



**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

**NUMERO: 2269A**

**ANNO: 2017**

# **A P P U N T I**

**STUDENTE: Velardi Marco**

**MATERIA: Fisica Tecnica - Prof. Perino**

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.**

29-9-16

# FISICA TECNICA

## Termodinamica

Setta della scienza che si occupa di studiare l'energia. Si occupa della varie forme di energia, come essa scambia tra oggetti, sistemi e come questi scambi modificano i vari stati, sistemi con cui viene scambiato.

L'energia è un concetto primitivo. Essa gode di una proprietà: conservazione. L'energia è definita in quanto si conserva e quindi esiste. Scambi energia sono di diversa natura. Esistono forme, onde, di energia che sono proprie del corpo, pendole ( $E_p$ ),  $E_k$ ,  $E_{el}$ , in certi casi possono essere in campo quantizzato. Anche  $U$ , energia interna legata a proprietà microscopiche  $\rightarrow$   $E_{tot}$  a livello molecolare.

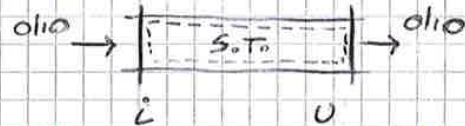
Esistono leggi universali che pongono limiti a queste trasformazioni. Sono i principi della termodinamica.

Si vedono per primo le grandezze. Es. metallo caldo in  $H_2O$  fredda e raffreddamento via la temperatura.

Esiste un insieme di grandezze fisiche in grado di dedurre perfettamente. Introducendo tali grandezze si analizzano principi e leggi di regolano trasformazioni ed infine le applicazioni.

Primo concetto è quello di corpo. In termodinamica definito limite concetto di sistema termodinamico. Tale concetto è molto importante per la risoluzione di un problema di termodinamica. Esso è una porzione di spazio univocamente individuabile e un volume per il quale viene scelta  $S.T.$  è univocamente determinata. Concetto estremamente generale (per es. tra s.f. il pezzo di ferro di prima).

Volume univocamente del. per es. tra volume di gas tra pistone e cilindro in un motore. Dove si nel tempo, ma istante per istante è univocamente determinabile quindi sistema termodinamico. Anche volume di  $H_2O$  in boiler, fluido che scorre in un condotto.



Superficie che racchiude il sistema è detta contorno o superficie di contorno, essa può essere solida, in parte geometrica. Sistema T.D. è ora contenuta in edificio/stanza.



Capacità di scambio  $\bar{e}$  de tra della  $S.T.$  fanno dire in ogni istante  $Q$  de appartiene a  $S.T.$  e no. Ciò de sta fuori da sistema è detto ambiente esterno. Essi in cui superficie è permeabile o impermeabile.

3-10-16

Universo = sistema termodinamico + ambiente esterno

Sistema chiuso  $\rightarrow$  solo scambio di energia con esterno, no massa.

Sistema aperto  $\rightarrow$  scambio di massa ed energia con esterno.

Sistema isolato  $\rightarrow$  nessun tipo di scambio con esterno.

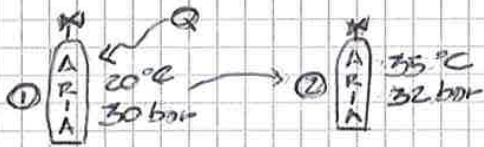
Un sistema chiuso potrebbe essere formato da un'acqua tra pistone e cilindro



1



Quando un S.T. passa da uno stato di equilibrio ad un altro di equilibrio si dice che ha subito una trasformazione termodinamica.



Se le condizioni iniziali e finali della trasformazione coincidono allora si dice che la trasformazione è ciclica.



Le grandezze misurabili di un S.T. perdono il nome di grandezza o variabili di stato. Esempi sono la temperatura, pressione, volume, massa,  $\rho$ , ecc... Il loro valore dipende solo dallo stato in cui si trova il sistema e non dal modo in cui si è arrivati.  $Q$  e  $W$  non sono grandezze di stato, ma vengono dette di scambio. Entro di un processo di lavoro, non lo può prendere, ma scambiare e la stessa cosa vale per il  $W$ .

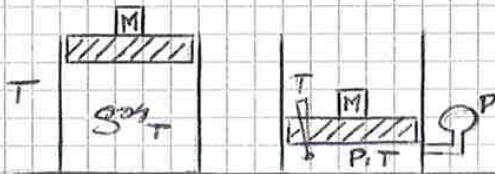
$Q$  e  $T$  sono concettualmente diverse, più correlate essere solo valore grande di una variazione di temperatura. Quest'ultima invece è proprietà del sistema.

Un sistema è in equilibrio quando è incapace di cambiamenti spontanei.

Equilibrio termodinamico è una situazione di compattezza tutto ciò che è grande è contemporaneamente in equilibrio meccanico + chimico + termico.

È possibile definire in maniera precisa alcune grandezze di stato solo quando il sistema è in equilibrio.

Si veda un esempio:



si immagini di pendere una curva sopra sistema:



aria (pote subito dopo urto) solo stato sup. "vedono" martellato sotto no. Quindi ho ex valori di  $p$  che variano tra quelle spazio. Cambia anche la  $T$ . Ciò succede perché sistema non è in equilibrio.

↳ ex valori grandezze di stato all'interno sistema.

Anche se non è all'equilibrio fanno parte del termodinamica ma con tecniche avanzate che qui non si richiama. Deve quindi essere l'equilibrio. Si facciano ora approfondimenti su alcune grandezze di stato.

Simbologia - convenzioni

$x \rightarrow \frac{dx}{dt} = \dot{x}$  [s tempo [s]]

$\frac{dx}{dt^2} = \ddot{x}$

$A$  = grandezza

$\frac{A}{M}$  = grandezza massiva =  $a$

↳ massa sistema



Si not. che  $\frac{1}{\rho} = \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] = \rho$   $\rho = \frac{M}{V}$  densità o massa volumica

Q, L non sono grandezze di stato e perciò non sono grandezze intensive.

Pressione;  $P \rightarrow p = \frac{dF}{dS}$   $\left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] = [\text{Pa}]$   $1 [\text{atm}] = 760 [\text{mm Hg}]$   
 $1 [\text{atm}] \approx 10 [\text{cm}] \text{H}_2\text{O}$

Legge di Stevino  $\rightarrow$  da p a base di colonna di un fluido

$p = \rho g h$

Una tale legge fa cadere quanto  $1 [\text{Pa}]$  ha altezza:

$$1 [\text{Pa}] = \rho g h \Rightarrow h = \frac{1}{\rho g} \approx \frac{1}{1000 \cdot 10} = 10^{-4} [\text{m}] = 0,1 [\text{mm}]$$

Moltiplici e sottomultipli standard del S.I.

sottomultipli:  $10^3, 10^6, 10^9 \dots$  [milli(m), micro( $\mu$ ), nano(n)]

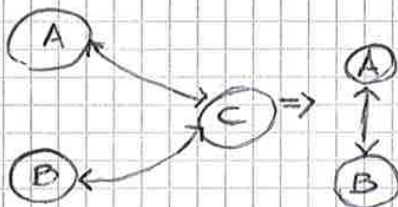
moltiplici:  $10^3, 10^6, 10^9, 10^{12} \dots$  [Kilo (k), Mega (M), Giga (G), Tera (T)]

Come moltiplo della pressione si ha il [bar]  $\rightarrow 1 [\text{bar}] = 10^5 [\text{Pa}] = 100000 [\text{Pa}]$   
 Dove  $1 [\text{bar}] \approx 1 [\text{atm}]$ .

