



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 577

DATA: 17/07/2013

A P P U N T I

STUDENTE: Mazziotta

MATERIA: Termodinamica

Prof. Chiocchia

Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

IEKHDUNAMICA → LEZIONE 1 PROF. CHIOCCIA

L1

IPOLOGIA ESAME → 30 DOMANDE IN 90 MINUTI.
APPELO SCRITTO APPELI SUCCESSIVI ORALI.

Fluido → Metodo di trasmissione del calore.
 possono essere sia liquidi che gas.

quelli gas o aeriformi riempiono tutto il volume in cui si trovano, quelli liquidi no.

Differenze tra fluidi e solidi:

Fluidi → non hanno forma propria, non oppongono resistenza ai cambiamenti di forma ma alle velocità con cui questi camb. avvengono. Il fluido cambia forma per tutto il tempo che viene applicata una forza

Solidi deformabili → quando si applica una forza essi cambiano forma raggiungendo dopo un po' un equilibrio statico. Hanno forma propria già di partenza. Possono essere di vari tipi.

TIPO DI FLUIDO CONSIDERATO:

quello che trasmette ^{dentro} forze normali, tangenziali, viscosi e calore all'esterno. È un fluido compressibile cioè può variare la sua densità. È irrefrattario. Il concetto di irrefrattario lo esprimiamo con un numero caratteristico " l " (LIBERO CAMMINO MEIO → distanza nella quale avviene il fenomeno cioè quella quale è possibile misurare le dimensioni del fenomeno).

il rapporto: $\frac{l}{L} = Kn \rightarrow$ NUMERO DI KUNDTSEN

in aria in condizioni normali, standard:
 $l \approx 10^{-7} m$

Sei considerando un fluido continuo possiamo dire che il numero di Kundtzen è sufficientemente piccolo.

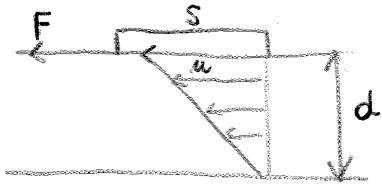
Il caso tra reale se il flusso è continuo: una piccolissima, una media e una grande.

scala intermedia → scala all'interno della quale non si vedono tutte le molecole ma si riesce a cogliere la differenza tra una zona e l'altra quindi si può parlare di PARTICELLA FLUIDA che ha una velocità che è la velocità MEIA delle molecole che contiene. ciò è lo stesso vale per l'ENERGIA CINETICA misurata mediante la TEMPERATURA. Per il calore tutto ciò si usa una

SCALA DIFFERENZIALE dx ($l \ll dx \ll L$). Se l e L sono molto vicine tra loro non è possibile calcolare la particella fluida, temperatura ecc. ecc. ecc.

Quindi si voleva applicare la meccanica dei corpi rigidi ai fluidi poi con l'introduzione del concetto di CAMPO si è visto che la situazione del fluido in un determinato istante dipende dalle sue grandezze caratteristiche e non dalle masse. Questo punto di vista è detto EULERIANO: $\alpha(\vec{x}, t)$.

...a parte una sfera e se trascino in un canale a una velocità costante v e poi lo verifico sperimentalmente in laboratorio. Grazie a tale esperimento arrivò alla legge:



$$F = \mu S \frac{v}{x} \quad \left[\begin{array}{l} \text{Velocità} \\ \parallel \end{array} \right]$$

μ = VISCOSITÀ DINAMICA

segue il sistema di misurazione CGS e si misura in Poise.

$$1 \text{ P} = 1 \frac{\text{dyne}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$$

Nel SI corrisponde a $\text{Pa} \cdot \text{s}$.

Inoltre: $1 \text{ Pa} \cdot \text{s} = 10 \text{ P}$.

La viscosità dinamica indica l'ATTRITO INTERNO del fluido.

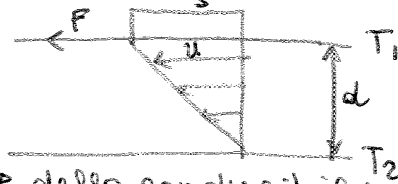
Supponiamo di avere un corpo a temperatura T_1 che viene messo a contatto con un corpo a temperatura più bassa T_2 . Il fenomeno è esattamente simile a quello dei fluidi che in un condotto a legge di tale fenomeno venne enunciata da Fourier:

$$\dot{Q} = \lambda S \frac{\Delta T}{d} \quad \text{dove } \lambda = \text{CONDUCEIB. TERMICA} \rightarrow \text{dipende da pressione e temperatura}$$

\uparrow
PORTATA TERMICA

accio finita di avere un corpo con due facce che ospitano due temperature diverse quindi:

$$\Delta T = T_1 - T_2$$



unità di misura delle portate e delle conduttività:

$$[\dot{Q}] = \frac{\text{cal}}{\text{s}} \text{ oppure } \frac{\text{J}}{\text{s}}$$

$$[\lambda] = \frac{\text{cal}}{\text{Ksm}} \text{ oppure } \frac{\text{J}}{\text{Ksm}} = \frac{\text{W}}{\text{°C} \cdot \text{m}}$$

$(\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{S} \rightarrow \text{Flusso di Fourier per unità di superficie})$
 $-\lambda \frac{dT}{dz}$

La viscosità dinamica ha leggi diversi nei liquidi e negli aeriformi nei liquidi diminuisce esponenzialmente con la temperatura:

$$\mu = A e^{-T/B}$$

nei gas avviene l'opposto, cioè aumenta all'aumentare della temp. perché la viscosità è lo specchio dell'agitazione molecolare.

La viscosità e la conduttività sono simili tra loro.

La quantità di moto, come il calore, fluisce da zone calde a zone fredde.

Se considero uno sforzo applicato in uno spessore dz posso scrivere una formula riguardante tale spessore:

$$F = \mu S \frac{dv}{dz} \quad (\text{Tutte le } v \text{ sono velocità})$$

$$\frac{F}{S} = \tau = \mu \frac{dv}{dz} \rightarrow \text{SFORZO DI TAGLIO} \rightarrow \text{legge di Fourier in forma elementare}$$

$$[\rho] = \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \rightarrow \text{DENSITÀ}$$

tutto spesso μ si trova diviso per ρ definendo la VISCOSITÀ CINEMATICA:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \text{delta CINEMATICA perché le sue unità di misura è}$$

$$[\nu] = \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (\text{Nel SI}) \quad (\text{Nel CGS è } \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} = \text{STOKES (SE)})$$

1000 anni. (non ci) ... - 6 m/s ... (nel SI) ... - 10^-6 m/s

LEZIONE 2 - GRUP. IUVIENI

13

SISTEMA TERMODINAMICO ED EQ. DI STATO

La materia in realtà è quasi vuota ma è ricca di molecole, per vedere il suo comportamento potrei in teoria analizzare ogni singola molecola ma ovviamente ciò non è possibile in quanto in aria ci sono mediamente 10^{28} molecole e se io calcolassi le posizioni di ogni singola molecola mi porterei dietro nel calcolo un certo errore per cui conviene analizzare la materia a livello macroscopico, ovvero analizzare le molecole collettivamente. Per far ciò è necessario avere delle variabili di stato.

Da un punto di vista microscopico avrei molecole e atomi, a livello macroscopico per descrivere il comportamento collettivo delle molecole non bastano le leggi della meccanica classica ma bisogna introdurre le variabili di stato.

Bisogna anche introdurre il concetto di trasformazione ovvero il passaggio da una variabile di stato ad un'altra variabile di stato.

Quindi bisogna capire cosa succede.

Il sistema più semplice termodinamico è costituito dai GA. Dato questo sistema, se inserisco 10^{20} molecole in un recipiente esse occupano tutto il volume il parametro fondamentale da considerare è l'EN. CINETICA MEDIA delle molecole ed esse viene misurata mediante la TEMPERATURA.

Per la misura della temperatura si utilizza la scala Kelvin (TEMPERATURA ASSOLUTA).

L'energia cinetica media è data da:

$$E = l \left(\frac{1}{2} K_B T \right) \text{ dove } K_B = \text{costante di Boltzmann}$$

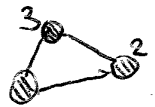
Essa è proporzionale alla temperatura.

l = gradi di libertà del sistema

Esempio:



La prima molecola ha 3 gradi di libertà, la seconda due perché deve essere vincolata ad una eventuale traslazione che la lega alla 1ª molecola
 $l_{TOT} = 5$



Stessa situazione del primo esempio solo che qui vi è una terza molecola che ha un solo grado di libertà perché vincolata dalle altre due.
 $l_{TOT} = 6$.

Le molecole hanno anche una loro massa e una loro velocità quindi l'energia cinetica media può anche essere

indicata come:

$$E = \frac{1}{2} m_0 v^2 + \dots \quad \left(\begin{array}{l} \text{massa totale:} \\ m = n m_0 \\ \uparrow \\ \text{num. molecole} \end{array} \right)$$

\downarrow massa di una molecola

Posso però individuare la formula considerando la quantità di moto e il volume (come si usa il volume moltiplicando il numero

$$p v = \frac{K}{M} T$$

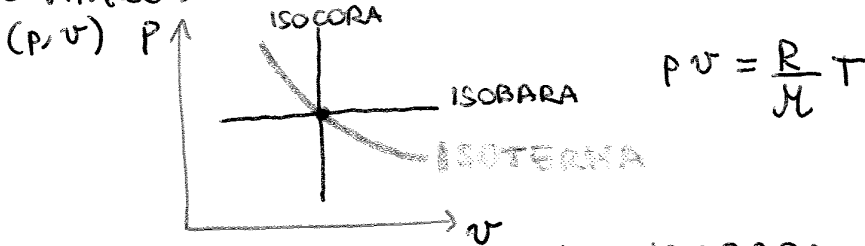
a, b costanti relative al gas

L7

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{R}{M} T$$

Non si usa molto ma è vantaggioso perché giustifica bene a e b è possibile farlo anche per i liquidi

accio un piano per rappresentare le varie trasformazioni possibili:



Trasformazione $P = \text{costante}$: ISOBARA

$v \propto T$
 $p T = \text{cost}$ \Rightarrow retta nel piano $p v$ (parallela asse v)

Trasformazione $v = \text{costante}$: ISOCORA

$p = \text{cost}$ \Rightarrow retta // asse p
 $p \propto T$

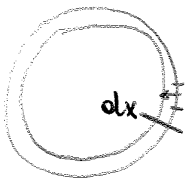
Trasformazione $T = \text{costante}$: ISOTERMA

$p v = \text{cost}$ \Rightarrow iperbole
 $\frac{p}{p} = \text{cost}$

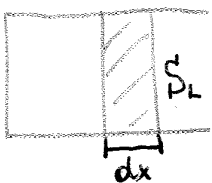
$q = \text{calore}$, $l = \text{lavoro}$

la somma di lavoro e calore in una trasf. ciclica è pari a 0
 la loro somma invece in una trasf. non ciclica dipende solo da posizione iniziale e finale.

Come può essere scritto il lavoro? E il calore?



$p dS dx \rightarrow$ lavoro compiuto in una porzione di sup.
 $dL = p dS dx = -p dv \rightarrow$ lavoro infinitesimo



$$dV = dx S_L$$

$$dL = p S_L dx = -p dV$$

$$dL = -p \frac{dV}{M} = -p dv$$

$\int_1^2 (dq + dl) =$ indipendente dalla trasformazione

$\int_1^1 dq + dl = 0 \forall$ trasf. (ciclica)

$\int dq + dl = de \rightarrow$ energia interna.

durante la trasformazione variano calore e lavoro singolarmente ma la loro somma NO in quanto dipende solo da posizione

↳

$$dq - p dv = de$$

$$dq = de + p dv = de + d(pv) - v dp$$

$$dq = d(e + pv) - v dp$$

$$dq + v dp = dh \Rightarrow \text{RIFORMULA 2. DEL 1° PRINCIPIO.}$$

$$h = e + pv = e + \frac{p}{\rho} \Rightarrow \text{ENTALPIA}$$

$$h = C_v T + \frac{R}{M} T = \left(C_v + \frac{R}{M} \right) T = \left(\frac{l}{2} + 1 \right) \frac{R}{M} T$$

L'entalpia è prop. alla temperatura ma cambia la costante di proporzionalità.

Alla fine si ottiene che:

$$C_p = \left(\frac{dq}{dt} \right)_{p=\text{cost}} = \frac{dh}{dT} = \left(\frac{l+2}{2} \right) \frac{R}{M}$$

$$\Downarrow$$

$$C_p - C_v = \frac{R}{M}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{l+2}{2}$$

La trasformazione base del gas è detta ADIABATICA O ISOENTROPICA dove non ci sono scambi di calore dall'esterno:

$$-p dv = de = C_v dt$$

$$pv = \frac{R}{M} T$$

$$-pv = C_v d \left(\frac{pv}{R/M} \right) = \left(\frac{C_v}{R/M} \right) d(pv)$$

Da qui posso osservare che:

$$\gamma = \frac{l+2}{2} = 1 + \frac{2}{l} \Rightarrow \gamma - 1 = \frac{2}{l} \Rightarrow l = \frac{2}{\gamma - 1}$$

$$-p dv = \frac{l}{2} (p dv + v dp)$$

$$-(1 + \frac{l}{2}) p dv = \frac{l}{2} v dp$$

Divido ambo i membri per $\frac{l}{2}$:

$$-\left(\frac{2+l}{2} \right) p dv = \frac{l}{2} v dp$$

$$-\left(\frac{2+l}{l} \right) p dv = v dp$$

$$\Downarrow$$

$$-\gamma \frac{dv}{v} = \frac{dp}{p}$$

$$d(-\gamma \log v) = d(\log p)$$

L1

$$T \left(\frac{v}{T} \right)^{\frac{1-n}{n}} = \text{cost}$$

$$\frac{T^{1 + \frac{1-n}{n}}}{v^{\frac{1-n}{n}}} = \text{cost}$$

$$\frac{T^{1/n}}{v^{\frac{1-n}{n}}} = \text{cost}$$

costante che si semplifica subito.

$$T v^{n-1} = \text{cost} \quad v \propto T^{\frac{1}{1-n}}$$

Faccio la derivata $\frac{dv}{dT}$ per poi sostituirla nel calore specifico:

$$\frac{dv}{dT} \propto \frac{1}{1-n} \cdot T^{\frac{1}{1-n}-1} \propto \frac{1}{n-1} T^{\frac{2-n}{n-1}}$$

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dT} = -\frac{1}{n-1} \cdot \frac{T^{\frac{2-n}{n-1}-1}}{T^{\frac{1}{n-1}}} = -\frac{1}{n-1} \cdot T^{-1}$$

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{1}{n-1} \cdot \frac{v}{T}$$

Alla fine avrò che il calore specifico è pari a:

$$C = C_v + \frac{p}{n-1} \cdot \frac{v}{T} = C_v - \frac{1}{n-1} \cdot \frac{R}{M}$$

Abbiamo visto che:

$$C_p - C_v = \frac{R}{M}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \Rightarrow C_p = \gamma C_v \quad \leftarrow \text{la sostituisco sopra}$$

$$\gamma C_v - C_v = \frac{R}{M} \Rightarrow (\gamma - 1) C_v = \frac{R}{M} \Rightarrow C_v = \frac{1}{\gamma - 1} \cdot \frac{R}{M}$$

Quindi riprendendo il calore specifico si ha:

$$C = C_v - \frac{(\gamma - 1) C_v}{n - 1} = C_v \left[1 - \frac{\gamma - 1}{n - 1} \right] = C_v \left[\frac{n - \gamma}{n - 1} \right]$$

$$e = C_v T$$

$$h = C_p T$$

non tutti i fluidi che con questo nome sono caratterizzati da un numero immenso di molecole ma non è necessario studiare ogni singola molecola singolarmente ma in quanto basta considerare un volumetto elementare di fluido, detto PARTICELLA FLUIDA, tal da avere dimensioni:

←
 sufficientemente grandi da contenere al suo interno un numero di molecole tale che abbia senso definire quantità medie statistiche

→
 sufficientemente piccole da poter assumere tali proprietà medie costanti entro di esso (cioè di variaz. trascurabile rispetto a quelle che si sviluppano sulle scale macroscopiche del fenomeno in studio)

La dimensione delle particelle fluide definisce la SCALA DIFFERENZIALE "dx"

In questi termini il fluido appare come continuo e quindi è necessario descriverne le evoluzioni assegnando valori alle sue grand. finiche in punti fissi dello spazio.

