l' Energia interna e la Temperatura come proprietà indipendenti atte a caratterizzare lo stato termodinamico del sistema avremmo che **queste due proprietà tra stato iniziale e stato finale coincidono**, il che vorrebbe dire che il sistema non è evoluto, ed è una chiara **contraddizione**. (Vedendo solo T e u diremmo che lo stato termodin. non è cambiato)

Quindi concludiamo che non è possibile considerare u e T indipendenti, ma che $u = u(T)$

Inoltre essendo $h = u + pv$ abbiamo che $h = u + RT$ e quindi concludiamo dicendo che anche $h = h(T)$ in quanto u è funzione di T, per quanto visto sopra ed RT è chiaramente dipendente solo da T essendo

R una costante.

Quindi $\left. \frac{\partial u}{\partial p} \right|_{T, \text{mol}} = 0$ e $\left. \frac{\partial u}{\partial V} \right|_T = 0$ non dipende da p e V nel gas ideale! ma solo di T

anch'essi dipendono solo dalla temperatura $C_v(T)$ e $C_p(T)$

Ora ricorrendo alla definizione di Calore specifici a pressione e volume costante possiamo riscrivere :

$C_v = \frac{\partial u}{\partial T} _v$	$C_p = \frac{\partial h}{\partial T} _p$
Ora avendo definito che per i gas u è funzione della sola temperatura ed h è funzione della sola temperatura, possiamo riscrivere i differenziali non esatti in quest' altro modo:	
$C_v = \frac{du}{dT}$	$C_p = \frac{dh}{dT}$

molto per un gas ideale
 $h(T) = u(T) + pV = u(T) + RT \rightarrow$ *derivando entrambi i membri per dT* $\rightarrow C_p = C_v + R$ **RELAZIONE DI MAYER**
 Integrando le due relazioni a cui siamo giunti possiamo definire Δu e Δh per i gas.

● CALCOLO DEL Δu :

Abbiamo ottenuto che $C_v = \frac{du}{dT}$ da cui $du = C_v \cdot dt$
Abbiamo ottenuto che $C_v = \frac{du}{dT}$ da cui $du = C_v \cdot dt$ dobbiamo conoscere la funzione per integrare
 Integrando questa relazione otteniamo $\int_1^2 du = \int_1^2 C_v^{(T)} \cdot dt$
 $\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} C_v(T) dT$

Per gas ideali nell'intervallo $0^\circ \div 100^\circ C$ di licitezza (con la temperatura) $C_p = \text{cost} \rightarrow C_v = \text{cost}$ altrimenti si usano altri modelli più precisi
 Da cui si ricava immediatamente che:

$$\Delta u = C_v \cdot \Delta T$$

a noi servono derivazioni
 $u = u_0 + C_v(T - T_0)$

● CALCOLO DEL Δh :

** C_p e C_v sono uguali meno della costante R per la relazione di Mayer*

Abbiamo ottenuto che $C_p = \frac{dh}{dT}$ da cui $dh = C_p \cdot dt$
 Integrando questa relazione otteniamo $\int_1^2 dh = \int_1^2 C_p^{(T)} \cdot dt$

Da cui si ricava immediatamente che:

$$\Delta h = C_p \cdot \Delta T$$

● CALCOLO DEL Δs :

Per il calcolo dell' entropia dobbiamo fare riferimento alle due equazioni di Gibbs:

$$\begin{aligned} ds &= \frac{du}{T} + \frac{p}{T} dv = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \\ ds &= \frac{dh}{T} - \frac{v}{T} dp = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \end{aligned}$$

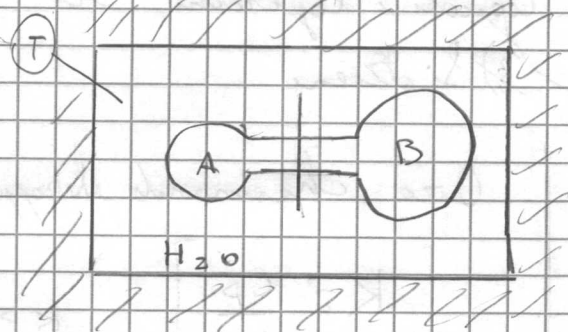
Avremo:

Integrando le relazioni ottenute abbiamo

$$\begin{aligned} \Delta s &= C_v \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_0} \\ \Delta s &= C_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{P}{P_0} \end{aligned}$$

La prima è utile per le isocore perché $\ln \frac{V}{V_0} = 0 \rightarrow \Delta s = C_v \ln \left(\frac{T}{T_0} \right)$
La seconda è utile nel caso di $p = \text{cost}$ (isobore) $\rightarrow \Delta s = C_p \ln \left(\frac{T}{T_0} \right)$

DISCUSSIONE RENDO



Grazie a Joule siamo riusciti a dimostrare che $u(T)$ e $h(T)$

Introduciamo ora il Calore specifico:

"È la quantità di energia nella forma calore che bisogna fornire ad un unità di massa per innalzare la sua temperatura di 1 K (o 1°C)"

In poche parole vogliamo trovare il legame matematico tra u e T !

$$C = \frac{dq}{dT} \quad \text{Calore specifico}$$

Si semplifica nel caso di pressione costante o volume costante,
 a pressione costante a volume costante

$$C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p$$

$$C_v = \left. \frac{\partial u}{\partial T} \right|_v$$

Questo perché h che u possono ancora variare con p e v quindi supponiamo prima v cost e poi p cost (perché variano anche T non d'ipotesi del caso T cost)

Seguire in alto e sentire

CASO VARIAZIONI $\Delta S = 0$

Nel caso di trasformazione adiabatica internamente reversibile la trasform. è isentropica! $\Delta S = 0$. Da sentire d'alto

$$1) 0 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \rightarrow \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{C_v} = \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R}{C_v}}$$

$$2) 0 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \rightarrow \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{R}{C_p}}$$

- ~~Sostituendo~~ $\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$ Per essere uguali i logaritmi le dicono essere gli argomenti. ~~Solte~~ 3) Si tiene

$$1) \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{-\frac{R}{C_V}} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{R}{C_V}}$$

Invertendo il rapporto
almeno

Ora chiamando il rapporto:

$$K = \frac{C_P}{C_V} \quad \left(\begin{array}{l} K > 1 \\ \text{perché} \\ 1 + \frac{R}{C_V} \end{array} \right)$$

Si ha che:

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \frac{C_P}{C_V} - 1 = K - 1$$

$$\frac{R}{C_P} = \frac{C_P - C_V}{C_P} = 1 - \frac{1}{K} = \frac{K-1}{K} = \epsilon$$

- Quindi otteniamo

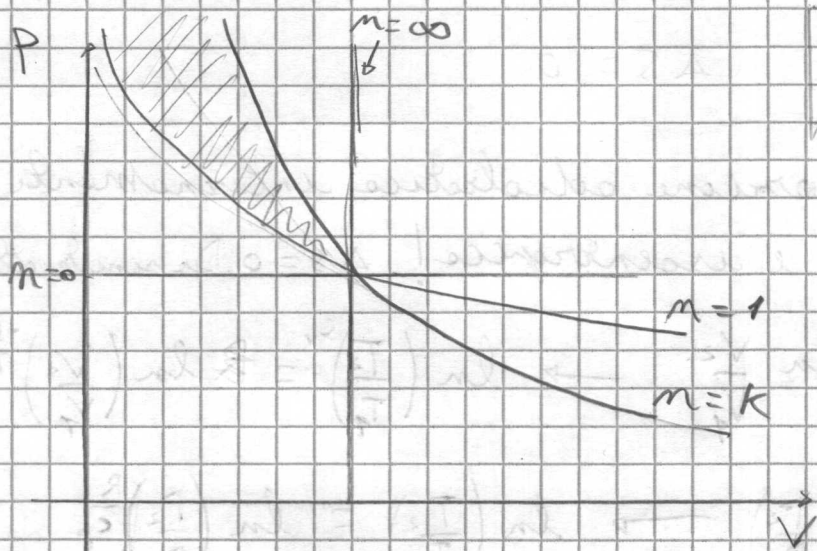
$$1) \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{K-1} = \frac{V_1^{K-1}}{V_2^{K-1}} \rightarrow [T \cdot V^{K-1} = \text{cost}]$$

$$2) \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\epsilon} \rightarrow \left[\frac{T}{P^{\epsilon}} = \text{cost} \right]$$

- Combinandole insieme:

$$\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{K-1} \xrightarrow{\text{elevando a } K} \left(\frac{P_2}{P_1} \right) = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^K \rightarrow [P V^K = \text{cost}]$$

EQUAZIONE POLITROPICA



$$P V^m = \text{cost}$$

Per $m = \gamma$ abbiamo l'isoterma
come nell'equazione dei gas
 $m = 0$ isobara
 $m = \pm \infty$ isocora

Per $m = K$ la trasformazione
è adiabatica interna reversibile
quella studiata prima!

LIQUIDI

IPOTESI Per studiare il comportamento termodinamico dei liquidi si assumerà che questi siano incompressibili ovvero $v = \text{cost.}$ (un valore medio, che una volta scelto non può cambiare)

Dobbiamo definire l'equazione di stato $f(p, v, T) = 0$ per una sostanza in fase liquida.

Ora dal postulato di stato abbiamo che il numero di proprietà per definire lo stato termodinamico di una sostanza è 1+il numero di modi di scambiare lavoro reversibili.

Ma essendo $\delta l = p dv$ siccome il volume è costante avremo che nei liquidi $\delta l = 0$.

Pertanto il numero di proprietà per definire lo stato termodinamico di un liquido è uno.

L'equazione di stato $f(p, v, T) = 0$ ci fa capire che le proprietà per definire lo stato termodinamico possono essere p v oppure la temperatura T .

- Essendo v costante ci rimane da scegliere tra la Temperatura e la Pressione.

Scegliamo la Temperatura e dimostriamo il perché.

Dalla definizione di pressione termodinamica abbiamo che : $P = - \left. \frac{\partial U}{\partial v} \right|_s$

Ora essendo $v = \text{cost}$ il termine al denominatore $\partial v = 0$. Rimane da definire il termine al numeratore.

Ritorno fa solo più diverso
Dalla prima equazione di Gibbs sappiamo che $du = T ds - P dv = 0$ (il termine con il dv si annulla perché il volume è costante ed il termine con il ds si annulla perché la pressione è calcolata ad entropia costante)

pressione termodinamica
Pertanto possiamo riscrivere che : $P = - \left. \frac{\partial U}{\partial v} \right|_s = \frac{0}{0} \rightarrow$ Ovvero deduciamo che un liquido vede la pressione come una proprietà esterna perché è una forma indeterminata.

Quindi per esclusione deduciamo che la proprietà da scegliere per definire lo stato termodinamico in un liquido è la TEMPERATURA.

- Dimostrazione che nei liquidi $C_p = C_v = C$

l nel caso di C_p $P = \text{cost}$
Facciamo un'osservazione: dalla definizione di entalpia abbiamo che $dh = du + p dv + v dp$ da cui avendo presupposto $v = \text{cost}$ e trascurando le variazioni di pressione qualora queste oscillino in range accettabili (nei liquidi la variazione di pressione influisce quasi per nulla alla variazione dell'entalpia), abbiamo che

$$dh = du$$

Dalla definizione di Calore specifico a pressione costante e volume costante abbiamo che:

$$C_v = \frac{du(T)}{dT}$$

$$C_p = \frac{dh(T)}{dT}$$

Da cui si ricava che:

$$C_v * dt = du(T)$$

$$C_p * dt = dh(T)$$

Ovvero:

$$du(T) = C_v * dt = C_p * dt =$$

dh(T) Da cui si ricava che:

$$C_v = C_p = C$$

Ovvero nei liquidi per basse variazioni di pressione il calore specifico a pressione costante è uguale al calore specifico a volume costante ed è indicato con C.

- CALCOLO DEL Δu:

Abbiamo ottenuto che $C = \frac{du}{dT}$ da cui $du = C * dt$

Integrando questa relazione otteniamo $\int_1^2 du = \int_1^2 C * dt$

Da cui si ricava immediatamente che:

$$\Delta u = C * \Delta T$$

Se si ritiene C costante (per piccole variazioni di temperatura)

- CALCOLO DEL Δh:

Abbiamo ottenuto che $C = \frac{dh}{dT}$ da cui $dh = C * dt$

Integrando questa relazione otteniamo $\int_1^2 dh = \int_1^2 C * dt + v dp$

Da cui si ricava immediatamente che:

$$\Delta h = C * \Delta T + v * \Delta P$$

per moderate variazioni di pressione ΔP=0 → Δh ≈ Δu

- CALCOLO DEL Δs:

Per il calcolo dell' entropia dobbiamo fare riferimento alle prime equazioni di Gibbs:

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{P}{T} dv$$

(Il secondo termine è nullo perché v= cost e quindi dv = 0)

Sostituiamo $du = C * dt$ ed otteniamo $ds = C * \frac{dT}{T}$

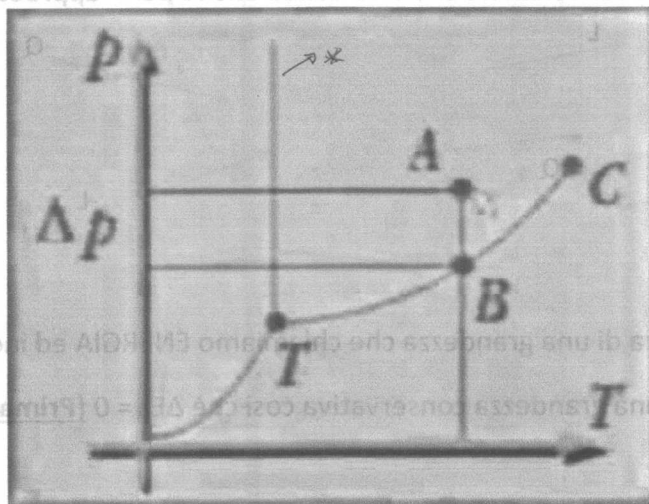
Integrando la relazione ottenuta ricaviamo subito che:

$$\Delta s = C * \ln \frac{T}{T_0}$$

Il Δu di un liquido dipende dalla sola temperatura pertanto possiamo conoscere l'energia interna di una sostanza allo stato liquido leggendo dalle tabelle l'energia interna posseduta dal liquido saturo alla medesima TEMPERATURA della sostanza allo stato liquido.

Quanto detto si può osservare in figura sotto:

Il liquido ha v molto piccolo: ha il disprezzare PT ha lo stesso Δu perché è incompressibile



perché ragioniamo a T_{sat} che coincide

Se prendiamo in considerazione il punto A, questo rappresenta lo stato liquido di una sostanza (ipotizziamo ad esempio che sia acqua). L'energia interna posseduta dalla sostanza pura allo stato liquido è funzione della sola temperatura e pertanto sarà uguale all'energia interna posseduta dal liquido saturo alla medesima temperatura, indicato in figura dal punto B.

Dedotto ciò, possiamo ricavare numericamente il valore dell'energia interna del liquido andando in tabella e leggendo il valore dell'energia interna del liquido saturo alla medesima TEMPERATURA.

Questo aspetto è molto importante per la parte applicativa. Inoltre, nelle tabelle c'è un valore Δu dove si è posto $u = 0$ per liquido saturo a 0°C

Per l'entalpia abbiamo che nei liquidi $h = cT + vP$ ora per valori piccoli di pressione, possiamo trascurare il termine vP e quindi avremo che $h = cT$ e risulterà anch'essa funzione della sola temperatura e quindi potremo fare il ragionamento che abbiamo fatto per l'energia interna.

Qualora volessimo essere più accurati possiamo scrivere $\Delta h = c\Delta T + v\Delta P$ che può essere riscritta nel modo seguente:

$$h = h_l + v(P - P_{sat})$$

quello di ridurre. Nota che v cambia poco con la temperatura quindi SCEGLIAMO NOI un valore così come il calore specifico c (si usa $4,18 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$)

Ove per piccole variazioni di pressione il termine $v(P - P_{sat})$ può essere trascurato ed avremo:

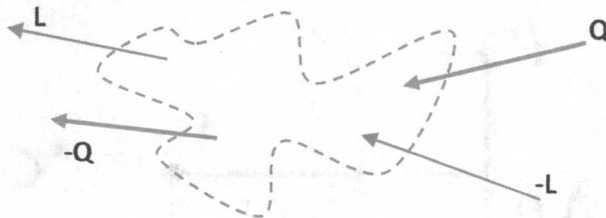
$$h = h_l$$

PRIMA LEGGE DELLA TERMODINAMICA

La prima legge della termodinamica può essere studiata mediante l' utilizzo dell' approccio del bilancio o mediante l' approccio postulatorio.

- APPROCCIO POSTULATORIO

Ora introduciamo una convenzione che sarà valida anche per l' approccio del bilancio:



Postuliamo l' esistenza di una grandezza che chiamiamo ENERGIA ed indichiamo con E.

Questa grandezza è una grandezza conservativa così che $\Delta E_{si} = 0$ (Prima legge per un sistema isolato).

Dalla definizione di sistema e ambiente abbiamo che $\Delta E_{si} = \Delta E_{sist} + \Delta E_{amb} = 0$

Da cui si ricava che $\Delta E_{sist} = - \Delta E_{amb}$ e abbiamo presupposto che in ambito termodinamico verranno considerati come flussi energetici soltanto quelli di calore e lavoro.

Possiamo quindi dire che $\Delta E_{sist} = Q - L$ (Prima legge per sistemi chiusi)

Ora dobbiamo dimostrare l' esistenza della grandezza E, avendone postulato l' esistenza.

Per fare ciò dobbiamo dimostrare che E sia CONTROLLABILE E MISURABILE.

La controllabilità la si ottiene variando è in alcuni modi. Possiamo far sciogliere del ghiaccio contenuto in un termos eliminando le pareti adiabatiche, possiamo incrementare l' energia di un sistema chiuso agitandolo e così via.

Per la misurabilità procediamo come indicato: Presupponiamo che Q sia nullo. Avremo che $\Delta E_{sist} = -L$

Ora essendo il lavoro misurabile, lo sarà anche ΔE_{sist} .

Ma per la proprietà additiva se ΔE_{sist} è misurabile, L è misurabile allora lo sarà anche Q.

Pertanto abbiamo dimostrato anche la misurabilità di E.

- APPROCCIO DEL BILANCIO

IMPORTANTISSIMO: PER PROCEDERE ALLO STUDIO DELLA PRIMA E DELLA SECONDA LEGGE CON L' UTILIZZO DELLE EQUAZIONI DI BILANCIO BISOGNA FARE L' IPOTESI DI FLUSSO MONODIMENSIONALE E

COSTANTE NEL TEMPO COSÌ DA AVERE PER UN CONDOTTO $V = A w \Delta t$

L' Approccio del bilancio può essere seguito per formulare equazioni di bilancio di varie grandezze tra cui la massa, l' energia interna e l' entropia.

In questo paragrafo lo utilizzeremo per formulare l' equazione di bilancio per l' energia interna.

L' approccio è il seguente. L' equazione di bilancio nella sua forma classica è :

$$\boxed{\text{Quello che entra}} + \boxed{\text{Quello che si genera}} = \boxed{\text{Quello che esce}} + \boxed{\text{Quello che si distrugge}} + \boxed{\text{Accumulo}}$$

● APPROCCIO POSTULATORIO

Ci mettiamo nelle condizioni di sistema semplice e compressibile e postuliamo:

"Per un sistema semplice e comprim. di massa assegnata e in condizioni di equilibrio termodin. si postula l'esistenza di una grandezza fisica detta energia (E) che gode delle proprietà additive" (quindi estensiva)

Cos'è l'energia?

È somma di tre contributi:

$$E = E_c + E_p + U$$

cinetica
sono proprietà esterne, a noi interessano quelle interne quindi consideriamo queste trascurabili

potenziali

caratterizza il sist. termodin. dal punto di vista interno (temperatura ecc...) **ENERGIA INTERNA**

Cole grandezza è conservativa ricche:

$$\Delta E_{SI} = 0$$

sistema isolato

PRIMA LEGGE DELLA TERMODIN.
(PER SISTEMA ISOLATO) In un sistema isolato l'energia si conserva.
Poiché il sistema è isolato non vi è variazione complessiva di energia

Il sistema isolato tuttavia è costituito dal sistema termodin. più l'ambiente (due contributi energia):

$$\Delta E_{SI} = \Delta E_{SIST} + \Delta E_{AMB} = 0$$

La variazione complessiva è 0 ma non quella del sistema e dell'ambiente! Tra loro possono scambiare energia aumentando quella di uno e diminuendo quella dell'altro e viceversa!

$$\Delta E_{SIST} = -\Delta E_{AMB} = \Phi(E)$$

lo inseriamo noi (flusso)

Cosè può, ovviamente, far variare l'energia delle due parti? un flusso di energia da uno all'altro. In poche parole si scambiano energia all'interfaccia.

L'energia (siccome abbiamo trascurato tutti gli altri tipi di interazione) può essere scambiata solo sotto forma di calore Q o lavoro L .

N.B. In particolare consideriamo il sistema chiuso, quindi nell'equazione di lavoro non consideriamo quello scambiato (nei sistemi aperti) a causa del trasporto delle proprietà intensive del fluido che entra e che esce, e il lavoro di pressione necessario a emettere fluido e spellerlo.

$$\Delta E_{sist} = \Delta U = Q - L \quad [J]$$

PRIMA LEGGE DELLA TERMODINAMICA (PER SISTEMI CHIUSI)

Se come ΔE_{sist} consideriamo ΔU perché:

$\Delta E_c + \Delta E_p \ll \Delta U$. Modifichiamo la prima legge trascurando alcuni termini (perché non ci interessano velocità, peso ecc...)

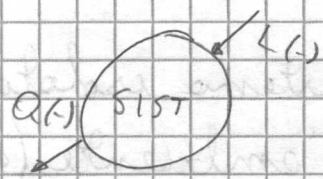
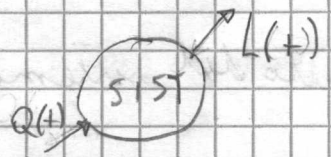
Perché il segno -?

Per convenzione: un flusso necessita di un verso di riferimento (ad esempio uscente) per caratterizzare il suo essere positivo o negativo.

Così, ad esempio, per un flusso di persone attraverso una porta, per dire che una persona è uscita posso decidere come verso positivo del flusso quello che va dalla porta all'esterno sicché un flusso di persone positive mi direi che stanno uscendo (negativo: stanno entrando). Quindi:

Consideriamo positivo il lavoro uscente e il calore entrante.

Negativo il lavoro entrante e il calore uscente.



Infatti se forniamo lavoro l'energia del sistema deve aumentare e di fatto un lavoro entrante è negativo quindi si semplifica con il - nella prima legge e diventa positivo aumentando ΔE_{sist} .

Casi particolari

- Per pareti rigide e fisse $\rightarrow \Delta E_{sist} = Q$
- Per pareti adiabatiche $\rightarrow \Delta E_{sist} = -L$

Esperimento di base

Il presente esperimento ha lo scopo di verificare l'ipotesi che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo isotropo e omogeneo sia inversamente proporzionale all'indice di rifrazione del mezzo.

Per questo esperimento sono stati utilizzati un generatore di onde elettromagnetiche a frequenza variabile, un ricevitore a sintonia variabile e un sistema di misura della velocità di propagazione delle onde. Il sistema di misura è costituito da un tubo di plexiglass di lunghezza nota, riempito con il mezzo da studiare. All'interno del tubo sono stati posizionati due antenne, una emittente e una ricevente, a una distanza nota. La velocità di propagazione delle onde è stata misurata variando la frequenza delle onde e misurando la differenza di fase tra le onde emesse e ricevute.

Il risultato dell'esperimento è che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo isotropo e omogeneo è inversamente proporzionale all'indice di rifrazione del mezzo. Questo risultato è in accordo con le previsioni della teoria elettromagnetica.

Il presente esperimento ha dimostrato che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo isotropo e omogeneo è inversamente proporzionale all'indice di rifrazione del mezzo. Questo risultato è in accordo con le previsioni della teoria elettromagnetica.

Per questo esperimento sono stati utilizzati un generatore di onde elettromagnetiche a frequenza variabile, un ricevitore a sintonia variabile e un sistema di misura della velocità di propagazione delle onde. Il sistema di misura è costituito da un tubo di plexiglass di lunghezza nota, riempito con il mezzo da studiare.

All'interno del tubo sono stati posizionati due antenne, una emittente e una ricevente, a una distanza nota. La velocità di propagazione delle onde è stata misurata variando la frequenza delle onde e misurando la differenza di fase tra le onde emesse e ricevute. Il risultato dell'esperimento è che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo isotropo e omogeneo è inversamente proporzionale all'indice di rifrazione del mezzo.

Questo risultato è in accordo con le previsioni della teoria elettromagnetica. Il presente esperimento ha dimostrato che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo isotropo e omogeneo è inversamente proporzionale all'indice di rifrazione del mezzo. Questo risultato è in accordo con le previsioni della teoria elettromagnetica.

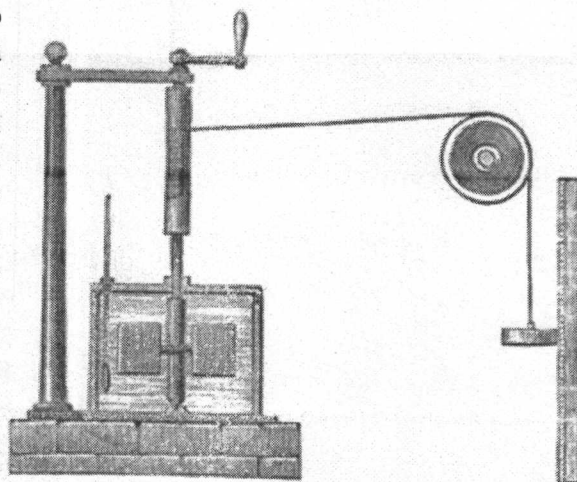
Il presente esperimento ha dimostrato che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo isotropo e omogeneo è inversamente proporzionale all'indice di rifrazione del mezzo.