Temperatura T

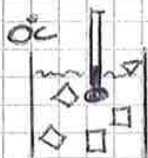
A quella macroscopica è quella grandezza che si misura con un termometro. Nel 1931 Fowler introdusse il Principio 0 della Termodinamica. Se un corpo è S.I. è in equilibrio con altro corpo o S.I. e se un secondo corpo è anch'esso in equilibrio con un altro sistema termodinamico, allora i primi due sono in equilibrio termico fra di loro.

Con: se A è in eq. termico con C e se B è in eq. con C allora A e B sono in eq. termico fra loro.



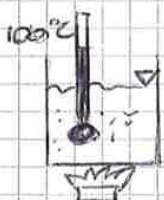
Scale termometriche empiriche

Scala Celsius o centigrada.



H<sub>2</sub>O + ghiaccio

Uscire mescolato e si attende che colonna si stabilizzi.



Tubo immerso fra 0-100 e lo divide in 100 parti ugole e loro l'unità di misura.

Qualunque altra scala convenzionale avrebbe lo stesso risultato.



Si introduce la capacità termica,  $C$ , quantità di  $Q$  che deve fornire a S.T. per farne aumentare la temperatura di  $1^\circ\text{C}$ .

$$C = \frac{Q}{\Delta T}$$

Tale valore potrebbe essere  $C = \text{cost.}$ , ma tale costante hanno  $C$  che varia con la temperatura. Per cui in modo più corretto:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \left[ \frac{\text{J}}{\text{K}} \right] = \left[ \frac{\text{J}}{^\circ\text{C}} \right]$$

$C$  dipende oltre alla da temperatura dipende da tipo di trasformazione. A ciò quindi: nei casi di limiti:

$$C_p = \left( \frac{\delta Q}{dT} \right)_{p=\text{cost.}} \quad C_v = \left( \frac{\delta Q}{dT} \right)_{v=\text{cost.}} \quad \text{e altre.}$$

In generale  $C_p \neq C_v \neq C$  anche se nella pratica sono praticamente gli stessi. Nel caso di gas  $C_p, C_v, C$  sono molto diversi e li non si possono assumere come tali uguali.

La  $C$  dipende dalla massa del sistema, sebbene possa essere indipendente da massa. Introduco la capacità termica massica, ovvero il calore specifico,  $c$ .

$$c = \frac{C}{M} = \frac{\delta Q}{M dT} = \frac{\delta q}{dT} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right] = \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} \right]$$

Con concetto effetto di scala e quindi trasformazione. Anche qui valore dipende da trasformazione  $c_p \neq c_v \neq c$

E.g.

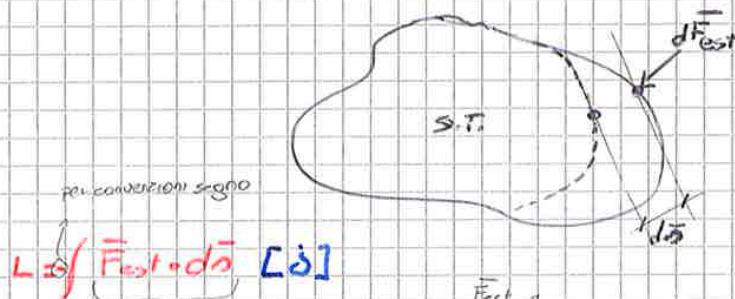
$$\text{Aria} \rightarrow c_p \approx 1006 \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right] \quad c_v \approx 717 \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right]$$

$$\text{H}_2\text{O} \rightarrow c = 4186 \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right]$$

$$\text{Materiali da "costruzione"} \rightarrow c \approx 800 \div 1200 \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right]$$

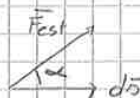
### LAVORO

È l'energia scambiata da S.T. con ambiente esterno a seguito dell'applicazione di una forza esterna, sottoposta a spostamento del sistema che determina uno spostamento del punto di applicazione della forza, ovvero che provoca una deformazione del contorno del sistema. Questo è il lavoro termodinamico.

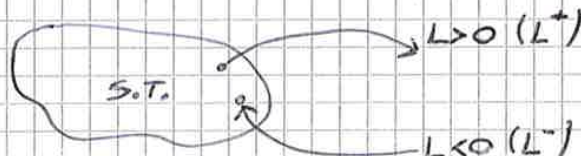


$$L = \int \vec{F}_{\text{est}} \cdot d\vec{s} \quad [\text{J}]$$

$$|\vec{F}_{\text{est}}| |d\vec{s}| \cos \alpha$$



Anche qui si deve essere in segno su lavoro.  $L > 0$  quando S.T. compie lavoro su esterno.





Trova reversibile consiste stato termodinamico sistema istante per istante, quindi: posso rappresentarlo su diagramma coordinate. Su diagrammi di stato posso rappresentare solo trasformazioni reversibili, in quanto istante per istante conosco ogni singolo punto. Se non so, sono male in ogni istante le grandezze di stato del sistema ed il sistema è in equilibrio con l'esterno

$$F_{int} = F_{est} \quad T_{st} = T_{amb.}$$

Ricordando  $L = - \int F_{est} \cdot ds$ , ma se trasformazione è reversibile  $|F_{est}| = F_{int}/p_i \cdot A$

e quindi  $L = - \int |F_{est}| \cdot |ds| = - \int (-p_i \cdot A) ds = \int p_i \cdot ds \cdot A = \int p dV$   
solone elemento

Per una reversibile  $L = \int p dV$

Se è irreversibile, lo faccio lavoro,  $L = \int p dV - L_w$   $L_w$ : lavoro perso per irreversibilità e  $L_w \geq 0$  sempre.

6-10-16

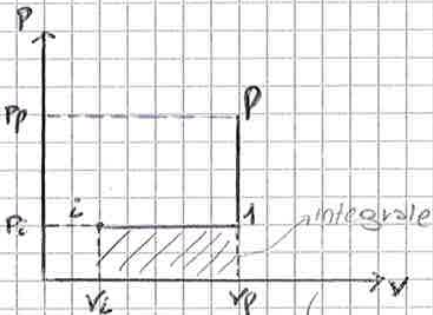
PRIMO PRINCIPIO TERMODINAMICO

Def. esem. L, Q sono funzioni di percorso. Agiscono su sistemi del S.T. ma sono trasformazioni del sistema esse non sono funzioni di stato. Inutile h, Q sono funzioni di linea come legge od una informazione. Tramite L, Q posso parlare tra due S.T. infine con L, Q non sono differenziali esatti. Per definirli devo dare alla cedda i, p onde trovare in un solo i, p e p, q, e proprio questo significa che non sono differenziali esatti; dunque dh, dh.