Questa è una visione ricercata dalla teoria finica dei campi per questo si parla di CAMPO di velocità, di pressione, di temperatura ecc... In pratica indicando con

α una qualunque di queste grandezze (o scalare o vettoriale), la si assegna nei termini di una funzione del punto e del tempo: $\alpha = \alpha(x, t) \rightarrow$ PUNTO DI VISTA EULERIANO (O LOCALE)

$\alpha(x, t) \rightarrow$ valore assunto dalla particella fluide all'istante mentre passa per il punto x .

La funzione offre il risultato del passaggio di più porzioni di fluido nello stesso punto x ma NON viene seguita la ^{stessa} particella nel suo moto.

Per tale motivo si parla di PUNTO DI VISTA LAGRANGIANO (O SOSTANZIALE/MATERIALE) il quale analizza l'evoluzione delle grandezze finiche associate alle singole particelle fluide sequenzialmente nel loro moto.

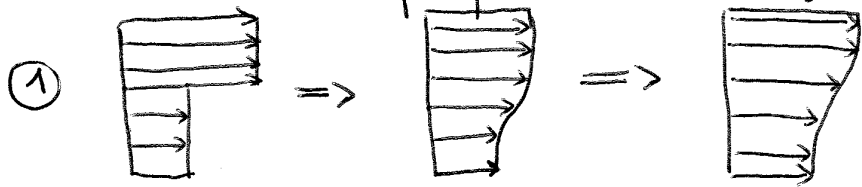
Un'applicazione rigorosa del punto di vista lagrangiano nella formulazione delle eq. condurrebbe a descrivere grandezze finiche tramite funzioni di tempo e di un qualche param. in grado di individuare la particella fluide (ad es. la sua posiz. iniziale).

È quindi un'ottica ricercata dalla meccanica classica dei sistemi di punti materiali.

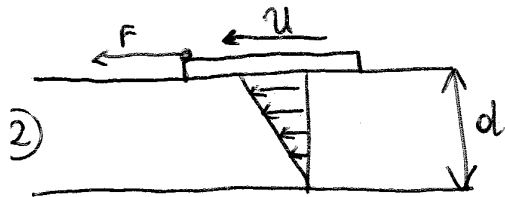
Punto di vista euleriano \rightarrow più conveniente ma deve essere accompagnato dal lagrangiano.

FRUSTRATI DI TRASPORTO MOLECOLARE NEI FLUIDI REALI:

Le particelle fluide in moto lungo traiettorie adiacenti non possono avere velocità discontinue anzi le velocità si accorderanno in modo da eliminare il gradino presente tra loro e creare un profilo continuo?



Newton aveva dimostrato tale fenomeno con una zattera piena di sup. S galleggiante sul pelo libero di un canale di moderata profondità d, la quale veniva trascinata in moto ad una velocità U costante.



Gli strati fluidi superiori, partecipi del moto della zattera, accelerano quelli inferiori, frenati dal fondo del canale e viceversa.

Da qui segue che:

$$F = \mu S \frac{U}{d} \quad \text{dove } \mu = \text{VISCOSITÀ DINAMICA}$$

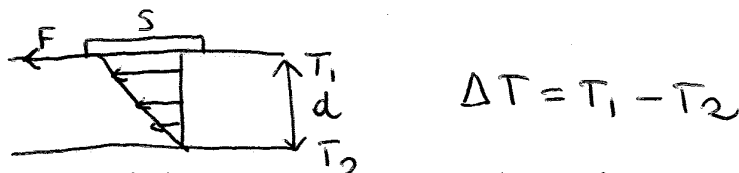
dipende dalla natura e dallo stato del fluido.

$$[\mu]_{\text{CGS}} = 1 \frac{\text{dine} \cdot \text{s}}{\text{cm}^2} = 1 \text{ Poise} = 1 \text{ P} \quad 1 \text{ Pas} = 10 \text{ P}$$

$$[\mu]_{\text{SI}} = \text{Pa} \cdot \text{s} = 1 \frac{\text{N} \cdot \text{s}}{\text{m}^2} = 1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

Il meccanismo della fig ① e della fig ② è uguale. Tale meccanismo si manifesta attraverso la proprietà della viscosità dinamica di rappresentare l'ATTRITO INTERNO di un fluido cioè la sua maggiore o minore propensione a sfumare le differenze di velocità presenti eventualmente nel suo campo di moto.

Tale fenomeno venne studiato da J. Fourier:



$$\Delta T = T_1 - T_2$$

Si considera una parete di superficie S e di spessore d tra le cui due facce è mantenuto un salto costante di temperatura ΔT , il flusso complessivo \dot{Q} di calore (energia termica per unità di tempo) che si stabilisce attraverso la parete è dato da:

$$\dot{Q} = \lambda S \frac{\Delta T}{d}$$

perché il calore fluisce da parete calda a fredda e non viceversa
 quindi $\dot{Q} > 0$ se $\Delta T < 0$

λ dipende da natura e stato della sostanza e prende il nome di CONDUCIBILITÀ TERMICA.

$$[\dot{Q}] = \frac{\text{Cal}}{\text{s}} = \frac{\text{J}}{\text{s}}$$

le cui cause possono essere microscopiche, ma per gas e per liquori, esse sono comunque determinate dalle caratteristiche tipiche del fluido e dal suo stato termodinamico espresso dalla temperatura.

Quindi è possibile esprimere i FLUSSI MEDI mediante coefficienti che non dipendono dal moto macroscopico.

Tale processo si chiama DIFFUSIONE o TRASPORTO MOLECOLARE e si traduce in leggi finite che rinvengono le proporzionalità del flusso di una grandezza al gradiente della stessa moltiplicato per un coeff. di trasporto. Tali leggi sono:

- LEGGI DI NEWTON → Diffusione della quantità di moto:

$$\tau = \mu \frac{du}{dz} \rightarrow \text{SFORZO DI TAGLIO tra due strati fluidi distanti } dz \text{ con velocità che differiscono di } du.$$

In tale legge la diffusione della quantità di moto avviene tra due strati fluidi distanti dz dove sussiste la diff. di velocità du .

$$[\tau] = \frac{N}{m^2}$$

Se indichiamo con ρ $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$ la DENSITA' DEL FLUIDO possiamo definire ν , VISCOSITA' CINEMATICA:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad [\nu] = \frac{m^2}{s} \quad [\nu]_{CGS} = 1 \frac{cm^2}{s} = 1 \text{ St (Stokes)}$$

La ν permette una interpretazione significativa dello sforzo di taglio τ :

consideriamo per semplicità un fluido dove ρ è sufficientemente costante quindi: $\mu = \rho \nu$

$$\tau = \nu \frac{d(\rho u)}{dz}$$

ρu = quantità di moto fluido per unità di volume

Il processo diffusivo regolato dalla viscosità è quello della quantità di moto e nella legge di gradiente che lo descrive la viscosità cinematica è il coeff. rappresentativo.

Inoltre $-\tau$ sarebbe il flusso (per unità di tempo e di sup) nella direzione z della quant. di moto per unità di volume ρu .

Per questo ν è detta anche DIFFUSIVITA' VISCOSA.

Si usa di più la viscosità dinamica μ perché quella cinematica fa riferimento a grandezze assenti in μ quale la pressione.

$$\left. \begin{aligned} \nu(\text{acqua}) &= 10^{-6} [SI], 1 [CGS] \text{ cSt [centistokes]} \\ \nu(\text{aria}) &= 14,6 \cdot 10^{-6} [SI], 14,6 [CGS] \end{aligned} \right\} \text{In condiz. standard } 288K, 1 \text{ bar.}$$

$$\rho(\text{acqua}) = 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$\rho(\text{aria}) = 1,225 \text{ kg/m}^3$$

LEGGE DI FOURIER → per la diffusione del calore

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dz}$$

$$\dot{q} = \text{FLUSSO TERMICO} \left[\frac{\text{cal}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right]$$

calore trasferito per unità di superf. e di tempo nelle dirizz. z proporz. tramite λ all'opposto del gradiente lungo z della temperatura.

Stevalta è il passaggio del calore che si suppone avviene tra due strati fluidi distanti dz tra i quali sussiste la diff. di temperatura dT .

Indicando con c_s il calore specifico per unità di massa del fluido ($[\text{cal}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$ oppure $[\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$) e ponendo:

$$K = \frac{\lambda}{c_s \rho} \quad [K]_{s1} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \rightarrow \text{DIFFUSIVITÀ TERMICA}$$

Potremmo quindi riscrivere \dot{q} :

$$\dot{q} = -K \frac{d(\rho c_s T)}{dz}$$

$\rho c_s T$ = Energia termica contenuta nell'unità di volume di fluido a temperatura T il cui flusso è \dot{q} .

Per gas:

il calore specifico dipende dalla transf. attraverso il quale l'energia termica viene scambiata quindi conviene definire K per mezzo del calore specifico e pres. costante c_p :

$$K = \frac{\lambda}{c_p \rho}$$

Per acqua in cond. standard: $c_s = 1 \text{ cal}/\text{kg} \cdot \text{K}$ (quantità di calore necessaria a sollevare da $14,5^\circ\text{C}$ a $15,5^\circ\text{C}$ la temp di un kg di acqua).

Per aria (in un vasto campo di temp intorno quella standard) si ha $c_p = 0,24 \text{ cal}/\text{kg} \cdot \text{K} = 1 \text{ KJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$ e $\rho = 1,2 \text{ kg}/\text{m}^3$ a 288K e b è comodo tenere a mente il NUMERO DI PRANDTL:

$$Pr = \frac{v}{K} \Rightarrow \text{ADIMENSIONALE}$$

Nei gas ha valori vicini a 1 perché sia v che K derivano dallo stesso processo di agitazione molecolare (aria: $Pr = 0,71$)

Nei liquidi il numero di Prandtl ha valori molto più elevati e varia molto da liquido a liquido: acqua a 20°C : $Pr = 7$

oli lubrificanti a 20° : $Pr = 10^4$ (valore che prende velocità con la temperatura)

metalli liquidi (Na, Hg): conduttività elevate \Rightarrow \Rightarrow Numero di Prandtl molto bassi ($10^{-2}/10^{-3}$)



LEZIONE 2

STATI DI EQUILIBRIO E TRASF. TERMODINAMICHE.

sistema termodinamico

↓
 quantità omogenea di materia finita o infinitesima.

stato di equilibrio termodinamico

↓
 conf. del sist. fluido dove la ripartiz. dell'energia tra le molecole è ben assestata e corrisponde a quella del sist. in quiete.

trasformazione → successione di stati di equilibrio

↓
 processo che conduce il sistema a passare da ^{uno} stato di equilibrio ad un altro (evoluz. fin che moto fluido)

se non sono troppo rapide i loro tempi sono più lunghi di quelli necessari al sistema per tornare allo stato d'equilibrio
 se sono rapide → termodinamica del non equilibrio.

lo stato termodinamico è caratterizzato da grandezze o **VARIABILI**

di STATO:

loro valori non dipendono dal moto in cui il fluido è stato condotto allo stato descritto (non c'è dipendenza dal percorso)

esempi: entropia, entalpia, densità, pressione, temp, ...)

EQUAZIONI DI STATO

relaz. tra grandezze di stato che individuano un certo equilb. termodinamico.

Nei gas lo stato di equilibrio termodinamico è individuato da due variabili e ogni altra grandezza è deducibile da esse mediante una relaz. di stato.

Eq. di stato dei gas perfetti:

lega densità ρ , pressione P e temperatura:

$$P = \rho R^* T \quad \text{o} \quad P \nu = R^* T \quad ||$$

R^* = costante specifica del gas $(= \frac{R = \text{cost universale} = 8314 \frac{J}{\text{mol} \cdot K}}{M = \text{massa molecolare gas}})$

ν = volume specifico = $\frac{1}{\rho}$

a forma differenziale si ottiene differenziando logaritmicamente ambo i membri: $\ln P = \ln \rho + \ln R^* + \ln T$

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} = - \frac{d\nu}{\nu} + \frac{dT}{T}$$

I gas ordinari come l'aria si comportano come perfetti entro un ampio campo di temperature e di pressioni ma vi sono situazioni in cui bisogna rinunciare al modello di gas perfetto e ricorrere a quello più completo di GAS REALE.

Per questo tipo di gas bisogna utilizzare l'EQUAZIONE

DI VAN DER WAALS

In termodinamica la quantità δQ NON è il differenziale esatto di una funzione ma solo una piccola quantità quindi Q NON È UN VARIABILE DI STATO.

Ad esempio è differente il ΔQ necessario a trasferire 1Kg di sostanza gassosa tra due stati le cui temp differisce di $1^\circ C$ se si fa ciò a pressione o a volume costante, le diverse quantità di calore improprie sono i due calori specifici a pressione e volume costante dei gas (c_p e c_v).

Le relazioni valide per un gas perfetto sono:

$$\frac{c_p}{c_v} = \gamma \quad ; \quad c_p - c_v = R^*$$

↑
costante il cui valore dipende dal numero di atomi contenuti nella molecola del gas.

$$\left[\begin{array}{l} 1,67 \rightarrow \text{monoatomici} \\ 1,4 \rightarrow \text{biatomici} \\ 1,3 \rightarrow \text{tri- / pluriatomici} \end{array} \right]$$

per aria: $\gamma = 1,4 \rightarrow$ miscela di gas biatomici

I calori specifici dipendono dalle temperature ma bisogna scostarsi molto dal valore ambiente per avere cambiamenti significativi per cui spesso vengono considerati COSTANTI. Questa è una restrizione dei gas perfetti NON applicabile ai gas reali o ai vapori.

[es. aria a 0° ha $\mu_{ep} = 0,24 \frac{\text{kcal}}{\text{kgK}}$ per variare del 10% deve portarsi a $1200^\circ C$].