Esperienza di Joule

Un mulinello a palette simile a quello usato da Joule

Il **mulinello di Joule** è lo strumento con cui il fisico inglese James Prescott Joule, nel 1850, determinò l'equivalente meccanico del calore.

Si tratta sostanzialmente di un particolare tipo di calorimetro contenente acqua; le palette sono soggette ad una coppia di forze dovuta alla caduta di due grossi pesi, liberi di muoversi sotto l'effetto dell'accelerazione di gravità. Si instaura così un regime viscoso tra le palette del mulinello e la struttura del mulinello stesso, con conseguente creazione di ingenti forze viscose. Come conseguenza di questo processo, il sistema costituito dai pesi più il mulinello stesso raggiunge rapidamente una velocità di regime, così che si ha un aumento della temperatura dell'acqua e la caduta rallentata dei pesi. Quando i pesi hanno raggiunto il suolo, si misura l'innalzamento di temperatura dell'acqua contenuta nel calorimetro, ricavando la variazione di energia interna derivante dall'azione meccanica del mulinello.



Si conclude quindi, a fronte dell'innalzamento di temperatura, che tutto è avvenuto come se si fosse somministrato calore (cosa peraltro impossibile perché il calorimetro è isolato termicamente) ed è quindi possibile determinare il rapporto tra l'energia meccanica immessa e la variazione di energia interna misurata in calorie intesa come calore fittizio introdotto, e dato dal prodotto della massa d'acqua per l'innalzamento di temperatura.

Risultato dell'esperienza è l'aumento della temperatura del liquido, ovvero della sua energia interna U . Si dimostra così che l'energia potenziale del peso, in caduta frenata dal liquido che si oppone alla sua variazione di quiete, mediante la rotazione delle pale, si trasferisce in buona parte al liquido frenante aumentandone la temperatura, e sviluppando un lavoro termico.

Per mezzo di tale esperimento, Joule determinò un valore dell'equivalente meccanico del calore pari a 4,186 J/cal, valore di straordinaria precisione per i tempi.

In seguito, tramite altre e più sofisticate esperienze di elettromagnetismo, si pervenne al valore di 4,1855 J/cal.

Grazie a queste sperimentazioni Joule **dimostrò che calore e lavoro meccanico potevano convertirsi direttamente l'uno nell'altro**, mantenendo però costante il loro valore complessivo: nelle macchine idrauliche e meccaniche gli attriti trasformano la potenza meccanica perduta (lavoro) in calore e, viceversa, nelle macchine termiche l'effetto meccanico prodotto (lavoro) deriva da una quantità equivalente di calore. In tal modo Joule cominciò a porre le basi sperimentali del **primo principio della termodinamica**:

Nella forma più generale e semplice, esso si enuncia dicendo che esiste una funzione delle coordinate termodinamiche di un sistema, chiamata energia interna U , le cui variazioni danno gli scambi energetici del sistema con l'ambiente che lo circonda. Tale processo caratterizza le trasformazioni termodinamiche tra due stati di equilibrio del sistema, per cui l'energia interna è **funzione di stato**. Durante una trasformazione, si fornisce energia al sistema sia tramite un lavoro meccanico che con uno scambio di calore. Questa energia resta immagazzinata sotto forma di energia interna e può essere successivamente riutilizzata.

Calore e lavoro sono proprietà delle trasformazioni e non degli stati

Siccome abbiamo postulato l'esistenza di tale grandezza dobbiamo ora dimostrarlo. In particolare dobbiamo dimostrarne la controllabilità e la misurabilità.

1. effettivamente posso controllarlo variando la superficie di controllo: posso eliminare l'adiabaticità permettendo così Q o rendere le pareti rigide e fisse eliminando L e così via.
Esempio: in un termos ho l'adiabaticità (niente Q) ma se agito il contenitore aumento l'energia interna.

2. Uso l'esperienza di Joule. In tal caso ho le pareti adiabatiche quindi la prima legge è:

$$\Delta U = -L_{12}$$

L è misurabile facilmente; se la forma peso fa rendere il perimetro di 1 metro basta fare forza per spostamento ed ho L .

Ora non posso dire che se L è misurabile, anche ΔU lo è perché ΔU è una variazione (ancora meno U)

Solo se ci fosse una variazione che lega ΔU a L_{12} potrei dirlo.
Joule ci dice che non c'è sicuramente una trasformazione da 1 a 2 e da 2 a 1, ma una delle due c'è sicuramente! e l'ha dimostrato.

Compiendo un lavoro ben definito (misurato) ha creato una variazione di energia uguale a quel lavoro e pertanto misurato (legato alla variazione di temperatura, si intuisce ma poi sarà visto). Però non ci assicura che usando quell'energia può ottenere quel lavoro! (2 a 1)

Di conseguenza, per la proprietà additiva anche Q è misurabile.

N.B. Sono misurabili solo variazioni ^{ΔU} di energia (non U !) interne.

Si può attribuire un valore assoluto ad U solo se si fissa un qualche stato di riferimento (come per le altre forme di energia)

Ricordiamo che la I legge è scritta con Δ perché parliamo di un tempo di osservazione finito Δt (per stati).

Se la dividiamo per m otteniamo:

$$\begin{array}{l} \text{TRASF.} \\ \text{FINITA} \end{array} \left\{ \begin{array}{ll} \Delta U = Q - L & \text{diviso in} \quad \text{in termini globali} \\ \Delta u = q - l \quad [J/Kg] & \text{in termini specifici} \end{array} \right.$$

Se il tempo di osservazione è infinitesimo:

$$\begin{array}{l} \text{TRASF.} \\ \text{INFINTESIMA} \end{array} \left\{ \begin{array}{ll} dU = \delta Q - \delta L & \text{globali} \\ du = \delta q - \delta l & \text{specifici} \end{array} \right.$$

Perché distinguemo d e δ ?

Perché δQ e δL non sono differenziali esatti mentre dU sì.

Q e L non sono grandezze termodinamiche che definiscono uno stato termodinamico (proprietà di stato). Sono grandezze in transito. Non posso dire calore nello stato 1 o nello stato 2.

dU essendo un differenziale esatto la sua variazione dipende solo dello stato iniziale e finale. δQ e δL variano invece a seconda delle trasformazioni (percorso). Sappiamo che (per esempio nel caso bidimensionale)

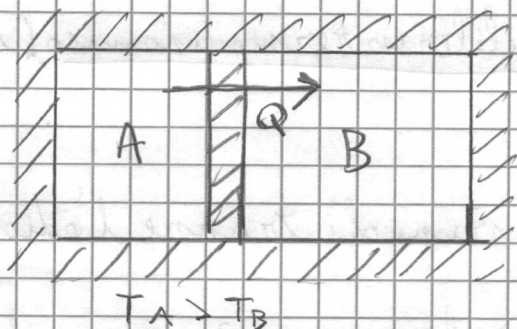
$$dF = \frac{\partial F(x,y)}{\partial x} dx + \frac{\partial F(x,y)}{\partial y} dy$$

Se prendiamo $F = Q$ noi non siamo sicuri che tale campo scalare (funzione di stato)

esista né che il suo integrale lungo un percorso (come per il lavoro) è indipendente del percorso stesso. Inoltre a noi non interessa nemmeno (rimaniamo nel dubbio e mettiamo δ) bensì ci interessa che dU sia un diff. esatto e lo abbiamo dimostrato.

• LIMITI DELLA PRIMA LEGGE

Per vederli ci occuperemo di un esempio: Consideriamo un sist. isolato a pareti adiabatiche rigide e fisse e impermeabili alla materia:



Supponiamo vi sia una parete interna sempre rigida, fissa, adiabatica e impermeabile alla materia.

Supponiamo che la I legge si basi sulle note conservazioni dell'energia: se un sistema è isolato dall'ambiente la sua energia non può variare. Se c'è variazione il sistema non è isolato ma ci sono flussi energetici attraverso la superficie che lo racchiude. Questo non ci permette di valutare l'evoluzione spontanea dei fenomeni termodinamici. Vediamo con 4 esempi (1 osservazione):

1) Rendiamo la parete di sopra diadiabatica ($T_A > T_B$):
L'esperienza ci dice che Q va da A a B:

$$\Delta U_{SI} = 0 \rightarrow U_A + U_B = \text{cost}$$

Perché $U_{SI,1} = U_{SI,2} \rightarrow U_{A,1} + U_{B,1} = U_{A,2} + U_{B,2} = \text{cost}$

2) Togliamo il secondo vincolo, di parete rigida e fissa:

$$U_A' + U_B' = \text{cost}$$

Ci può essere una diversa distribuzione di energia ^{ma} non la vediamo, la prima legge ci dice che la somma complessiva è costante.

$$b) U_A'' + U_B'' = \text{cost}$$

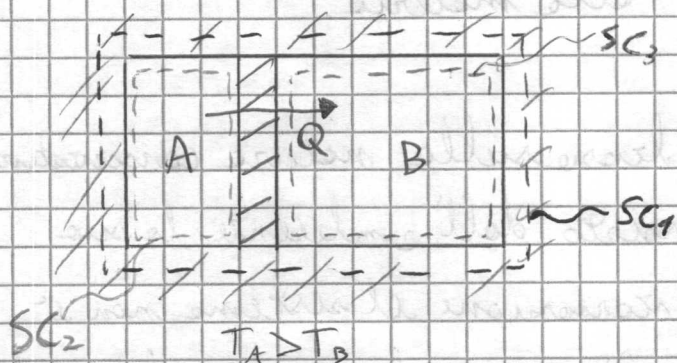
pareti non più rigide

$$c) U_A''' + U_B''' = \text{cost}$$

facciamo un buco nella parete (non più impermeabile)

La prima legge è rispettata in tutti e 4 i casi ma non possiamo dire nulla sull'equilibrio termodinamico (su quale sarà lo stato di equilibrio)

2. limiti
3. transizione: rimettiamo tutti i vincoli tranne l'adiabaticità



Definiamo 3 superfici di controllo

Applichiamo la I legge ai 3 sistemi delimitati dalle superfici di controllo:

$$SC_1 \quad \Delta U = 0 \quad \text{perché sistema isolato}$$

$$SC_2 \quad \Delta U = -|Q| \quad \text{vede diminuire l'energia}$$

$$SC_3 \quad \Delta U = Q \quad \text{aumenta la sua energia dello stesso quanto perso da SC2}$$

Lo' energia totale è la stessa ma si ridistribuisce solamente
Supponiamo che l'interazione avvenga per assurdo dal sistema B ad A

$$SC_1 \quad \Delta U = 0$$

$$SC_2 \quad \Delta U = Q$$

$$SC_3 \quad \Delta U = -|Q|$$

La I legge quindi non può fornire informazioni sul verso dell'interazione. Qualunque esso sia esso sonda il principio della conservazione (è sempre rispettato). La seconda transizione però avviene ma non spontaneamente

3 limite: tutta l'energia termica può essere uguale a L (quindi essere convertita in energia meccanica)

Non ci dice nulla sulla conversione e la percentuale di conversione tra energia termica e meccanica.

● VERSO LA SECONDA LEGGE

Se come l'esperienza ci suggerisce che esiste un verso spontaneo per le trasformazioni e la I legge, basata sulla conservazione di una proprietà (U), non include tale possibilità, si intuisce che la II legge deve basarsi sulla non conservazione di una proprietà (che chiameremo entropia). Per logica questa legge deve essere rispettata in un caso e viceversa nell'altro.

Esiste sempre una interazione spontanea, dovuta alla differenza delle proprietà intensive (non solo temperatura) in due stati, mentre quella nel verso opposto deve essere forzata fornendo energia.

Esempi: se ho una differenza di temperatura, o una differenza di pressione (lombata), quota (fiume), quindi proprietà intensive, posso aggiungere sistemi in grado di fermi ottenere lavoro.

Tutti e tre i casi hanno un verso spontaneo (da T maggiore a minore, da P maggiore a minore, da quota Z maggiore a minore). Notato questo ci si chiede:

1) Qual'è il massimo lavoro ottenibile in corrispondenza di una differenza nei valori di una proprietà intensiva tra sistema e ambiente?

2) Quali parametri precludono il raggiungimento di tale massimo?

A questo risponde la II legge.

E' possibile dire che l'energia sia caratterizzata da una qualità oltre che da una quantità: la prima dipende dal livello di temperatura alla quale l'energia si trova.

• ENTROPIA

Postulato entropico:

"Per un sistema semplice e comprimibile di massa assegnata e in condizioni di equilibrio termodinamico e' definibile una proprietà estensiva detta entropia (S) che gode delle seguenti proprietà":

1. Additività

2. Funzione continua e derivabile e monotonicamente crescente con l'energia interna

3. Si annulla nello stato termodinamico in cui si annulla la temperatura termodinamica (3 legge della termodinamica o di Nernst: ossia al calore assoluto e' sempre minore o uguale di quello assoluto quindi non si può mai raggiungere una temperatura pari a 0 in un tempo finito con qualsiasi numero di cicli)

4. In un sistema isolato, in seguito alla rimozione di vincoli interni, i valori assunti dalle proprietà estensive all'equilibrio sono tali da rendere l'entropia massima tra tutti quei valori che l'entropia assumerebbe nei vari stati di equilibrio in presenza di vincoli interni non rimossi.

Entropia massima \rightarrow energie interne minima per la 2). ?

Induttore emette una funzione inversa (perché continua e monotona).

$$S = S(U, V) \xrightarrow{\text{inversa}} U = U(S, V)$$

\downarrow energia interna \downarrow volume

Ora prendiamo un sistema isolato

$$\boxed{S_{SI, F} \geq S_{SI, I}}$$

FINALE INIZIALE

COROLLARIO
alla II legge della Termodin.

Da sopra, portando il secondo membro a sinistra

$$\boxed{\Delta S_{SI} \geq 0}$$

Seconda legge termodin. per
un sistema isolato. (S non si conserva)

$$\Delta U_{SI} = 0 \quad \text{invece } U \text{ si conserva}$$

Se:

- 1) $\Delta S_{SI} = 0$ trasformazione reversibile
(se da uno stato 1 posso andare a 2, posso passare anche da 2 a 1)
- 2) $\Delta S_{SI} > 0$ // irreversibile

PRODUZIONE ENTROPICA

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{\text{GEN}} \\ (\text{P sul sistema}) \end{array} \right.$$

La differenza dell'energia interna che non si crea né si distrugge, l'entropia si genera
 $S_{\text{gen}} > 0$ ma non si distrugge $S_{\text{des}} = 0$

È una traccia indelebile che serve lasciare delle trasformazioni

A chi e dove?

In genere all'ambiente \rightarrow PROD. ENTROPICA ESTERNA
All'interno del sistema \rightarrow PROD. ENTROPICA INTERNA

Le cause possono essere sfurbi, risonanze, cadute di pressione

Siccome gode della proprietà additiva:

$$S_{GEN,SI} = S_{GEN,EST} + S_{GEN,INT}$$

$> 0 \qquad \qquad > 0 \qquad \qquad > 0$

DIMOSTRAZIONE

1) ~~Misurabilità~~ Controllabilità: possiamo sempre ricorrere alla superficie di controllo.

2) Misurabilità: Il discorso è diverso perché è una misura indiretta. Dobbiamo trovare in equazione che ha tipo e grandezze di stato fondamentali (o anche direttamente misurabili)

Consideriamo la sua funzione energia $U = U(S, V)$ e differenziamola:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S dV$$

Temperatura termodinamica: $T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V$ variazione dell'energia rispetto all'entropia (sempre positiva! perché S varia con V e viceversa) a volume costante

Definiamo il secondo termine complesso di segno come
Pressione termodinamica:

$$p = - \left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_S$$

variazione negativa dell'energia
rispetto al volume a ~~stato~~ entropia
costante

Allora possiamo ricavare il differenziale

$$dU = T dS - p dV$$

$$\boxed{dS = \frac{dU}{T} + \frac{p}{T} dV}$$

I Eq. di GIBBS

variaz. di entropia espressa in funz.
di Temperatura e pressione

Otteniamo legata la variazione di entropia a proprietà
facilmente misurabili o calcolabili (basta dU che possiamo)

• In termini specifici $ds = \frac{du}{T} + \frac{p}{T} dv$ ^{specifico}

Definiamo ora l'ENTALPIA come:

$$\boxed{H = U + pV} \quad [J]$$

È una funzione di stato dipendente
da U, p e V. Anche di esse si
può misurare solo la variazione, come U
perché ne dipende, infatti:

Differenziamo

$$dH = dU + p dV + V dp$$

sostituendo dU in quella di GIBBS

$$dS = \frac{dH}{T} - \cancel{\frac{p dV}{T}} - \frac{V dp}{T} + \cancel{\frac{p dV}{T}}$$

$$\boxed{dS = \frac{dH}{T} - \frac{V dp}{T}}$$

II eq. di GIBBS

anch'essa può essere scritta
in forme specifica

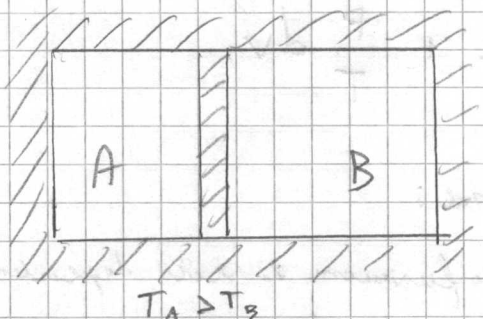
T e p però le dobbiamo esprimere noi così ma non sono misurabili perché infinitesime e inoltre chi ci dice che sono le stesse di T e p empiriche (quelle vere, reali) non le dice?

DIMOSTRIAMO che invece sono uguali alle T e p che da sempre conosciamo. Per fare questo overclaimi delle loro definizioni:

TEMPERATURA EMPIRICA: quelle proprietà che hanno in comune due sistemi ^{termodin} all'equilibrio termico.
 È noto che all'equilibrio due camere, ad esempio, hanno la stessa T

PRESSIONE EMPIRICA: Quelle proprietà che hanno in comune due sistemi termodinamici all'equilibrio meccanico.

Recorriamo al classico esempio:



Sarebbe isolato, adiabatico a pareti rigide e forse impermeabile alla materia. Rimuoviamo l'adiabaticità.

$$S = S_A(U_A, V_A) + S_B(U_B, V_B)$$

Lo differenziamo ricordando che non c'è variazione di volume perché pareti rigide e forse.

$$dS = \left. \frac{\partial S_A}{\partial U_A} \right|_{V_A} dU_A + \left. \frac{\partial S_B}{\partial U_B} \right|_{V_B} dU_B = 0$$

equilibrio termico non c'è variazione di nulla

inverso della T termodin

$$\frac{1}{T_A} dU_A + \frac{1}{T_B} dU_B = 0$$

La I legge della Termodinamica per un sistema isolato dice che:

$$\begin{cases} U = U_A + U_B = \text{cost} \\ dU = dU_A + dU_B = 0 \rightarrow dU_A = -dU_B \end{cases} \quad \text{con } dU$$

Sostituendo

$$\frac{1}{T_A} dU - \frac{1}{T_B} dU = 0 \Rightarrow dU \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B} \right) = 0$$

Per qualsiasi dU (perché ne abbiamo preso uno generico) avremo che l'equilibrio termodinamico si ha per:

$$T_A = T_B$$

Che è lo stato di equilibrio termico quando la T definita a priori rispetta la definizione di ~~equilibrio~~ temperatura empirica.

Avendo quella T di prima e proprio la T empirica direttamente misurabile.

Concettualmente la dimostrazione per la pressione è la stessa.

... ..

$$2nd - (U + u) = U$$

$$U_b = U_b \rightarrow 0 = U_b - U_b$$

$$0 = \frac{1}{T} - \frac{1}{T} U_b \leftarrow 0 = U_b \frac{1}{T} - U_b \frac{1}{T}$$

... ..

... ..

... ..

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T}$$

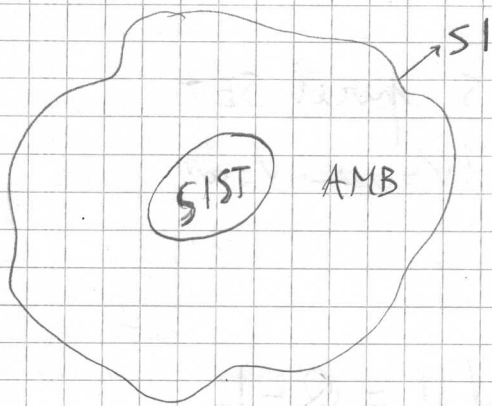
... ..

... ..

... ..

• SEMPLIFICAZIONE DELL'AMBIENTE

Per concentrare la nostra attenzione sul sistema dobbiamo rendere quanto più schematico possibile l'ambiente.



Invece di considerare tutto l'ambiente, consideriamone solo una parte in base al suo modo di scambiare energia.

• SET : Serbatoio di energia termica

È quel sistema ideale / quella parte di ambiente che scambia energia nella forma calore ^{1,2}.

È ideale anche perché le sue temperatura (e volume) restano costanti nonostante ^{esso} interagisce col sistema:

$$1 \quad Q \neq 0$$

$$2 \quad L = 0$$

$$3 \quad T = \text{cost}$$

$$4 \quad V = \text{cost}$$

In effetti l'ambiente essendo molto più vasto del sistema, quasi non ne risente variazioni di temperatura.

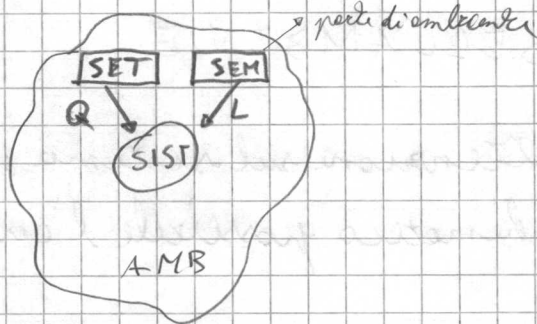
• SEM : Serbatoio di energia meccanica

È un syst. ideale / parte di ambiente ~~che si occupa~~ atto al trasferimento di energia soltanto come lavoro. La sua pressione rimane costante.

$$L \neq 0 \quad Q = 0 \quad P = \text{cost}$$

D'ora in poi non parleremo più di ambiente.

Aggiungiamo che possono essere più SET ma solo un SEM.



Vedremo ora le loro variazioni di entropia.