Giustamente cosa vuol dire non essere diff. esatto per L. sistema di  $L = \int F ds$

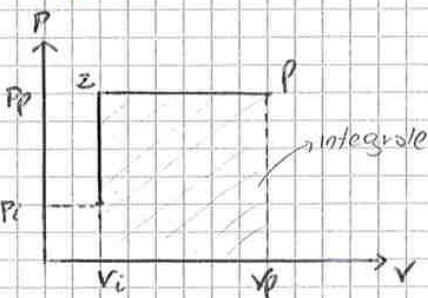
$$L = \int p A ds = \int p dV$$

Poi essere rappresentato su diagramma Clapeyron (p,v) durante evoluzione termodinamica sistema:



i-f; soffio aria dentro, p=cost. ma v aumento  
 i-p; soffio ancora ma c'è blocco quindi v=cost. p aumento

Voglio fare stessa cosa ma con altri percorsi:



Vedo a occhio che L dipende da tipo di trasformazione che faccio e non da stati in e fin



$$\int_1^2 \delta Q + \int_2^1 \delta Q = \int_1^2 \delta L + \int_2^1 \delta L$$

Restano da sommare dipendono da percorso

$$\int_{1A}^2 \delta Q + \int_{2B}^1 \delta Q = \int_{1A}^2 \delta L + \int_{2B}^1 \delta L \quad (1)$$

Aggiungiamo percorso C:

$$\int_{1A}^2 \delta Q + \int_{2C}^1 \delta Q = \int_{1A}^2 \delta L + \int_{2C}^1 \delta L \quad (2) \text{ con lo stato stesso.}$$

$$(1) = \int_{1A}^2 \delta Q + \int_{2B}^1 \delta Q - \int_{1A}^2 \delta L - \int_{2B}^1 \delta L = 0$$

sono eguagliate

$$(2) = \int_{1A}^2 \delta Q + \int_{2C}^1 \delta Q - \int_{1A}^2 \delta L - \int_{2C}^1 \delta L = 0$$

(1) = (2) sono equivalenti

Ottengo da  $\int_{2B}^1 \delta Q - \int_{2B}^1 \delta L = \int_{2C}^1 \delta Q - \int_{2C}^1 \delta L$  uguaglianza tra stati.

allora:

$$\int_{2B}^1 (\delta Q - \delta L) = \int_{2C}^1 (\delta Q - \delta L)$$

Quel che la differenza tra  $\delta Q$  e  $\delta L$  è uguale per qualsiasi tipo di percorso da faccio.  $L, Q$  da soli, no differenti esatti, ma la loro differenza è un differenziale esatto. Tale differenza è l'Energia.

$dE = \delta Q - \delta L$  L'energia è una proprietà del sistema, è una funzione di stato.

$\Delta E = Q - L$  Qui si trova primo principio.

Energia è una somma di energie  $\rightarrow E = \sum E_i = (E_{int} + E_{pot} + E_c + E_p + E_{sp} + U + E_e)$   
 Rimane  $U$  dato da somme  $E_c + E_p$  delle particelle interne al sistema.  
 Nel nostro corso è intermedia quella. Quindi nel nostro corso  $E = U$ .  
 Per cui pote essere:

$dU = \delta Q - \delta L$  si sta riferendo ad una forma specifica di energia del sistema.  
 $\Delta U = Q - L$

L'energia del sistema è un integrale esatto e  $\oint dU = 0$  (per 0, zero).  
 Questo è il principio di conservazione dell'energia.

Principio 0 mi permette di definire temperatura con A, B, C stati.

Il primo principio è quindi un'omologia. Tale definizione è data sulle  $dU$ .

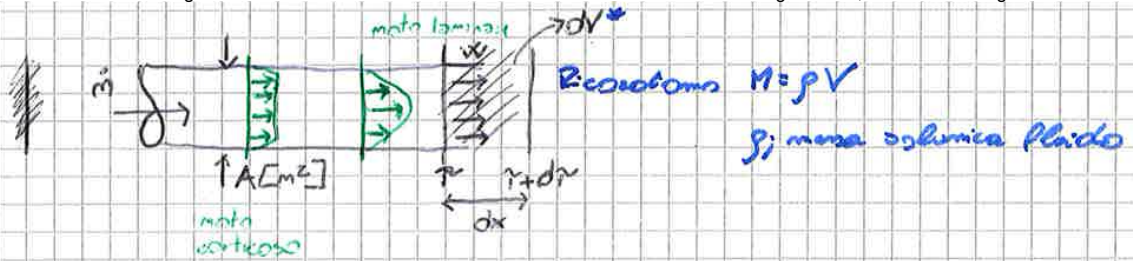
Questo approccio omologico è fatto per sistemi chiusi. Per sistemi aperti si indica scamb. termica.

Cerchiamo di capire cosa succede ad energia. Omologo e si fa riferimento ad espansione di Riviston. Avuto  $L$  a sistema, si scaldano e cedeva  $Q$  a sistema.  
 Poi abbiamo da  $\Delta U = Q - L$ . Abbiamo 2 s.t.: ambiente e us da c'è dato o esp. joule (J).

Suono  $\Delta U$  per  $S \rightarrow \Delta U_S = (-Q) - (-L) = L - Q$

Ora per ambiente  $\rightarrow \Delta U_A = Q - L$





$$\frac{M}{\rho} = \frac{V}{\rho} \quad \dot{m}; \text{portata massica } [kg/s]$$

$$\frac{V}{\rho} = \frac{V}{\rho} \quad \dot{v}; \text{portata volumetrica } [m^3/s]$$

$$\dot{M} = \rho \dot{V}$$

Portiamo spazio  $\dot{m}, \dot{v}$  in base a sezione condotta e velocità istantanea.  
 Il volume sarà  $dV = A \cdot dx$  preso di sotto per tempo.

$$\frac{dV}{dt} = A \cdot \frac{dx}{dt}$$

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

Per cui ora  $\dot{V} = A \cdot w$  e quindi  $\dot{M} = \rho \cdot w \cdot A$ .

Caso espansione solida per due stati di equilibrio. In base a primo principio  $dQ = dU + dE_c + dE_p$ .  
 Applico una trasformazione infinitesima al sistema  $r \rightarrow r + dr$  da  $1 \rightarrow 2$ .  
 Quindi la sezione 1 è ora a  $r$  ora a  $r + dr$  ora in  $1'$  e  $2$  ora in  $2'$ .  
 Ora una sezione diversa.  
 Sono distinguere 3 sottosistemi.

$$S.T. \rightarrow r \rightarrow (I + III)$$

$$\rightarrow r + dr \rightarrow (III + II)$$

Utile osservazione grandezze sistema.

$$dU = U_{II} - U_{I} \quad \text{inoltre } U \text{ è una grandezza di stato estensiva.}$$

$$U_{II} = U_{III} + U_{II}$$

in quanto diff. esatto

$$U_{II} = U_{I} + U_{III}$$

Se analizziamo e calcolo sono:

$$dU = (U_{II}' + U_{III}) - (U_{I} + U_{III}) =$$

$$dU = U_{II}' - U_{I} + (U_{III} - U_{III})$$

Le sono uguali se regime stazionario

$$\text{Se regime è stazionario} \rightarrow U_{II}' = U_{II}$$

$$\text{In regime laminare} \rightarrow U_{II}' - U_{III} = \frac{dU}{dr} \cdot dr$$