SISTEMA ISOLATO \rightarrow Non scambia calore con l'esterno

SISTEMA ADIABATICO

se la transf. è anche reversibile si dice ^{trasf.} ENTROPICA.

ENTROPIA (per unità di massa s) \rightarrow funzione la cui variazione non è definita da:

$$ds = \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

δQ_{rev} = calore scambiato reversibilmente = si può interamente restituire senza costi energetici aggiuntivi nel momento in cui si effettua il percorso al contrario.

↓
Non ci sono perdite per dissipazione (attriti viscosi) e conduzione termica (fenomeno irreversibile).

Per non annullare δQ_{rev} il differenziale esatto richiede in condizioni di reversibilità, esso lo diventa quando viene diviso per $T \Rightarrow$ ENTROPIA È UNA VARIAB. DI STATO.

Al contrario se la trasformazione è irreversibile, il calore scambiato con l'est. non è ds non è reversibile.

Più in generale il recipiente può essere tale da permettere contemporaneamente compressione e riscaldamento del gas contenuto come quando è costituito da un corpo cilindrico chiuso superiormente da un pistone scorrevole e premuto verso il basso. In tal caso si introduce in aumento di energia interna non solo il calore trasmesso ~~dal~~ al fluido ma anche il lavoro meccanico di compressione \mathcal{L} in questo eseguito

113

↓
 Equivalenza dal punto di vista energetico tra calore e lavoro meccanico

↓
 1° PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA.

J. R. Mayer impose che $1 \text{ Cal} = 4186 \text{ J}$.

↓
 $\delta Q + \delta \mathcal{L} = d\varepsilon$
 ↑ ↑
 riferiti riferiti
 all'unità di all'unità di
 massa.

Nel caso del cilindro si ha che il lavoro meccanico produce la compressione di un fluido altrimenti in quiete quindi è puro LAVORO DI TRASFORMAZIONE la cui espressione è:

$$\delta \mathcal{L} = -p dV = \underbrace{p}_{\uparrow} d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

indica che la pressione p è positiva se agente dall'esterno verso il fluido e quindi compie lavoro positivo se $dV < 0$ cioè se il volume si riduce.

Più comune in TERMODINAMICA è il lavoro compiuto DAL fluido che è pari all'opposto del lavoro compiuto dall'esterno su di esso stesso: $\mathcal{L}^* = -\mathcal{L}$.
 Quindi si ha:

$$\delta Q - \delta \mathcal{L}^* = d\varepsilon$$

Bisogna usare \mathcal{L} o \mathcal{L}^* in base alle convenienze. È opportuno ricordare che sia δQ che $\delta \mathcal{L}$ non sono differenziali esatti ma piccole quantità, infatti esse dipendono dalla transf. termodin. imposta al gas.

La somma $\delta Q + \delta \mathcal{L}$ invece è un differenziale esatto e quindi non dipende dalle trasformazioni. Quindi se può essere calcolata lungo una transf. scelta a piacere purché abbia gli stessi estremi.

- Considerando ad esempio una TRASF. IDEALE REV. si ha che il calore è pari a $\delta Q_{rev} = T(ds)$ Entropia. Il lavoro compiuto reversibilmente è quello di compressione!

POLITROPICA → transf. a CALORE SPECIFICO COSTANTE il cui valore 15
è legato a quello dell'esponente.

Per le transf. politropiche fondamentali si hanno i seguenti valori

Isobara : $n = 0$; $c = c_p$;

Isotherma : $n = 1$; $c = \infty$;

Iseotropica : $n = \gamma$; $c = 0$;

Isochora : $n = \infty$; $c = c_v$.

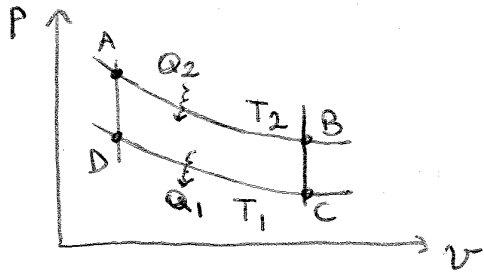
... affinché ciò avvenga dovendo esserci dei SALTI IMPERCETTIBILI di quota;

1) Non devono esserci perdite ^{e ATTRITI} di alcune tipo.

2) affinché il sistema sia REVERSIBILE devono essere soddisfatte tutte le condizioni.

Se ci sono due ruote accoppiate, il lavoro della 2^a serve per andare il ciclo reversibile. CONDIZIONI MACC. TERMICA:
 'quando' avanti su questa strada e considero una macchina termica che passare da una temp. alta T_2 a una più bassa T_1 ($T_2 > T_1$). le condizioni per cui una macchina termica abbia rendim. max è quella di REVERSIBILITÀ. Il calore deve essere conferito alla temp. più alta (ISOTERMA) e il calore deve essere scaricato alla temp. più bassa (con isoterma).
 • Salti impercettibili per passare da temp. più alta a più bassa (diff. impercettibile).
 • Non devono esserci scambi di calore durante il cambio di temperatura (adiabatiche).
 • Non devono esserci dissipazioni di calore.

↓
CICLO DI CARNOT → 2 isoterme e 2 isoentropiche (ADIAB. REVERSIBILI)



$$\begin{matrix} T_A = T_B = T_2 \\ T_D = T_C = T_1 \end{matrix}$$

$$Q_1 < Q_2$$

La differenza tra Q_2 e Q_1 era pari a un lavoro, $[Q_2 - Q_1]$
 A questo punto Carnot riuscì a definire il rendimento termico dinamico:

$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{\mathcal{L}^*}{Q_2}$$

è un rendimento di CONVERSIONE calore - lavoro

$\mathcal{L}^* = Q_2 - Q_1$ → FORMULA generale usata per tutti i cicli.

Per lo specifico ciclo di Carnot si ha che:

$$\mathcal{L}^* = \mathcal{L}_2^* - \mathcal{L}_1^* \Rightarrow$$

... C'è lavoro su tutti e 4 i lati del ciclo ma si può fare la differenza del lavoro negli stessi due lati.

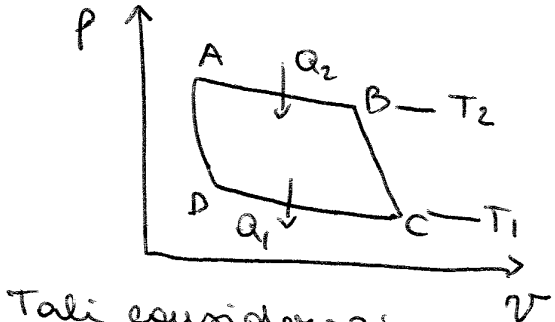
lungo le isoterme:

sapendo che: $de = C_v dT$ e sapendo che $dT = 0 \Rightarrow de = 0$
variaz. eu. int

$$\text{quindi: } \delta \mathcal{L}_{1,2}^* = \delta Q_{1,2} \Rightarrow \eta_{\text{carnot}} = \frac{\mathcal{L}_2^* - \mathcal{L}_1^*}{\mathcal{L}_2^*}$$

calcoliamo i lavori:

7) Da tali condizioni discende il ciclo di Carnot, formato da due adiabatiche isentropiche e due isoterme:



\Rightarrow Ciclo di rendimento max realizzabile tra le due isoterme T_1 e T_2 ; qualunque altro ciclo compreso tra le stesse avrà di sicuro un rendimento minore, diverso da quello sviluppato

Tali considerazioni

se consideriamo pure, se per ogni trasformazione in un ciclo reale vale tale relazione: LE

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \sum_{i=1}^n \left(\oint \frac{\delta Q}{T} \right)_i = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \text{Questo vale per qualunque tipo di ciclo REVERSIBILE non solo per Carnot.}$$

lo riscrivo meglio:

$$\oint \frac{\delta Q_{rev}}{T} = \int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T} + \int_B^A \frac{\delta Q_{rev}}{T} = 0$$

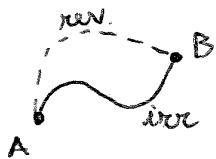
$$\int_A^B \left(\frac{\delta Q_{rev}}{T} \right)_{S_1} = \int_A^B \left(\frac{\delta Q_{rev}}{T} \right)_{S_2} \Rightarrow \text{IN QUALUNQUE MODO IO VADA DA A A B L'INTEGRALE È SEMPRE LO STESSO. QUINDI TALE INTEGRALE È UNA FUNZIONE DI STATO E NON DIPENDE DAL PERCORSO EFFETTUATO.}$$

classicus chiamò tale integrale ENTROPIA, essa è una funzione di stato:

$$\frac{\delta Q_{rev}}{T} = dS \rightarrow \text{ENTROPIA}$$

l'aumento di ENTROPIA che mi ha da un tratto all'altro è sempre uguale indipendentemente dal tipo di trasformazione, anche se fosse IRREVERSIBILE perché se si torna al punto di partenza l'integrale è 0 e l'ENTROPIA è una funz. di stato. quindi il discriminante tra reversib. e irreversib. non sta nella quantità di entropia ma nella quantità di CAUORE.

considero una trasformazione reale qualsiasi: (irreversibile)



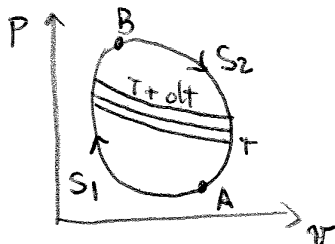
Come calcolo la varia. di entropia? Inventando una ipotetica transf. ideale reversibile e calcolandola su di essa.

Immaginiamo di considerare un ciclo di Carnot irreversibile e quindi con perdite di calore:

$$\frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} < \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

$$\frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} < 0 \Rightarrow \oint \frac{\delta Q_{irr}}{T} < 0$$

ciò nonostante posso utilizzare il ragionamento di prima, prendendo nuovamente un ciclo generico come prima ma con tratti di irreversibilità:



$$\oint \frac{Q_{irr}}{T} < 0$$

Supponiamo che:
S₁ = irreversibile
S₂ = reversibile

Il ciclo totale è irreversibile perché ha un pezzo irreversibile:

$$\int_A^B \left(\frac{\delta Q_{irr}}{T} \right)_{S_1} + \int_B^A \left(\frac{\delta Q_{rev}}{T} \right)_{S_2} < 0$$

$$\int_A^B \left(\frac{\delta Q_{irr}}{T} \right)_{S_1} < \int_A^B \left(\frac{\delta Q_{rev}}{T} \right)_{S_2} = S_B - S_A$$

Il calore scambiato irreversibilmente è minore di quello scambiato reversibilmente.

ESERCITAZIONE (1) - PROF IOVIENO

MEMORIA UNITA' DI MISURA :

S. I.

- L → m
- t → s
- m → kg
- T → K
- I → A)

Queste unità di misura derivano tutte le altre.
 sistema concorrente al SI : CGS :

c. g. s.

- l → cm = 10⁻² m
- s
- g → 10⁻³ kg

Ricordare:

°C = K - 273,15

ALTRE UNITA' DI MISURA :

PRESSIONE : $\left[\frac{F}{A} \right] = \frac{N}{m^2} = Pa = \frac{kg \frac{m}{s^2}}{m^2} = \frac{kg}{m \cdot s^2}$

FORZA : $[ma] = kg \frac{m}{s^2} = N$

Ricordare:

760 mmHg = 1,01325 · 10⁵ Pa

1 mmHg = $\frac{1,01325 \cdot 10^5}{760}$ Pa

1 atm = 1,01325 · 10⁵ Pa

1 bar = 10⁵ Pa

CALORE :

Unità di misura: 1 Cal = 4186 joule

ENERGIA : $\frac{1}{2} mv^2$ ↑
calore specifico acqua.

$J = kg \frac{m^2}{s^2} = Nm$

Caloria → calore fornito all'acqua per passare da 14,5 °C a 15,5 °C

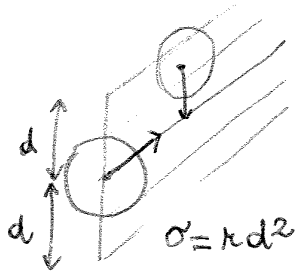
UNITA' DI MISURA ANGLOSASSONI :

POULICE : 1 in = 2,54 · 10⁻² m

PIEDE : 1 ft = 12 in = 0,3048 m

YARD : 1 yd = 3 ft

↓

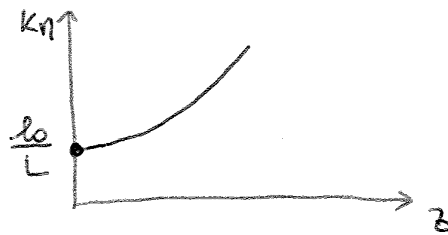
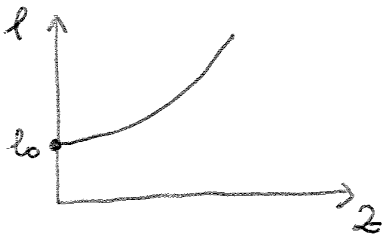


$$l = \frac{m}{\rho \sigma} = \frac{1}{n \sigma}$$

$m \cdot n$ (masse molec. per unita' di volume)

$$M = m N_A \Rightarrow m = \frac{M}{N_A} = \frac{28,964 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}}{6,023 \cdot 10^{26} \frac{1}{\text{mol}}} = 4,81 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

$$l(z) = \frac{m}{\rho(z) \sigma} = \frac{m}{\rho_0 \sigma e^{-\alpha z}} = \frac{m}{\rho_0 \sigma} e^{\alpha z}$$



z [m]	$\rho [\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}]$	l [m]	Kn
0	1,225	$3,65 \cdot 10^{-7}$	$3,65 \cdot 10^{-8}$
10000	0,304	$1,47 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-7}$
50000	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$3,89 \cdot 10^{-4}$	$3,89 \cdot 10^{-5}$
100000	$4,36 \cdot 10^{-6}$	$1,026 \cdot 10^{-1}$	$1,026 \cdot 10^{-2}$

Sistema continuo, solo dai 120000 m in su il sistema è rarefatto.

vediamo come si ricava la formula di l:
Volume spazzato in un tempo t:

$$V_t = \sigma v t$$

$$N_t = n V_t \quad \text{numero moli}$$

$$L = v t$$

tempo tra un urto e l'altro:

$$t = \frac{l}{v}$$

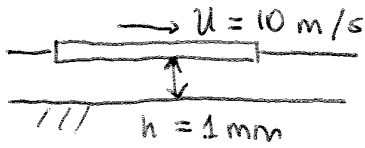
$$n \sigma v t = 1 \quad N_t = 1 \Rightarrow 1 \text{ molecola urtata}$$

$$n \sigma \frac{l}{v} = 1 \Rightarrow l = \frac{1}{n \sigma}$$

ESERCIZIO (2)

Abbiamo un pattino che si muove su un menzolo di olio lubrificante che ha lo spessore di $h = 1 \text{ mm}$

(Pattino = elemento strisciante su un altro materiale)



SAE - 30

$$\mu = A T^{-B}$$

$$T = 300^\circ \text{F} \quad \mu = 3,5 \text{ cP}$$

$$T = 100^\circ \text{F} \quad \mu = 85 \text{ cP}$$

$$T = 288 \text{ K}?$$

Trovare la forza agente sul pattino:

$$F = \tau S = \mu \frac{u}{h} \cdot S = 3,9 \cdot 10^4 \text{ N}$$

Convertire la T in K trovare i fattori A, B in un sistema a due eq. in 2 incognite e poi sostituire 288 K ^{nella formula di μ} per trovare le μ .