- Otteniamo la I legge di GIBBS per il SET

$$dS_{SET} = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV$$

$dV = 0 \rightarrow V = \text{cost}$

Per la premessa della Termodinamica: $dU = Q - L$ ^{SET}

$$\left[\Delta S_{SET} = \frac{Q}{T} \left[\frac{J}{K} \right] \right]$$

energia scambiata
unità di misura per l'entropia estensiva

FLUSSO ENTROPICO (Forma)
sostituire Q nella seconda legge
può essere positivo o negativo
è anche indicatore anche dell'entropia uscirà

- Nel caso di SEM

$$\left[\Delta S_{SEM} = 0 \right]$$

non ha variazioni di entropia
il lavoro non ha flussi di entropia

Perché dalla II legge

$$dS_{SEM} = \frac{\delta q}{T} + \delta S_{GEN} = 0$$

non scambio calore
ideale non genera entropia

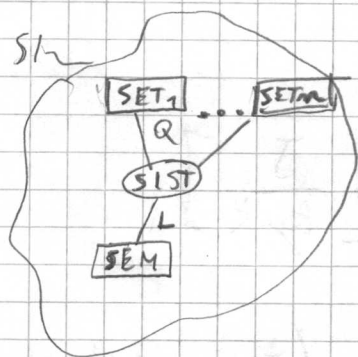
o dalla I di GIBBS:

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV = \frac{-\delta L}{T} + \frac{P}{T} dV = \frac{-\delta L}{T} + \frac{\delta L}{T} = 0$$

lavoro scambiato di valore δL

VARIAZIONI DI ENTROPIA

Vediamo quale può essere la course di variazioni di entropia per sistemi chiusi, in un tempo finito. In particolare entropia ESTENSIVA



Abbiamo n SET

Osserviamo che l'entropia dell'intero sistema isolato, a differenza dell'energia, varia e in particolare aumenta:

$$\Delta S_{S1} \geq 0 \quad \text{vediamo da cosa è costituita}$$

$$\Delta S_{S1} = \Delta S_{SIST} + \Delta S_{SEM} + \sum_{i=1}^n \Delta S_{SET,i} \geq 0$$

↓
è dove c'è quella che si genera

S_{GEN}

$= \Delta S_{SIST}$

$+$

0

$+$

$\sum_{i=1}^n \left(\frac{Q}{T} \right)_{SET,i}$

↓
ho riferito calore a $T_{al SET}$

↑
entrante
Il calore scambiato col SET n -esimo è uguale e opposto a quello uscente dal $SIST$ quindi cambio segno e Q

$$S_{GEN} = \Delta S_{SIST} - \sum_{i=1}^n \frac{Q_{SIST}}{T_{SET}}$$

Portiamo ΔS_{SIST} a sinistra

SECONDA LEGGE DELLA TERM. PER SIST. CHIUSI

$$\left[\Delta S_{SIST} = S_{GEN} + \frac{Q}{T_{SET}} \right] \rightarrow \text{flusso entropico netto} \left[\frac{J}{K} \right]$$

> 0

CASO INTENSIVO: Se derivato per m ha tutte proprietà estensive
leggi in termini specifici

$$\left[\Delta S_{SIST} = s_{GEN} + \frac{q}{T_{SET}} \right] \left[\frac{J}{Kg K} \right]$$

- Se considero ore variazioni infinitesime (tempi infinitesimi)
grand. ESTENSIVE grand. INTENSIVE

$$\left[dS_{SIST} = \delta S_{GEN} + \frac{\delta Q}{T} \right] \quad \left[dS_{SIST} = \delta s_{GEN} + \frac{\delta q}{T} \right]$$

↓
differenziale non esatto (s_{GEN} e Q non sono proprietà mentre S_{SIST} sì)

Se facciamo tendere ΔT a 0 (niente scambi, equilibrio termico)
non c'è più generazione di entropie esterne.

$$dS_{SIST} = \delta S_{GEN \text{ INT}}^* + \frac{\delta Q}{T}$$

Quindi la variazione di entropia per sistemi chiusi è pari all'entropia che si genera per i flussi entropici

* Questo termine fa sì che la trasformazione sia sempre irreversibile perché non è possibile riportare l'entropia al valore iniziale. Esso è sempre positivo mentre $\frac{\delta Q}{T}$ può essere anche negativo

Quindi:

$$\left[dS_{SIST} \geq \frac{\delta Q}{T} \right]$$

DISUGUAGLIANZA
DI CLAUSIUS

Se $dS_{SIST} = \frac{\delta Q}{T}$ Trans. reversibile

• R I C A P I T O L O S I S T . C H U S I

Vediamo le equazioni trovate per i sistemi chiusi:

I) $\Delta U = Q - L \quad [J]$

II) $\Delta S_{SIST} = S_{GEN} + \frac{Q}{T_{SET}} \quad \left[\frac{J}{K} \right]$

G I B B S

$$\begin{cases} dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV & \text{I} \\ dS = \frac{dH}{T} - \frac{V}{T} dp & \text{II} \end{cases}$$

Reformuliamo la I legge e la II in termini specifici e infinitesimi:

$$du = \delta q - \delta l \xrightarrow{\text{isolato}} \delta l = \delta q - du$$

Prendo la I eq di GIBBS e isolo il du :

$$du = T ds - p dv \quad \text{sostituisco qui}$$

Sostituendo du :

$$\delta l = \delta q - T ds + p dv$$

dalle II legge $ds = S_{GEN} + \frac{\delta q}{T} \rightarrow [\delta q - T ds = S_{GEN}]$

$$\boxed{\delta l = p dv - T S_{GEN}}$$

ho fatto comparire l'entropia nella I legge

Se ipotizziamo transf. reversibile ($S_{GEN} = 0$)

$$\boxed{d l = p dv}$$

LAVORO DI VARIAZIONE DI VOLUME

Rappresenta il lavoro effettuato nell'aumento di volume o nella sua diminuzione (o da una forza esterna o dal fluido)

In termini estensivi:

$$dL = m \int_1^2 p \, dv \quad \xrightarrow{\text{specifico}} \quad L = \int_1^2 p \, dV \quad \xrightarrow{\text{estensivo, semplificato m con m di prima}}$$

Se non è specificato il lavoro di un fluido è sempre di variazione di volume. Quindi nella I legge

$$du = \delta q - \delta l \quad \rightarrow \quad du = \delta q - p \, dv$$

Questo è utile nelle isocore ($dv=0$) $\rightarrow \boxed{du = \delta q}$

Nelle isobore è invece molto utile usare l'entalpia:

$$h = u + p v \quad \xrightarrow{\text{differenziamo}} \quad dh = du + v dp + p \, dv$$

Sostituiamo nello I il du :

$$dh - v dp - p \, dv = \delta q - \overbrace{p \, dv}^{\delta l}$$

$$\boxed{dh = \delta q} + v dp \quad \rightarrow \text{isobore}$$

• INTRODUZIONE ENERGETICA COME LAVORO

Dalla prima legge:

$$du = \delta q - \delta l$$

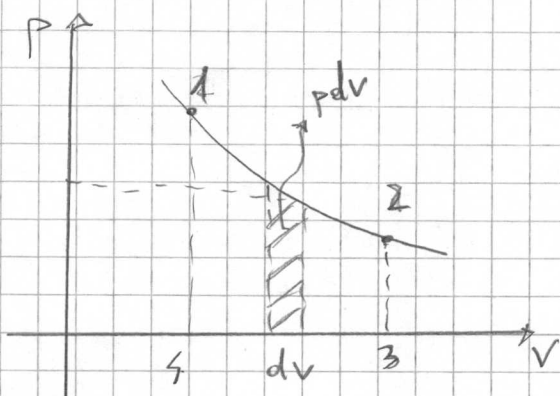
Noi overiamo risolto il termine δl :

$$\delta l = p dv - T \delta s_{GEN}$$

$$\nearrow \delta s_{GEN} = 0$$

Se la trasf. è internamente reversibile (niente dissipazione) overiamo visto che δl era solo uguale al lavoro di variazione di volume

Questo introduzione (o perdita) energetico può essere vista come area sottesa al grafico $P-V$



Se la trasformazione è 1-2:

$$Q_{area 1234} = \int_1^2 p dv$$

Il lavoro è l'area racchiusa da 1234

Quindi è un'espansione e il lavoro è fatto dal sistema verso l'ambiente (il volume aumenta dv positivo)

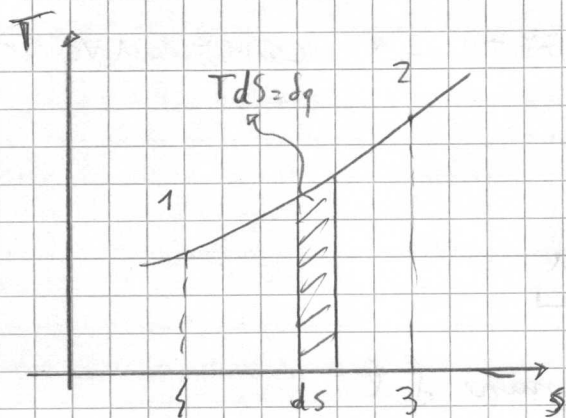
Se passo da 2 a 1 cambia segno! \rightarrow lavoro di compressione

• INTRODUZIONE ENERGETICA COME CALORE

Dalla II legge

$$\frac{\delta q}{T} + \delta s_{GEN} = ds \quad \xrightarrow{\text{internamente reversibile}} \quad \delta q = T ds$$

Quindi c'è corrispondenza tra area nel piano $T-S$ e energia termica specifica trasferita.



$$Q_{\text{rec}}_{1234} = \int_1^2 T dS =$$

Calore

scambiato del sistema $1 \rightarrow 2$

Trasferito all'ambiente $2 \rightarrow 1$

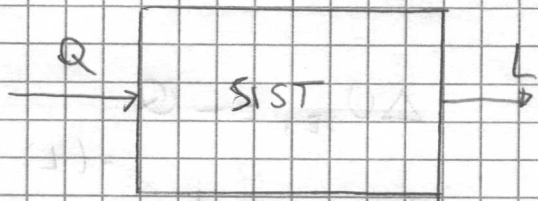
Conclusione:

Per le TRASFORMAZIONI INTERAMENTE REVERSIBILI sui
piani p e T è possibile stabilire una corrispondenza
tra le aree sottese e opportune interazioni energetiche

• MACCHINE TERMICHE A CICLO DIRETTO

Macchina termica: è un sistema termodinamico che interagendo con l'ambiente converte, con continuità*, energia della forma calore alla forma lavoro.

↗ In sostanza trasforma energia termica in energia meccanica



Q non è disponibile sempre in natura quindi si usa spesso un combustibile (centro termoelettrico)

↗ Il nostro SIST lo chiameremo MT (macchina termica)

Si possono avere 3 casi:

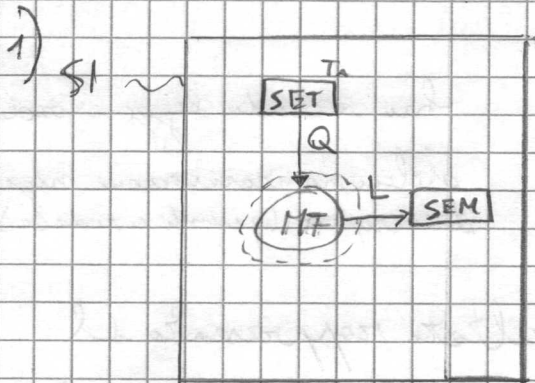
1) $Q < L$

Impossibile per la I legge

2) $Q = L$

3) $Q > L$

* Se MT lavora con continuità quindi crea dei cicli, per cui ritornerà più volte allo stesso stato: le proprietà devono riassumere lo stesso valore $\Delta U_{MT} = 0$ e $\Delta S_{MT} = 0$



Nel primo caso stiamo dicendo anche che $L > Q$: quindi l'energia convertita è maggiore dell'energia da convertire. Perché sappiamo che per la I legge $\Delta U_{MT} = 0$, l'energia si conserva

↗ Impossibile per la I legge (e poi si vedrà anche per la II

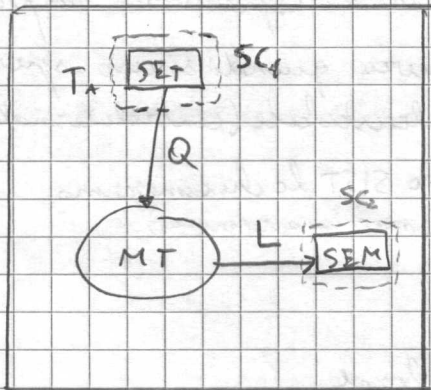
2) Energia convertita = energia da convertire

I legge:

$$\Delta U_{SI} = \Delta U_{SET} + \Delta U_{MT} + \Delta U_{SEM} \quad *$$

lavoro ciclicamente per un numero intero di cicli

Per vedere gli altri termini prendiamo altre superfici di controllo ---



SC₁ $\Delta U_{SET} = -Q$

SC₂ $\Delta U_{SEM} = L$ ↗ -(-L)

Da sopra *

$$0 = -Q + 0 + L = 0$$

$Q = L$

La I legge è rispettata, Vediamo la II legge:

$$\Delta S_{SI} = \Delta S_{SET} + \Delta S_{MT} + \Delta S_{SEM}$$

lavoro ciclicamente per definizione di SEM

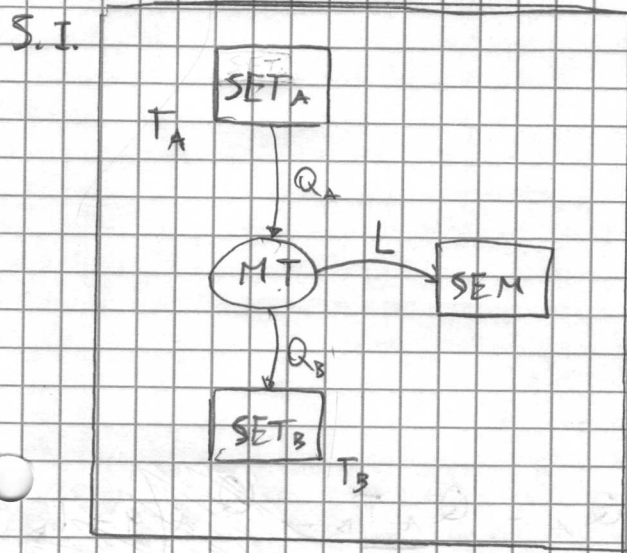
\downarrow
 $-\frac{Q}{T_A}$ nel SET

$$\Delta S_{SI} = S_{GEN} = -\frac{Q}{T_A} < 0$$

La seconda legge è violata!
debbono essere espressioni negative di entropia (quindi si viola)

Non è possibile, ma questo risultato rappresenta il postulato di Kelvin-Planck, che viene preso come punto di partenza per molte trattazioni. Una macchina che si comporta così viene detta ideale o DI CARNOT

- 3) La logica porta a dire che il terzo caso è possibile ma occorre un altro SET che opponga entropia, in modo da rendere $\Delta S_{SI} > 0$



Prendiamo $T_B < T_A$
che è uguale a $T_A > T_B$

$$Q_A > L \text{ diventa}$$

$$Q_A > L$$

• I legge

$$\Delta U_{SI} = \Delta U_{SET,A} + \Delta U_{MT} + \Delta U_{SEM} + \Delta U_{SET,B}$$

$$\downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow$$

$$-Q_A + 0 + L + Q_B = 0$$

$$[Q_A = Q_B + L]$$

Quindi parte di Q_A viene convertita in lavoro, il restante viene scaricato nel SET_B come Q_B . (Ovviamente è possibile $T_B < T_A$ ma anche T_{MT} !)

• II legge

$$\Delta S_{SI} = \Delta S_{SET,A} + \Delta S_{MT} + \Delta S_{SEM} + \Delta S_{SET,B} \geq 0$$

$$\Delta S_{SI} = S_{GEN} = -\frac{Q_A}{T_A} + 0 + 0 + \frac{Q_B}{T_B} \geq 0$$

$$[S_{GEN} = \frac{Q_B}{T_B} - \frac{Q_A}{T_A} \geq 0]$$

Possibile!

6 MASSIMO LAVORO

Vorremmo ottenere il massimo lavoro; ma quanto calore Q_B il massimo deve "prenderci", il SETB?

$$S_{GEN} = \frac{Q_B}{T_B} - \frac{Q_A}{T_A}$$

condizione limite:
 $\Delta S_{GEN} \geq 0$ quindi almeno
 $\Delta S_{GEN} = 0$ o superiore

$$Q_{B, MIN} = \frac{Q_A}{T_A} \cdot T_B$$

Lavoro massimo:

$$L = Q_A - Q_{B, MIN} \rightarrow L = Q_A - \frac{Q_A T_B}{T_A} =$$

$$L_{MAX} = Q_A \left(1 - \frac{T_B}{T_A} \right) \quad \text{LAVORO MASSIMO}$$

RENDIMENTO

Esiste un parametro detto rendimento termodinamico che consiste nel rapporto tra energia convertita (L) e energia da convertire (Q_A fornita alla MT)

$$\eta = \frac{L}{Q_A} = \frac{Q_A - Q_B}{Q_A} = 1 - \frac{Q_B}{Q_A}$$

in termini di colori

$0 \leq \eta \leq 1$

N.B. L può essere somma di più lavori! Probabilità entrare del lavoro ad esempio

Questo rendimento è ricavato dalla I legge che non consente di dare limiti, è solo un bilancio. Noi vogliamo ricavare il massimo valore del rendimento fissati T_A e T_B

• RENDIMENTO MASSIMO

Ricordiamo che era una delle domande poste da Carnot, all'inizio.
Se ho 1 kg di carbone (cioè Q_A) quanto lavoro posso ottenere?

Ovviamente bisogna, per quanto detto, della II legge.

Scriviamola per la M.T:

Valendo
recapitolare

$$S_{ENTR} + S_{GEN} = S_{USC} + S_{DISTR} + \Delta S_{MT}$$

\downarrow \downarrow \downarrow \downarrow \downarrow
 flusso di entropia entrante entropia generata flusso uscente entropia distrutta variazione entropia finiti

$$\frac{Q_A}{T_A} + S_{GEN} = \frac{Q_B}{T_B} \rightarrow S_{GEN} = \frac{Q_B}{T_B} - \frac{Q_A}{T_A}$$

- Correliamo questa informazione di rendimento, notiamo però 2 cose:
La generazione di entropia zero è tanto migliore quanto migliore saranno:

a) Le differenze finite di temperature causanti flusso entropico:

$$T_A - T_B \text{ grande significa } T_B \ll T_A \rightarrow \frac{Q_B}{T_B} \gg \frac{Q_A}{T_A}$$

Perché le T sono al denominatore. Quindi grande S_{GEN} .

b) Gli effetti dissipativi relativi a fenomeni d'attrito:

Attrito tra gli organi meccanici in moto relativo;

Attrito all'interno del fluido in movimento;

Attrito tra fluido e pareti che lo contengono.

Dalla * ricaviamo

$$\frac{Q_B}{Q_A} = \frac{T_B}{T_A} + \frac{T_B \cdot S_{GEN}}{Q_A}$$

Sostituendolo nell'espressione del rendimento

$$\eta = 1 - \frac{T_B}{T_A} - \frac{T_B S_{GEN}}{Q_A}$$

Il rendimento ^{reale} η è tanto maggiore quanto minore è la generazione di entropia (S_{GEN}).

Nel caso ideale (valore massimo del rendimento), quindi nel caso di trasformazione reversibile ($S_{GEN}=0$), abbiamo che:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_B}{T_A}$$

RENDIMENTO DI
CARNOT

Il rendimento massimo si ottiene per una MT reversibile (ed è comunque minore di 1)

Inoltre si vede che è tanto maggiore quanto $T_A \gg T_B$. Quindi
alta differenza di temperatura (es. acqua bollente e ghiaccio: in genere una delle due T è l'ambiente, o un fiume o un lago, mentre l'altro è la T a cui viene in contatto la MT che potrebbe fondersi)

• Overvismo dunque è enunciare il **TEOREMA DI CARNOT**

$$0 < \eta < \eta_c < 1$$

Notiamo che:

- Il rendimento sia della macchina reale (η) che ideale (η_c) non sono mai 1!

- Il rendimento di una macchina ideale/reversibile è pari al rendimento di Carnot

- Abbiamo limitato ancor più il rendimento della macchina reale che è compreso tra 0 e η_c

• È utile confrontare il rendimento della macchina reale con quello ideale (a parità di T_A e T_B):

RENDIMENTO
DI II LEGGE

$$\eta_{II} = \frac{\eta}{\eta_c}$$

$$0 < \eta_{II} < 1$$

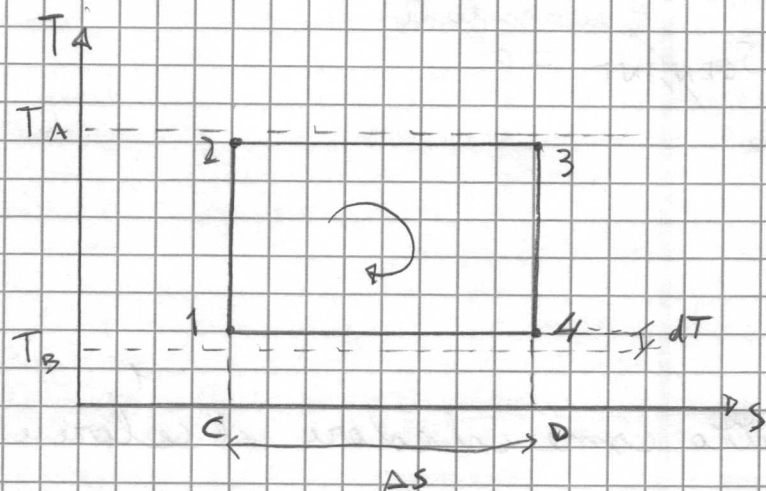
Se 0,5 la macchina ha rendimento pari alla metà di ciò che potrebbe

• CICLO DI CARNOT (ciclo ideale) reversibile

• È un ciclo bitermico (2 Temperature) costituito da 3 trasformazioni reversibili (l'ideale massimo). 1) due lungo le quali avvengono trasferimenti di energia termica (Q) e due adiabatiche ($Q=0$).

↳ In sostanza cerchiamo di vedere qual'è il ciclo ideale, perfetto a cui dobbiamo tendere.

Rappresentandolo sul piano $T-S$ dopo vedremo perché.



1) Le due trasformazioni con trasferimento di energia termica sono quelle $2 \rightarrow 3$ e $4 \rightarrow 1$ (Ricordiamo che nel piano $T-S$ l'area costituisce il calore che entra o esce dal sistema).

Siccome vogliamo che il ciclo sia reversibile (e sappiamo che un alto ΔT porta un'alta generazione entropica) i due set e il sistema durante queste trasformazioni devono avere la stessa T , tuttavia diremo che hanno una differenza di T infinitesima poiché se non ci fosse diff. di temperatura non vi sarebbe trasferimento di calore.

$2-3$ e $4-1$ sono quindi isoterme.

La variazione di temperatura della macchina è fermata dalla sorgente a temperatura T_A che ne mantiene la T costante.

2) Nelle trasformazioni 1-2 e 3-4 non vi è trasferimento di calore (solo lavoro) quindi sono delle adiabatiche.

Quello che devono essere reversibili quindi devono essere anche isentropiche:

$$\Delta S_{21} = S_{GEN} + \frac{Q}{T}$$

\nearrow adiabatica $Q=0$

Per avere 0 il ΔS_{21} anche $S_{GEN}=0$ ma:

$$S_{GEN} = \underbrace{S_{GEN,EST}}_{\text{per le adiabatiche}} + \underbrace{S_{GEN,INT}}_{\text{reversibile}} = 0$$

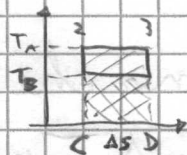
• Discutiamo il ciclo:

Ricordiamo innanzitutto come calcolare il calore e il lavoro trasferiti:

1. Nel caso ideale $\Delta S = \frac{Q}{T} \rightarrow Q = T \Delta S \rightarrow \boxed{q = T \Delta S}$

2. $\boxed{l = q_A - q_B}$

$q_A = T_A \Delta S \rightarrow$ Area C23D



\nearrow l'area di destra T è
base ΔS nel grafico
del ciclo

$q_B = T_B \Delta S \rightarrow$ Area C14D \rightarrow energia non convertita

l'è quindi proprio l'area del rettangolo 1234

Calcoliamo il rendimento:

$$\eta = \frac{L}{Q_A} = \frac{(T_A - T_B) \Delta S}{T_A \Delta S} = \frac{T_A - T_B}{T_A} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = \eta_C$$

È proprio uguale al rendimento di Carnot.

Ma cerchiamo l'area più grande possibile per avere $T_B / T_A \rightarrow 0$

• Perché è chiamato diretto?

Perché per avere che l'energia termica passi dal SET_A al fluido di lavoro e poi al SET_B il ciclo deve essere percorso in senso orario

N.B. Tale ciclo reale in assoluto a prescindere delle sostanze e della fase

• CICLO DI CARNOT INVERSO

Se esiste un ciclo diretto ci si aspetta anche l'esistenza di un ciclo inverso.
E' così ed il suo scopo è trasferire calore nel verso delle Temperature crescenti: Trasferire con continuità energia termica a un sistema.

Questo avviene in due casi sia che si voglia

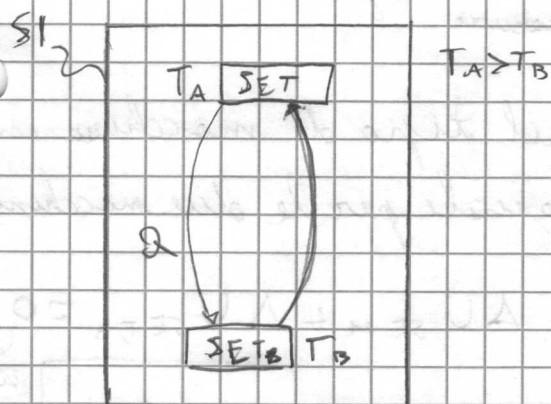
riscaldare \rightarrow POMPA DI CALORE

che raffreddare \rightarrow MACCHINA FRIGORIFERA

(Vedere esempi su slide Morzini per capire)

• CASO SENZA INTERPORRE LA MACCHINA TERMICA

Proviamo, per assurdo, a ipotizzare il passaggio spontaneo di energia ^{termica} da un livello inferiore a uno superiore:



Ma è proprio la freccia rossa
sopponendo per assurdo

II legge:

$$\Delta S_{S1} = \Delta S_{SET,A} + \Delta S_{SET,B}$$
$$= \frac{Q}{T_A} - \frac{Q}{T_B} \leq 0 \quad \text{IMPOSSIBILE}$$

Allora deve combinarsi qualcosa: dobbiamo inserire una MT a cui viene fornita energia sotto forma di lavoro. Per essere > 0 occorre rendere il valore assoluto del flusso entropico in ingresso al SET_A maggiore di quello in uscita dal SET_B.

Inoltre, da prima, mettendo in evidenza Q

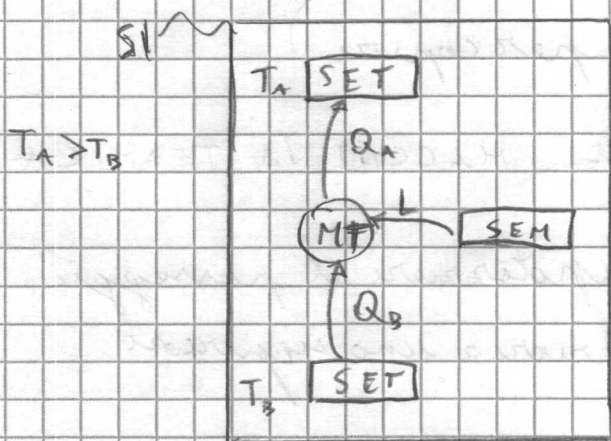
$$Q \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B} \right) < 0$$

Ci accorgiamo che fissate le temperature (dalla quale si vuole tenere la casa, calda o fredda, e l'ambiente)

Non è possibile rendere > 0 l'espressione se non distinguendo due flussi Q_A e Q_B

$$\left[Q_A \geq Q_B \frac{T_A}{T_B} \right] \text{ uguale solo se reversibile}$$

Per rendere i termini diversi (per la I legge) occorre il termine lavoro L , che essendo addittivo, media i due termini



MT è:

Una MACCHINA FRIGORIFERA: se l'obiettivo è quello di prelevare energia termica a bassa temperatura (se si vuole raffreddare B) una POMPA DI CALORE: se l'obiettivo è trasferire energia termica ad alta temperatura.