Per regime stazionario

$$dU = U_{II} - U_{I} = U_{II} - U_{I}$$

per tutte altre grandezze di stato sono validi.

$$dE_c = E_{c,II} - E_{c,I}$$

$$dE_p = E_{p,II} - E_{p,I}$$



Il lavoro tecnico è il lavoro che il fluido scambia con le parti fisiche (solidi) del S.T. Per lavoro interno quindi devono essere presi in conto (p.e. turbine, pompe, ecc...)  
 Il lavoro di interazione col ambiente è  $\int p \cdot dV$  con p.v. In fisica  $H$  ha significato di misura energia che entra il fluido.  
 Definiamo il caso di  $Q$  ingressi ed  $n$  uscite.

$$\dot{Q} - \dot{L} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_i \left( h + \frac{v_i^2}{2} + gz_i \right) - \sum_{j=1}^n \dot{m}_j \left( h + \frac{v_j^2}{2} + gz_j \right)$$

Per caso di regime transitorio e fluido incomprimibile ( $m_i = m_j$ ) e contorno sistema rigido

$$\dot{Q} - \dot{L} = \sum \dot{m} \left( h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_i - \sum \dot{m} \left( h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_j + \frac{dU}{dt}$$

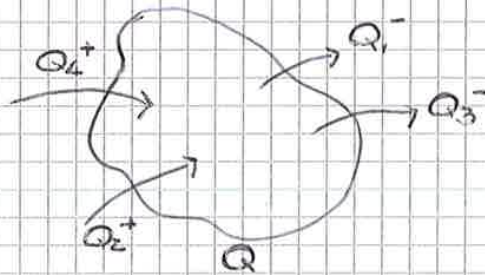
$$Q_B' - U_B = \frac{\partial U}{\partial t} \quad \text{(da prima)}$$

Infine per una trasformazione infinitesima e con grandezze massiche (calore  $q$  ed  $l$  per  $m$ ), in regime stazionario.

$$q - l = dh + de_c + dep$$

$$q - l = dh + v dv + g dz$$

Quelle altre sono tutte espressioni del primo principio per i sistemi aperti.



$Q$  (o  $L$ ) è il calore / lavoro netto; per esempio  $Q = |Q_4^+| + |Q_2^+| - |Q_1^-| - |Q_3^-|$   
 Quindi i  $Q$  da ingresso sono del tipo

$$Q = \sum Q^+ - \sum |Q^-|$$

$$L = \sum L^+ - \sum |L^-|$$

$$\dot{Q} = \sum \dot{Q}^+ - \sum |\dot{Q}^-|$$

$$\dot{L} = \sum \dot{L}^+ - \sum |\dot{L}^-|$$

11-10-16

### Secondo principio termodinamico

Primo principio non dice niente sulla seconda legge, non offre tutte le spiegazioni della fisica. Mancano informazioni per dare spiegazione razionale ad eventi naturali. Tale spiegazione è il secondo principio termodinamico o secondo assioma fondamentale. Essendo un assioma è indimostrabile.  
 Due affermazioni: irriducibile, dedotta da indellivo è esperimento di Joule con palette ecc... Obbligate è che tutti esperimenti fatti non lo hanno violato, esperienza di tutti e così avviene con enunciati e principi.  
 Esiste una grandezza, proprietà intrinseca, del S.T. o corpo della entropia,  $S$  funzione di tutte grandezze misurabili del sistema e quindi grandezza di stato del sistema. La cui variazione in una trasformazione reversibile è pari al calore scambiato diviso la temperatura termodinamica del sistema.

↓  
 assoluta quindi Kelvin

$$dS = \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad [J/K]$$

8



Le sistemi sono sistemi di calore. Per differenza limite di temperatura. Non invece  $T$  del sistema e  $dS_i$  è un conto solo di irreversibilità interne:

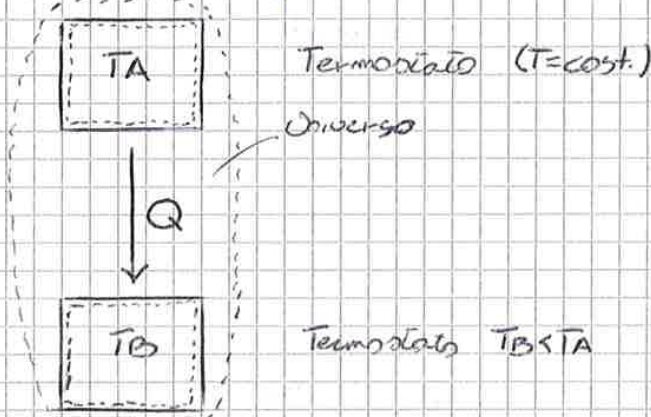
$$dS = \frac{\delta Q}{T} + dS_i$$

$\downarrow$  sistema ↘ irreversibilità interne

Applicazione II° principio a casi di interesse pratico.

Postulato di Clausius

Il calore fluisce spontaneamente da corpi a temperatura maggiore verso corpi a temperature minore.



Applicazione II° principio. Per universo  $\Delta S_{un} \geq 0$

$$\Delta S_{un} = \Delta S_A + \Delta S_B$$

A)  $\Delta S_A = \int_A \left( \frac{\delta Q}{T} + dS_i \right) = \int_A \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T_A} \int \delta Q = \frac{1}{T_A} Q = - \frac{|Q|}{T_A}$

sono le  
irreversibilità  
termostato nulle

 $\downarrow$   
tutto calore  
che A cede  
a B. con segno

B)  $\Delta S_B = \int_B \left( \frac{\delta Q}{T} + dS_i \right) = \frac{1}{T_B} \int_B \delta Q = \frac{|Q|}{T_B}$  con segno positivo q, perché Q entra

$$\Delta S_{tot} = \Delta S_A + \Delta S_B = - \frac{|Q|}{T_A} + \frac{|Q|}{T_B} \geq 0$$

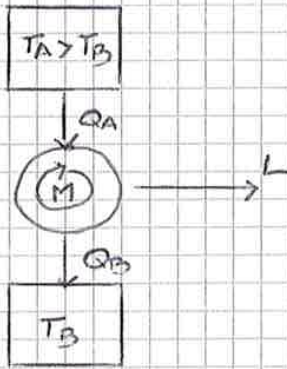
poiché  $T_A > T_B \rightarrow \frac{|Q|}{T_A} < \frac{|Q|}{T_B}$  resta confermato il senso di Q. Se ipotizzasse senso opposto senza disorganizzare una struttura e quindi impossibile.

Per invertire il senso trasmissione deve compiere del L. II° principio per limiti a trasformazioni.