ES. (3)

Fluido che si muove in un tubo.

a velocità vale $u = u_0 \left(1 + \frac{x}{L}\right)$ (veloc. nei punti dello spazio)

Una particella di fluido che entra nel tubo che accelerazione ha?

$x = x(t) \rightarrow$ perché segue la particella



Per trovare l'accelerazione devo derivare la velocità:

$$a = \frac{du}{dt} = \frac{d}{dt} \left(u_0 \left(1 + \frac{x(t)}{L} \right) \right) = u_0 \frac{1}{L} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{u_0}{L} \cdot u$$

\leftarrow POSIZ. PARTICELLA $\quad \leftarrow$ u Variante nel tempo e nello spazio

$$= \frac{u_0^2}{L} \left(1 + \frac{x}{L} \right) \Rightarrow$$

ACCELERAZIONE DELLA PARTICELLA CHE SI TROVA IN X.

si potrebbe calcolare anche considerando la posiz. della particella:

$$\frac{dx}{dt} = u = u_0 \cdot \left(1 + \frac{x}{L} \right)$$

$$\frac{1}{1 + \frac{x}{L}} \frac{dx}{dt} = u_0$$

$$\frac{d}{dt} \left(L \log \left(1 + \frac{x}{L} \right) \right) = u_0$$

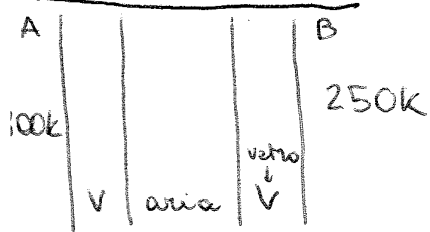
$$L \left(\log \left(1 + \frac{x(t)}{L} \right) - \log 1 \right) = u_0 t$$

$x(0) = 0$

$$x(t) = L \left(e^{\frac{u_0 t}{L}} - 1 \right) \Rightarrow a(t) = \frac{d^2 x}{dt^2} = L \left(\frac{u_0}{L} \right)^2 e^{\frac{u_0 t}{L}} = \frac{u_0^2}{L} e^{\frac{u_0 t}{L}}$$

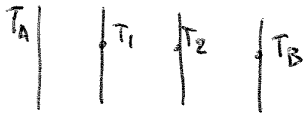
Il risultato è analogo solo che l'ultimo risultato ottenuto è dato in coordinate lagrangiane o spaziali, il primo in coordinate temporali.

VARIANTE ES. (4)



$d_v = 3 \text{ mm}$
 $d_{aria} = 1 \text{ cm}$
 $\lambda_v = 20 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$
 $\lambda_{aria} = 10^{-2} \frac{\text{W}}{\text{mK}}$

Trovare Flusso di calore da A a B;
 Trovare Flusso di calore nel caso in cui non c'è aria e si ha uno spessore di vetro pari a $2d_v$.



A) $|\dot{q}| = \lambda_v \cdot \frac{T_A - T_1}{d_v} \Rightarrow T_A - T_1 = |\dot{q}| \frac{d_v}{\lambda_v}$

$|\dot{q}| = \lambda_{aria} \frac{T_1 - T_2}{d_{aria}} \Rightarrow T_1 - T_2 = |\dot{q}| \frac{d_{aria}}{\lambda_{aria}}$

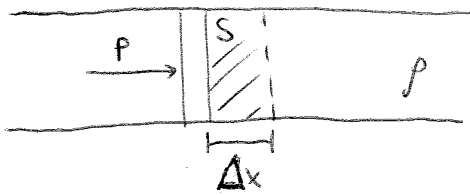
$|\dot{q}| = \lambda_v \cdot \frac{T_2 - T_B}{d_v} \Rightarrow T_2 - T_B = |\dot{q}| \cdot \frac{d_v}{\lambda_v}$

$T_A - T_B = (T_A - T_1) + (T_1 - T_2) + (T_2 - T_B) =$
 $= |\dot{q}| \cdot \frac{d_v}{\lambda_v} + |\dot{q}| \frac{d_{aria}}{\lambda_{aria}} + |\dot{q}| \cdot \frac{d_v}{\lambda_v} =$
 $= |\dot{q}| \cdot \left(2 \frac{d_v}{\lambda_v} + \frac{d_{aria}}{\lambda_{aria}} \right) =$
 $= \frac{T_A - T_B}{2 \frac{d_v}{\lambda_v} + \frac{d_{aria}}{\lambda_{aria}}}$

B) $|\dot{q}^*| = \frac{T_A - T_B}{2 d_v} \lambda_v = \frac{T_A - T_B}{2 \frac{d_v}{\lambda_v}}$

nel compressore il quale richiede sì la compressione ma anche 25
 il lavoro meccanico di spostamento.

Allora nelle macchine termiche bisogna tener conto sia del
 lavoro termodinamico ma anche del lavoro meccanico.
 Vediamo quanto vale tale lavoro:



Pistone che spinge per una tratta
 Δx il fluido:

Il lavoro per unità di massa è
 dato da:

$$\frac{pS\Delta x}{\rho S\Delta x} = \frac{F}{\rho} = p v$$

Se il lavoro fosse stato infinitesimale si avrebbe avuto:

$$d(pv) = p dv + v dp \quad [\text{FLUIDO COMPRESSIBILE}]$$

Ma consideriamo un caso più semplice in cui ho solo lavoro mecca-
 nico: (pompa)

Si ha: $p dv = 0 \Rightarrow$ il lavoro è solo $v dp$

ovvero $\mathcal{L} = V \Delta p$ [FLUIDO INCOMPRESSIBILE].

Esempio:

1 bar \rightarrow 2 bar

$2 \text{ m}^3 \Rightarrow \mathcal{L} = V \Delta p = 2 \cdot 1 \cdot 10^5 = 200.000 \text{ J}$.

Esempio:

$$\int_0^1 d(pv) + \int_1^2 p dv + \int_2^0 d(pv) =$$

$$\int_0^1 d(pv) + \int_1^2 p dv - \int_0^1 d(pv) - \int_1^2 d(pv) =$$

$$\int_1^2 p dv - \int_1^2 v dp - \int_1^2 p dv = - \int_1^2 v dp \quad ||$$

grafico Sh: entropia - entalpia:

I vantaggi di tale grafico è di dare delle grandezze ben definite

Noi sappiamo che:

$$de = \delta Q + \delta \mathcal{L}$$

in una transf. ideale reversibile si ha:

$$de = T ds - p dv$$

$$T ds = de + p dv = dh - v dp \Rightarrow \text{10 PRINCIPIO DELLA TERMODINAM. SCRITTA UTILIZZANDO L'ENTROPIA.}$$

per una isobara:

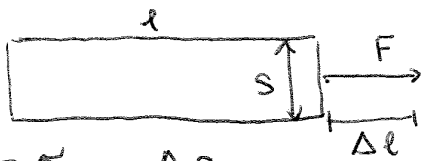
$$dp = 0 \Rightarrow T ds = dh \Rightarrow T = \frac{dh}{ds} \quad ||$$

l'entropia tanto più elevata quanto elevata è la temperatura.



$$c^2 = \frac{K}{\rho} = \frac{1}{\frac{\Delta p / \rho}{\Delta p}} = \frac{\Delta p}{\Delta \rho}$$

Considero una barra d'acciaio lunga l :



Ad un certo istante n allungata, sottoposta a una forza F , di ^{una} quantità Δl :

$$\frac{F}{S} = \sigma = -\Delta p$$

$$\beta = -\frac{\Delta v}{v/\Delta p} = \frac{\Delta v}{v} \cdot \frac{1}{\sigma} = \frac{\epsilon}{\sigma} = \frac{1}{E} \rightarrow \text{MODULO DI YOUNG.}$$

$$\Delta v = S \Delta l$$

$$v = S l$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta l}{l} = \epsilon$$

VELOCITÀ DI PROPAG. DELLE PICCOLE ONDE

$$c^2 = \frac{1}{\beta \rho} = \frac{E}{\rho} \Rightarrow c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{210 \cdot 10^9}{7,8 \cdot 10^3}} = 1000 \sqrt{\frac{210}{7,8}} = 5200 \frac{m}{s}$$

$$= 5,2 \frac{km}{s}$$

$$E(\text{acciaio}) = 21000 \frac{kg}{mm^2} = 210000 \frac{N}{mm^2} = 210 \cdot 10^9 Pa$$

$$\rho = 7,8 \frac{kg}{dm^3} = 7800 \frac{kg}{m^3}$$

In un gas come sono legati Δp e $\Delta \rho$???

mediante una transf. POLITROPICA che non sia ISOBARA o ISOCORA.
legame intermedio tra p e ρ .

$$\frac{dp}{p} = \frac{dp}{p} + \frac{dT}{T} \quad dT = 0$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{p}{\rho} \Rightarrow c^2 = \frac{p}{\rho}$$

Il legame p e ρ è di tipo ISOENTROPICO perché al variare dell'una le densità varia di molto poco.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4 \text{ (aria)}$$

$$\frac{p}{\rho} = R^* T$$

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma R^* T} \approx 20 \sqrt{T} \text{ (ARIA)}$$

$$\text{A quota } 10000 \text{ km} : c = 20 \sqrt{223} \approx 20 \cdot 15 = 300 \frac{m}{s}$$

$$\text{Aria standard} : 340 \frac{m}{s}$$

Data una corrente di velocità v che ad un certo istante si arresta - la pressione aumenta ed essa è dell'ordine di grandezza:

$$\Delta p = \rho v^2 \Rightarrow \frac{\Delta p}{p} = \beta \Delta p \approx \frac{1}{\rho c^2} \cdot \rho v^2 = \frac{v^2}{c^2}$$

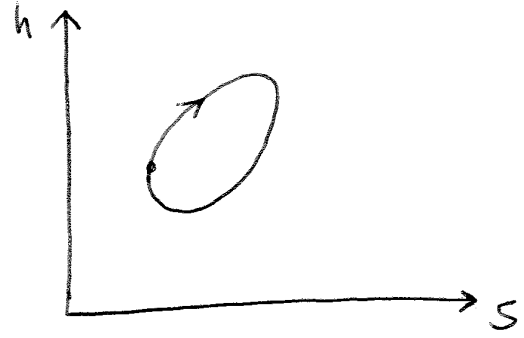
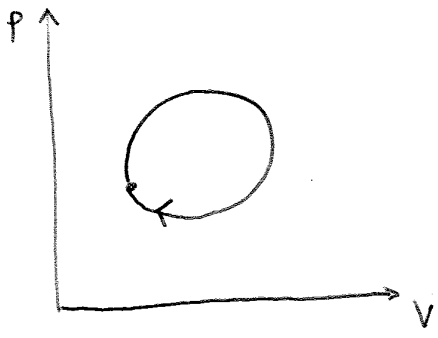
LEZIONE 5 - PROF IOVIENIO

In una trasformazione ciclica si ha che:

$$dq + dl = de$$

$$\oint dq + \oint dl = \oint de = 0$$

$$q + l = 0$$

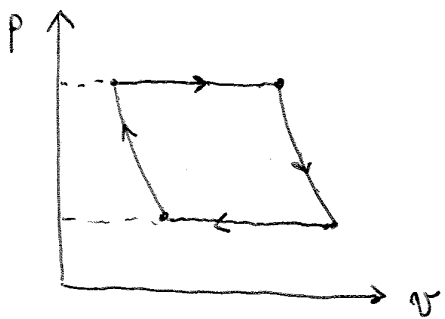


Le trasformazioni che possono approssimarsi in ciclo reale sono:

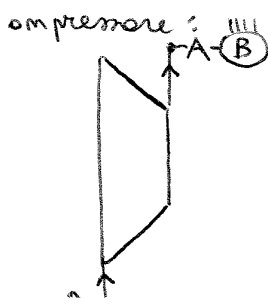
- l'isentrope → perché se consideriamo ad esempio un gas esso è un cattivo conduttore di calore, se io lo comprimo o lo dilato molto velocemente esso non ha tempo di scambiare calore e quindi si realizza facilmente un'isentrope;
- l'isobara → perché se io prendo un fluido e lo inserisco dentro un tubo esso ha una certa velocità e si muove a pressione costante (in assenza di attrito), anche se scambia calore non varia la sua pressione. Ovviamente questo vale finché il tubo è piccolo (costo);
- l'isoterma → Non è realizzabile, ci sono macchine che usano una sorta di isoterma ma sono molto rare.

CICLO BRAYTON-SOULE

Ciclo termodinamico costituito da due isentropiche e due isobare:



È importante perché è il ciclo delle turbine a gas. Si usa anche nei motori degli aerei solo che viene bloccato prima perché interessa solo creare il lavoro necessario per il funzionamento.



In A dobbiamo realizzare la trasformazione isobara, per farlo dobbiamo fornire calore. Il calore viene fornito dalla camera di combustione dove viene inserita la Nafte. Così il gas arriva in B caldo e compresso.

no' sappiamo che:

$$P_A = P_B = P_2$$

$$P_C = P_D = P_1$$

$$\Rightarrow \frac{V_D}{V_A} = \frac{V_C}{V_B} \Rightarrow \boxed{V_D V_B = V_A V_C}$$

nelle isobare: $v \propto T$ ed è un po' difficile che:

$$\frac{V_A}{V_B} = \frac{T_A}{T_B}$$

$$\frac{V_C}{V_D} = \frac{T_C}{T_D}$$

Moltiplico termine a termine:

$$\frac{V_A V_C}{V_B V_D} = \frac{T_A T_C}{T_D T_B} \Rightarrow \boxed{T_A T_C = T_D T_B} \Rightarrow \text{le temperature dei vertici opposti sono uguali.}$$

$$\frac{T_C}{T_D} = \frac{T_B}{T_A} (*)$$

raccolgo i risultati detti nella formula del rendimento:

$$\eta = 1 - \frac{T_D}{T_A} \cdot \left(\frac{\frac{T_C}{T_D} - 1}{\frac{T_B}{T_A} - 1} \right) = 1 - \frac{T_D}{T_A} = 1 - \frac{T_C}{T_B}$$

= 1 perché (*)

Quindi il rendimento dipende solo da quanto il fluido si è scaldato durante la compressione. [perché il rapporto tra le temperature dipende dal rapporto tra le pressioni].