Non si può quindi distinguere al tipo di macchina con lo schema a blocchi perché è uguale per le due macchine!

type I) $\Delta U_{SI} = \Delta U_{SET,A} + \Delta U_{MT} + \Delta U_{SEM} + \Delta U_{SET,B} = 0$

$$= Q_A + 0 - L - Q_B = 0 \Rightarrow Q_A = Q_B + L$$

Perché SI

II) $\Delta S_{SI} = \Delta S_{SET,A} + \Delta S_{MT} + \Delta S_{SEM} + \Delta S_{SET,B} \geq 0$

$$= \frac{Q_A}{T_A} + 0 + 0 - \frac{Q_B}{T_B} \geq 0$$

Questa può essere ≥ 0 perché $Q_A \neq Q_B$

LAVORO MINIMO

Ora (Per ciclo inverso) lo scopo è trovare il lavoro minimo per effettuare tale operazione

$$L = Q_A - Q_B$$

II) MT $\frac{Q_B}{T_B} + S_{GEN} = \frac{Q_A}{T_A} \Rightarrow Q_A = \frac{T_A}{T_B} Q_B + T_A S_{GEN}$

Lavoro MINIMO (Ciclo reversibile) $S_{GEN} = 0$

$$L = \frac{T_A}{T_B} Q_B + T_A S_{GEN} - Q_B$$

$$\left[L_{MIN} = Q_B \left(\frac{T_A}{T_B} - 1 \right) \right]$$

• COP_F e COP_P

adimensionali

Si definiscono ora due coefficienti di prestazione (simili a rendimenti) diversi per macchine frigorifere e pompe di calore.

a) $COP_F = \frac{Q_B}{L} \xrightarrow{\text{esplicitando } L} \frac{Q_B}{Q_A - Q_B} = \frac{1}{\frac{Q_A}{Q_B} - 1}$

coefficiente di performance di prestazioni

b) $COP_P = \frac{Q_A}{L} \xrightarrow{\text{esplicitando } L} \frac{Q_A}{Q_A - Q_B} = \frac{1}{1 - \frac{Q_B}{Q_A}}$

E' sempre finalita' su spesa!

• LIMITI

Come per il ciclo diretto ci si chiede qual'è il limite (dato che non si può trasferire calore con rendimento unitario) reale nella prestazione della macchina. Il limite può darlo solo la II legge:

$$S_{GEN} = \frac{Q_A}{T_A} - \frac{Q_B}{T_B}$$

a)

Troviamo $\frac{Q_A}{Q_B}$ e sostituiamolo nel COP_f (la seconda forma quella senza L)

$$\frac{Q_A}{Q_B} = \frac{T_A}{T_B} + \frac{S_{GEN} T_A}{Q_B}$$

$$COP_f = \frac{1}{\frac{Q_A}{Q_B} - 1} = \frac{1}{\frac{T_A}{T_B} + \frac{S_{GEN} T_A}{Q_B} - 1}$$

$S_{GEN} = 0$ Troviamo il COP_f massimo (tras reversibile)

$$COP_{f,c} = \frac{1}{\frac{T_A}{T_B} - 1} = \frac{T_B}{T_A - T_B}$$

di CARNOT

b) Facciamo lo stesso ma col COP_p trovando $\frac{Q_B}{Q_A}$

$$\frac{Q_B}{Q_A} = \frac{T_B}{T_A} - \frac{S_{GEN} T_B}{Q_A}$$

$$COP_p = \frac{1}{1 - \frac{Q_B}{Q_A}} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_A} + \frac{S_{GEN} T_B}{Q_A}}$$

$$\boxed{COP_{P,C} = \frac{T_A}{T_A - T_B}}$$

Similmente al rendimento:

$$COP_{F,II} = \frac{COP_F^{\text{reale}}}{COP_{F,C}^{\text{ideale}}}$$

cop frigorifero di II legge

$0 < COP_{II} < 1$

$$COP_{P,II} = \frac{COP_P^{\text{reale}}}{COP_{P,C}^{\text{ideale}}}$$

cop pompe di calore di II legge

Essendo il COP reale sempre minore di quello ideale perché in quello reale c'è anche SGEM

Overviamo ai limiti:

a) $0 < COP_F < COP_{F,C} < \infty$ FRIGONIFERO

b) $1 < COP_P < COP_{P,C} < \infty$ POMPA DI CALORE

a) Caso più sfavorevole in cui si voglia realizzare una cella a temperatura assoluta (Kelvin: -273°) nulla

$$T_B = 0 \rightarrow COP_{F,C} = 0^1$$

Se si vuole avere $T_B = T_A \rightarrow COP_{F,C} = \infty^2$

lo stesso $T_B = T_A$ (anche se non servibile)

Temperature poco differenti

b) Caso sfavorevole $T_A = \infty \rightarrow COP_{P,C} = 1^3$

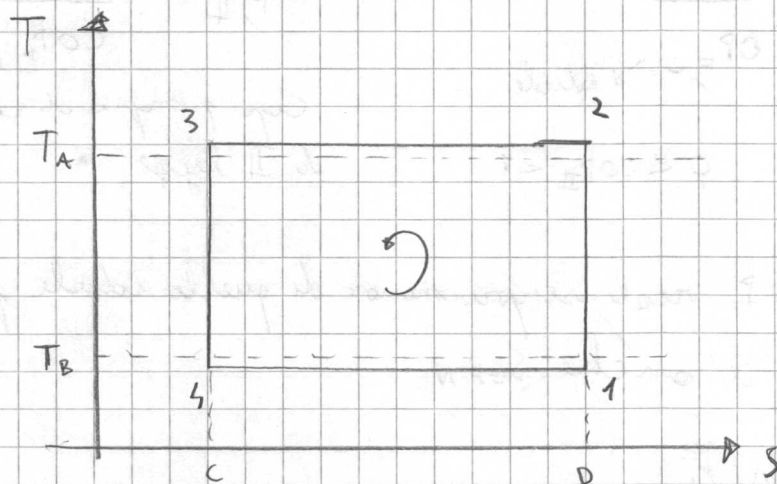
riscaldare un ambiente freddissimo

Caso semplice $T_A = T_B \rightarrow COP_{P,C} = \infty^4$

• CICLO DI CARNOT (ciclo inverso)

N.B. Terzo legge di COP di II legge ancora più utile:

Questo è ancora più importante del caso diretto perché il range di variazione di COP_f e COP_p è pressoché infinito rispetto al caso diretto (η)



Questa volta T_B è di sopra di T_A e $T_A < T_{32}$ perché il sistema deve prendere energia sotto forma di calore da T_B (a T più alta) e scaricarla al sistema a $T = T_A$.

Il motore cambia il verso! (conviene calcolare l'area 14 CD, positiva e l'area 23 CD, negativa)
 Ricordiamo che:

ISENTROPICHE (1-2, 3-4) $\Delta S_{4-3} = \frac{Q}{T} + S_{GEN} = 0$

ISOTERME: dT infinitesimo $\rightarrow S_{GEN} = 0$

Proteicemente al massimo dell'idealità!

Il discorso delle aree è uguale al caso diretto solo che qui vogliamo l'area del rettangolo più piccolo possibile (meno dispendio di Lavoro)

• SISTEMI A PERTI

• Bilancio di una proprietà estensiva:

Parliamo di una proprietà estensiva P generica. (Anche soldi)

Ovviamente occorre fissare il tempo di osservazione Δt .

$$\boxed{ING} + \boxed{GEN} = \boxed{USC} + \boxed{DISTR} + \boxed{ACC}$$

Quantità di P in ingresso (dei confini del sistema) Quantità di P generata Quantità di P in uscita Quantità di P distrutta Accumulo o variazione di P

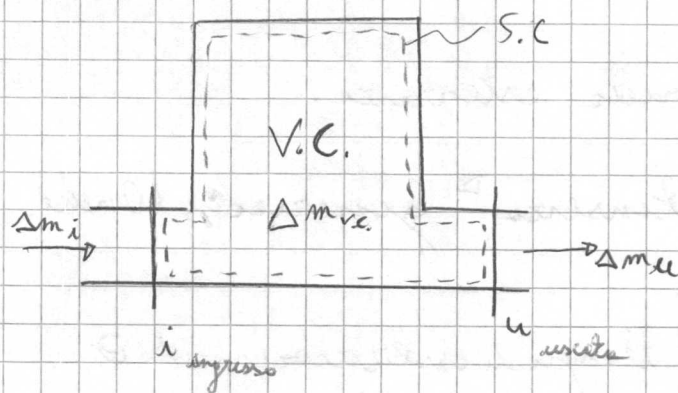
Ovviamente non avrebbe senso farlo per una proprietà intensiva perché non avrebbe senso (non è additiva)

$$\begin{array}{c} \text{TERMINI CHE ACCRESCONO } P \\ \downarrow \\ \text{Questo} \end{array} = \begin{array}{c} \text{TERMINI CHE DIMINUISCONO } P \\ \downarrow \\ \text{Questo} \end{array} + \begin{array}{c} \text{VARIAZIONE DI } P \\ \nearrow \\ \Delta P \end{array}$$

• A chi applichiamo tutto ciò? (che proprietà estensiva?)

- massa (m) non ha generazione e distruzione!
- Energia (E) //
- Entropia (S) Non ha distruzione

• BILANCIO DI MASSA



Il rettangolo è la ^{superficie} di controllo
Quello al suo interno il Volume di controllo

Inoltre per essere aperto il sistema
deve avere aperture (buchi) per ingresso
e uscita. (Possono essere anche co)

Facciamo un intervallo di tempo $\Delta \theta$

$$\Delta m_i + \cancel{m_{GEN}} = \Delta m_u + \cancel{m_{DES}} + \Delta m_{v.c.}$$

$$\Delta m_i = \Delta m_u + \Delta m_{v.c.}$$

Con n ingressi e m uscite:

$$\sum_{i=1}^n \Delta m_i = \sum_{u=1}^m \Delta m_u + \Delta m_{v.c.}$$

• Per tempi infinitesimi $d\theta$

Se invece di valutare la variazione di massa in un tempo finito $\Delta \theta$, lo facciamo in un tempo infinitesimo $d\theta$, troviamo le espressioni con cui la massa fluisce attraverso la superficie:

$$\lim_{\Delta \theta \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta \theta} = \frac{dm}{d\theta} = \dot{m} \left[\frac{kg}{s} \right] \begin{matrix} \text{PORTATA} \\ \text{MASSICA} \end{matrix}$$

Nella pratica si sempre usata questa

Quindi possiamo descrivere l'equazione sopra in termini di portata.

$$\left[\sum_{i=1}^n \dot{m}_i = \sum_{u=1}^m \dot{m}_u + \frac{d m_{v.c.}}{d\theta} \right]$$

Lo stesso può essere fatto col volume di materia in transito tenendo:

$$\lim_{\Delta \theta \rightarrow 0} \frac{\Delta V}{\Delta \theta} = \frac{dV}{d\theta} = \dot{V} \left[\frac{m^3}{s} \right] \quad \begin{array}{l} \text{PORTATA} \\ \text{VOLUMETRICA} \end{array}$$

• IPOTESI

• REGIME STAZIONARIO

In questa situazione le variazioni nel tempo di qualsiasi grandezza ^{del sistema} $\dot{}$ è nulla ($\frac{d}{d\theta} = 0$).

È come se teniamo la leva di un rulinetto sempre nella stessa posizione. (senza variazioni le portate)

Se facciamo dunque tale ipotesi, per le masse:

$$\sum \dot{m}_i = \sum \dot{m}_u + \frac{d m_{vc}}{d\theta}$$

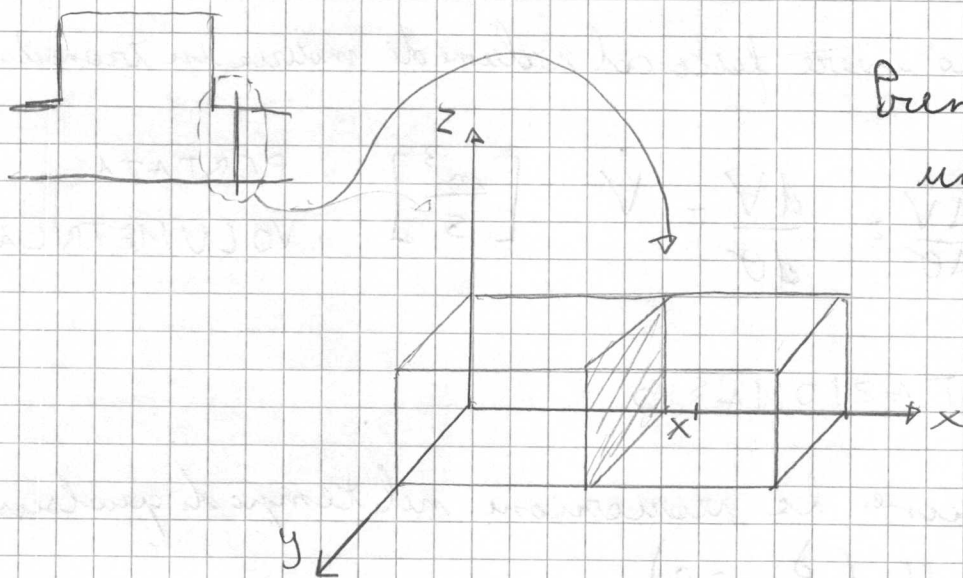
$$\sum \dot{m}_i = \sum \dot{m}_u = \sum \dot{m}$$

Nel regime stazionario, essendo nullo il termine di accumulo, la massa all'interno del V.C. è immutabile, quindi la massa entrante deve perfettamente bilanciare quella uscente.

• FLUSSO MONODIMENSIONALE

Partiamo dicendo che in genere le portate $\dot{}$ sono date dal problema. Ma come si calcolano a partire dalle grandezze del sistema?

Bisogna approssimare meno aperture e uscite, e vedere cosa succede nella sezione.
Schematizzazione.



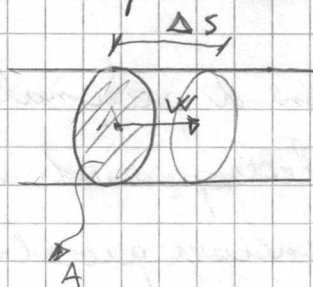
Prendiamo
una sezione di riferimento

Se quel parallelepipedo è un condotto ora scorre del fluido, una volta fissata la x' :

Se qualsiasi proprietà varia solo lungo x ($T = T(x)$; $u = u(x)$) e non lungo y e z , allora il flusso è un flusso monodimensionale. Prendiamo la sezione lungo la sezione trasversale

• Come si collega ad altre proprietà?

Per semplicità prendiamo una sezione del tubo circolare.



La sezione ha area pari ad A .

Inoltre la velocità di tutta la sezione w è la stessa (non può scorrere lungo la sezione perché flusso monodimensionale).

Quindi dopo un certo tempo Δt la sezione avrà percorso uno spazio Δs :

densità \times volume di fluido

$$w = \frac{\Delta s}{\Delta t} \left[\frac{\text{spazio}}{\text{tempo}} \right]$$

$$\rho = \frac{1}{V} \rightarrow \text{volume specifico}$$

$$\Delta m = \rho A \Delta s = \rho A w \Delta t \quad \text{anche} = \frac{1}{V} w \Delta t$$

Integrale

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \rho A w$$

infatti è kg/s

anche densità e volume specifico dicono essere costanti lungo la sezione (piccoli più per i liquidi)

$$\dot{V} = A w$$

semplicemente

\Rightarrow

$$\dot{m} = \rho \dot{V} = \frac{\dot{V}}{V}$$

PASSAGGIO da portata massica a volumetrica

◦ BILANCIO DI ENERGIA

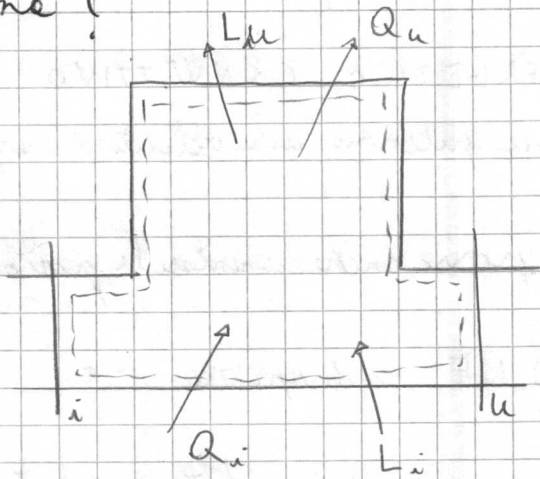
$$\Delta E_e + \cancel{E_{GEN}} = \Delta E_u + \cancel{E_{DIS}} + \Delta E_{vc}$$

$$[\Delta E_e = \Delta E_u + \Delta E_{vc}]$$

SISTEMA
APERTO

(perché nei
sistemi
chiusi
dobbiamo la
1 legge)

Secondo che modalità l'energia può fluire nel sistema?



Ovviamente parte grossa
di flussi di calore e lavoro
1 legge della termodinamica
Ma nei sistemi aperti ci
sono altri modi!

Il calore Q è legato alla differenza di temperatura mentre
il lavoro L a tutte le altre cause (come un elice nel sistema
che spinge il fluido).

Nei sistemi aperti vi è delle masse che entrano e che
escono, esso porterà con sé tutte le sue proprietà intensive
tra cui l'energia quando esso potrà apportare e sottrarre
energia. Tale ~~contributo~~ contributo è detto:

◦ FLUSSO CONVETTIVO

Ci si chiede come correlare quest'ultimo al
bilancio di masse.

Ogni massa è associata una certa energia specifica e
(che dipende dallo stato termodinamico della massa), di modo che:

$$\Delta E = e \Delta m = e \rho A w \Delta \theta$$

$$e [J/kg]$$

$$\Delta m = \rho A w \Delta \theta$$

Per più ingressi:

$$\Delta E_i = (\rho A w)_i \Delta \theta = \dot{m}_i \epsilon_i \Delta \theta$$

Basta moltiplicare l'energia associata a quelle portate, per le portate.

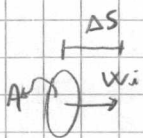
$\dot{m} \epsilon =$ FLUSSO ENERGETICO CONVETTIVO

$[W]$ è una potenza, una velocità di energia

Per aumentare l'energia quindi posso anche aumentare le portate

• LAVORO DI PULSIONE o di spinta

Le particelle non entrano in una determinata sezione a costo 0. Bensì all'ingresso della massa Δm ricoprono le forze $p A$ (pressione \times area della sezione) che il fluido presente nel V.C. esercita dal suo interno verso l'esterno (deve spingere ~~dentro~~ le particelle già presenti all'interno). Affinché la massa Δm entri con velocità w , l'ambiente deve compiere lavoro sul sistema detto lavoro di pulsione. È un lavoro quindi forza \times spostamento



$$F \cdot \Delta S = p_i A_i \cdot w_i \Delta \theta =$$

$$= p_i v_i \left(\frac{A_i w_i}{v_i} \right) \Delta \theta =$$

$$= \boxed{p_i v_i \dot{m}_i \Delta \theta}$$

moltiplichiamo e dividiamo per il volume specifico v_i

LAVORO DI PULSIONE

Opprimente ciò varrà anche per le uscite dove però è il sistema che compie lavoro sull'ambiente.

BILANCIO DI ENERGIA CON I NUOVI TERMINI

Possiamo ora recapitolare tutti i termini di bilancio per i SISTEMI APERTI

TERMINI IN INGRESSO

come per nel chiuso

flusso convettivo

lavoro di pressione

$$\sum_i |Q_i| + \sum_i |L_i| + (e + p v)_i m_i \Delta \theta =$$

TERMINI IN USCITA + VARIAZIONE

$$= \sum_u |Q_u| + \sum_u |L_u| + (e + p v)_u m_u \Delta \theta + \Delta E_{v.c.}$$

Chi è "e"?

Esso è l'energia nel suo complesso. Noi cerchiamo di scindere l'energia interna da quella esterna

IN TERMINI ESTENSIVI

$$E = E_p + E_c + E_i$$

potenziale cinetica interna

ESTERNA

sono le quantità direttamente misurabili all'esterno del sistema in relazione allo stato di moto e alla posizione nel campo gravitazionale del sistema nel suo complesso

INTERNA

la somma di tutti i contributi microscopici di energia associati alle particelle elementari del sistema

IN TERMINI SPECIFICI

$$e = e_p + e_c + e_i$$

↓

$$e = e_p + e_c + u$$

$$E = E_p + E_c + U$$

$$E = m g z + \frac{1}{2} m v^2 + U$$

DIVIDENDO PER LA MASSA

$$e = g z + \frac{v^2}{2} + u$$

Sostituendo "e" nell'equazione di bilancio otteniamo che il termine $e + pV$ diventa:

$$e + pV = \frac{w^2}{2} + gz + \underbrace{u + pV}_{\substack{\text{denotando con la lettera } h \\ \text{e chiamando ENTALPIA}}} = \frac{w^2}{2} + gz + h$$

$$h = \underbrace{u + pV}$$

comparano nei sistemi aperti (u anche in quelli chiusi ma qui è un termine correttivo)

Onche l'Entalpia è una proprietà del sistema perché combinazione di altre proprietà. È introdotta solo per praticità!

- Dopo questa sostituzione riscriviamo l'equazione di bilancio

$$\sum_i |Q_i| + \sum_i |L_i| + (h + gz + \frac{w^2}{2}) \dot{m}_i \Delta \theta =$$

$$\sum_u |Q_u| + \sum_u |L_u| + (h + gz + \frac{w^2}{2}) \dot{m}_u \Delta \theta + \Delta E_{v.c.}$$

Ecciamo ALTRE DUE POSIZIONI

$$1) Q = \sum_i |Q_i| - \sum_u |Q_u|$$

(ALORE NETTO ENTRANTE)

$$L = \sum_u |L_u| - \sum_i |L_i|$$

QUA LAVORO NETTO USCENTE

Stiamo solo raggruppando i termini come per la I legge.

Notare che i ed u sono invertiti per via della convenzione di Q ed L

- Dividiamo tutto per $\Delta \theta$ e facciamo il limite per $\Delta \theta \rightarrow 0$

Essendo la derivata dell'energia rispetto al tempo, usiamo delle

POTENZE:

\dot{Q} [W] potenza termica (nitte)

\dot{L} [W] potenza meccanica (nitte)

Otteniamo dopo le 2 posizioni:

$$\dot{Q} - \dot{L} + \left(h + p_z + \frac{W^2}{2} \right)_i \dot{m}_i = \left(h + p_z + \frac{W^2}{2} \right)_u \dot{m}_u + \cancel{\frac{\partial E_{vc}}{\partial t}}$$

$$\dot{Q} - \dot{L} = \dot{m} \Delta \left(h + p_z + \frac{W^2}{2} \right)$$

IPOTESI DI
REGIME STAZIONARIO

questo Δ non è temporale! ma tra ingresso e uscita e inoltre \dot{m} è solo 1 perché è il caso di singola entrata e singola uscita. altre ipotesi sono di niente accumulo e di flusso stazionario.

I LEGGE SIST. APERTI

Anche se usualmente si scrive in questa forma:

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

I legge della TERMODINAMICA
per SIST. APERTI

Questo è il caso in cui il sistema (v.c.) è fermo! quindi scompaiono i termini di energia esterna (potenziale e cinetica)

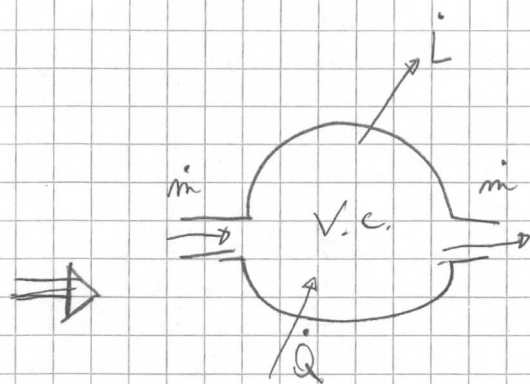
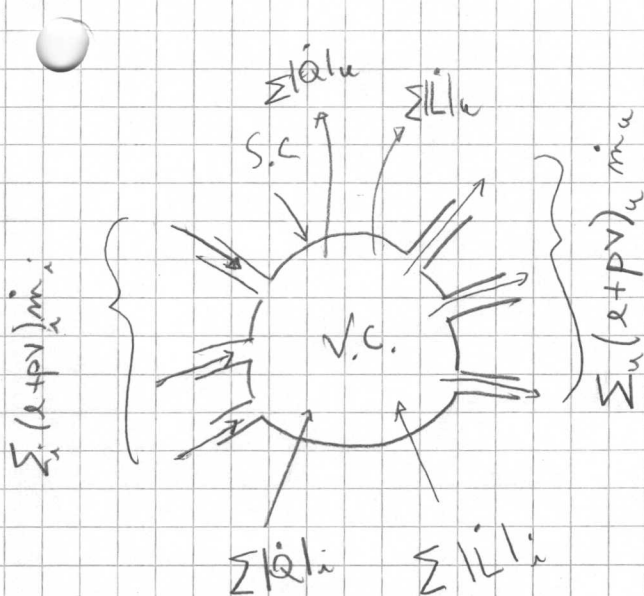
Dividendo per la portata massa \dot{m} (solo se singola entrata e uscita!)
si può riferire a 1 portata

in termini specifici

$$q - l = \Delta h$$

in termini infinitesimi

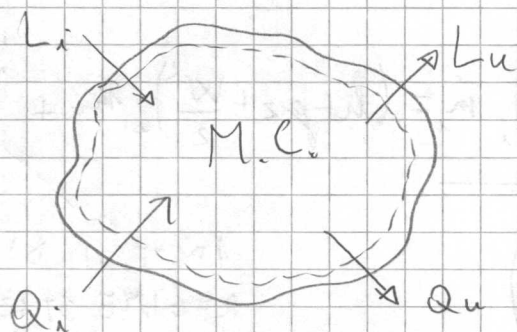
$$\delta q - \delta l = dh$$



Caso * quindi anche variazioni di quota e velocità trascurabili

TUTTI I TERMINI
DEL BILANCIO

• BILANCIO SISTEMI CHIUSI



M.C. perché massa di controllo

Si può ottenere facilmente da quello dei sistemi aperti eliminando forze esterne e lavoro di pressione ($h = u + pV$) nonché flussi convettivi.

$$\sum_i |Q_i| + \sum_i |L_i| = \sum_u |Q_u| + \sum_u L_u + \Delta E_{M.C.}$$

Sostituendo Q netto e L netto (per un tempo finito).