13-10-16

Macchine motrici - enunciato Kelvin-Planck



Con questo ciclo non può trasformare integralmente il  $L$  in  $Q$ .  $L$  è una forma più "pregiata" del  $Q$  di energia. Poiché  $Q$  non può integrare completamente in  $L$ .  
 In una tale ipotesi è dato da due combustioni. Gaso combustibile ad alta  $T$  produce  $L$ .  
 Motore auto vede  $Q$  dal cilindro come il lavoro ed è la genesi della  $Q_B$  che è il sistema di raffreddamento.  $T_B$  quindi in genere è quella dell'ambiente.  
 Spostiamo dunque qualche parte massima di  $Q$  per avere  $L$ , ovvero con migliori delle macchine.

Calcoliamo  $L_{max}$ . Possiamo applicare:

1) I° p.t.d. su macchina  $M \rightarrow \oint \delta Q = \oint \delta L \Rightarrow$   
 $\Rightarrow |L| = |Q_A| - |Q_B|$  (\*)

2) II° p.t.d. su universo  $\Delta S_{TOT} = \Delta S_A + \Delta S_B + \Delta S_M = \int_A \left( \frac{\delta Q}{T} + dS \right) + \int_B \left( \frac{\delta Q}{T} + dS \right)$

~~$\int \delta Q = \int T dS$~~

$$= \frac{1}{T_A} \int_A \delta Q + \frac{1}{T_B} \int_B \delta Q = \left( -\frac{|Q_A|}{T_A} + \frac{|Q_B|}{T_B} = \Delta S_{TOT} \right)$$

Espresso  $Q_A, Q_B$  in funzione delle grandezze.

$$\left. \begin{aligned} |Q_A| &= T_A \frac{|Q_B|}{T_B} - T_A \Delta S_{TOT} \\ |Q_B| &= T_B \frac{|Q_A|}{T_A} + T_B \Delta S_{TOT} \end{aligned} \right\} \text{(*)}$$

Sostituisco alternativamente (\*) in (\*\*).

$$L = \frac{T_A}{T_B} |Q_B| - T_A \Delta S_{TOT} - |Q_B|$$

Ora, è evidente

$$L = |Q_A| - \frac{T_B}{T_A} |Q_A| - T_B \Delta S_{TOT}$$

Macchina è motrice quindi  $L > 0$  sempre.

$$L = |Q_B| \left( \frac{T_A}{T_B} - 1 \right) - T_A \Delta S_{TOT}$$

$\Rightarrow$  Relazioniamo  $\Delta S, Q, T$ . Possiamo considerare per le quali ho  $L_{max}$ . Faccio qualche segno.

$$L = |Q_A| \left( 1 - \frac{T_B}{T_A} \right) - T_B \Delta S_{TOT}$$

10



Voglio spiegare l'azione di scala e così introduco il rendimento.

Rendimento di una macchina

Rendimento o efficienza si applica a qualsiasi processo.

$$\eta = \frac{\text{effetto utile}}{\text{speso}}$$

Nel caso di macchine termiche motrici:

$$\eta = \frac{L}{|Q_A|} \quad \text{adimensionale}$$

I° principio mi permette parlare di  $\eta = 1$  (ideale) ma non vedo perché devo aggiungere II°

$$\eta_{\max} = \frac{L_{\max}}{|Q_A|} < 1 \quad L_{\max} = |Q_A| \left( 1 - \frac{T_B}{T_A} \right)$$

→ Potenzia di Carnot

$$\eta_{\max} = \frac{|Q_A|}{|Q_A|} \left( 1 - \frac{T_B}{T_A} \right) \Rightarrow \eta_{\max} = \left( 1 - \frac{T_B}{T_A} \right) = \eta_{\text{Carnot}}$$

$T_A, T_B$  in Kelvin.

$$\eta_{\max} = f(T_A, T_B). \quad \eta_{\max} \uparrow \text{ se } T_A \uparrow \text{ e/o } T_B \downarrow.$$

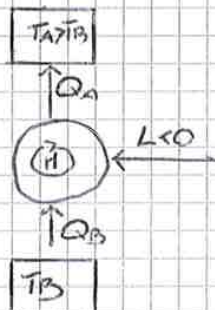
Fermata la  $T$  ho limitato il rendimento.  $\eta_{\text{ideale}} = \eta_{\text{Carnot}} < 1$ .  
Anche per un solo ho rendimento  $\eta_{\max}$ . Dai limiti ad  $\uparrow T_A$  dovuto a materiali da alluminio.  $T_B \downarrow$  difficile perché è dell'ambiente. In inverno motore tende di più da estate.

Con  $L = |Q_A| - |Q_B|$

$$\text{se } \eta = \frac{L}{|Q_A|} \Rightarrow \eta = 1 - \frac{|Q_B|}{|Q_A|}$$

Macchine termiche a ciclo inverso - enunciato di Clausius

Non è possibile realizzare una macchina ciclica che abbia come unico risultato, quello di trasferire una quantità di calore da un termoriscaldato a una  $T$  senza un termoriscaldato ad alta  $T$ .



1) I° di macchina  $M \Rightarrow \oint \delta L = \oint \delta Q$

$$L = -|Q_A| + |Q_B| < 0 \text{ per enunciato}$$

2) II° di universo  $\Delta S_{\text{tot}} \geq 0$

$$\Delta S_{\text{tot}} = \Delta S_A + \Delta S_B + \Delta S_M = \frac{|Q_A|}{T_A} - \frac{|Q_B|}{T_B} + \oint \delta S$$

$\oint \delta S$   
perché ciclica

$$\Delta S_{\text{tot}} = +\frac{|Q_A|}{T_A} - \frac{|Q_B|}{T_B} \geq 0$$

$$L \Rightarrow \frac{|Q_A|}{|Q_B|} \geq \frac{T_A}{T_B}$$

$$\Rightarrow |Q_A| \geq |Q_B| \text{ affinché } \text{con } \Delta S_{\text{tot}} \geq 0 \Rightarrow L < 0$$

c.v.d. AA



Macchina da diluere per ciclo frigorifero o pompa di calore è sempre la stessa, dipende da come la uso. Frigo casa con un raffreddato o in lungo con un riscaldato casa (ambiente). Tali sistemi possono produrre più caldo di freddo.

$E_{max} \leftrightarrow L_{min}$        $COP_{max} \leftrightarrow L_{min}$

massimizza il  $L_{min}$  fissato

$$E_{max} = \frac{|Q_A|}{-|Q_B| \left(1 - \frac{T_A}{T_B}\right)} \rightarrow E_{max} = \frac{1}{\frac{T_A - T_B}{T_B}} \rightarrow E_{max} = \frac{T_B}{T_A - T_B}$$

$$COP_{max} = \frac{|Q_A|}{-|Q_B| \left(\frac{T_B}{T_A}\right)} \rightarrow COP_{max} = \frac{T_A}{T_A - T_B}$$

Dipendono solo da  $T_A$  e  $T_B$  coi loro i demostriati.  $T_A, T_B$  in [K] e  $C_{cal}$  efficienti sono ideali: quindi in solo  $C_{cal}$  inverso.

$E_{max}, COP_{max} \uparrow$  se  $T_A \rightarrow T_B$  ovvero se  $T_A \downarrow$  e  $T_B \uparrow$ , poi per  $T_A$  aggiungiamo, opposto del ciclo diretto. C'è colt air in calore da sole (gasioni colt. di  $T_A$ ).