Proviamo a sostituire il rapporto tra le temperature con il rapporto tra le pressioni:

noi sappiamo che:

$$p v^\gamma = \text{cost} \Rightarrow p v = \frac{R}{M} T$$

$$v \propto \frac{T}{p} \Rightarrow p v^\gamma \propto p \left(\frac{T}{p} \right)^\gamma = \text{cost}$$

quindi si ha:

$$p^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cost} \Rightarrow \frac{T}{p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = \text{cost}$$

legge della isentropica scritta in termini di pressione e temperatura.

$$\frac{T_D}{P_D^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = \frac{T_A}{P_A^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

$$\frac{T_D}{T_A} = \left(\frac{P_D}{P_A} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$\tilde{\beta} = \frac{P_2}{P_1} \Rightarrow \frac{T_D}{T_A} = \frac{1}{\tilde{\beta}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \Rightarrow \eta = 1 - \frac{1}{\tilde{\beta}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

rendimento molto basso.

RAFFORZO DI COMPRESIONE

3:

$$\eta_T = \frac{h_T}{h_{T,id}} = \frac{h_B - h_{C1}}{h_B - h_{C'}} \Rightarrow h_B - h_{C1} = (h_B - h_{C'}) \eta_T$$

$$\eta = \frac{(h_B - h_{C'}) \eta_T - \frac{h_A - h_D}{\eta_C}}{h_B - h_{A1}} = \frac{h_C \left(\frac{h_B}{h_C} - 1 \right) \eta_T - h_D \left(\frac{h_A}{h_D} - 1 \right) / \eta_C}{h_B - h_{A1}} =$$

$$= \frac{h_C \left[\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \eta_T - h_D \left(\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)}{h_B - h_{A1}}$$

Alla fine si ottiene che il rendimento di un CICLO REALE è:

$$\eta = \left(\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \cdot \frac{h_C \eta_T - \frac{h_D}{\eta_C}}{h_B - h_{A1}}$$

Si può semplificare la formula sapendo che: $h_B - h_{A1} \ll h_B - h_A$.
Possiamo dire che:

$$h_B = h_C \tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$h_A = h_D \tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Queste relazioni permettono di farci scrivere il rendimento come:

$$\eta = \left(\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \cdot \frac{h_C \eta_T - \frac{h_D}{\eta_C}}{h_C \tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - h_D \tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} =$$

$$= \left(1 - \frac{1}{\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) \cdot \frac{h_C \eta_T - \frac{h_D}{\eta_C}}{h_C - h_D}$$

Se questo è uguale a 1 si ha il rendimento ideale. Per avere ciò i rendimenti di turbina e compressore devono essere alti.

Esempio:

$P_1 = P_C = P_D = 1 \text{ bar} = \text{pressione atmosferica};$

$\tilde{p} = 3 \Rightarrow P_2 = P_A = P_B = 3 \text{ bar}$

$T_D = 288 \text{ K} = \text{Temperatura ext.}$

$T_{max} = T_B = 1050 \text{ K.}$

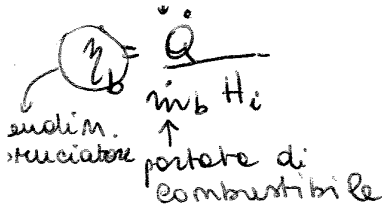
1) Rendimento ciclo ideale:

$$\eta_D = 1 - \frac{1}{\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 0,269 \approx 27\%$$

2) Rendimento ciclo reale.

HP: $\eta_C = 0,88$; $\eta_T = 0,93$.

↓



calore di combustione

$$\dot{Q}_2 = \eta_b (m_b H_i)$$

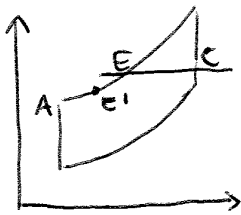
$$m_b = \frac{\dot{Q}_2}{\eta_b H_i} = \frac{65 \cdot 10^6 \text{ W}}{0,92 \cdot 41800 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kg}}} = 1,7 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

Prevedendo che $h_c = 767 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ e $h_a = 394 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$.

Prevedendo per C_p la $T_c > T_a$ stiamo buttando aria calda in me e spreco di nafta. Per rimediare il problema mettiamo l'aria della turbina in uno scambiatore di calore.

Quindi il lavoro resta analogo ma spendiamo una quantità minore di calore.

Ciclo con Rigenerazione → non viene buttata tutta l'entalpia in C ma viene rigenerata. aumenta il rendim.



L'efficienza del rigeneratore è pari a:

$$\epsilon_g = \frac{h_{e1} - h_a}{h_e - h_a} \leq 1$$

$$\eta = 1 - \frac{h_c - h_d}{h_b - h_{e1}} = 1 - \frac{h_c - h_a}{h_b - [h_a + \epsilon_g (h_e - h_a)]}$$

$h_e = h_c$
 ↓
 avviene all' stesso livello

RENDIMENTO DEL CICLO IS. CON RIGENERAZ.

$$\eta = \frac{1 - h_d (h_c/h_d - 1)}{h_a [h_b/h_a - (1 + \epsilon_g (h_c/h_a - 1))]}$$

Il rigeneratore si può usare solo se $T_c > T_a$.

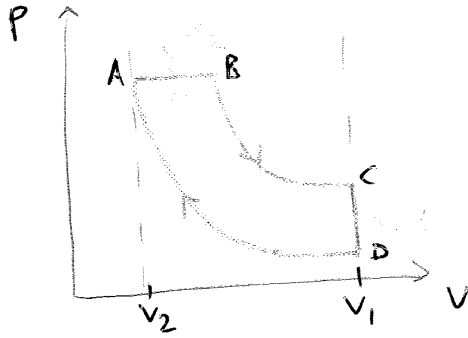
$$\eta = 1 - \frac{1}{\gamma^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \cdot \frac{h_c/h_d - 1}{[\frac{h_d}{h_a} - 1] + \epsilon_g (h_c/h_a - 1)}$$

$$= 1 - \frac{1}{\gamma^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \cdot \frac{1}{1 + \epsilon_g \cdot \frac{h_c/h_a - 1}{h_b/h_a - 1}}$$

Se il rapporto di compressione è molto alto il rigeneratore non serve cioè non contribuisce bene alle macchine.

Ciclo Diesel:

fase di combustione a pressione costante:



$$T_A \geq 470^\circ\text{C} = 743\text{ K}$$

$$T_D = 288\text{ K}$$

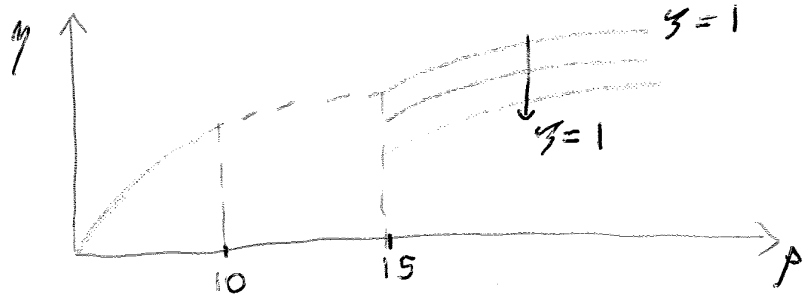
$$P > \left(\frac{743}{288}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \approx 15$$

Rendimento:

$$\eta = 1 - \frac{\xi}{P^{\gamma-1}} \quad \xi > 1$$

$$\xi = \frac{r^\gamma - 1}{\gamma(\gamma - 1)}$$

(*)



ESEMPIO:

Dato un motore con:

$$W = 300\text{ CV}$$

$$n = 3000\text{ g/min}$$

$$V = 14\text{ l}$$

$$\eta_m = 0,85$$

$$t = 4$$

$$e = 1$$

$$P_{mi} = \frac{450t}{2e} \cdot \frac{W}{\eta_m n V} = 7,56\text{ bar}$$

(*)

$$M_c H_i = (M + M_c) \cdot c \cdot (T_B - T_A)$$

$$T_B = T_A + \frac{M_c H_i}{c(M + M_c)} = T_A + \frac{H_i}{c(1 + d^*)}$$

Otto:

$$T_B = 643 + \frac{41800\text{ kJ/kg}}{0,88(1+15)} = 3612\text{ K}$$

$$c_v \rightarrow \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}$$

Diesel:

$$T_B = 743 + \frac{41800}{1,17(1+25)} = 2117\text{ K}$$

$$c_p \rightarrow$$

→ la temperatura max del diesel risulta più bassa.

$$W = \eta_m \cdot W_{int} = \frac{2e}{E} \eta_m \cdot n \cdot V p_{mi}$$

↑
Potenza effettiva.

$$P_{me} = \eta_m p_{mi}$$

↑
pressione media effettiva

$$[W] = CV$$

↑
Cavalli

$$[n] = g/min$$

$$[V] = l$$

$$[p_{mi}] = bar$$

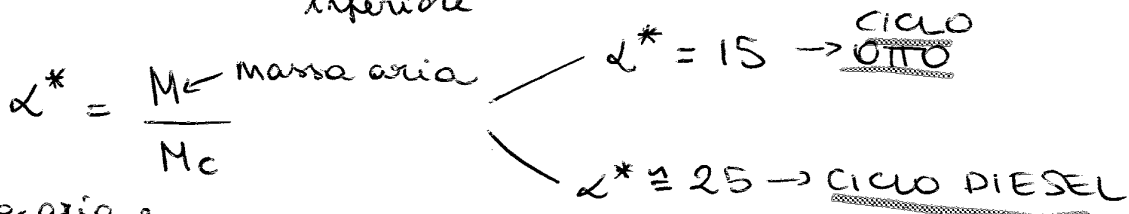
$$W = \frac{2e}{450t} \cdot \eta_m \cdot n \cdot V p_{mi}$$

MANIERA TERMODINAMICA:

quanto calore viene bruciato e quanto viene trasformato in lavoro meccanico: ↓
massa combustibile utilizzata.

$$\eta^* = \eta Q_2 = \eta M_c H_i$$

↑
Potere calorifico inferiore



si aspira aria e combustibile

↓
RENDIM. VOLUMETRICO

Otto: $M + M_c = \rho_m V \cdot \eta_v$

Diesel: $M = \eta_v \rho V$

↑
si aspira solo aria

possiamo ricavare M_c dividendo le due espressioni per M_c :

OTTO: $\left(\frac{M}{M_c}\right) + 1 = \eta_v \rho_m \frac{V}{M_c} \Rightarrow M_c = \eta_v \rho_m \frac{V}{1 + \alpha^*}$

DIESEL: $\frac{M}{M_c} = \eta_v \rho \frac{V}{M_c} \Rightarrow M_c = \eta_v \rho \frac{V}{\alpha^*}$

LEZIONE 7 - IOVIENO

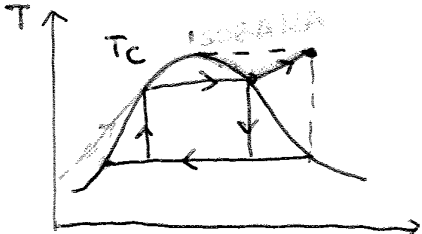
LS4

CARATT. DEL CAMBIAN. LIQ-VAP. (TRASF)

- Cambiamento di densità → espansione

Carnot diceva che per realizzare un rendim. max ci vuole un ciclo formato da 2 isocore e 2 isoterme.

Realizzare una isoterma però non è semplice quindi si è creato un altro ciclo:

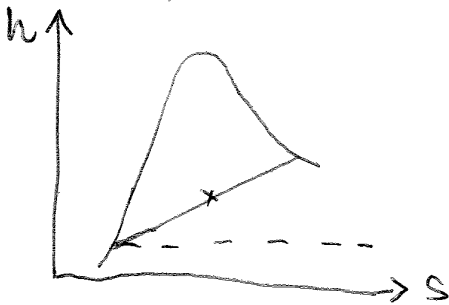


Perché non si può realizzare?

→ Si può realizzare date la T_{sup} max e min. però quella max è limitata dalla TEMP. CRITICA (T_c).
È anche limitato in larghezza dalle curve limite.

↓
Ciclo DI CARNOT REALIZZABILE
ma si può fare?

Considerando le compressioni, se varia poco il volume vuol dire che ho com. molto poco lavoro. Il liquido è quello meno comprimibile. Comprimi sulle curve limite inferiori partendo nell'isoterma partendo da un punto delle curve limite. La curva limite contribuisce al riscaldamento, esso avviene attraverso l'isobara fino ad arrivare a una T_{sup} pari a quella critica.



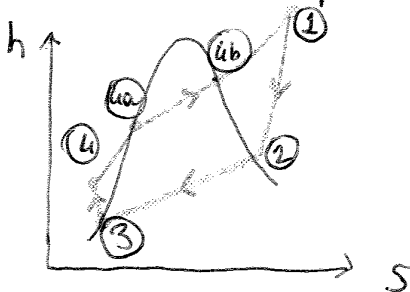
Retta inclinata perché si ha, durante la condensazione (ed evaporazione) si ha una variazione di entalpia:

$$h = h_v x + h_e (1-x) \quad \text{TITOLO} = \frac{M_{vapore}}{M_v + M_e}$$

$$s = s_v x + s_e (1-x)$$

$$\frac{dh}{ds} = \frac{dh/dx}{ds/dx} = \frac{h_v - h_e}{s_v - s_e} \rightarrow \text{PENDENZA DELLA RETTA}$$

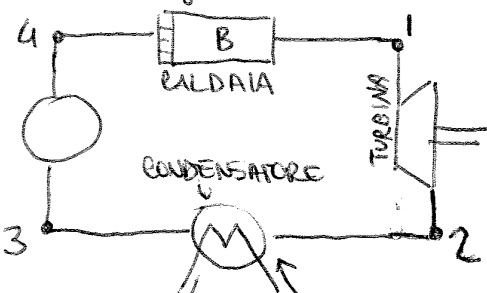
Isobara è sempre rappresentata da una retta.



Non è in scala.

Partiamo dal punto ③, prendiamo l'acqua e la comprimiamo mediante una pompa arrivando al punto ④ dove l'acqua si trova ad alta pressione.

Ora bisogna far riscaldare l'acqua mediante una caldaia:



Poi superato il punto ① l'acqua viene fatta espandere mediante una turbina. Uscendo dalla turbina si arriva al punto ② dove il vapore deve essere messo a contatto con acqua fresca per far condensare.

41

$$P = \dot{m}_v \ell \Rightarrow \dot{m}_v = \frac{P_u}{\ell} = \frac{100 \cdot 10^6 \text{ W}}{1085 \cdot 10^3 \text{ J/kg}} = 91,9 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

$$q_2 = h_1 - h_4 = 3456 - 137 = 3319 \text{ kJ/kg}$$

$$h_4 = h_3 + \ell_c = 134 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} + 3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 137 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\eta = \frac{\ell}{q_2} = \frac{1085}{3319} = 0,328$$

quanto q_2 nafta devo bruciare?

$$H_{i, \text{gas}} = 41800 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\dot{m}_v q_2 = (\dot{m}_c H_i) \eta_b$$

\downarrow
 \dot{Q}_2

$$\dot{m}_c = \frac{\dot{m}_v q_2}{\eta_b H_i} = 7,93 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

Prima mi usere il carbone al posto della nafta ma non era conveniente in quanto avendo un potere calorifico più basso ne servirebbe una portata molto più alta.