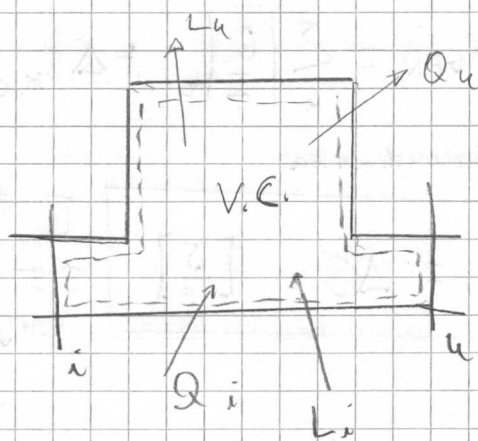
$$Q - L = \Delta E$$

ΔE contiene solo energie interne

$$\boxed{Q - L = \Delta U}$$

I legge SIST chiusi

BILANCIO D'ENTROPIA PER SIST APERTI



Nei sistemi aperti oltre al flusso entropico ($\frac{Q}{T}$) bisogna considerare anche il flusso convettivo di entropie (trasportato dal fluido)

$$\Delta S_i = \dot{m}_i s_i \Delta\theta = (\rho A v)_i s_i \Delta\theta$$

Ora scriviamo il bilancio per un $\Delta\theta$

$$\Delta S_i + S_{GEN} = \Delta S_u + S_{DIS} + \Delta S_{V.C.}$$

flusso entropico + convettivo

$$\sum_i \left| \frac{Q}{T} \right|_i + \dot{m}_i s_i \Delta\theta + S_{GEN} = \sum_u \left| \frac{Q}{T} \right|_u + \dot{m}_u s_u \Delta\theta + \Delta S_{V.C.}$$

Dividendo per $\Delta\theta$ e facendone il limite per $\Delta\theta \rightarrow 0$

$$\sum_i \left| \frac{\dot{Q}}{T} \right|_i + \sum_i \dot{m}_i s_i + \dot{S}_{GEN} = \sum_u \left| \frac{\dot{Q}}{T} \right|_u + \sum_u \dot{m}_u s_u + \frac{\Delta S_{V.C.}}{\Delta\theta}$$

Se al posto di ingresso e uscita mettiamo il flusso entropico netto:

REGIME STAZIONARIO

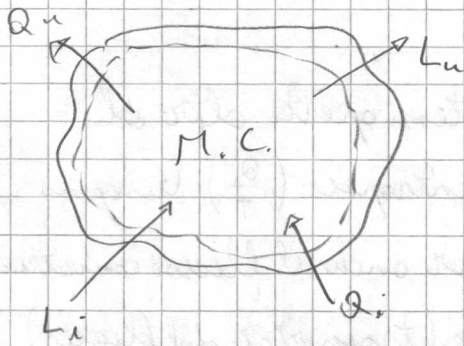
$$\frac{\dot{Q}}{T} + \sum_i \dot{m}_i s_i + \dot{S}_{GEN} = \sum_u \dot{m}_u s_u$$

Per singole entrate e uscite $\dot{m}_i = \dot{m}_u = \dot{m}$

$$\boxed{\frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_{GEN} = \dot{m} \Delta S} \quad \left[\frac{W}{K} \right]$$

II legge della Termodinamica per sistemi APERTI

BILANCIO ENTROPIA SIST. CHIUSI



$$\sum_i \left| \frac{Q}{T} \right|_i + S_{GEN} = \sum_k \left| \frac{Q}{T} \right|_k + \Delta S_{M.C.}$$

Con le stesse ipotesi di prima

$$\boxed{\frac{Q}{T} + S_{GEN} = \Delta S \quad \left[\frac{J}{K} \right]}$$

II legge
SIST
CHUSI

EQUAZIONE DELL'ENERGIA MECCANICA

(alla luce della II legge). E' utile e calcolare il lavoro d'elica ad esempio.

DOBBIAMO LE GARE IN LAVORO ALLE PROPRIETA' DEL SISTEMA!

Nel caso di energia esterna non trascurabile sappiamo che:

$$\delta q - \delta l = d \left(h + gz + \frac{w^2}{2} \right)$$

I legge
per singolo elemento e uscita
a regime stazionario

Il dh da GIBBS (II) vale:

$$\left[dS = \frac{dh}{T} - \frac{v}{T} dp \rightarrow dh = T dS + v dp \right]$$

Ore isoliamo δl , deriviamo il differenziale sostituiamo dh

$$\delta l = \underbrace{\delta q - T dS + v dp}_{\text{da GIBBS}} - d \left(gz + \frac{w^2}{2} \right)$$

Dalla II legge $\frac{\delta q}{T} + \delta S_{GEN} = dS \rightarrow \left[\delta q - T dS = -T \delta S_{GEN} \right]$

Sostituiamo

$$\delta l = \underbrace{-T \delta S_{GEN}}_{\text{perdite di carico e irreversibilita'}} - v dp - g dz - \frac{dw^2}{2}$$

vediamo subito che c'è questo termine che tiene conto di tutte
perdite di carico e irreversibilita' in genere chiamandolo δl_{irr}

$$\delta l = -v dp - \rho dz - d \frac{w^2}{2} - \delta r \quad \text{V.C. INFINITESIMO}$$

• Integrando

$$\left[l = - \int_1^2 v dp - \underbrace{\rho \Delta z + \frac{\Delta w^2}{2}}_{\text{fuori dell'integrale}} - r \right] \quad \text{V.C. FINITO MA PER UNITA' DI PORTATA}$$

• Moltiplichiamo per la portata massica in

$$\left[\dot{L} = -\dot{m} \left[+ \int_1^2 v dp + \rho \Delta z + \frac{\Delta w^2}{2} \right] - \dot{R} \right] \quad \text{POTENZE}$$

v si può portare fuori solo nell'integrale

* Dove $\dot{R} = \dot{m} \int_1^2 T \delta S_{GEN} \text{ e' o }$
 reversibile

EQUAZIONE ENERGIA
MECCANICA (IN PIU' FORME)

Questa equazione ci serve nel caso di sistemi chiusi a vedere le variazioni nel tempo, nei sistemi aperti tra sezione di ingresso e uscita.

Ci da informazioni inoltre sulla reversibilita' perche' compare la produzione entropica

• EQUAZIONE DI BERNOULLI

E' una particolareizzazione dell'equazione dell'energia meccanica e la si ottiene per flotti di condotti che rispettano queste condizioni

- non vi e' interazione energetica come lavoro. Solo il fluido ha energia, non ne viene immessa con ventole ecc...
- la sostanza si comporta come fluido incomprimibile

$$\dot{L} = 0$$

$$v = \text{cost}$$

- Il processo e' internamente reversibile

$$\dot{R} = 0$$

Se applichiamo tali condizioni all'equazione prima trovata, otteniamo:

$$0 = -\cancel{m} \left[\underset{\substack{\text{lo porta} \\ \text{fuori dell'integrale perché costante}}}{v} \int_1^2 dp + g \Delta z + \frac{\Delta W^2}{2} \right]$$

$$\left[v \Delta p + g \Delta z + \frac{\Delta W^2}{2} = 0 \right]$$

Ricordando che $v = \frac{1}{\rho}$ e che $\Delta x = 0 \Leftrightarrow x = \text{cost}$ per x qualsiasi

$$\boxed{\frac{p}{\rho} + g z + \frac{W^2}{2} = \text{cost}}$$

EQ DI
BERNOULLI

(anche quella su cui si basa il tubo di Venturi)

Questo teorema si mantiene, sezione per sezione, costante

• CONSIDERAZIONI SISTEMI APERTI E CHIUSI

I legge \nearrow SIST. CHIUSI: vediamo la variazione delle grandezze termodin. (nel V.C.) nel tempo

\searrow SIST. APERTI: vediamo la variazione delle grandezze termodin. nello spazio (non sappiamo che succede all'interno)

Eq. dell'energia meccanica: ci dice qualcosa sulle irreversibilità del sistema (cioè che accade all'interno): maggiori sono le irreversibilità, maggiore è R_3 . È molto usata in idraulica perché lì $v = \text{cost.}$

• PERDITE DI CARICO (come si calcola $\pi, R?$)

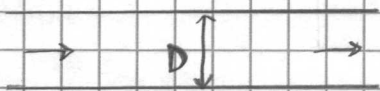
Questo aspetto interessa soprattutto i condotti (le linee di collegamento tra le macchine nello schema a blocchi). Se si tratta di un liquido o un gas per cui $v = \text{cost}$ e la superficie di controllo (nel condotto) non racchiude organi per il trasferimento di energia meccanica il condotto si riveste come puro elemento di collegamento.

Nel caso delle irreversibilit  non trascurabili, nell'equazione dell'energia meccanica si aggiunge un termine π ($v p + \frac{w^2}{2} + g z \neq \text{cost} \rightarrow v \Delta p + \frac{\Delta w^2}{2} + g \Delta z + \pi = 0$)

π viene detto PERDITA DI CARICO e comporta variazioni di energia per la I legge, di entropia per la II (a causa delle cadute di pressione causate da attriti interni al fluido, e tra fluido e parete)

Si deriva da:

• PERDITE DI CARICO DISTRIBUITE (condotto rettilineo)



$$\pi = f \frac{L}{D} \frac{w^2}{2} \quad (\text{Il prof. \pi lo chiama } \pi)$$

Dove:

f : fattore di attrito: si ricorre da tabelle (grafici) ^{grafici} (diagrammi di MOODY), grafici, e dipende dalle proprietà del fluido (Re) e geometria del condotto. $\rightarrow f(\frac{L}{D}, Re)$ ^{relazione}

$\frac{L}{D}$: grandezza correlativa: lunghezza del condotto ^{dimensione} conduttore rispetto al diametro (idraulico)

$\frac{w^2}{2}$: energia cinetica specifica (media) dipende (π) delle velocità del fluido al quesito

• PERDITE DI CARICO CONCENTRATE

Dipende da fenomeni d'attrito
localizzati: quali bruschi cambiamenti
di sezione o di direzione.



Si esprime come:

$$\Delta h = \xi \frac{V^2}{2}$$

ξ : fattore dimensionale che dipende dalla tipologia e geometria del disturbo.

$\frac{V^2}{2}$: sempre l'energia cinetica specifica.

La perdita di carico concentrata può essere vista come l'equivalente
ad una distribuzione di una certa lunghezza (riduciamo una concentrata
ad una distribuita). Quanto deve essere lungo il condotto rettilineo affinché
la perdita di carico concentrata sia uguale ad una distribuita?

uguagliamo
le due Δh

$$f \frac{L}{D} \frac{V^2}{2} = \xi \frac{V^2}{2} \rightarrow \boxed{L_{eq} = \frac{\xi}{f} D}$$

Quindi se ho un tubo rettilineo che perigo ^{di lunghezza L} , posso eliminare
la curva, e posso di aggiungergli una lunghezza in più pari a L_{eq}

$$\boxed{L_{TOT} = L + \sum L_{eq}}$$

Così devo trattare solo perdite di carico distribuite

Sostituendo in quanto trovato giungiamo alla definizione di COP:

$$COP_f = \frac{1}{\frac{T_A \cdot S_{gen}}{Q_B} + \frac{T_A}{T_B} - 1}$$

$$COP_{pc} = \frac{1}{1 - \frac{T_B \cdot S_{gen}}{Q_A} - \frac{T_B}{T_A}}$$

Che nelle condizioni di reversibilità ovvero $S_{gen} = 0$ diventano:

$$COP_{f,rev} = \frac{1}{\frac{T_A}{T_B} - 1}$$

$$COP_{pc,rev} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_A}}$$

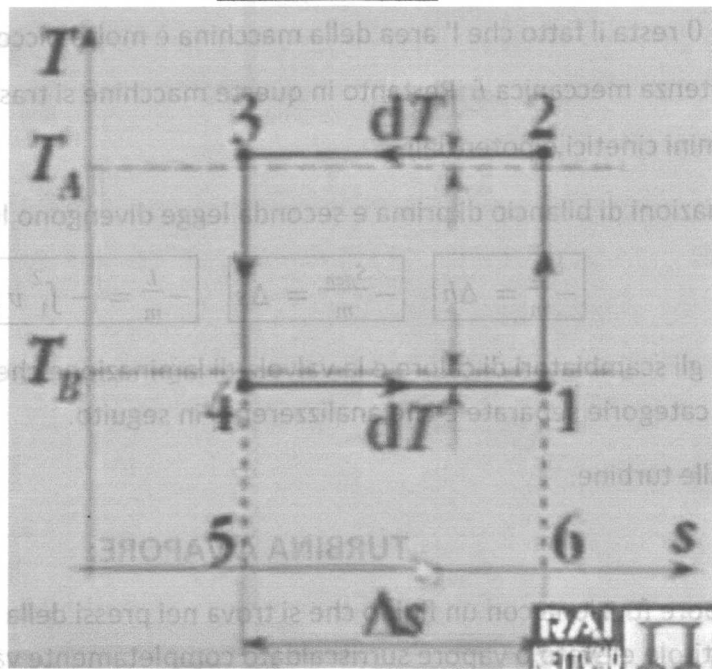
Si deduce immediatamente che il COP di una macchina reale è sempre inferiore di quello di una macchina reversibile.

$$0 < COP_f < COP_{f,rev} < \infty$$

$$1 < COP_p < COP_{p,rev} < \infty$$

Si giunge dunque ad una considerazione importante. Il COP diventa tanto maggiore quanto più diventa piccolo il gradiente delle temperature. Infatti quando accade ciò diminuisce il lavoro da fornire, e nel caso di $T_A = T_B$ il lavoro da fornire diventa nullo e il $COP \rightarrow \infty$

Grafico del ciclo:



Il grafico del ciclo nel caso di macchina ideale (detta macchina di Carnot) è il seguente. Si nota che ancora una volta le trasformazioni sono due isoentropiche e due isoterme. Questa volta le temperature dei SET lambiscono l'interno del ciclo perché sono a temperatura leggermente inferiore di quella della macchina ideale.

Valgono tutte le cose dette per il grafico sopra. Il dT serve per permettere il flusso di Q , deve essere infinitesimo per far sì che l'adiabatica sia a generazione entropica nulla.

Le aree sottese alle trasformazioni rappresentano q_a, q_b ed l .

Anche in questo caso possiamo calcolare il COP dal grafico e confrontarlo con il COP_{rev} calcolato sopra.

TERMODINAMICA PER INGEGNERI:

In questo testo studiamo prima i diversi componenti termodinamici, e poi i cicli maggiormente utilizzati di tipo diretto e inverso.

Iniziamo dai componenti. In ambito termodinamico distingueremo i componenti detti macchine a seconda della loro natura. Avremo macchine dinamiche e volumetriche, operatrici e motrici. Noi considereremo macchine dinamiche ovvero che producono lavoro d'elica e che saranno motrici qualora forniranno lavoro e operatrici qualora assorbiranno lavoro.

Le macchine dinamiche motrici sono : $\begin{cases} \text{TURBINE A VAPORE} \\ \text{TURBINE A GAS} \end{cases}$

POMPE

Le macchine dinamiche operatrici sono : $\{$

COMPRESSORI

Nella maggioranza dei casi, o meglio sempre, considereremo le macchine in questione adiabatiche, ovvero la potenza termica trasferita sarà molto minore della potenza meccanica. Ovvero $Q \ll L$, questo accade perché $Q = U A \Delta T$ si ha che anche se il coibendamento non sia tale da garantire $\Delta T = 0$ resta il fatto che l'area della macchina è molto piccola come ordine di grandezza rispetto alla potenza meccanica L . Pertanto in queste macchine si trascurerà Q ed inoltre verranno trascurati i termini cinetici e potenziali.

Pertanto le equazioni di bilancio di prima e seconda legge divengono le seguenti:

$$\boxed{-\frac{L}{m} = \Delta h} \quad \boxed{-\frac{S_{gen}}{m} = \Delta s} \quad \boxed{-\frac{L}{m} = -\int_1^2 v dp - r}$$

Abbiamo infine gli scambiatori di calore e la valvola di laminazione che sono componenti appartenenti a categorie separate e che analizzeremo in seguito.

Iniziamo ora dalle turbine.

TURBINA A VAPORE:

La turbina a vapore funziona con un fluido che si trova nei pressi della regione bifasica vapore surriscaldato a titolo elevato o vapore surriscaldato completamente vaporizzato.

Per questo motivo, la turbina è detta a vapore.

Le turbine sono macchine motrici che pertanto grazie all'espansione di un fluido che avviene all'interno della turbina, si ottiene Potenza meccanica in uscita indicata con L .

• I COMPONENTI

Nell'analisi precedente abbiamo trattato i sistemi termodinamici come "scatole", analizzandone solo in base a I e II legge.

In realtà per realizzare una determinata funzione, una macchina ha bisogno di più componenti legati tra loro.

Raggiungiamo un livello di astrazione poco minore e studiamo tali componenti. Poco minore perché in ogni caso i componenti saranno ancora visti come "scatole", con l'approccio del V.C. mentre se si volesse raggiungere precisione maggiore occorrerebbe una analisi fluidodinamica di ciò che succede dentro i componenti.

Distinguiamo quindi:

1) Elementi meccanici di base per il trasporto di fluidi e collegamento di componenti di un impianto (i condotti, i fili, che collegano i vari componenti). Spesso sono scorrevolmente analizzati perché li si ipotizza privi di perdite di carico (attriti), tuttavia se "Termodinamica per Ingegneri" c'è una breve parentesi.

2) Macchine per il trasferimento di energia meccanica di elica ditta:

MACCHINE DINAMICHE

MOTRICI

Trasferiscono energia all'ambiente (c'è un asse nel V.C.)

- TURBINA
 - ↳ a vapore (se lavora con vapori surriscaldati o vapori saturi)
 - ↳ a gas (gas ideali)

OPERATRICI

Ricevono potenza meccanica dall'esterno.

- COMPRESSORI (lavorano con gas o vapori surriscaldati)
- POMPE (con liquidi sottoraffreddati)

Perché si esiste la zona dei vapori saturi?

Essono pressori liquidi, quindi hanno variazione discontinua di volume (più massa concentrata) che può danneggiare le componenti rotative delle macchine.

Quindi si preferiscono regimi monofase.

3) Apparecchiature per il trasferimento di energia termica.

SCAMBIATORI DI CALORE



SCAMBIATORI A MISCELE

SCAMB. A SUPERFICIE

SCAMBIATORI A SET

1) fluidi vengono a contatto grazie a miscelatori edietrici
In genere uno caldo e uno freddo.

C'è l'interposizione di una superficie tra fluido caldo e freddo.

Lo scambio avviene tramite un SET.
• Coldato dove il SET è la fiamma, il bruciatore

4) Dispositivi per la riduzione della pressione.

• VALVOLE DI LAMINAZIONE

C'è un setto, una parete mobile

• I POTESI (praticamente quello che fanno)

- Regime stazionario

- Flusso monodimensionale

- Per le macchine dinamiche: $\dot{q} \ll \dot{L} \Rightarrow \dot{q} \approx 0$

La potenza scambiata sotto forma di calore è trascurabile rispetto alla grande potenza meccanica \dot{L}

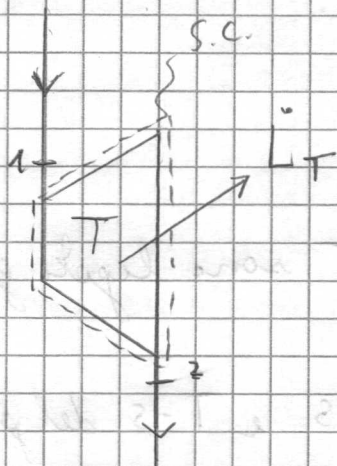
- Trascurabili i termini cinetici e potenziali

$$m \rho \Delta z \ll \dot{L} \quad e \quad m \frac{\Delta V^2}{2} \ll \dot{L} \Rightarrow \approx 0$$

Le sezioni di ingresso e uscita non vi è variazione di quota
• è trascurabile

• TURBINA

Nella turbina avviene l'espansione di un vapore quindi nei pressi della regione bifasica (per turbine a vapore)



È rappresentata così e la sezione di uscita è sempre più grande (2) perché il gas deve espandersi,

Definendo la superficie di controllo si possono ricercare le leggi che la descrivono (tenuto conto delle ipotesi energetiche)

$$I) \quad \dot{m} h_1 = \dot{m} h_2 + \dot{L}_T \Rightarrow \boxed{\dot{L}_T = \dot{m} (h_1 - h_2)}$$

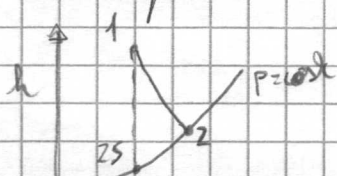
Si vede che nelle ipotesi fatte ~~IL~~ LA POTENZA GENERATA È PROPORZIONALE AL SALTO ENTALPICO (a \dot{m} costante)

$$II) \quad \dot{m} S_1 + \dot{S}_{GEN,T} = \dot{m} S_2 \Rightarrow \boxed{\dot{S}_{GEN,T} = \dot{m} (S_2 - S_1)}$$

L'entropia generata dipende solo dalla differenza di entropia tra uscita e ingresso (se isentropica $S_1 = S_2 \rightarrow \dot{S}_{GEN} = 0$)

Si vede poi che nella II legge sono compresi i flussi entropici a causa delle pareti ed elettriche.

Dal diagramma $h-s$ si nota che però il salto entalpico è tanto minore quanto maggiore è il ΔS .



Si vede a sinistra che neppure $\Delta S = 0$ (isentropica ideale) $h_1 - h_{2s} > h_1 - h_2$

Allora confrontiamo il lavoro ideale con quello reale

$$\eta_{S,T} = \frac{\dot{L}_T}{\dot{L}_{ID,T}} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}(h_1 - h_{2s})} \Rightarrow \eta_{S,T} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}}$$

RENDIMENTO
ISOENTROPICO
TURBINA
A VAPORE

ideale

• CASO TURBINA A GAS

Nel caso di turbine a gas h e T sono legati grazie al calore specifico: $\Delta h = c_p \Delta T$.

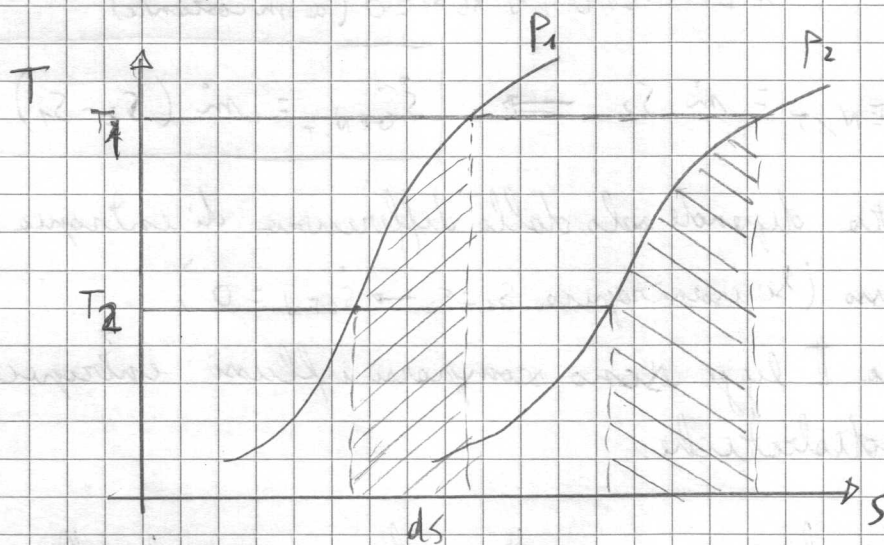
Questo comporta anche che il grafico $h-s$ e $T-s$ del gas coincidono, c'è solo un fattore di scala pari a c_p (calore specifico)

Il rendimento quindi è:

$$\eta_{S,TG} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} = \frac{c_p (T_1 - T_2)}{c_p (T_1 - T_{2s})} = \frac{(T_1 - T_2)}{(T_1 - T_{2s})}$$

RENDIM.
ISOENTROPICO
TURBINA A
GAS

Prendiamo quindi il grafico $T-s$ e evidenziamo le due isobare, quella della pressione a monte (P_1) e a valle (P_2)



Da GIBBS Per i gas ideali si sa che

$$dS = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P} \xrightarrow{\text{isoleore}} \left. \frac{\partial T}{\partial S} \right|_{P=\text{cost}} = \frac{T}{C_p}$$

Quindi a parità di T le isoleore hanno tutte la stessa pendenza (nei gas ideali e supponendo C_p costante con la T)

$$\left[\begin{array}{l} \text{Faccendo la stessa analisi a } V = \text{costante risulta } \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_V = \frac{1}{C_v} \text{ Per le isoleore} \\ \text{Essendo } C_p > C_v \text{ significa che le isoleore hanno pendenza maggiore.} \end{array} \right]$$

Se hanno la stessa pendenza significa che tutte le isoleore possono essere ottenute per trasformazione reversibile (nel piano $T/h-S$)

Così comporta ciò?