Es. Riscaldamento pompa calore

$COP \geq 2$

E in estate,  $COP$  invernale



$T_{outdoor} = -8 [^{\circ}C]$  (a Torino  $T_{progetto}$ )  
 $Q_B$  posso tirarlo da acqua fredda o terreno.

$T_B = 12 [^{\circ}C]$  (a Torino)

①  $T_A - T_B = 28 [^{\circ}C]$

②  $T_A - T_B = 8 [^{\circ}C]$

\* Giusto accorgimento di intervenire o acqua in falda

Più conveniente di caldaia quando  $COP > 24/27$ .

$COP$  inteso  $\approx 6 \rightarrow$  pesca 12 pozzi e poi rivulke 12 pozzi in falda. Anche poi sistemi simili, come palazzo regione e Congignano. Primo cliente nazionale energia elettrica e Ferrarese stato, secondo Telecom per gestione CED.

$E = \frac{|Q_A|}{|Q_A| - |Q_B|}$        $COP = \frac{|Q_A|}{|Q_A| - |Q_B|}$       sono reali

quelli ideali invece non. Costruisco i  $Q$  con  $T$  molto facile per ciclo  $C_{cal}$  colt.

$$\frac{|Q_A|}{|Q_B|} = \frac{T_A}{T_B}$$

$E = \frac{T_B}{T_A - T_B}$        $COP = \frac{T_A}{T_A - T_B}$

$COP$  ideale o reale è sempre  $COP > 1$ , invece  $E \leq 1$ . Realia: politica.

comunque di meno. ma  $E$  da  $COP > 1$ .  
 Rendimenti  $\rightarrow$  efficienza  $< 1$       Efficienze  $\rightarrow$  efficienza  $> 1$ .



I° p.t.d. per sistemi aperti: abbiamo definito  $dH = d(U + pV) \rightarrow dU + pdV + Vdp$   
 ma da I° Gibbs  $dU = TdS - pdV$ , sostituisco in prima e ho:  
 $dH = TdS - pdV + pdV + Vdp$

$dH = TdS + Vdp$  II° equazione di Gibbs

Però ad esprimere S, con I o II, con grandezze localmente misurabili.  
 Con Gibbs usavo a misurare S in un sistema termodinamico.  
 Si vogliono vedere così particolari principi I° e II°.  
 Ordiamo Bernoulli

$p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g z = \text{cost.}$  ideale

vediamo perché con particolari e sistema aperto.

Stazionari  $S_1 - S_2 = dH + dE_c + dE_g$

II° principio  $\rightarrow S_1 - S_2 = T_1 dS - T_2 dS_1 \rightarrow S_{irr}$   
 $dH = T_1 dS_1 + v dp + v dv + g dz$   
 $\downarrow$   $\downarrow$   
 $dE_c$   $dE_g$

I° principio scritto in forma meccanica  $-S_{irr} = v dp + v dv + g dz + S_{irr}$   
 Poiché "spesso" il caso in forma esplicita. Per tale motivo si chiama così e compare come particolare Bernoulli.  
 Caso ideale in assenza di  $S_{irr}$ , ideale  $\rightarrow S_{irr} = 0$ , allora

$v dp + v dv + g dz = 0$   $v = \frac{1}{\rho} \rightarrow \frac{1}{\rho} = \rho$

stato stazionario per v

$dp + \rho v dv + \rho g dz = 0$  se integrato

$p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g z = \text{cost.}$  Poiché caso no altri

Ogni addendo è una forma di energia, densità o p, velocità e potenziale e energia totale si conserva. Caso particolare di conservazione di energia.

18-10-16

- Trasformazione in cui  $Q=0 \Rightarrow$  ADIABATICA
- " " "  $p = \text{cost.} \Rightarrow$  ISOBARA
- " " "  $V = \text{cost.} \Rightarrow$  ISOCORA
- " " "  $T = \text{cost.} \Rightarrow$  ISOTERMA
- " " "  $S = \text{cost.} \Rightarrow$  ISOENTROPICA

Queste, se reversibili sono tutti casi particolari di una trasformazione POLITROPICA, ovvero reversibile tale che la capacità termica resta costante.  $c = \frac{dQ}{dt} = \text{cost.}$

Una trasf. politropica nel piano (p,v) ha equazione:

$p v^n = \text{cost.}$  con  $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$   
 $\rightarrow$  macroscopico

17



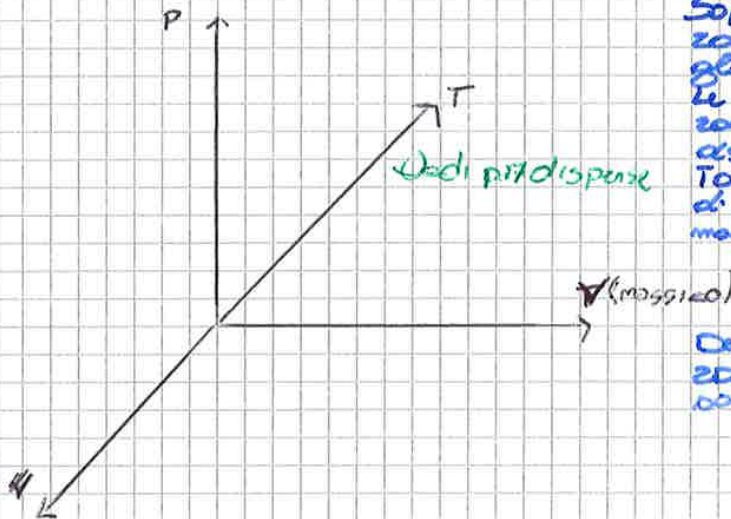
## Regola delle fasi di Gibbs

$$P = n - r + 2$$

$n$ : numero componenti  
 $r$ : numero fasi contemporaneamente presenti  
 $P$ : numero gradi libertà

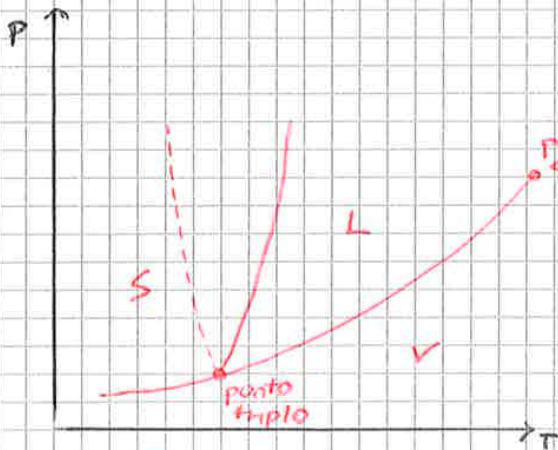
Per una sostanza pura  $n=1$ , quindi  $P = 3 - r$  (e una sola fase presente sotto  $S, L, V$ ) allora  $r=1$  ed  $P=2$ . Se invece ho due fasi ( $S+L, L+V, S+V$ ) allora  $r=2$  ed  $P=1$  in questo caso. Per  $H_2O$  da bello in pratica è data da fase  $L+V$ . Se prendo  $H_2O$  + ghiaccio e metto su fuoco a  $T=0^\circ C$  fin quando ho ghiaccio  $T=const$ .  
 Se prendo 3 fasi ( $S+V+L$ ) in questo caso  $r=3$  e quindi  $P=0$ , non posso scegliere nessun parametro, hanno determinate coordinate di  $P, T$ .  
 Per  $H_2O$  punto triplo è a  $T=273,15 [K]$ ,  $P=610 [Pa]$ .  
 Scale termometriche si usano sistemi diversi, simili e affidabili per  $T$  certe.