Per ottenere il rendimento del ciclo (globale):

$$\eta_g = \frac{P_u}{\dot{m}_c H_i} = \left(\frac{P_u}{\dot{Q}_2} \right) \cdot \frac{\dot{Q}_2}{\dot{m}_c H_i} = \eta \eta_b = 0,30$$

\downarrow
 $\frac{\ell \dot{m}_v}{q \dot{m}_v}$

Considerazioni sul condensatore:

$$q_1 = h_2 - h_3 = X_2 \cdot r = 2368 - 134 = 2234 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\dot{Q}_1 = \dot{m}_v q_1$$

potenza termica che togliono al condensatore

$$T_i = 25^\circ\text{C}$$

\uparrow
ingresso

$$T_u = 37^\circ\text{C}$$

\uparrow
uscita

Portata acqua

$$\dot{m}_v q_1 = \dot{m}_v c_v (T_u - T_i) \Rightarrow \dot{m}_e = \frac{\dot{m}_v q_1}{c_v (T_u - T_i)} = 4093 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

\downarrow
4186 J

Torri di evaporazione

Fanno evaporare l'acqua e raffreddano la rimanente.

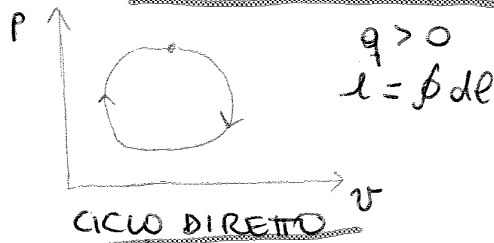
LEZIONE 10 - PROF. IOVIENO

CICLI INVERSI A VAPORE

$$dq + dl = de$$

$$\oint dq + \oint dl = 0$$

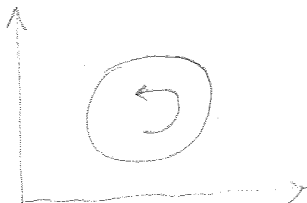
$$q + l = 0$$



CICLO DIRETTO

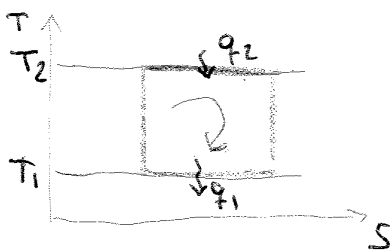
cedimento calore → operazione lavoro

CICLO INVERSO



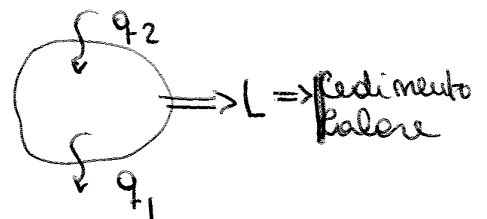
→ Assorbimento calore

prendiamo come esempio il ciclo di Carnot → è un ciclo diretto:

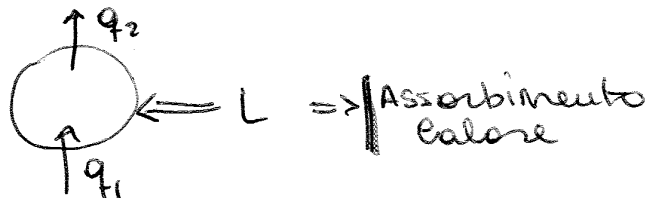
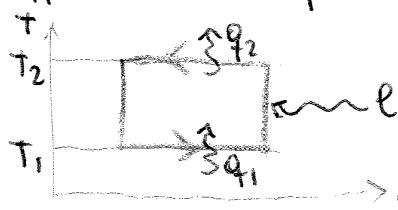


$$l = q_2 - q_1$$

$$\eta = \frac{l}{q_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$



Supponendo di percorrerlo al contrario si ha:



Due applicazioni dei cicli inversi:
Cicli frigoriferi, Pompe di calore.

EFFICIENZA (E)

se ho un ciclo frigorifero:
togliere calore ai corpi, si ha:

$$E_f = \frac{q_1}{l}$$

se ho una pompa di calore:
fornire calore ai corpi freddi, si ha:

$$E_{pc} = \frac{q_2}{l}$$

le due efficienze non sono indipendenti tra loro ma sono legate dalla relazione: $q_2 = l + q_1 \Rightarrow (q_1 - q_2) + l = 0$

$$\Downarrow$$

$$E_{pc} = \frac{l + q_1}{l} = 1 + \frac{q_1}{l} = 1 + E_f$$

R-134A
↑

145

refrigerante

la formula:

$\text{CH}_2\text{FCF}_3 \rightarrow$ Non essendoci il cloro non danneggia l'ozono.

Massa molare: $M = 102 \text{ kg/mol}$

Temp. critica: $T_c = 101,06^\circ\text{C}$

$$\tau = 216,98 \text{ kJ/kg}$$

1) $P_1 = 0,14 \text{ MPa} + \text{curva lim. sup} \Rightarrow h_1 = 236 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} ; s_1 = 0,932 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$

2) $s_2 = s_1$

$P_2 = P_3 = 0,8 \text{ MPa} \Rightarrow h_2 = 272 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$

si trovano E_f dopo avere il valore Q_1 dell'ambiente più freddo.

3) $P_3 = 0,8 \text{ MPa} \Rightarrow h_3 = 93,4 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
+ c. l. inf.

4) $h_u = h_3 \Rightarrow$ ISOENTALPICA.

$$l = h_2 - h_1 = 272 - 236 = 36 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$q_1 = h_1 - h_u = 236 - 93,4 = 142,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

↓

$$E_f = \frac{q_1}{l} = \frac{142,6}{36} \approx 4$$

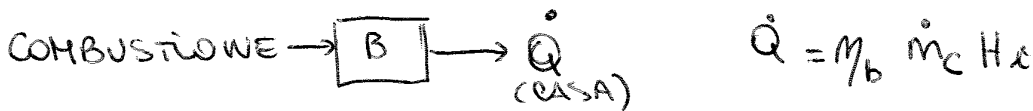
$$P_c = \dot{m}_v l = 0,05 \frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot 36 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ W} = 1,8 \text{ kW}$$

↑
potenza tecnica.

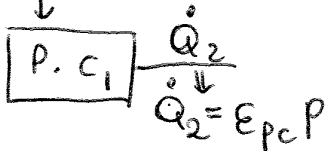
$$E_f = \frac{q_1}{l} = \frac{q \dot{m}_v}{l \dot{m}_v} = \frac{Q_1}{P_c}$$

Riscaldamento a caldaja:

147



Pompa calore:



$\dot{Q}_{CASA} = \epsilon_{pc} P = \epsilon_{pc} \eta \dot{Q} = \epsilon_{pc} \eta \eta_b \dot{m}_c H_i$

A) $(\dot{m}_c H_i)_{cald} = \frac{\dot{Q}_{CASA}}{\eta_b}$

B) $(\dot{m}_c H_i)_{p.c.} = \frac{\dot{Q}_{CASA}}{\eta_b \eta \epsilon_{pc}}$

$(\dot{m}_c H_i)_{p.c.} < (\dot{m}_c H_i)_{cald}$

$\eta \epsilon_{pc} > 1 \Rightarrow \epsilon_{pc} > \frac{1}{\eta}$

↓
 Rendimento del ciclo che fornisce energia elettrica.

Altra applicazione cicli inversi → CONDIZIONAMENTO DELL'ARIA.

Per vedere come funziona bisogna studiare:

ARIA UMIDA

$PV = NRT$

$PV = \frac{R}{M} T$

$\frac{P}{\rho} = - \frac{R}{M} T$

FRAZIONE IN PESO DI UN COMPONENTE: $C_i = \frac{m_i}{m}$ 1° METODO

Spero però si ha la dipendenza dal numero di moli quindi si usa la:

FRAZIONE MOLE: $X_i = \frac{N_i}{N}$

$V_{TOT} (\text{volume tot}) = \sum_i V_i = \sum_i \frac{N_i RT}{P} = \frac{RT}{P} \sum_i N_i = \frac{RT}{P} \cdot N$

Numero moli totali

$PV_i = N_i RT$

Posso scrivere allora i calori specifici in funzione dei gradi di libertà della molecola (l):

$$\gamma_{\text{misc}} = \frac{\sum_i \left(\frac{l}{2} + 1\right) \frac{R}{M_i} c_i}{\sum_i \frac{l}{2} \frac{R}{M_i} c_i} = \frac{\sum_i (l+2) \frac{c_i}{M_i}}{\sum_i l_i \frac{c_i}{M_i}}$$

Sapendo che $l_i \equiv l$: PASSAGGIO DA X_i a c_i

$$\gamma_{\text{misc}} = \frac{(l+2) \sum_i \frac{c_i}{M_i}}{l \sum_i \frac{c_i}{M_i}} = \left(\frac{l+2}{l}\right) = \gamma$$

Come faccio a legare le frazioni in peso e le frazioni volumiche?

$$X_i = \frac{N_i}{N} = \frac{\frac{m_i}{m}}{\frac{M_{\text{misc}}}{M}} = \frac{m_i}{m} \cdot \frac{M_{\text{misc}}}{M} = c_i \frac{M_{\text{misc}}}{M}$$

$$\Downarrow$$

$$c_i = X_i \frac{M}{M_{\text{misc}}}$$

Per passare da c a X devo arrogiarmi in qualche modo anche non ho la massa media della miscela quindi:

$$M_{\text{misc}} = \sum_i X_i M_i$$

$$M_{\text{misc}} = \frac{M}{N} = \frac{1}{\frac{N}{M}} = \frac{1}{\frac{1}{M} \sum N_i} = \frac{1}{\frac{1}{M} \sum \frac{m_i}{M_{\text{misc}}}} =$$

$$= \frac{1}{\sum_i \left(\frac{m_i}{M}\right) \frac{1}{M_i}} = \frac{1}{\sum_i \frac{c_i}{M_i}}$$

↘ c_i

ESEMPIO ① (ARIA UMIDA):

$$\begin{cases} C_{N_2} = 75,4\% \\ C_{O_2} = 23,2\% \\ C_{AR} = 1,38\% \end{cases} \Rightarrow \text{ARIA}$$

$$\begin{aligned} M_{O_2} &= 32 \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \\ M_{N_2} &= 28 \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \\ M_{AR} &= 40 \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \end{aligned}$$

Calcolare le concentraz. in peso.

$$X_{N_2} + X_{O_2} + X_{AR} = 1$$

$$C_{N_2} \frac{M_{\text{misc}}}{M_{\text{azoto}}} + C_{O_2} \frac{M_{\text{misc}}}{M_{O_2}} + C_{AR} \frac{M_{\text{misc}}}{M_{AR}} = 1$$

LEZIONE 11 - PROF. CHIOCCHIA

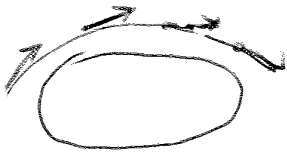
FLUSSI FONDAMENTALI:

$$C \cong YR^*T$$

Y cost, R^* cost, T grand. di stato $\Rightarrow C = \text{GRAND. DI STATO}$.

LINEA DI CORRENTE: (STREAMLINE)

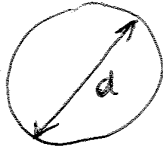
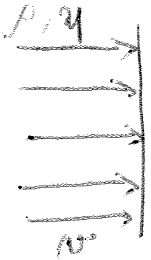
immaginiamo di avere un corpo in moto e studiarlo in un certo istante. Per ogni istante si ha un vettore velocità diverso. Unendo i vettori velocità si crea una linea di corrente che è pari all'involuppo delle tangenti alla traiettoria (le velocità in ogni istante).



TRAIETTORIA \rightarrow luogo dei punti occupati da una particella in istanti successivi.

È un esecuto LAGRANGIANO perché segue le masse non le particelle.

se il moto è stazionario significa che la massa o la particella è la stessa cosa quindi in tal caso parlare di traiettoria o linea di corrente. Ciò non si verifica se il moto NON è stazionario, appaiono di avere un cilindro di diametro d investito da una corrente stazionaria:



\Rightarrow FLUSSO BIDIMENSIONALE 2D

variando densità, velocità e viscosità il flusso non varia:

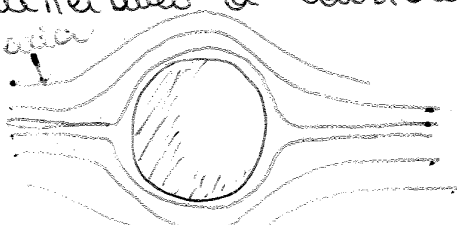
$$Re = \frac{\rho v d}{\mu} = \frac{v d}{\nu} \rightarrow \text{NUMERO DI REYNOLDS}$$

ρ (densità) v (velocità) d (diametro) μ (viscosità cinematica) ν (viscosità cinematica)

possiamo determinare le equazioni di flusso al variare del numero di Reynolds. Il Numero di Reynolds dà il rapporto tra le forze inerziali e le forze viscosi.

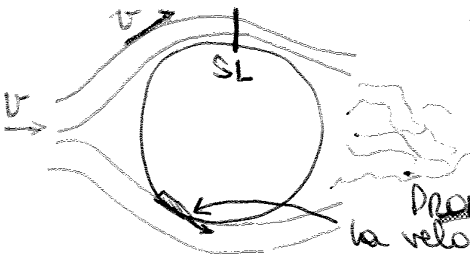
Reynold basso \rightarrow FLUSSI MOTO VISCOSI;
 // alto \rightarrow FLUSSI in cui conta molto l'INERZIA.

cominciamo a considerare $Re < 1$:



l'aria avvolge il corpo e poi le linee di corrente si ricongiungono una volta superato il corpo.

$150 \leq Re \leq 3 \cdot 10^5$



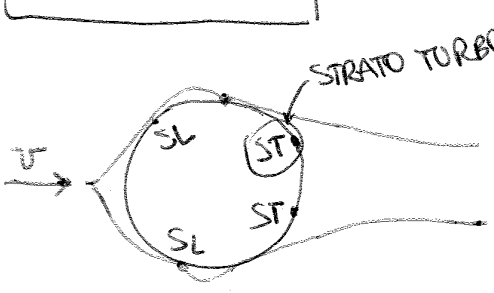
Dal tratto SL (STRATO LAMINARE) in poi le correnti d'aria si separano facendo il loro percorso turbolento.

PROFILLO DELLA VELOCITÀ → ZONA SOTTILE
la velocità parte da 0 al valore della corrente disturbata u

||
STRATO LIMITE → all'interno di tale strato il flusso è laminare.

Viene detto così perché vi sono lamine di fluido esterne ed interne quelle interne risultano molto più veloci.

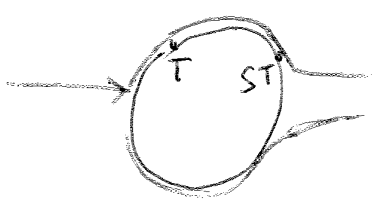
$Re = 3 \cdot 10^5$



Il flusso, essendo turbolento, riesce a stare più tempo attaccato allo stato limite (a differenza del flusso laminare che si stacca molto presto).

Separazione Turbolenta → distacco da laminare a turbolento

$Re \sim 3 \cdot 10^6$



Se la grandezza di Reynolds è costante anche tutti i parametri ottenuti all'interno di tale numero restano costanti.