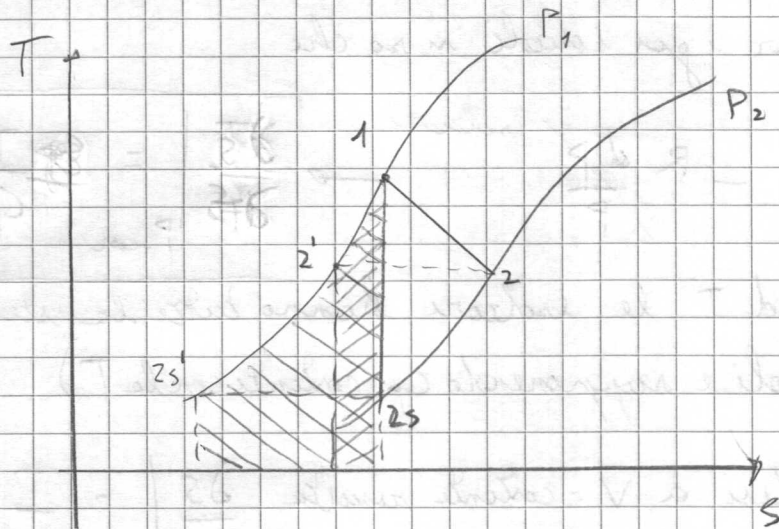
Dalla II di GIBBS $\rightarrow dh = T ds$

$$\Delta h = \left| \int_{T_1}^{T_2} T ds \right| = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT = C_p (T_1 - T_2) \quad \left(= \frac{L}{m} \right)$$

lungo le isoleore

Quindi l'area sottesa ad un tratto di isoleore è pari alla variazione di entalpia che per la proprietà prima citata è invariante con la pressione (dal grafico di prima l'area $///$ è uguale all'area $\\$) fissate le temperature estreme.

Anche nelle turbine a GAS il lavoro utile diminuisce con la generazione entropica. Vediamo che assimilando al lavoro ed ore, l'area della asintropica è molto più grande!



/// potenza reale
 x/// potenza ideale

Infatti avendo delineato con 1-2 la trasform. real e 1-2s quella ideale isentropica, sono stati ricercati i punti 2' e 2s' per trovare la temperatura T_2^* e calcolare il lavoro come prima. Si vede che l'area x/// è più piccola delle ///.

APPROFONDIM.

- Se (come di solito è) conosciamo temperatura a monte e pressione a valle, possiamo calcolare la T_{2s} reale con la teoria studiata quando si è introdotta la polidropica:

$$\left[\frac{T}{P^\epsilon} = \text{cost} \right]$$
 Ovviamente in funzione del rendimento la P (e quindi la T_{2s} reale) può cambiare.

Chiamando $\frac{P_1}{P_2} = \beta$ Rapporto di espansione (se $P_1 > P_2$)
 Rapporto di compressione (se $P_1 < P_2$)

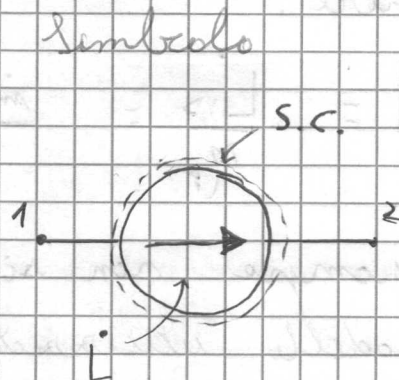
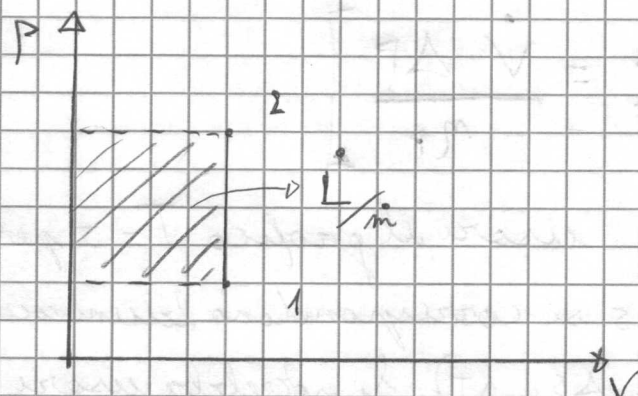
* $\left[T_{2s} = \frac{T_1}{\beta^\epsilon} \right]$ Quindi T_2 è funzione di β ! In particolare è tanto minore quanto maggiore è β (se T_1 è minore c'è ΔT più grande \rightarrow * LAVORO)

Sostituendo nelle $\dot{L}/\dot{m} = c_p \eta_{TG} (T_1 - T_{2s})$ si ha che

$$\left[\frac{\dot{L}}{\dot{m} c_p T} \right] = \eta_{TG} \left(1 - \frac{1}{\beta^\epsilon} \right)$$
 Vediamo che la potenza aumenta se aumenta il rapporto di compressione!

POMPA

Incominciamo ad analizzare macchine ^{operatrici} ~~motori~~. Viene usata per ~~es~~ innalzare la pressione di un liquido ($V = \text{cost}$, gas incompressibile)



In questo caso è l'ambiente che eroga potenza.

$$\left| \frac{L}{m} \right| = \Delta h = \underbrace{c(\Delta T)} + v(\Delta p)$$

Termine legato alla generazione di entropia (aumento della T per attriti interni)

Infatti sappiamo che:

$$\dot{S}_{GEN} / m = c \left(\ln \frac{T_2}{T_1} \right)$$

Se trasformaz. ^{internum} reversibile/ideale

$\dot{S}_{GEN} = 0 \rightarrow T_1 = T_2$ quindi sopra si annulla il termine $c\Delta T$

In ogni caso la T_2 sarà maggiore di T_1 perché $\dot{S}_{GEN} \geq 0$

Dall'equazione dell'energia meccanica

$$L/m = v(\Delta p) + r$$

(che è la stessa di sopra perché r include tutte le perdite di carico anche quelle dovute a $c\Delta T$. Quindi r è la ^{perduta} ~~perduta~~ ^{di potenza} ~~di potenza~~)

E se non è reversibile?

Si può introdurre come al solito il parametro rendimento isentropico della macchina.

Quattro si vuole utilizzare meno lavoro possibile quindi si fa al confronto tra la potenza ideale e quella reale. Per questo si pone $0 \leq \eta < 1$

$$\left[\eta_r = \frac{L_{ID}}{L} = \frac{V \Delta P}{V \Delta P + C \Delta T} = \frac{1}{1 + \frac{C \Delta T}{V \Delta P}} \right] \begin{array}{l} \text{RENDIMENTO} \\ \text{ISENTROPICO} \\ \text{DELLA POMPA} \end{array}$$

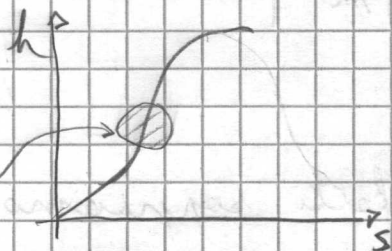
Quindi se ho il rendimento e voglio la potenza (non unitaria) da fornire:

$$\left[|\dot{L}| = \frac{L_{ID}}{\eta_p} = \frac{\dot{m} V \Delta P}{\eta_p} = \frac{\dot{V} \Delta P}{\eta_p} \right]$$

Per le pompe non si può usare il grafico $T-s$ perché per il modello utilizzato T e s si corrispondono biunivocamente (c'è solo un C che specifica che lega Δs e ΔT). Si potrebbe usare il grafico $h-s$ ma c'è il problema che le isobore si addensano presso il liquido, quindi verso la curva limite inferiore, quindi c'è un problema di scala (non si vede niente praticamente).

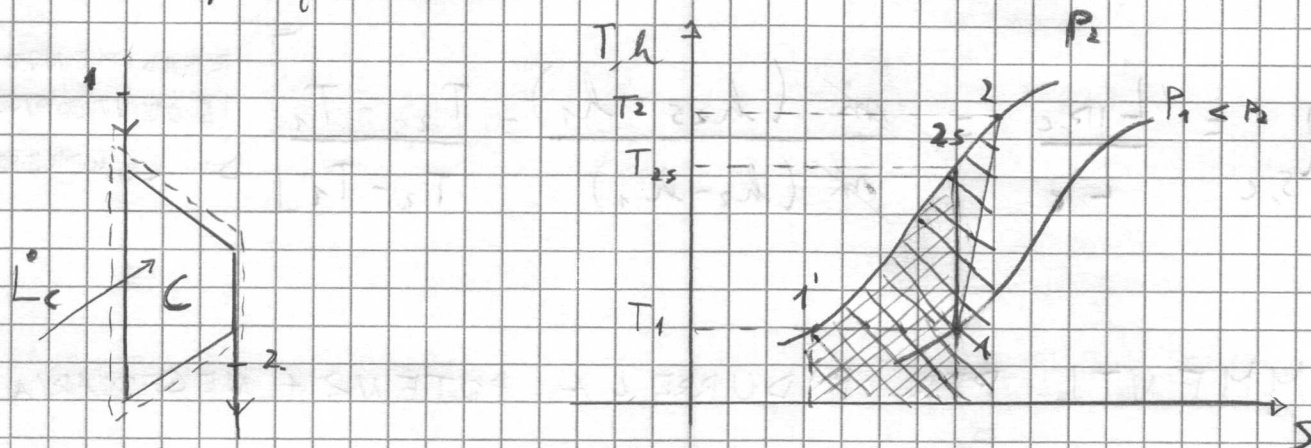
- Quindi il diagramma $h-s$ non è utile per le pompe!

O dovremmo zoomare questo punto



• COMPRESSORE

Esso lavora sempre su GAS \rightarrow modello gas ideali e calori specifici costanti.



Qui la potenza deve essere fornita dall'ambiente.

Ora vediamo che $h_2 - h_1 > h_{2s} - h_1$ quindi nelle trasformazioni reali occorrono più lavoro. Infatti vedendolo come area l'area $///$ è più grande dell'area $///$. (lavori specifici ideali)
Vediamo le leggi esotiche.

$$I) \dot{m} h_1 + \dot{L}_c = \dot{m} h_2 \Rightarrow \boxed{\frac{\dot{L}_c}{\dot{m}} = (h_2 - h_1)}$$

$$II) \dot{m} s_1 + \dot{S}_{GEN,C} = \dot{m} s_2 \Rightarrow \boxed{\dot{S}_{GEN,C} = \dot{m} (s_2 - s_1) = \dot{m} \Delta s}$$

non deve essere
mai troppo

$$\frac{\dot{S}_{GEN}}{\dot{m}} = C_p \left(\ln \frac{T_{2s}}{T_1} \right) - R \left(\ln \frac{P_{2s}}{P_1} \right)$$

Se si vuole ottenere $\dot{S}_{GEN} = 0$ (Sopra h_2 diventa h_{2s}) abbiamo la legge della trovata "ai tempi" delle politropiche:

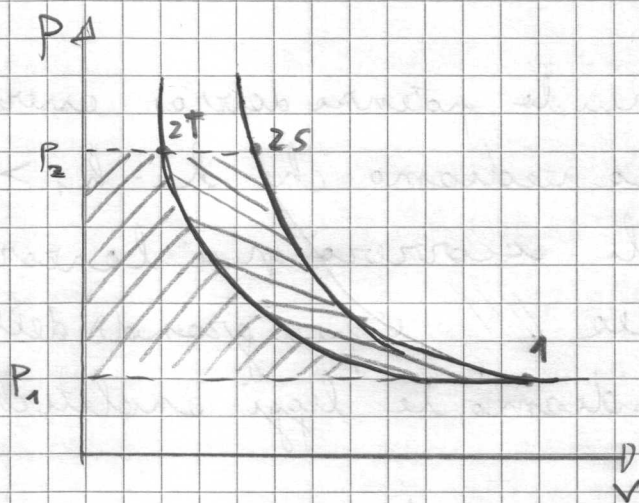
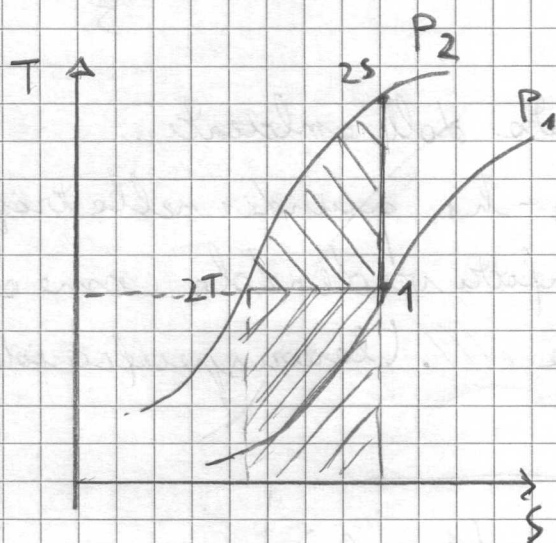
$[T_{2s} = T_1 \beta^{\epsilon}]$ dove β è sempre il rapporto di compressione e permette di trovare la T_{2s} per una compressione adiabatica reversibile. Grazie a questo conoscendo T_1 e T_{2s} si può calcolare il lavoro isentropico $\frac{\dot{L}_{ID}}{\dot{m}} = c_p \Delta T = c_p (T_{2s} - T_1)$

Si può studiare anche qui il rendimento di modo che noto il lavoro ideale e il rendimento si può calcolare quello reale.

$$\eta_{s,c} = \frac{\dot{L}_{ID,c}}{\dot{L}_c} = \frac{\dot{m} (h_{2s} - h_1)}{\dot{m} (h_2 - h_1)} = \frac{T_{2s} - T_1}{T_2 - T_1}$$

RENDIMENTO ISENTROPICO DI COMPRESSIONE

• COMMENTI PER RIDURRE LA POTENZA NECESSARIA



PIANO T-s

Notiamo che nel compressore converrebbe comprimere isotermicamente, infatti l'area $////$ è più piccola anche dell'area $///$ della isentropica (pagi precedenti) infatti si risparmia, così facendo, l'area $\\$ quindi potenza.

PIANO P-v

Anche nel piano P-v notiamo lo stesso:

La compressione ideale isoterma è descritta da una iperbole equilatera per la legge dei gas: $[Pv = \frac{RT}{\text{cost}} = \text{cost}]$. Trasformazione 1-2T

Invece per la trasformazione ideale adiabatica sappiamo che $Pv^K = \text{cost}$ e essendo $K > 1$ l'iperbole è spostata verso destra. Trasformazione 1-2s

Sapremo che il lavoro del fluido era:

$$-\int_1^2 p dV \quad (\text{viene negativo perch  lo dobbiamo fornire})$$

Quindi si vede che l'area $////$   minore dell'area $//// + \backslash\backslash\backslash$.

Questo perch  nel gas ideale $u = u(T)$ quindi se T costante ~~anche~~ non viene introdotta l'energia interna e anche $h = h(T)$.

• Tutto bello, ma   praticabile?

Bilancio di I legge sistemi aperti:

$$\dot{Q} - \dot{L} = \dot{m} \Delta h \quad \text{perch  } h(T) = \text{cost per}$$

$$[\dot{Q} = \dot{L}]$$

Perch  comprare \dot{Q} ?

Perch  se voglio che la T rimanga costante devo continuamente sottrarre potenza termica al fluido, se compressi adiabaticamente la T crescerebbe

Per il risultato sopra dovremmo sottrarre una quantit  pari al lavoro da fornire

Tuttavia   molto difficile istante per istante comprimere e prelevare calore (punto per punto). Inoltre va contro il principio delle macchine dinamiche che scambiano per lo pi  potenza meccanica! (Altrimenti servirebbero ^{superfici di scambio ideali}).

Allora si ricorre a una compressione in pochi stadi

Nel senso che non   possibile recuperare tutto l'area $////$ ma facendo delle interrefrigerazioni tendiamo a quel comportamento

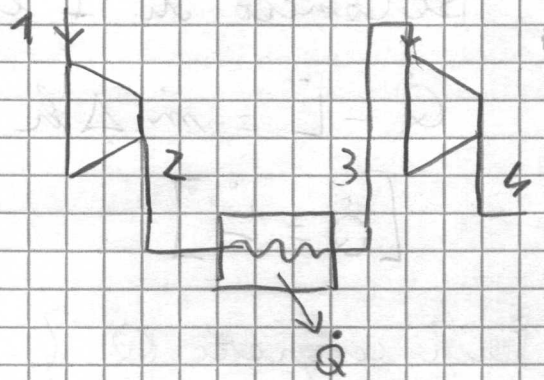
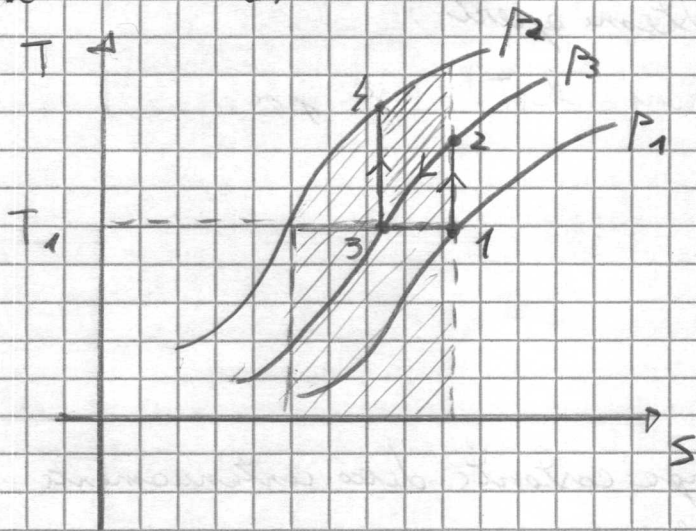
Quindi proccomente:

Comprimiamo (a una temperatura pressione cost.) - raffreddiamo -
Comprimiamo - raffreddiamo - ecc. : n volte.

Orizzontalmente più volte lo facciamo più viene a costare perché occorrono più scambiatori e più compressori.

• Esempio con una P_3 intermedia:

In questo caso occorrono 2 ^{compressori} ~~scombinatori~~ (da p_1 a p_3 e da p_3 a p_2) e uno scombinateore.



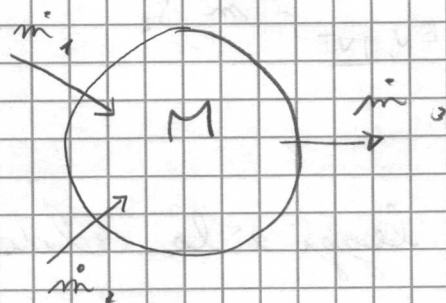
Si vede che prominently che respermio l'ore in verde.

Ho compresso da 1 a 2 per avere p_3 , raffreddo isobaricamente fino a 3^(Ti) e recomprimo fino a 4 raggiungendo la voluta pressione p_3 . Ho usato una potenza pari all'orbe zone W_{III} .

• SCAMBIATORI

• MISCELATORE (o mescolatore adiabatico)

Correnti di fluido con differente contenuto di energia si mescolano perché all'uscita si ottenga una portata nello stato termodinamico desiderato.



$$\dot{m}_3 = \dot{m}_1 + \dot{m}_2$$

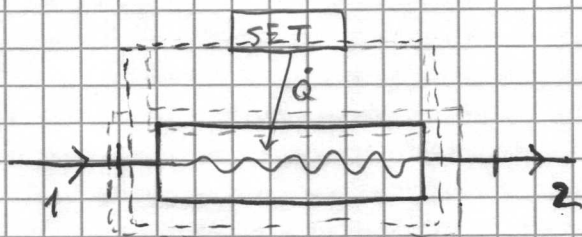
$$I) \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_3 h_3$$

$$II) \dot{m}_1 S_1 + \dot{m}_2 S_2 + \dot{S}_{GEN, \mu} = \dot{m}_3 S_3$$

\dot{S}_{GEN} è dovuta sia all'interazione termica che a fenomeni viscosi.

• SCAMBIATORI A SET

Trasferiscono potenza termica tra una superficie solida ed una corrente fluida (prodotti della combustione, fiamme) al fine di controllare la temperatura delle prime.



Serpentina

$$I) \dot{m} h_1 + \dot{Q} = \dot{m} h_2 \Rightarrow \boxed{\dot{Q} = \dot{m} (h_2 - h_1)}$$

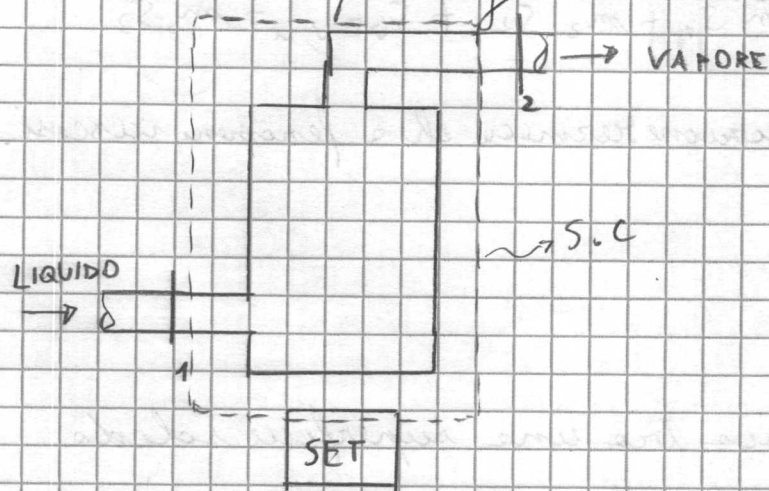
$$II) \dot{m} S_1 + \frac{\dot{Q}}{T_{SET}} + \underbrace{\dot{S}_{GEN, G}}_{\text{GLOBALE}} = \dot{m} S_2 \quad \text{Per S.C.}$$

Se non si vuole considerare la generazione entropica globale dobbiamo considerare due superfici di controllo diverse

Per S.C.
$$\frac{\dot{Q}}{T_{SET}} + \dot{S}_{GEN, EST} = \int_1^2 \frac{\delta \dot{Q}}{T}$$

Per S.C.
$$\dot{m} S_1 + \int_1^2 \frac{\delta \dot{Q}}{T} + \dot{S}_{GEN, INT} = \dot{m} S_2$$

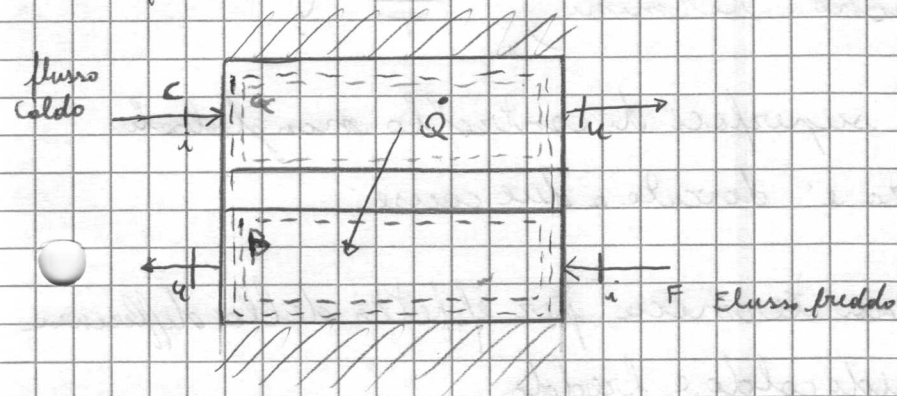
Altro esempio regolato dalle stesse leggi e' le caldaie



• SCAMBIATORE A SUPERFICIE

- Si ottiene quando per vari motivi (inquinamento, solubilità, pericoli di esplosione) i due fluidi sono immiscibili!

Vedremo un caso generale anche se nella pratica si ottengono diverse disposizioni (i due fluidi in tubi coassiali, un fluido in tanti tubi e un altro che "colpisce" tutti questi).



Tutto il sistema è adiabatico rispetto all'esterno.

Consideriamo uno scambiatore controcorrente (ovverossia) perché più efficiente.

- Superficie di controllo - - - -

$$\text{I)} \left[\dot{m}_c \underset{\substack{\uparrow \\ \text{ingresso}}}{h_{i,c}} + \dot{m}_f h_{i,f} = \dot{m}_c h_{u,c} + \dot{m}_f h_{u,f} \right]$$

$$\text{II)} \left[\dot{m}_c S_{i,c} + \dot{m}_f S_{i,f} + \underset{\substack{\uparrow \\ \text{globale}}}{\dot{S}_{\text{GEN},G}} = \dot{m}_c S_{u,c} + \dot{m}_f S_{u,f} \right]$$

- Superficie di controllo α - - - - -

$$\text{I)} \dot{m}_c h_{i,c} = \dot{m}_c h_{u,c} + \dot{Q}$$

$$\text{II)} \dot{m}_c S_{i,c} + \dot{S}_{\text{GEN},\text{INT}\alpha} = \dot{m}_c S_{u,c} + \int_i^u \frac{\dot{S}Q}{T}$$

• Superficie di controllo - - - - -

$$\text{II) } \dot{m}_i s_{i,F} + \dot{S}_{GEN,INTB} + \int_i^u \frac{\delta \dot{Q}}{T} = \dot{m}_u s_{u,F}$$

$$\text{I) } \dot{m}_F h_{i,F} + \dot{Q} = \dot{m}_F h_{u,F}$$

• Tutto chiaro, ma cosa sono i termini $\int_i^u \frac{\delta \dot{Q}}{T}$?

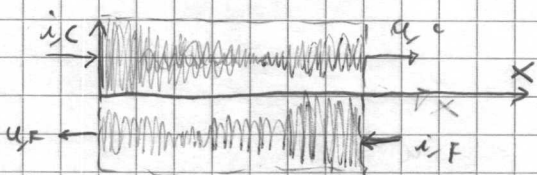
Essi sono usciti solo nelle superfici di controllo analizzate.

Infatti l'entropia generata è dovuta a due cause:

- Trasferimento di potenza termica per effetto della differenza di temperatura tra fluido caldo e freddo
- Gli attriti o le condotte che si manifestano con la riduzione di pressione.

Il secondo rimane più ambito della meccanica dei fluidi ma lo trascureremo considerando quindi il fluido isolato.