Sostanza pura  $P(P, V, T) = 0$

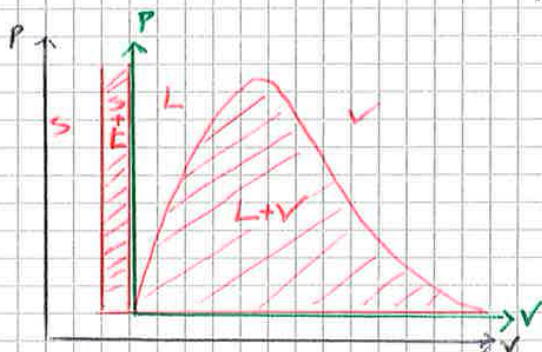


Sopra il diagramma in zone che racchiudono gli stati della sostanza. Le aree che rappresentano zone monofase sono separate da quelle bifase. Tolle grafici non permette di fare calcoli quantitativi, ma solo qualitativi.

Devo visualizzare il 3D in un 2D e faccio con proiezioni sui due piani ( $P, T$ ,  $P, V$ ).



Le curve mi delimitano le monofasi. Le curve possono avere derivata  $\neq 0$ , per questo vedo l'acqua. Dai dobbiamo studiare quando sistema cambia da fase ad altra, e non solo  $P, T$  perché mi accade un che succede in quelle curve, non  $P, V$ .

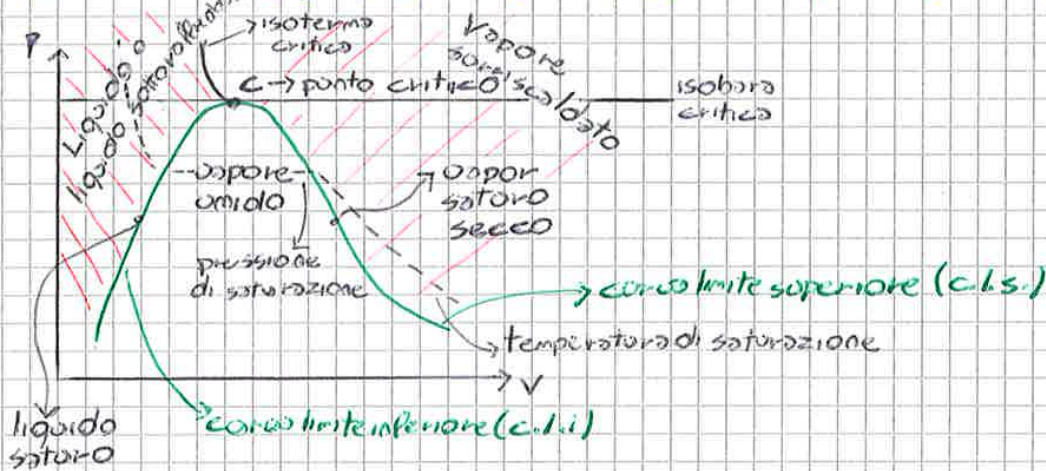


Per modelli calcolati insieme, solo parte  $L+V$ , pochi interventi molti applicazioni ingegneristiche.



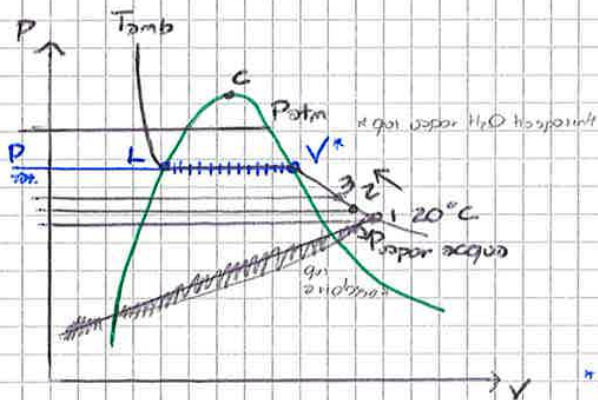
Per esempio nel caso in cui  $z = h = \text{entalpia} \Rightarrow h_A = h_L(1-x) + h_V \cdot x$

Se ripetiamo l'esperimento cambiando p per esempio a 2 [atm] sono punti eq. del L', V' con la curva e così L'', V'' e così via ripetendo. Ripeto con a diverse p, i punti e a scegliere con tutti i punti la curva a comporre.



Non è possibile liquefare gas mediante semplice compressione, oltre la temperatura critica. Sopra  $T_c$  le isobore non tagliano più la due linee limite e non mette distinzione V-L  $\rightarrow$  polo di fluido. P, V, T ob. c.l.i. e c.l.s. in Eq. alle insieme h ed s. Se fino p resta finita T a cui avviene cambiamento di stato, fino anche fino a T e liquore p, e sono  $(T_s, p_s)$  temperatura e pressione di saturazione. Tra le due corrispondenti, l'umidità, dipende cioè da fino e dagli quindi liquore.

Polo: fare un esperimento oliando  $\rightarrow T = \text{cost.}, p = \text{cost.}$



e vapore d'acqua si vede. Scarico industriale o di un'auto si vede, vede la parte liquida di vapore, gas, acqua in fluttuazione. Vapore acqua, quest'ultimo visibile.

\* se continuo a spruzzare  $H_2O$  si condensa perché ambiente diventato saturo,  $T = \text{cost.}$   $p$  varia con legge pressioni parziali Dalton. Debito in inverno aria bassa T e quantitativa vapore  $H_2O$  costante, vada in senso opposto a quanto fatto su grafico.

## ARIA UMIDA O PSICROMETRIA

Applico leggi T.d. a tale sistema. Vediamo perché chiamarla aria umida. Perché aria sempre considerata come miscela di gas perfetti, cioè aria umida disale dei gas.

Aria umida: miscela di aria secca (a) + vapore d'acqua (b).

Aria atm  $\approx 21\% O_2 \rightarrow$  Aria umida

$\approx 78\% N_2$

$\approx 1\% H_2O$

$\approx 350 \text{ pp.m. } CO_2$

+ gas vari resto

$\rightarrow$  aria secca ( $> 99\%$ )

$\rightarrow$  vapore d'acqua ( $< 1\%$ )

Concentrazioni in volume.