Definiamo:

-1 Newton su 1 metro di cilindro.

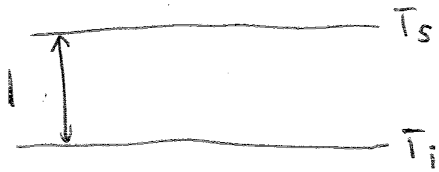
$D [N] \rightarrow D_{res} / Resistenza$

$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U^2 d}$
↑
velocità

indice → possiamo non scriverlo se intendiamo la resistenza come N/m

Ad 1 numero di Reynolds corrisponde 1 solo parametro di resistenza:

studiamo ora cosa succede tra due piastre indefinite, separate da uno strato di fluido, a due temp. diverse [5]
 Semplificazione dei fenomeni di trasmissione di calore del fluido.



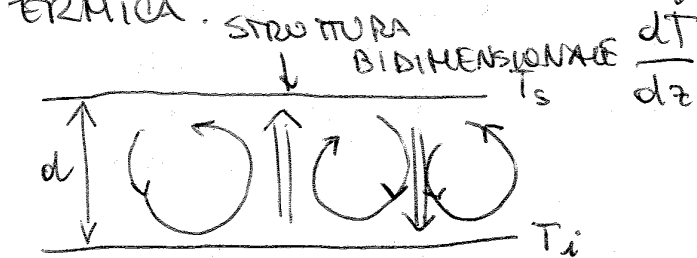
1° caso: Supponiamo che $T_i < T_s$ (parimento freddo, soffitto caldo)
 Punto di vista dinamico → fluido fermo
 Punto di vista trasmissione calore → il fluido fermo appare come un solido ⇒ ci sono fenomeni di CONDUZIONE:

$$\dot{q}_{COND} = -\lambda \frac{dT}{dz} = \lambda \cdot \frac{T_s - T_i}{d}$$

2° caso: Supponiamo che $T_i > T_s$ (scaldato dal basso)
 In un primo momento non succede niente poi ad un certo punto quando la T_i è sufficientemente alta il fluido si mette in movimento (bolle) ma vi sono anche altri fenomeni che impediscono il movimento e fanno sì che al di sotto di un certo valore di parametro il fluido non si muove.
 Tale parametro è il NUMERO DI RAYLEIGH:

$$Ra = \frac{\rho g d (T_i - T_s) d^3}{K \nu} \quad Ra \leq 1700$$

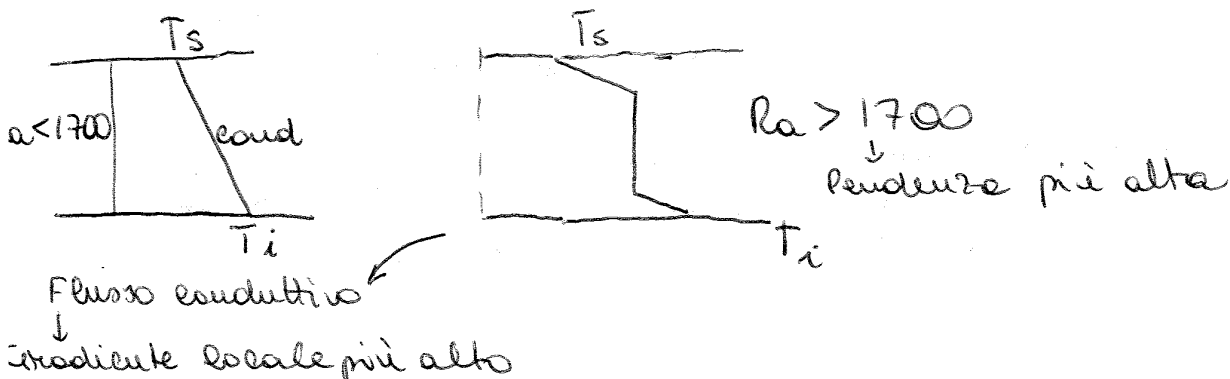
Questo fattore dipende anche dal fattore di DIFFUSIVITÀ TERMICA. GRADIENTE LOCALE



→ si rigenera continuamente
 ↓
 Convezione naturale

$$\dot{q}_{COND} = -\lambda \frac{dT}{dz} = \lambda \frac{T_s - T_i}{d}$$

CONVEZIONE → Motore naturale che RIGENERA LA CONDUZIONE



LEZIONE 12 - PROF. IOVIENO

SERCIZI SU MISCELE DI GAS

1) Miscela formata da:

$4 \text{ m}^3 \text{ N}_2$

$36 \text{ m}^3 \text{ H}_2$

RAZIONI IN VOLUME

$X_{\text{N}_2} = \frac{4}{40} = \frac{V_{\text{N}_2}}{V} = \frac{1}{10} = 0,1$

$X_{\text{H}_2} = \frac{36}{40} = 0,9$

FRAZIONI IN PESO:

$M_{\text{miscela}} = X_{\text{N}_2} \cdot M_{\text{N}_2} + X_{\text{H}_2} \cdot M_{\text{H}_2} = 0,1 \cdot 28 + 0,9 \cdot 2 = 4,6 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$

↓
Masse media miscela

↓
massa molare

$C_{\text{N}_2} = X_{\text{N}_2} \cdot \frac{M_{\text{N}_2}}{M_{\text{miscela}}} = 0,1 \cdot \frac{28}{4,6} = 0,609$

$C_{\text{H}_2} = X_{\text{H}_2} \cdot \frac{M_{\text{H}_2}}{M_{\text{miscela}}} = 0,9 \cdot \frac{2}{4,6} = 0,391$

2) Miscela formata da:

He, NH₃

contenuta in un volume $V = 45,9 \text{ m}^3$

$P = 1,962 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

$T = 300 \text{ K}$

Trovare la composizione della miscela.

la bombola viene riscaldata a volume costante $V = \text{cost}$:

$Q = 10 \cdot 350 \text{ kJ} = C_v \Delta T \cdot M_{\text{misc}}$

$T_f = 450 \text{ K}$

valutiamo quante moli abbiamo nella miscela:

$pV = \frac{R}{M} \cdot T$

$pV = N_t R T \Rightarrow N_t = \frac{pV}{RT} = \frac{1,962 \cdot 10^5 \cdot 45,9}{8314 \cdot 300} = 3,61 \text{ Mol}$

riscaldando la miscela si ha:

$Q = m_{\text{t}} \cdot c_v (t_f - t_i) = N_t C_v (t_f - t_i)$

↑
massa miscela

$N_t = \frac{M_t}{M_{\text{molare}}}$
 $c_v = \frac{C_v}{M_{\text{molare}}}$

cosa succede se al posto della NH_3 mettiamo l'acqua?

59

3) Miscela di:

He

Ar

$$\Rightarrow \begin{matrix} X_{\text{He}}? \\ X_{\text{Ar}}? \end{matrix}$$

$$T = 30^\circ\text{C}$$

$$c = 710 \frac{\text{m}}{\text{s}} \rightarrow \text{veloc. suono}$$

$$Y_{\text{He}} = Y_{\text{Ar}} = \frac{5}{3} \rightarrow \text{Sono uguali perché entrambi sono gas monoatomici.}$$

||
Y_{misc}

calcoliamo la velocità del suono:

$$c^2 = Y_{\text{misc}} \frac{R}{M_{\text{misc}}} T$$

$$\downarrow$$

$$M_{\text{misc}} = \frac{Y_{\text{misc}} R T}{c^2} = \frac{\frac{5}{3} \cdot 8314 \cdot 303}{(710)^2} = 8,35 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$$

Ha un valore compreso tra le masse ^{molecolari} delle componenti più leggere e quella delle componenti più pesanti.

\Rightarrow In tal caso:

$$4 < M_{\text{miscela}} < 40$$

Noi sappiamo che:

$$M_{\text{misc}} = X_{\text{He}} \cdot M_{\text{He}} + X_{\text{Ar}} \cdot M_{\text{Ar}}$$

$$X_{\text{He}} + X_{\text{Ar}} = 1 \Rightarrow X_{\text{He}} = 1 - X_{\text{Ar}}$$

$$M_{\text{misc}} = (1 - X_{\text{Ar}}) M_{\text{He}} + X_{\text{Ar}} M_{\text{Ar}} = M_{\text{He}} + X_{\text{Ar}} (M_{\text{Ar}} - M_{\text{He}})$$

$$\downarrow$$

$$X_{\text{Ar}} = \frac{M_{\text{misc}} - M_{\text{He}}}{M_{\text{Ar}} - M_{\text{He}}} = \frac{8,35 - 4}{40 - 4} = 0,121$$

$$\downarrow$$

$$X_{\text{He}} = 1 - 0,121 = 0,879$$

↓

Aria = miscela particolare e complessa

acqua = nel momento in cui evapora si mescola assieme agli altri gas

⇓

Aria = $N_2, O_2, Ar, CO_2, \dots, H_2O$

Tutti si comportano come gas eccetto l'acqua che si comporta come un vapore quindi la sua frazione ^{volumica} a differenza degli altri gas, NON è costante:

⇓

ARIA SECCA:

$N_2, O_2, CO_2, Ar, \dots$

$$\rightarrow \begin{cases} \gamma \approx 1,9 \\ \mu_{misc} \approx 29 \frac{kg}{mol} \end{cases}$$

ARIA UMIDA:

// // // // + H_2O

Per trovare i contenuti dell'aria umida bisogna trovare la frazione in peso presente di acqua:

$$C_v = \frac{m_v}{m} = \frac{m_{vap}}{m_{as} + m_{vap}}$$

↓
Aria secca

$$X_v = \frac{N_v}{N} = \frac{N_v}{N_{as} + N_v}$$

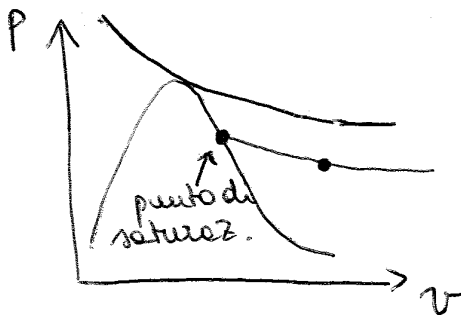
$$X = \frac{m_v}{m_{as}} \rightarrow \text{TITOLO}$$

⇓

$$C_v = \frac{m_v}{m_{as}} \cdot \frac{m_{as}}{m_v + m_{as}} = X \cdot \frac{m_{as}}{m_v + m_{as}} = X \cdot C_{as}$$

Umidità relativa ϕ tiene conto dell'aria che può condensare:

$$\phi = \frac{m_v}{m_{v, sat}(T)} = \frac{m_v/V}{m_{v, sat}(T)} = \frac{p_v}{p_{v, sat}(T)} = \frac{v_{v, sat}(T)}{v_v} = \frac{p_v}{p_{v, sat}}$$



$$p_v = \frac{R}{\mu} \cdot v_v \cdot T = \frac{R}{\mu} \cdot \frac{T}{v}$$

$$p_{v, sat} = \frac{R}{\mu_v} \cdot p_{v, sat} \cdot T$$

$$\frac{p_v}{p_{v, sat}} = \frac{p_v}{p_{v, sat}}$$

$$X = \frac{m_v}{m_{as}} = \frac{m_v/V}{m_{as}/V} = \frac{p_v}{p_{v, sat}} \quad \Downarrow$$

ES (1):

$$T = 30^{\circ}\text{C}$$

$$\varphi = 0,6$$

$$P = 10^5 \text{ Pa}$$

quanto vale il titolo x ?

$$x = \frac{\varphi p_{\text{vas}}(T)}{P - \varphi p_{\text{vas}}(T)} \cdot \frac{M_v}{M_{\text{as}}}$$

$$p_{\text{vsat}}(30^{\circ}\text{C}) = 4246 \text{ Pa}$$

$$x = \frac{0,6 \cdot 4246}{10^5 - 0,6 \cdot 4246} \cdot \frac{18}{29} = 1,6 \cdot 10^{-2}$$

ES (2)

$$V = 50 \text{ m}^3 \text{ (ARIA SECCA)}$$

$$P_{\text{ext}} = 10^5 \text{ Pa}$$

$$T = 30^{\circ}\text{C}$$

acqua evaporare in litro di acqua (1 l H_2O):

quanto vale l'umidità relativa dopo l'evaporazione?

$$M_v = 1 \text{ kg}$$

$$p_v = \frac{R}{\mu} T$$

$$p_{\text{aria secca}} = \frac{1}{V_{\text{aria secca}}} = p \frac{M_{\text{as}}}{RT} \approx 1,2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

$$M_{\text{as}} = p_{\text{as}} \cdot V = 1,2 \cdot 50 \approx 60 \text{ kg}$$

$$\Downarrow$$

$$x = \frac{M_v}{M_{\text{as}}} = \frac{1}{60} \approx 0,01\bar{6}$$

per vedere se è evaporata tutta dobbiamo calcolare l'umidità relativa:

$$p_{\text{vsat}}(30^{\circ}\text{C}) = 4246 \text{ Pa} \Rightarrow \varphi = 0,6 = x \frac{P}{p_{\text{vsat}}(\dots)}$$

Definiamo una nuova grandezza: ENTALPIA PER UNITÀ DI MASSA

105

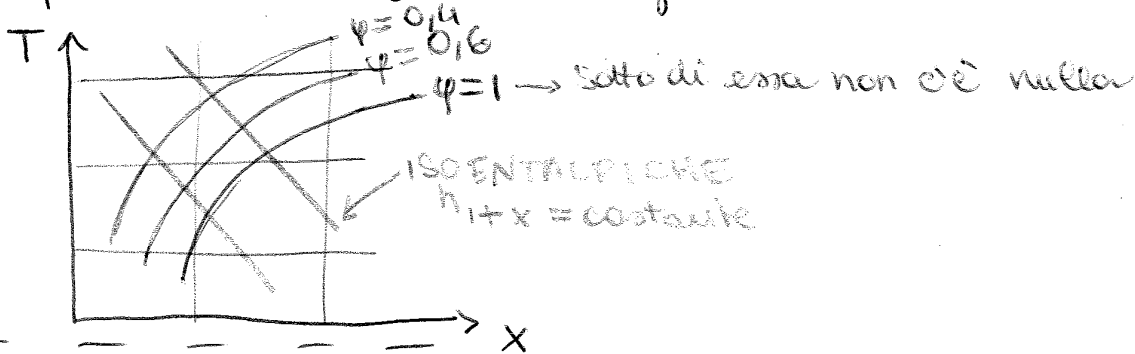
$$h_{i+x} = \frac{H}{Mas} = \frac{Mas h_{as} + m_v h_v}{Mas} = h_{as} + x h_v$$

$$h_{as} = C_{pas} (T - T_0) \Rightarrow h_{i+x} = C_{pas} (T - T_0) + x [\pi_0 + C_{pv} (T - T_0)]$$

$$h_v = \pi_0 + C_{pv} (T - T_0)$$

\uparrow 1 kJ/kgK \uparrow 2500 kJ/kg \uparrow $1,875 \text{ kJ/kgK}$
 $= aT + xb + cxt \parallel$

Analizziamo il problema del CONDIZIONAMENTO DI UNA STANZA in parole si utilizzava un diagramma:



Esempio (1):

$$V = 60 \text{ m}^3$$

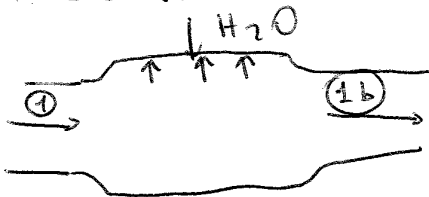
$$T_1 = 26^\circ\text{C} \Rightarrow T_2 = 22^\circ\text{C}$$

$$\varphi_1 = 0,7 \quad \varphi_2 = 0,5$$

$\Delta t = 30 \text{ min} \rightarrow$ ogni 30 min passa l'intero volume all'interno del condizionatore.