Per isolare separatamente i contributi (a noi interessa il primo) si analizza l'equazione di bilancio entropico per un V.C. che ha all'esterno l'altro fluido ovvero delimitato proprio dal setto che divide i due fluidi (la parete). La temperatura della superficie di controllo interviene al trasferimento di potenza termica non è costante!



Volendo indicare con l'asse x la parete di divisione orientata in quel modo è col colore rosso il caldo e col verde il freddo.

Ovvero infatti che il fluido caldo varia ogni sezione temperatura perché si raffredda grazie al fluido freddo, quindi varia la potenza termica trasferita ad ogni sezione! Perché $T_c(x)$ è in pieno colore decrescente con x

Decorso simile ma ~~opposto~~ reale per il fluido freddo che ha $T_F(x)$ sempre decrescente con x (il lato caldo è sempre più "a sinistra". Perciò occorre l'integrale!

Per il V.C. β : $\int_i^u \frac{\delta \dot{Q}}{T_c}$ è l'integrale da calcolare. Potremmo dire $\dot{Q}(x)$ perché varia T lungo x . Se scometto cambia efficienza

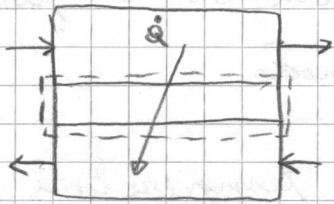
$$\int_i^u \frac{\delta \dot{Q}}{T_c} = \int_i^u -\dot{m}_c c_p \frac{dT_c}{T_c} = -\dot{m}_c c_p \int_i^u \frac{1}{T_c} dT_c = -\dot{m}_c c_p \ln \frac{T_{cu}}{T_{ci}}$$

Se leggiamo T di ingresso e uscita del fluido caldo sappiamo la potenza scambiata e meglio il flusso entropico.

(Il - viene perché $T_{cu} < T_{ci}$)

Lo stesso si fa per il V.C. α .

• E se prendo il V.C. così?



$$\text{II)} \int_i^u \frac{\delta \dot{Q}}{T_c} + \dot{S}_{\text{GEN, EST}} = \int_i^u \frac{\delta \dot{Q}}{T_F}$$

↓
riduzione
la generazione entropica esterna

• EFFICIENZA NEGLI SCAMBIATORI

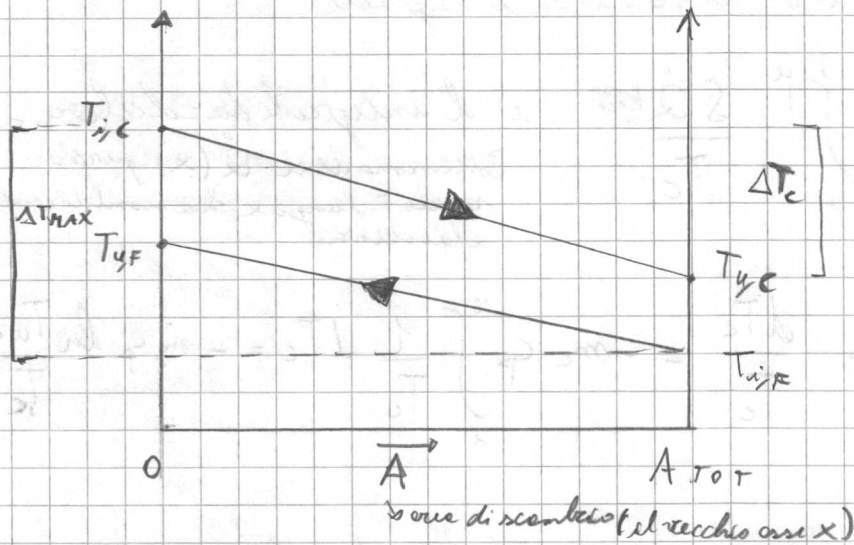
Secondo il nostro ragionamento, tutta la potenza termica emessa dal corpo caldo, viene trasferita al corpo freddo. Nella realtà non è così, allora si definisce

EFFICIENZA

$$\varepsilon = \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_{ID}}$$

Rapporto tra potenza reale e potenza ideale (di riferimento) ridotta per uno scambiatore infinitamente lungo

Volevamo fare un grafico più rigoroso del raffreddamento di un fluido e del riscaldamento dell'altro:



Si vede chiaramente che il fluido freddo entra alla temperatura di ingresso $T_{i,F}$ e esce alla T più calda $T_{u,F}$. Il fluido caldo segue lo stesso. Le massime differenze di T si sono indicate con ΔT_{max} (Non è detto siano rette)

• Introduciamo la Capacità Termica:

$C = \dot{m} c$ ^{calore specifico} per il fluido caldo $C_c = \dot{m}_c c_c$

Se supponiamo che la portata dei due fluidi sia uguale $\dot{m}_c = \dot{m}_h$ e che le capacità termiche siano uguali il grafico si semplifica come sopra! L'andamento $T(A)$ è dato da rette che sono parallele perché i due fluidi ^{si} scambiano calore in egual modo

Si nota che per lunghezze di A infinite le temperature $T_{i,c}$ con $T_{u,h}$ e $T_{u,c}$ con $T_{i,h}$ tendono a confondersi, diventano uguali! per $A \rightarrow \infty \quad \Delta T \rightarrow 0 \Rightarrow T_{u,c} = T_{i,h}; T_{u,h} = T_{i,c}$

Se ho $\Delta T = 0 \Rightarrow C = \frac{\Delta Q}{\Delta T} \rightarrow \infty$ la capacità termica infinita la temperatura sale di poco ^{per assorbendo calore} o viceversa

Ora vediamo a cosa si rivesta questa introduzione:

$$\left[\varepsilon = \frac{C_c \Delta T_c}{C_c (T_{i,c} - T_{i,h})} \right] = \frac{\Delta T_c}{\Delta T_{max}}$$

Siccome $C_c = C_h$ sarebbe stato invariante collocare invece delle potenze trasferite al numeratore del fluido caldo, quella assorbita dal fluido freddo

• E se $C_c \neq C_F$?

Si generalizza la formula:

$$\left[\varepsilon = \frac{C_{\min} \Delta T}{C_{\min} \Delta T_{\max}} \right]$$

Si mette C_{\min} ossia C minore, quindi nella formula inseriamo al denominatore il minore dei due (per riferimento)

• E perché c'è anche al numeratore?

• Il calore scambiato può riferirsi:

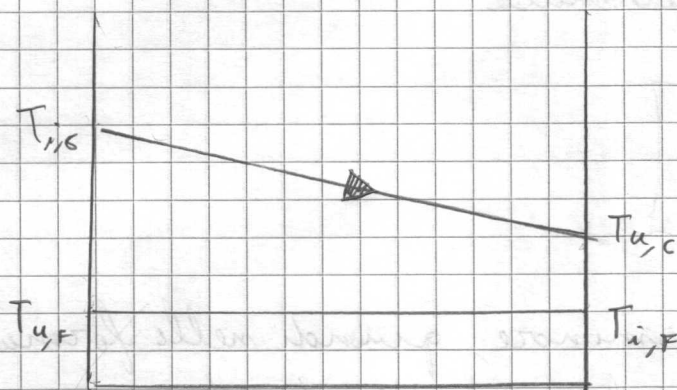
• Alla sorgente calda $\Delta Q = C_c \Delta T_c$

• Alla sorgente fredda $C_F \Delta T_F$

Noi inseriremo quello che semplifica la frazione quindi proprio il C_{\min} (tra i due)

Quando grazie all'efficienza (data dal produttore) posso trovare la potenza reale, calcolando, leggendo facilmente quella ideale essendo lo ΔT_{\max} dei due flussi noto.

• CONDIZIONE PIU' FREQUENTE



Il verso del fluido
è T costante non
è messo perché non
contiene nulla! sia se
è controcorrente o no.
Si specchia solo il diagramma

Viene utilizzato un fluido in passaggio di fase:

Come è riportato nel fluido in passaggio di fase $p(T)$ e viceversa
 $T(p)$, occorre una proprietà per descrivere lo stato termodinamico, quando
se non vi sono perdite di carico nelle condotte ($p = \text{cost}$) come è di frequente
(idealmente) anche $T = \text{cost}$!

Se il fluido ^{bolle} è in evaporazione \rightarrow EVAPORATORE (con valvole chiuse lo scambiatore)
// è in condensazione \rightarrow CONDENSATORE (il fluido liquefa)

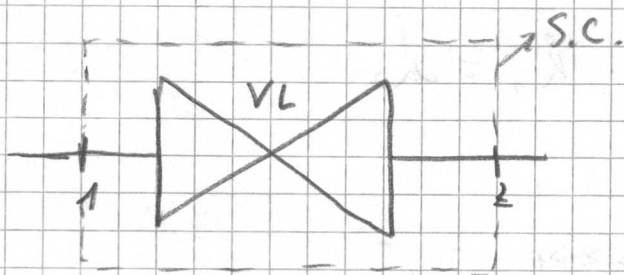
Il caso sopra è di evaporatore perché il fluido freddo prende
calore senza aumentare T quindi sta evaporando.

Vantaggi?

Il fluido in passaggio di fase ha $\Delta T = 0 \rightarrow C \rightarrow \infty$

Riesce a prendere continuamente calore senza perdere o per
lo meno con buona efficienza (ha capacità termica infinita quindi
non si satura). Inoltre è più facile da gestire analiticamente per
la dinamica nella progettazione.

• VALVOLA DI LAMINAZIONE



Permette la variazione di pressione di una sostanza pura (aprendo e chiudendo una sezione di passaggio)

Esso non permette né scambi di calore né di energia meccanica (adiabatico e pareti rigide e lisce)

$$\text{I) } \dot{m} h_1 = \dot{m} h_2 \longrightarrow h_1 = h_2$$

$$\text{II) } \dot{m} s_1 + \dot{S}_{\text{GEN,VL}} = \dot{m} s_2 \Rightarrow \left[\dot{S}_{\text{GEN,VL}} = \dot{m} (s_2 - s_1) \right]$$

• Allora che scopo ha?

Ha una perdita di carico reale, quindi ci sarà una diminuzione di pressione. Tuttavia non dà contributi energetici ma aumenta l'entropia (il massimo del danno, non dà niente e si prende tanto del fluido).

• Ha il vantaggio di diminuire la pressione in modo semplice e molto economico

• $h_1 = h_2$ Allora è isentalpica?

NO! Non è una trasformazione quasistatica 1-2!

Il fluido non passa da 1 a 2 attraversando tutti gli stati intermedi ezi, tra 1 e 2 dove vi è la brusca variazione di sezione l'entropia varia, vi sono accelerazioni e decelerazioni di fluido, non si capisce niente! Solo che a 1 e a 2 l'entropia è la stessa. Non avendo successione di transf. infinitesime.

Ricapitolando:

$$P_1 \neq P_2 \quad S_2 > S_1 \quad h_1 = h_2$$

per GIBBS $P_2 < P_1$

$$\Delta S = \frac{\Delta h}{T} + v \Delta P \quad \text{per avere } \Delta S > 0 \quad \Delta P < 0 \rightarrow P_2 < P_1$$

• E cosa succede alla Temperatura? Dipende dal modello assunto per descrivere il fluido.

a) GAS ideale

$$[T_1 = T_2] \quad \text{perché} \quad \Delta h = c_p \Delta T \rightarrow \Delta T = 0$$

b) Liquido sottoraffreddato (incompressibile)

$$\frac{S_{GEN}}{m} = \Delta S = c \ln \frac{T_2}{T_1} > 0 \rightarrow [T_2 > T_1]$$

$\Delta S \text{ sicuro} > 0$ allora $\Delta T > 0$

c) Vapore saturo: la T è funzione della pressione, e aumenta la pressione aumenta anche la Temperatura

d) Se i modelli precedenti non sono adeguate? Vico empirico

Si fissano i valori di T e P a monte e si cambia posizione delle valvole variando i dati a valle di conseguenza.

L'entalpia però è costante per ogni esperimento!

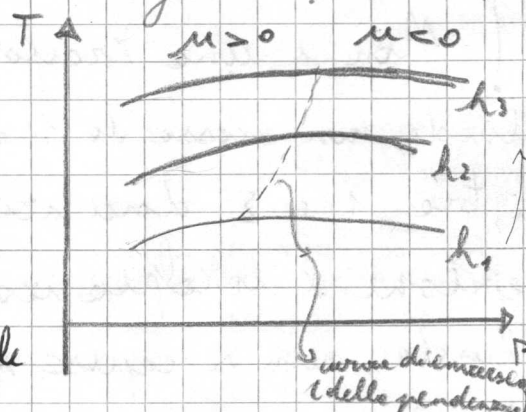
Allora ci saranno delle curve di livello a entalpia uguale

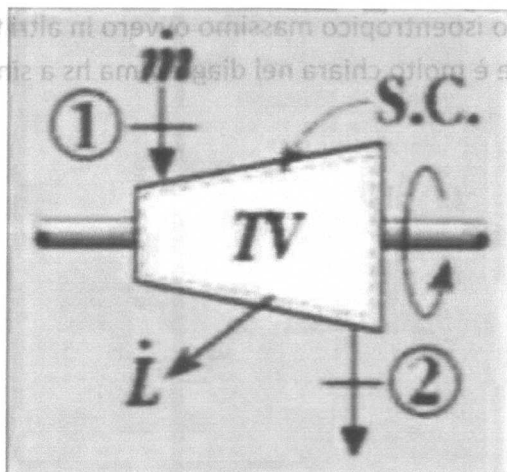
La pendenza delle curve è

$$\mu = \left. \frac{\partial T}{\partial P} \right|_h$$

COEFFICIENTE DI
JOULE-THOMPSON

Se P deve sempre diminuire perché se $\mu < 0$
la T deve aumentare (andiamo verso sinistra)
Se $\mu > 0$ la T deve diminuire





L'espansione in turbina avviene con produzione entropica nel caso reale, anche se ai fini dei nostri studi considereremo anche il caso isoentropico.

Effettuiamo un bilancio di prima e di seconda legge sulla turbina:

Trasformazione reale

$$\begin{aligned} 1) \quad \dot{m} h_1 &= L + \dot{m} h_2 & \dot{m} h_1 &= L_s + \dot{m} h_{2s} \\ 2) \quad \dot{m} s_1 + S_{gen} &= \dot{m} s_2 & \dot{m} s_1 + S_{s,gen} &= \dot{m} s_{2s} \end{aligned}$$

Trasformazione isoentropica

Possiamo definire ora il lavoro nei due casi:

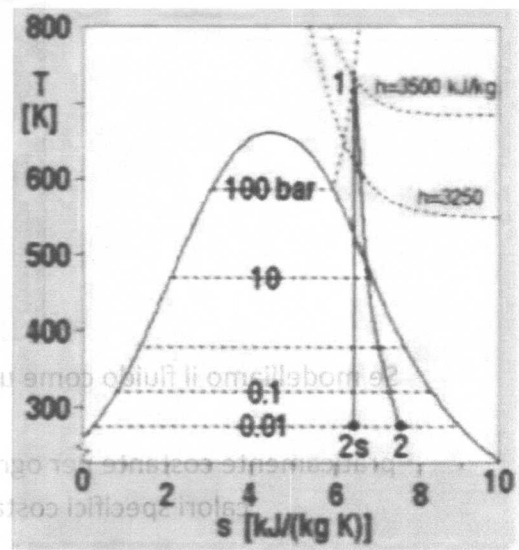
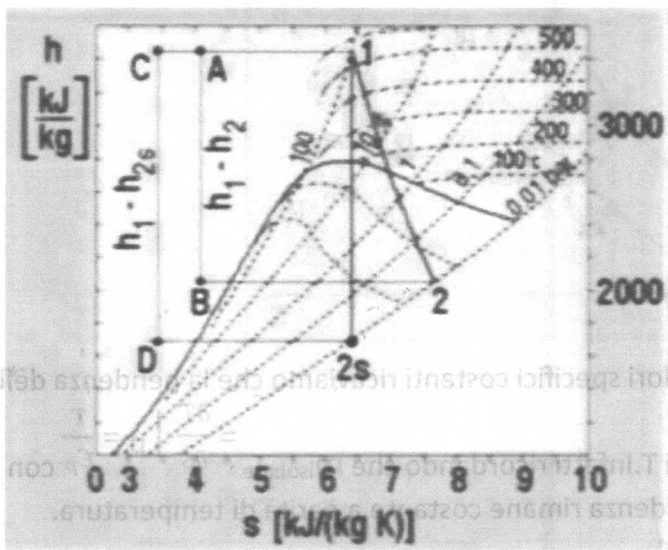
$$L = \dot{m} (h_1 - h_2)$$

$$L = \dot{m} (h_1 - h_{2s})$$

Il rapporto tra il lavoro ottenuto in caso di espansione reale e quella isoentropica viene detto rendimento isoentropico della turbina e si indica come segue:

$$0 < \eta_{s,T} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}(h_1 - h_{2s})} < 1$$

A questo punto analizziamo il comportamento dell'espansione che avviene nella turbina nei vari piani termodinamici:



E' importante osservare che nel caso di trasformazione reale al crescere del ds diminuisce il salto entalpico e di conseguenza la potenza meccanica L fornita. In caso di entropia generata (o ds) nullo

TURBINA A GAS:

essere fatto coincidere.

praticamente costante per ogni valore di T. Infatti ricordando che $m_{\text{isobare}} = \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_p = \frac{T}{C_p}$ con l'ipotesi di calori specifici costanti la pendenza rimane costante a parità di temperatura.

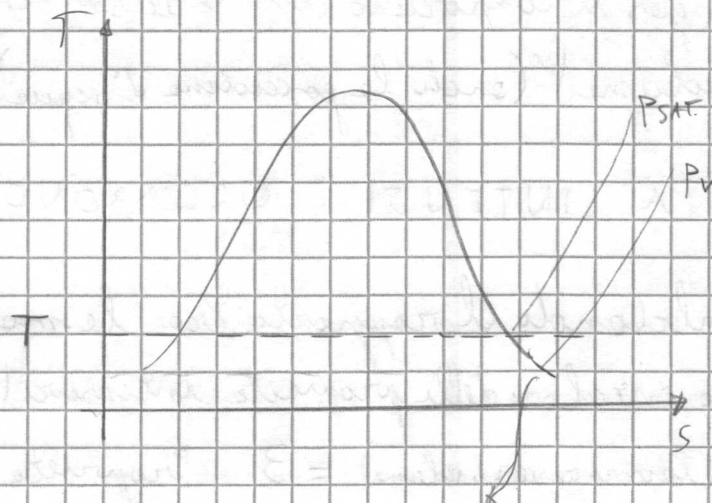
praticamente costante per ogni valore di T . Infatti ricordando che M isobare $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$ con l'ipotesi di calori specifici costanti la pendenza rimane costante a parità di temperatura.

Inoltre sappiamo che l'area sottesa ad un tratto di isobara è pari alla variazione di entalpia

specifica.

* Perché introduciamo ϕ ?
assegnato T

$$\frac{m_{\text{vapor}}}{m_{\text{vapor}}} = \frac{P_v \checkmark}{P_{\text{vs}} \checkmark} = \frac{P_v}{P_{\text{vs}}}$$



Perché P_v deve raggiungere
 P_{SAT} per iniziare a condensare
($\phi = 100\% = 1$) altrimenti
c'è solo vapore acqueo

T di rugiada: se invece facciamo il contrario, da T raffreddiamo, a una
certa $T = T_R$ di rugiada (corrispondente alla P_v) il vapore condenserà! aumente
la ϕ perché decresce P_{vs}

• ARIA ^{UMIDA} GENERALITÀ

Per aria secca si intende aria pura (senza vapori d'acqua e contaminanti). Lo studio è essenziale per i processi di condizionamento pertanto le T di interesse saranno prossime a quella atmosferica: lì la $T \gg T_{\text{critica}}$ dell'aria, pertanto sarà sempre fase gassosa, diverso sarà per l'acqua (che non è vapore) pertanto potrà crearsi una miscela eterogenea a due fasi.

• Contenuto vapore nell'aria umida $= 0 \rightarrow$ ARIA SECCA

• Contenuto vapore nell'aria $=$ massimo \rightarrow ARIA UMIDA SATURATA (con possibile presenza di fase liquida o solida)

• LA LEGGE DI DALTON:

In condizioni controllate di volume V (un recipiente, nell'aria umida controllando $V = \text{cost}$) e temperatura T (intorno a quella ambiente), e pressione (intorno a quella atm), se emettiamo una goccia d'acqua nel volume dove è presente l'aria essa evaporerà se raggiungerà la p di saturazione alla T precedente! (si immagina che l'acqua emessa ha le stesse proprietà intensive dell'aria). Anche se l'acqua ha $T_c^{\text{critica}} > T$ siccome $p < p_c$ si osserverà modello di gas ideale per l'acqua nella fase di vapore! \rightarrow Tutte le miscele aria umida e un gas ideale \rightarrow i gas si comportano come se da soli occupassero l'intero volume V (anche la gocciolina d'acqua) \rightarrow errore del modello 0,7%

• QUANTE PROPRIETÀ INTENSIVE OCCORRONO

Per l'aria umida combinando il rapporto tra le masse dei componenti della miscela variano i valori delle proprietà intensive! Quanti occorrono N (3 componenti) + 1 (la loro assenza di volume) = 3 Proprietà!

Ma la pressione totale è quasi sempre quella atmosferica! quindi ne occorrono 2!

AREA UMIDA

18/11/2023

Miscela binaria (costituita da aria secca e da vapore d'acqua)

Aria secca = insieme di tutti i gas che costituiscono l'aria!!

Non varia con le trasformazioni!! (componente principale)

Il vapore d'acqua è presente in minima parte e varia con le trasformazioni!!

Per definire lo stato termodinamico dell'aria umida abbiamo bisogno di 3 proprietà (Postulato di stato).

Pero in pratica sono solo 2 xk una è la pressione, e viene utilizzata quella atmosferica!! (nota)

Nei problemi pratici possiamo considerare la miscela di aria umida come una miscela di gas perfetti (aria secca + vapore d'acqua)

Ricordiamo la LEGGE DI DALTON: $P = P_{AS} + P_V$

Quando: $P_V = P_{VS} \rightarrow$ aria UMIDA SATURA

$P_V > P_{VS} \rightarrow$ l'acqua CONDENSA

$P_V < P_{VS} \rightarrow$ l'acqua EVAPORA

L'aria secca come detto resta invariata!!

P = pressione totale aria umida
 P_V = pressione parziale vapore d'acqua
 P_{VS} // aria secca
Pressione parziale: quella che eserciterebbe se occupasse da solo il volume complessivo

QUALI SONO LE ALTRE 2 PROPRIETÀ DELL'ARIA UMIDA?

Oltre alle proprietà canoniche che valgono anche in qst caso, esistono altre prop. dette TERMO-IGROMETRICHE che si dividono in:

• TERMO-METRICHE ①

• IGROMETRICHE ②

② PROPRIETÀ:

1) $x (w_a) = \frac{m_v}{m_a}$ \rightarrow TITOLO o UMIDITÀ SPECIFICA

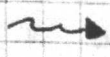
2) $\phi = \frac{P_V}{P_{VS}}$ \rightarrow GRADO IGROMETRICO *

3) $V.R. (w_a) = \frac{P_V}{P_{V.S.}}$ \rightarrow UMIDITÀ RELATIVA

\rightarrow numericamente coincidono

2) PROPRIETÀ

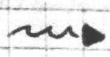
1) T_{bo}



TEMPERATURA DI BULBO ASCIUTTO

(AK si misura con i termometro che presenta la sua parte sensibile \rightarrow Bulbo asciutto)

2) $T_{bu} (T_{bb})$



TEMPERATURA DI BULBO UMIDO

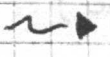
(bulbo immerso in una goccia bagnata)

\rightarrow perché l'aria si satura sottraendo vapore al bulbo ($P_{sat\ bulbo} \geq P_{sat\ vapore}$) quindi raggiungerà $T = T_{sat}$ raffreddando il bulbo (a cui viene sottratta energia)

$$T_{ba} > T_{bu}$$

Coincidono solo in condizioni di saturazione ($\phi = 1$)

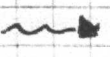
3) $T_{SAT, AD}$



TEMPERATURA DI SATURAZIONE ADIABATICA

(Anche se concettualmente diverso, il valore coincide con la T_{bu})

4) $T_R \#$



TEMPERATURA DI RUGINA o DI INCIPIENTE

CONDENSAZIONE

È la temperatura per cui: $P_{vs}(T_R) = P_v$, temperatura in cui ~~anche~~ il vapore d'acqua condensa!!