Osservazione:

1) Il titolo x è secco



$$m_{as}^{(1)} h_{i+x}^{(1)} + m_L h_L = m_{as}^{(1b)} h_{i+x}^{(1b)}$$

$$h_{i+x}^{(1b)} - h_{i+x}^{(1)} = \frac{m_L}{m_{as}} h_L$$

$$\frac{m_v}{m_{as}}^{(1b)} = \frac{m_v^{(1)} + m_L}{m_{as}}$$

$$x^{(1b)} = x^{(1)} + \frac{m_L}{m_{as}}$$

$$h_{i+x}^{(1b)} - h_{i+x}^{(1)} = (x^{(1b)} - x^{(1)}) h_L \approx 0$$

-aerodinamica allungare viene data alla velocità u STURTO v

TAGLIO τ :

$$\tau(x, z) = \mu \frac{\delta u}{\delta z}$$

-Se $z=0 \Rightarrow$ SPORTEO DI TAGLIO A PARETE:

$$\tau_w(x) = \mu \left(\frac{\delta u}{\delta z} \right)_{z=0}$$

In tal caso tutta la Resistenza è di ATTRITO ed è pari a:

$$D_f = \int_0^L \tau_w(x) dx \Rightarrow \text{RESISTENZA DI ATTRITO SU UNA FACCIA}$$

Coefficiente della Resistenza d'attrito:

$$C_f = \frac{D_f}{\frac{1}{2} \rho v^2 L} \Rightarrow C_f = \frac{\frac{1}{2} \rho v^2 \int_0^L c_f(x) dx (S=L \cdot 1)}{\frac{1}{2} \rho v^2 L}$$

$$\frac{x}{L} = \xi$$

$$c_f = \frac{\tau_w(x)}{\frac{1}{2} \rho v^2}$$

$$\int_0^1 c_f(x) d\left(\frac{x}{L}\right) = \int_0^1 c_f(\xi) d\xi$$

per $Re < 500000 \rightarrow$ STRATO LIMITE LAMINARE:

Gli strati di fluido strisciano tra di loro in modo ordinato.

Non succede se $Re > 500.000$?

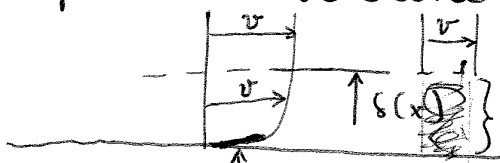
Supponiamo che $Re \approx 1 \cdot 10^6$

Introduciamo tale scrittura:

$$Re_x = \frac{u x}{\nu} \Rightarrow \text{perché fino a } 500000 \text{ lo strato è LAMINARE poi diventa turbolento.}$$

Profilo della velocità per $Re < 5 \cdot 10^5$: somiglia all'ineica ad un quarto di senoide.

Profilo della velocità per $Re > 5 \cdot 10^5 \rightarrow$ STRATO LIMITE TURBOLENTO.

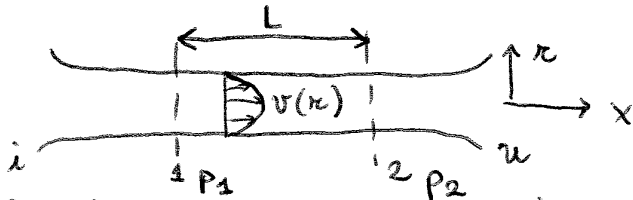


Zona soggetta a fortissimi sforzi di taglio
STRATO LIMITE

Questa piccola zona è ancora laminare. È confinata alla parete.

Se siamo fuori dallo strato limite dove la velocità è circa costante si ha che $\frac{\delta u}{\delta z} = 0 \Rightarrow \tau = 0 \Rightarrow$ la viscosità non viene chiamata in causa quindi si possono togliere tutti i termini contenenti la viscosità. In tal modo è possibile semplificare le equazioni della fluidodinamica.

FLUSSO ALL'INTERNO DEI CONDOTTI



Consideriamo un condotto con un ingresso e un'uscita all'interno del quale passa un fluido di qualunque tipo con una certa velocità.

Consideriamo una porzione di tubo comprese tra 1 e 2 sufficientemente lontane dalle sezioni di ingresso e uscita (dove il fluido tende a divergere).

$P_1 < P_2$

Per $r=0 \Rightarrow$ velocità max

Per $r=R$ = valore di parete \Rightarrow si ha un profilo di velocità che risulta nullo a parete.

Il fluido non accelera né decelera ma allora perché si ha un gradiente di pressione? Per vincere quelle che sono le perdite di energia dovute alle forze di attrito le quali si oppongono al moto e frenano il fluido.

La velocità è funzione di r solamente perché il fluido non accelera né decelera.

Definiamo una velocità MEDIA: \rightarrow

$$\bar{v} = \frac{1}{S} \int v ds$$

L'integrale indica la portata di fluido per secondo:

$$\dot{V} = v S \left[\frac{m^3}{s} \right]$$

Vi è anche la PORTATA IN MASSA:

$$\dot{M} = \rho \dot{V} S = \rho \dot{V} \left[\frac{kg}{s} \right]$$

Salto di pressione: $P_1 - P_2$

Come si normalizza il salto di pressione, o meglio prima come conviene indicarlo?

$$\frac{dp}{dx} = - \frac{P_1 - P_2}{L} \Rightarrow$$
 In termini di gradiente il salto di pressione è costante.

$$f = - \frac{dp/dx}{\frac{1}{2} \rho v^2} \cdot L \Rightarrow$$
 COEFFICIENTE ADIMENSIONALE CHE INDICA LA CADUTA DI PRESSIONE. TALE COEFF. NORMALIZZA IL SALTO DI PRESSIONE.

Il Reynolds in tal caso viene indicato così:

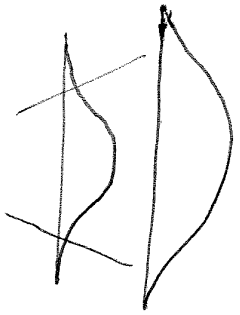
$$Re = \frac{v d_i}{\nu}$$

dove:

$d_i =$ DIAMETRO IDRAULICO = $\frac{4S}{P_R}$

□ QUADRATO: $d_i = \frac{4l^2}{4l} = l$

○ CERCHIO: $d_i = \frac{4 \frac{\pi d^2}{4}}{\pi d} = d$



$$\begin{cases} s(x) \propto x^m \\ v_{max}(x) \propto x^{-n} \end{cases}$$

$$\frac{u(x, r/s)}{u_{max}(x)} = f\left(\frac{r}{s}\right) \Rightarrow \text{LEGGE DI SIMILITUDINE O SELF-SIMILIARITY.}$$

Un getto ha 3 PROPRIETÀ FONDAMENTALI:

1) $\frac{d}{dx} \int_0^s \rho v r^2 \cdot 2\pi r dr > 0 \rightarrow$ PORTATA DI MASSA

la portata di massa andando verso valle aumenta, essendo un getto libero;

2) $\frac{d}{dx} \int_0^s \rho v^2 \cdot 2\pi r dx = 0$

FLUSSO DI QUANTITÀ DI MOTO che attraversa una determinata sezione. Questo andando verso valle resta costante perché una volta che il getto è nato non agisce su di esso alcuna forza.

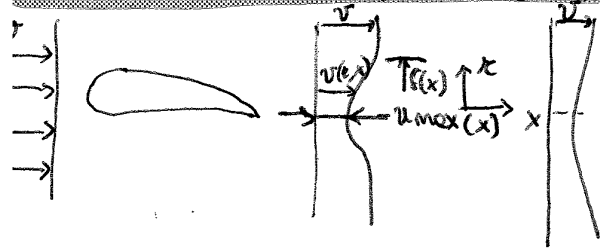
Quantità di moto distribuita ma non muore mai;

3) $\frac{d}{dx} \int_0^s \rho v^3 \cdot 2\pi r dx < 0$

(O PORTATA) LUSSO DELL'ENERGIA CINETICA

diminuisce per dissipazione ma la quantità di moto costante cioè resta COSTANTE.

SCIA DENTRO AI CORPI



Profilo alare invertito da una eovante. Dietro di lui si crea la scia.

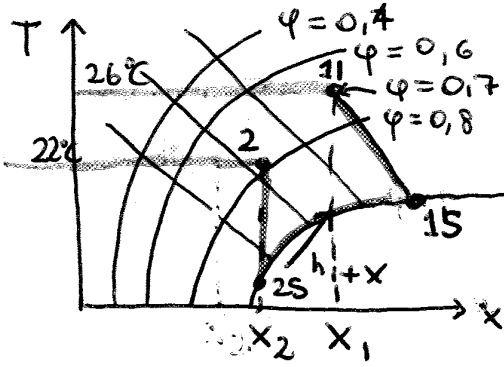
sufficientemente lontano dall'asse del profilo si ha la velocità stazionaria mentre vicino all'asse si ha un buco.

Il mantenendoci sufficientemente dal corpo si può trattare il profilo delle velocità come il negativo del getto. per cui potrebbe continuare a valere la legge di similitudine.

LEZIONE 14 - PROF. IOVIENO

13

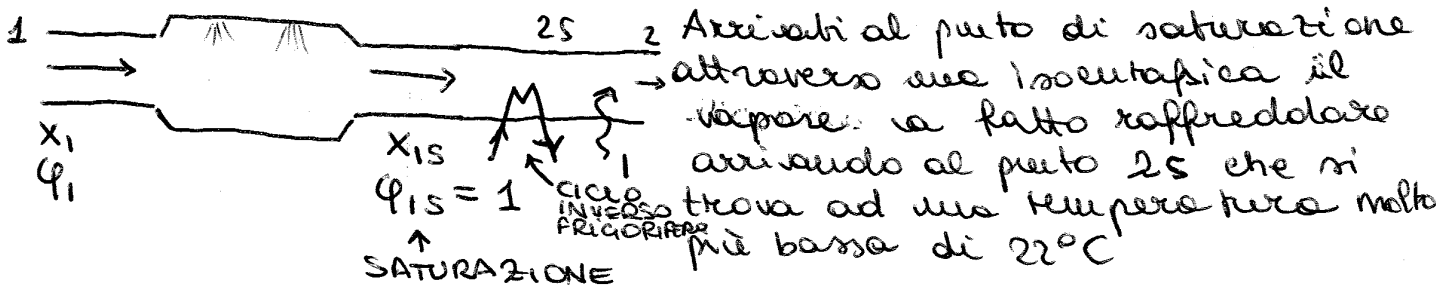
ESERCIZIO SUL CONDIZIONAMENTO DELL'ARIA



$$T_1 = 26^\circ\text{C} \Rightarrow T_2 = 22^\circ\text{C}$$

$$\phi_1 = 0,7 \Rightarrow \phi_2 = 0,5$$

Unico modo per togliere il vapore:
 farlo condensare.



a stauza che stiamo condizionando ha:

$$V = 60 \text{ m}^3$$

$$\Delta t = 30 \text{ min}$$

$$\dot{m} = \rho \dot{V} = \rho \frac{V}{\Delta t} = 0,07 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

$\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$

$$1 \rightarrow 15) \textcircled{1} h_{1+x}^{(1)} = 64 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$x_1 = 15 \cdot 10^{-3}$$

$$\textcircled{15} h_{1+x}^{(15)} = h_{1+x}^{(1)}$$

$$x_{15} = 16,5 \cdot 10^{-3} \Rightarrow T_{15} \approx 22^\circ\text{C}$$

$$2 \rightarrow 2S) \phi = 1$$

$$x_{2S} = x_2 = 8,3 \cdot 10^{-3}$$

$$h_{1+x}^{(2S)} = 32 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \Rightarrow T_{2S} = 11^\circ\text{C}$$

$$2S \rightarrow 2) h_{1+x}^{(2)} = 43 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$1 \rightarrow 15) \dot{m}_{\text{acqua}} = \dot{m}_v^{(15)} - \dot{m}_v^{(1)} =$$

$$= \dot{m}_{\text{as}} (x_{15} - x_1) = 6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

$$15 \rightarrow 2S) \dot{Q} = \dot{m}_{\text{as}} (h_{1+x}^{(15)} - h_{1+x}^{(2S)}) = 1280 \text{ W}$$

↑ di calore

Quantità da togliere per raffreddare l'aria

risolviamo tale equazione:

$$\begin{aligned} \uparrow z \\ - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ - \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \downarrow \\ g = -g e_z \end{aligned}$$

Nella sezione è costante varia solo lungo z.

$$-\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g = 0 \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

LA PRESSIONE VARIA LUNGO Z E DIPENDE LA SUA VARIAZIONE DA ρ E g

Per risolvere l'equazione consideriamo inizialmente il caso più semplice: CASO 1 → ISOCORO → VARIAZ. DI DENSITÀ TRASEVRABILE.

$$p(z) - p(z_0) = -\rho_0 g (z - z_0)$$

$$p(z) = p_0 - \rho_0 g (z - z_0) \rightarrow \text{LEGGE DI STEVINO}$$

In condizioni statiche → sup. dell'acqua orizzontale → QUOTA COSTANTE

Passando al gas:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad \rho = \left(\frac{R^*}{M}\right) \rho T$$

CASO 1 → ATMOSFERA ISOCORA

$$\rho \approx \rho_0 = 1,225 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \text{ (a } 288 \text{ K, } 10^5 \text{ Pa)}$$

$$\frac{dp}{dz} = R^* \rho_0 \frac{dT}{dz}$$

Calcoliamo la variazione di temperatura:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{R^* \rho_0} \cdot \frac{dp}{dz} = \frac{1}{R^* \rho_0} (-\rho_0 g) = -\frac{g}{R^*} = -\Gamma_{\text{teor}} = -3,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{K}}{\text{m}}$$

$$\Downarrow \\ T(z) = T_0 - \Gamma_{\text{teor}} z$$

CASO 2 → Temp. costante $T = T_0$:

$$\rho = \frac{p}{R^* T_0}$$

$$\Downarrow \\ \frac{dp}{dz} - \rho g = -\frac{p}{R^* T_0} g \quad \text{costanti}$$

$$\int \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz} dz = -\int \frac{g}{R^* T_0} dz$$

$$\log \frac{p(z)}{p_0} = -\frac{g}{R^* T_0} z \Rightarrow p(z) = p_0 e^{-\frac{g}{R^* T_0} z}$$