Vediamo come si estrinsecano in maniera analitica TITOLO, ENTALPIA e VOLUME SPECIFICO! (che si possono calcolare anche graficamente)

• TITOLO

$$x = 0,622 \frac{P_v}{P_{as}} = \frac{\phi P_{vs}}{P - \phi P_{vs}} 0,622$$

$$\begin{cases} P_{as} V = m_{as} R_{as} T \\ P_v V = m_v R_v T \end{cases}$$

LEGGE DI DALTON

In condizione di saturazione:

$$P_{vs} V = m_{vs} R_{vs} T \Rightarrow \frac{P_v}{P_{vs}} = \frac{m_v}{m_{vs}} = \frac{P_v}{P_{vs}} \Rightarrow \phi = V.R.$$

Per la 2ª legge? scriviamo L'ENTALPIA SPECIFICA

$$H = H_v + H_{as} = m_v h_v + m_{as} h_{as}$$

$$h = x h_v + h_{as}$$

(Le proprietà specifiche dell'aria umida sono sempre riferite alla massa delle sole aria secca! perché si mantengono costanti, allora dividiamo per m_a)

ritornando nulla la entalpia dell'aria secca a 0° avendo la stessa entalpia

$$\begin{cases} h_{as} = C_p T \\ h_v = 2500 + 1,93 T \end{cases} \Rightarrow h = 1,05 \cdot T + x(2500 + 1,93 T)$$

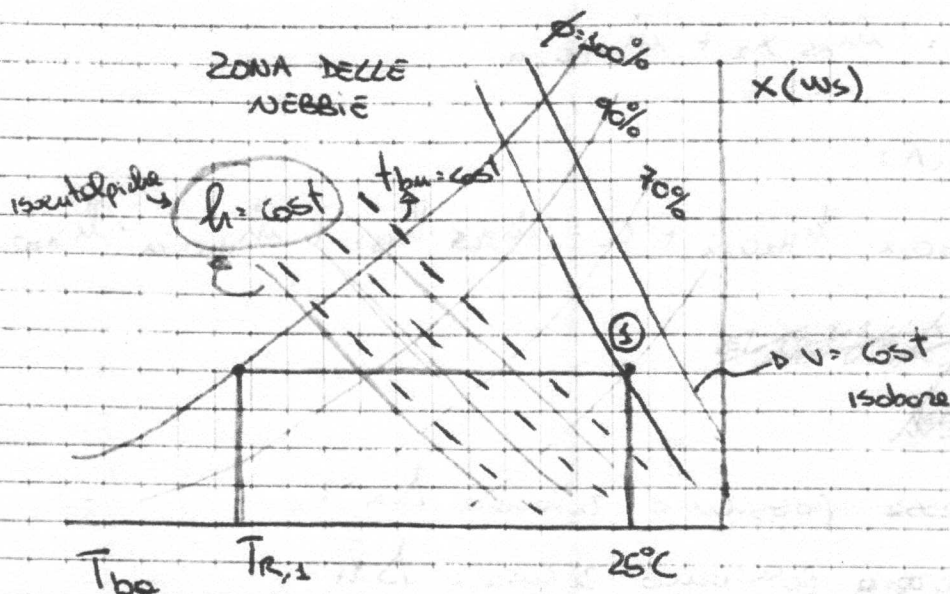
$\rightarrow h_v(T)$ perché a un certo punto (determinazione di ϕ) le isoentropiche coincidono allora calcoliamo h_v in funzione del vapore saturo a 0° $\Delta h_{vs} = 2500 + 1,93 T_{sat}$

- Per la 3^a equazione, possiamo scrivere l'equazione per il $\frac{VOL}{VAP}$ anche questo si riferisce alla massa d'acqua

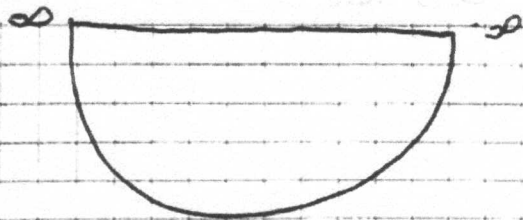
$$P_{AS} V_{AS} = R_{AS} T$$

$$V_{AS} = \frac{R_{AS} T}{P_{AS}} = \frac{R_{AS} T}{P - P_v} = \boxed{\frac{R_{AS} T}{P - \phi P_{vs}}}$$

Il metodo più pratico per calcolare qst proprietà è utilizzando il **DIAGRAMMA PSICROMETRICO** (più diffuso per $P_{TOT} = P = P_{atm} = 101 \text{ kPa}$)



La temp. di rugiada si calcola graficamente, andando dal punto a titolo costante fino alla curva di $\phi = 100\%$



$\frac{\Delta h}{\Delta w} \rightarrow$ PENDENZA DI UNA TRASFORMAZIONE

Vediamo ora quali su le trasformazioni a cui è soggetta l'aria umida

TRASFORMAZIONI ARIA UMIDA

BILANCIO DI MASSA: (IN REGIME STAZIONARIO)

1) $\dot{m}_{AS,1} = \dot{m}_{AS,2} = \dot{m}_{AS}$ \rightarrow per l'aria secca s. bilanciata

2) $\dot{m}_{V,1} + \dot{m}_{H_2O,i} = \dot{m}_{V,2} + \dot{m}_{H_2O,u} \Rightarrow$ Bilancio vapore d'acqua

Ricordiamo che la def. di titolo scriviamo \Rightarrow

$\dot{m}_{AS} x_1 + \dot{m}_{H_2O,i} = \dot{m}_{AS} x_2 + \dot{m}_{H_2O,u}$

BILANCIO DI ENERGIA:

$\dot{m}_{AS} h_{a1} + \dot{m}_{H_2O,i} \cdot h_{H_2O,i} + \dot{Q} = \dot{m}_{AS} h_{a2} + \dot{m}_{H_2O,u} \cdot h_{H_2O,u}$

~~Il bilancio di massa ci dà la relazione tra i flussi di massa di aria secca e di vapore d'acqua. Il bilancio di energia ci dà la relazione tra i flussi di calore e di massa.~~

Del bilancio di massa possiamo ricavare Δx

Del bilancio di energia possiamo ricavare Δh

Facendone il rapporto possiamo ricavare la pendenza della trasf.:

$$\frac{\Delta h}{\Delta x} = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{H_2O}} + h_{H_2O}$$

Ci sono 5 possibili TRASFORMAZIONI (a cui possiamo appl. i bilanci):

1) RISCALDAMENTO o RAFFREDDAMENTO a TITOLO COSTANTE

2) RISCALDAMENTO con UMDIFICAZIONE

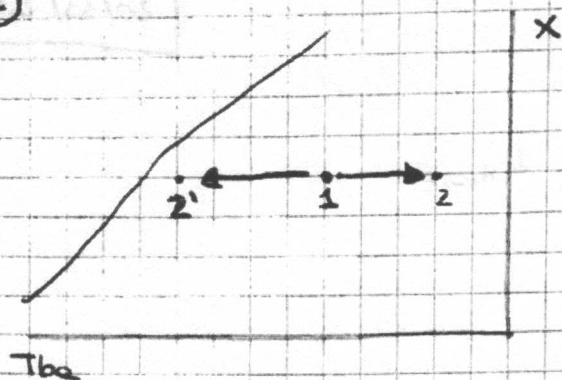
3) RAFFREDDAMENTO con DEUMIDIFICAZIONE

4) UMDIFICAZIONE ADIABATICA

5) MESCOLAMENTO ADIABATICO

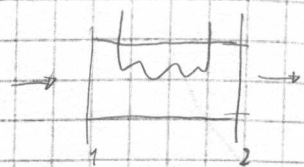
Possiamo considerare a qt trasformazioni le stesse ipotesi ^{date} per i
sistemi aperti!

①



1 → 2 RISCALDIAMO

1 → 2' RAFFREDDIAMO



$$\dot{m}_{AS} x_1 = \dot{m}_{AS} x_2 \Rightarrow x_1 = x_2 \quad (\text{le masse d'acqua non varia!})$$

$$\dot{m}_{AS} h_1 + \dot{Q} = \dot{m}_{AS} h_2 \Rightarrow \dot{Q} = \dot{m}_{AS} (h_2 - h_1) \rightarrow \text{RISCALDANDO}$$

$$\dot{m}_{AS} h_1 = \dot{m}_{AS} h_2 + \dot{Q} \Rightarrow \dot{Q} = \dot{m}_{AS} (h_1 - h_2) \rightarrow \text{RAFFREDDANDO}$$

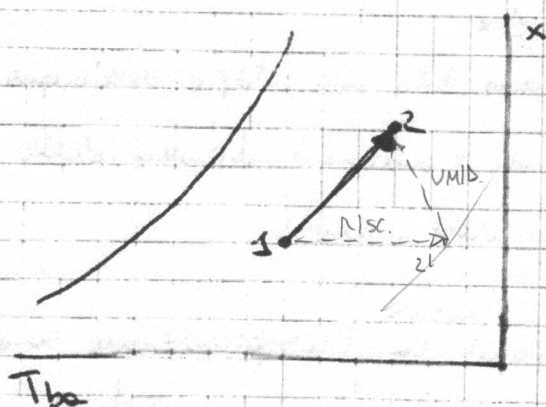
Poiché: $\Delta x = 0$, avremo che: $\frac{\Delta h}{\Delta x} = \pm \infty$
 \swarrow + riscaldiamo
 \searrow - raffreddiamo

RISCALDAM. CON UMIDIFICAZ.

②

$$\dot{m}_{H_2O, i} = \dot{m}_{AS} (x_2 - x_1)$$

$$\dot{m}_{AS} h_1 + \dot{Q} + \dot{m}_{H_2O, i} h_{H_2O, i} = \dot{m}_{AS} h_2$$



1 → 2 Aumento il titolo e la temperatura!!

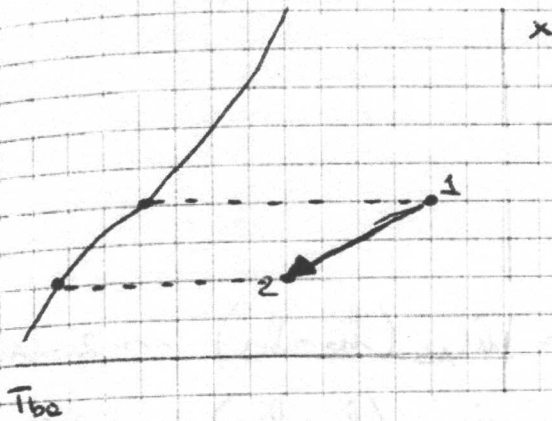
PENDENZA:

$$\frac{\Delta h}{\Delta x} = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{H_2O}} + h_{H_2O}$$

N.B.: Conoscendo la pendenza e solo 1 proprietà del punto 2 è possibile stabilire lo stato termodinamico di quel punto!!

③ $\dot{m}_m x_1 = \dot{m}_A x_L + \dot{m}_{H_2O, m}$

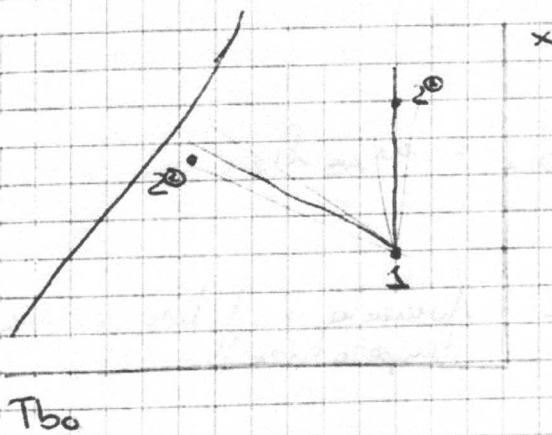
$\dot{m}_{AS} h_1 = \dot{m}_{AS} h_2 + \dot{Q} + \dot{m}_{H_2O, m} h_{H_2O, m}$



④ UMID, ADIAB (con evaporazione acqua)

$\dot{m}_{AS} x_1 + \dot{m}_{H_2O, a} = \dot{m}_{AS} x_2$

$\dot{m}_{AS} h_1 + \dot{m}_{H_2O, a} h_{H_2O, a} = \dot{m}_{AS} h_2$



$$\frac{\Delta h}{\Delta x} = h_{H_2O}$$

Dipende dallo stato dell'acqua!!

Quindi l'andamento dipenderà dallo stato dell'acqua!!

1 Se umidifichiamo con acqua stato ^{sovracc} vapor la trasformazione sarà isoterma

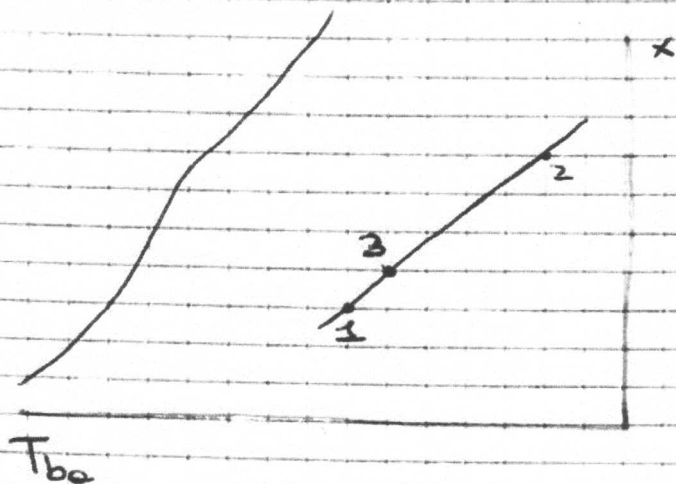
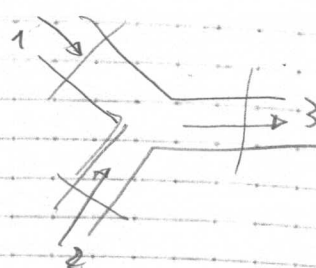
2 Se umidifichiamo con acqua liquida la trasf. sarà isolutpica

5) MISCOLTA ADIAB.

$$\dot{m}_{AS,1} + \dot{m}_{AS,2} = \dot{m}_{AS,3}$$

$$\dot{m}_{AS,1} x_1 + \dot{m}_{AS,2} x_2 = \dot{m}_{AS,3} x_3$$

$$\dot{m}_{AS,1} h_1 + \dot{m}_{AS,2} h_2 = \dot{m}_{AS,3} h_3$$



Il punto 3 sarà più vicino
allo stato (punto) caratterizzato da
una portata maggiore!!
Ma si troverà sempre sul segmento
che congiunge i 2 stat.!!

... ..

... ..

... ..

... ..
... ..
... ..
... ..
... ..

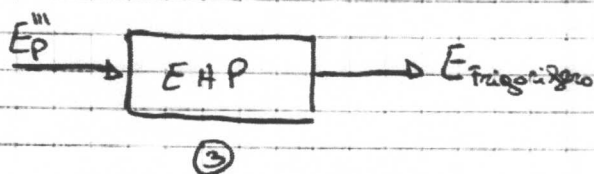
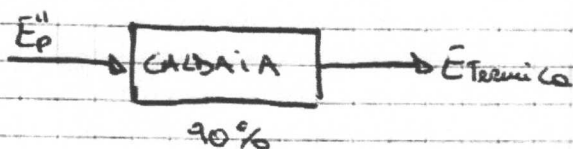
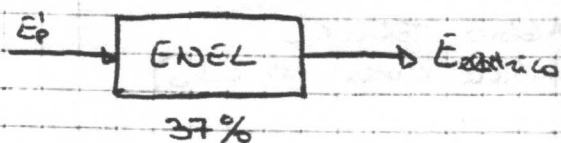


Ottimizzare il ciclo non vuol dire ottenere più lavoro ma vuol dire ottimizzare l'energia termica prodotta!!

Un esempio di ottimizzazione è la COGENERAZIONE, cioè ottenere fornendo una sola energia in ingresso, 2 in uscita, ~~un esempio~~ elettrica e termica!!

Se si ottiene anche energia frigorifera si parla di TRIGENERAZIONE!!

SISTEMA TRADIZIONALE

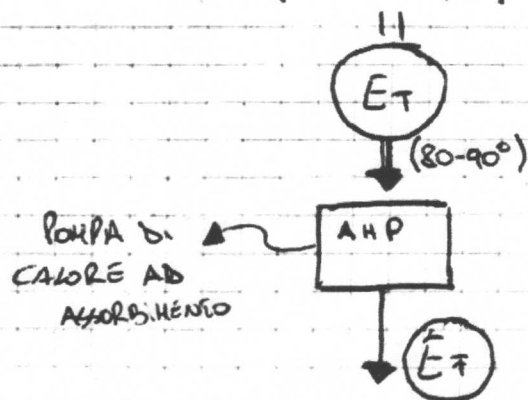
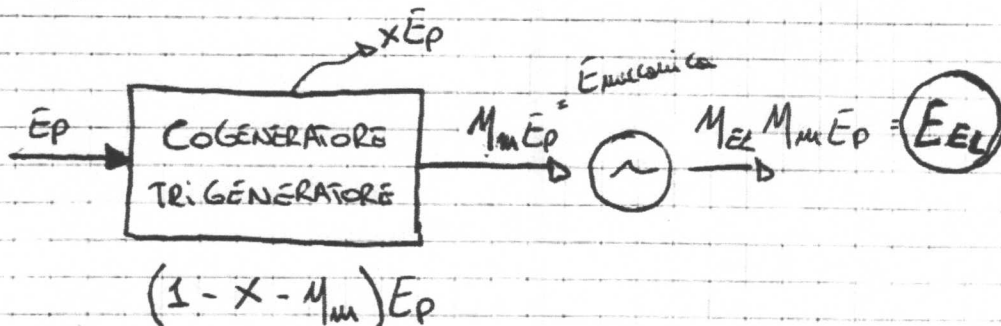


ALTRO

MODO

X STRUTTURARE GLI IMPIANTI TERMICI, MOTORI!!

SISTEMA PROPOSTO



Questo impianto costa più di un impianto tradizionale, però ha un rendimento molto maggiore. Bisogna fare uno studio di fattibilità per vedere se conviene utilizzarlo!!

(Per vedere se conviene, fissata la vita utile (20 anni), si vede in quanto tempo ^{si} ritorna l'investimento iniziale, quanto potrà guadagnare nella vita utile e valutare anche la convenienza economica)!!

Parliamo ora di IMPIANTI TERMICI OPERATORI!!

Un esempio di ottimizzazione degli impianti termici operatori sono:

SOLAR COOLING

Ottenere energia frigorifera da energia termica (fornita anche dal gas)

POMPA DI CALORE FOTOVOLTAICA

Mettendo un pannello fotovoltaico su un evaporatore si aumenta il

COP e quindi il rendimento \Rightarrow VANTAGGIO ELETTRICO

+

VANTAGGIO TERMICO
(diminuisce l'ora del ciclo)

Domande termodinamica.txt

Domande d'esame Termodinamica

- Comportamento dei gas reali quando laminiamo (coefficiente di joule-thompson) \times *de piccolo $\Delta S > 0$ $\Delta p < 0$ e $\Delta h = c_p \Delta T$ per gas*
- Seconda legge per sistemi aperti \times $\Delta S = \Delta m s = \int \Delta v s \dots$
- Perché coincidono U.R e grado igrometrico \times
- Limiti della prima legge della termodinamica e come li risolve la seconda legge \times *Mesuro $U(S,V)$*
- Umidificazione adiabatica con bilanci e relativa rappresentazione sul diagramma psicrometrico \times *Se liquido $h \approx \text{cost}$ \rightarrow isenthalpica \nwarrow altrimenti isoterma \uparrow*
- Valvola di laminazione. Come varia la temperatura nelle varie fasi? \times
- Postulato entropico; \times
- Seconda legge della termodinamica per il sistemi chiusi; \times *S_{SET} $T_{a,v}$ cost!*
- Compressione bistadio; \times *$Q-L = m \Delta h$!*
- "Come può essere il segno di dS , S_{gen} , Q/T ?" \times
- Limiti della prima legge della termodinamica \times
- Diagrammi per gli scambiatori di calore, intendendo la schematizzazione dei tre *non fare bilanci 5 legge nei 2 b.c.*
- tipi di scambiatore (con mescolamento a 3 vie, senza mescolamento a 4 vie e quello che scambia con i set).
- Ho fatto poi i bilanci di I e II legge sui tre e ho dimostrato la differenza tra generazione entropica interna, esterna e globale. \times
- Temperatura di rugiada. Esempio sul diagramma psicrometrico di come si calcola. \times
- definizioni di sistema termodinamico, semplice, comprimibile \times
- differenza tra i tre tipi di temperatura dell'aria umida ed esempio della condensazione in un caso reale e relativo commento. \times
- Risurriscaldamento \times
- Temperatura di bulbo umido. \times
- Prima legge per sistemi chiusi \times
- Umidificazione adiabatica \times
- Riscaldamento con umidificazione \times
- grado igrometrico e umidità specifica \times
- Isobare per le turbine e compressori nel piano T-S \times *tracce sempre il Δh !*
- Piani termodinamici, con tutte le spiegazioni \times *$\left. \frac{\partial p}{\partial h} \right|_s = \frac{1}{v}$*
- Compressione bistadio \times
- Temperatura di rugiada \times
- Temperatura di rugiada: come si calcola? \times
- Ciclo di Carnot inverso; COPf COPp \times *Ricorda $\infty \cdot \frac{T_A}{T_B}$ e strutturiamo $\frac{T_B}{T_A - T_B}$*
- Numero necessario di proprietà dei liquidi per definire lo stato termodinamico \times *$\left. \frac{\partial U}{\partial v} \right|_s$*
- Umidificazione adiabatica \times
- Perché nei liquidi $c_p = c_v$? \times
- Quanto vale il calore specifico nei vapori saturi? (infinito) \times
- Ciclo ideale di Carnot? Perché $\Delta S = 0$? $\Delta T = 0$? Come si passa a quello reale? \times
- Per quale motivo gli scambi termici avvengono sotto la campana? Perché 4 si porta fuori? \times
- Equazione dell'Energia Meccanica \times *(fare prima F e cosa c'è uguale e poi il limite) surge succ. si parte dalla I ed allora*
- Perdite di carico concentrate e distribuite \times
- Come si misura l'entropia? \times *Portare da $U = U(S,V)$*
- Bilancio dei sistemi aperti \times
- Riscaldamento con umidificazione \times
- Valvola di laminazione: laminazione con gas \times
- Postulato di stato \times
- Prima legge per i sistemi chiusi \times

Comportamento dei gas reali quando l'interazione (coefficiente di Joule-Thomson)

Seconda legge per sistemi aperti

Per il caso di un gas U.R. e grado ignotissimo

Relazioni della prima legge della termodinamica e come si risolve la seconda legge

Relazioni della seconda legge della termodinamica con bilancio e relative rappresentazioni sul diagramma

Relazioni della seconda legge della termodinamica per il sistema chiuso

Relazioni della seconda legge della termodinamica

Come può essere il segno di dS , dS_{int} , dS_{ext}

Relazioni della prima legge della termodinamica

Relazioni per gli scambi di calore, intendendo la schematizzazione del processo

Relazioni per gli scambi di calore, senza mescolamento e a volume

Relazioni per gli scambi di calore

Relazioni per i bilanci di I e II legge sul caso di dimostrazione la differenza

La generazione entropica interna, esterna e globale

Relazioni di bilancio di energia, bilancio sul diagramma, schematizzazione di come si calcola

Relazioni di bilancio di energia, bilancio sul diagramma, schematizzazione di come si calcola

Relazioni per i tipi di temperatura dell'aria usata ad esempio della

Considerazione in un caso reale e relativo commento

Risultati

Temperatura di bulbo umido

Prima legge per sistemi chiusi

Condizione adiabatica

Risultato con un bilancio

Grado ignotissimo e un'altra specificazione

Relazioni per le turbine e compressori nel primo caso

Prima termodinamica, con tutti le specificazioni

Compressione adiabatica

Temperatura di rugiada

Temperatura di rugiada, come si calcola

Relazioni di Carnot inverso, COP di Carnot

Numero necessario di stadi per il liquido per definire lo stato termodinamico

Unità di misura termodinamica

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per il calore specifico nel caso di (infinito)

Relazioni per il Carnot, l'entropia del liquido, come si passa a quello

Relazioni

Per quale motivo gli scambi termici avvengono sotto la campana? Perché si

perché si

Relazioni della seconda legge della termodinamica

Relazioni per i liquidi puri e distribuzioni

Come si misura l'entropia

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per i liquidi puri

Relazioni per i liquidi puri

Domande termodinamica.txt

- T_{ba} è maggiore o minore di T_{bu}? ✕
- Controllabilità e misurabilità dell'energia ✕
- Un pannello fotovoltaico posto su un evaporatore può funzionare da macchina frigorifera? (no) ✕
- Disuguaglianza di Clausius ✕
- Produzione entropica esterna e interna ✕
- Bilanci su scambiatori di calore ✕
- Perché è importante la pendenza della trasformazione nell'aria umida? ✕?
- Perché U.R e grado igrometrico numericamente coincidono? ✕
- Se porto un frigorifero al polo nord e uno nel deserto dove il COP sarà maggiore? ✕
- secondo principio della termodinamica per sistemi chiusi ✕
- impianto termico motore con rappresentazione del ciclo sui piani termodinamici ✕
- ciclo di carnot inverso ✕
- efficienza scambiatore di calore ✕
- aria umida, riscaldamento ed umidificazione ✕
- bilancio exergetico nell'evaporatore ✕
- primo principio sistemi chiusi ✕
- eq energia meccanica ✕
- temperatura di bulbo umido e diagramma psicrometrico ✕
- 2° principio della termodinamica per sistemi chiusi; ✕
- disegnare il ciclo inverso sul piano p-h; ✕
- se poniamo della carne in un frigo, una volta in inverno ed una volta in estate, quando si spenderà di più elettricamente??? e perché? ✕
- Lavoro di pulsione? ✕
- In un ciclo internamente reversibile quanto vale l'entropia? ✕
- Tra un ciclo internamente ed esternamente reversibile, uno internamente reversibile, e uno reale, chi ha il rendimento maggiore? ✕
- umidificazione adiabatica sia con vapore che con acqua liquida ✕
- valvola di laminazione (il processo è isoentalpico?; come si comportano le temperature all'ingresso e all'uscita?). ✕

Questa è la prima parte di un corso di fisica
 che ha lo scopo di insegnare le leggi della natura
 e le loro applicazioni. Il corso è diviso in
 tre parti: la prima tratta della meccanica,
 la seconda della termodinamica e la terza
 dell'elettromagnetismo. In questa prima
 parte si studiano le leggi del moto e
 dell'equilibrio. Si parte dalla cinematica
 e si arriva alla dinamica. Si studiano
 anche le leggi della conservazione dell'energia
 e della quantità di moto. La seconda parte
 tratta della termodinamica e delle macchine
 termiche. Si studiano le leggi della
 trasmissione del calore e del lavoro
 termico. La terza parte tratta
 dell'elettromagnetismo e delle macchine
 elettriche. Si studiano le leggi
 dell'elettricità e del magnetismo e
 le loro applicazioni.