Se sono C, cioè la solida da sopra di sopra cambia stato il mio riferimento cambia, devo avere un riferimento più unico, costante. Da ora questo concetto, faccio riferimento a sola massa ora non parli più non cambiano di stato. Titolo è una concentrazione. Ma è un'incognita nelle trasformazioni dell'ora umida. X è una grandezza adimensionale. m<sub>v</sub> molto piccolo di solito. 1 m<sup>3</sup> aria = 1 kg. Si sono quindi i [g/kg] per esprimere titolo ma per così devo passare a [kg/kg].

$$X = \frac{m_v}{m_a}$$

Se divido per il volume V:

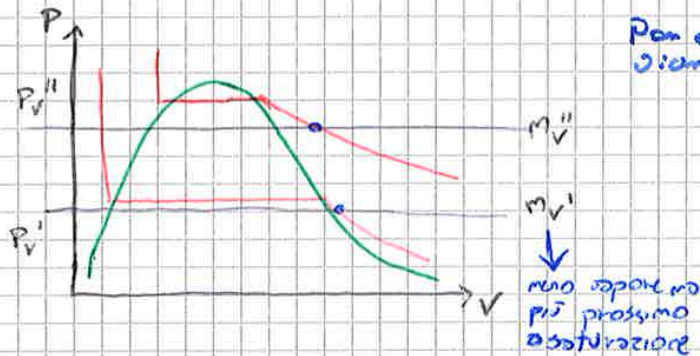
$$X = \frac{m_v/V}{m_a/V} = \frac{\rho_v}{\rho_a}$$

oppure per il numero n:

$$X = \frac{n_v/n}{n_a/n} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_a} \quad \text{partec. in massa}$$

si trova perciò  $\rightarrow X = \frac{m_v}{m_a} = \frac{\rho_v}{\rho_a}$  et  $X = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_a}$  non mi dice quanto

vicino o lontano sono a condizioni di saturazione. Finalità T, m<sub>v</sub> & P<sub>v</sub> sono proporzionali.



Per dato di ora con il m<sub>v</sub> sopra o vicino a saturazione.

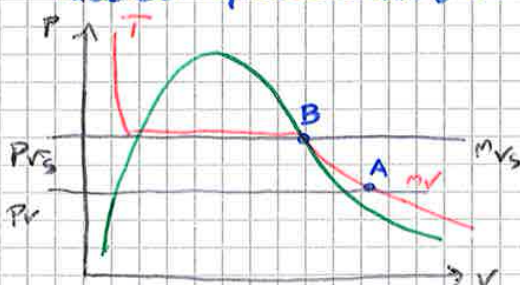
### Umidità relativa

$$\phi = \frac{m_v}{m_{v,s}} = \frac{\rho_v}{\rho_{v,s}}$$

massima massa di vapore d'acqua che potrebbe essere contenuta nella miscela alla medesima temperatura. Massa di vapore in condizioni di saturazione

$\phi$  [%]  $\rightarrow 0 \div 100\%$

Quando  $\phi = 100\%$  sono in condizioni di saturazione ( $m_v = m_{v,s}$ )  $\rightarrow$  c.e.s.



B  $\rightarrow m_v = m_{v,s} \rightarrow \phi = 100\%$  condizioni saturazione

A  $\rightarrow$  es.  $\phi_A = 50\%$

Se continuo a fare gasolina, pade nella, tanto forte.

No



$$h_v = \gamma_0 + C_{p,v} (T - T_0) \quad z)$$

↳ valori isotermici a 0°C

1), z) dato ad incisione manica:

$$h_{1+x} = C_{p,v} T + x (\gamma_0 + C_{p,v} T)$$



$$h_{1+x} = \gamma_0 x + (C_{p,v} + x C_{p,v}) T$$

$$h_{1+x} = 2500x + (1 + 1.9x) T \quad \left[ \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right]$$

! omnia cosa dare T dare omnia in centigradi.

$$C_{p,a} \approx 1004 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}} \approx 1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$C_{p,v} \approx 1.9 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$\gamma_0 \approx 2500 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$h = h_{1+x}$  ma non approssimare scilicet.

Voglio relazione tra titolo ed omnia: relazione;  $x \leftrightarrow \phi$

$$x = \frac{p_v}{p_a} = \frac{p_v / R^* v T}{p_a / R^* a T} = \frac{R^* a}{R^* v} \frac{p_v}{p_a} = 0.622 \frac{p_v}{p - p_v}$$

$\approx 0.622$

$\approx 24.61$

$$p_a = p - p_v$$

↳ ipotesi barometrica

ma  $\phi = \frac{p_v}{p_{v,s}} \Rightarrow p_v = \phi p_{v,s}$

passo  $x = 0.622 \frac{\phi p_{v,s}}{p - \phi p_{v,s}}$

$p_{v,s}$  è funzione della sola temperatura. omnia titolo, T e  $\phi$ .

$p_{v,s}(T) \Rightarrow$  funzione monotonica crescente della T (p. 54). Relazione connessa tra  $p_{v,s}$  e T.

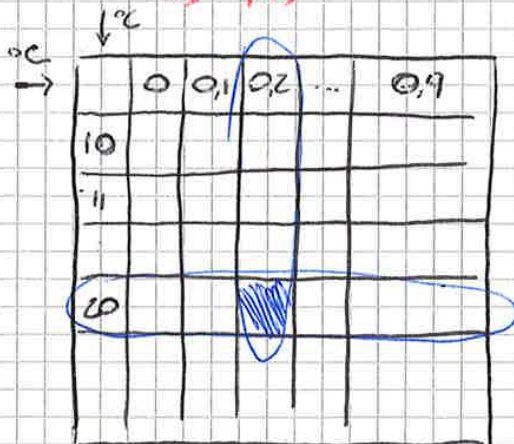
7-11-15

### Diagramma di Mollier

$$x = \frac{m_v}{m_a} = 0.622 \frac{\phi p_{v,s}(T)}{p - \phi p_{v,s}(T)}$$

$$h_{1+x} = 2500x + (1 + 1.9x) T$$

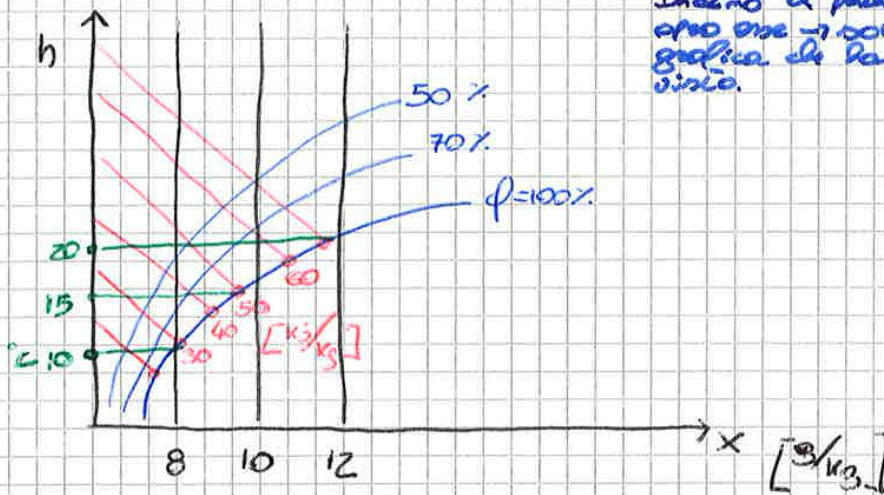
$$\phi = \frac{m_v}{m_{v,s}} \approx \frac{p_v}{p_{v,s}}$$



$p_{v,s} 20.2^\circ\text{C}$

17



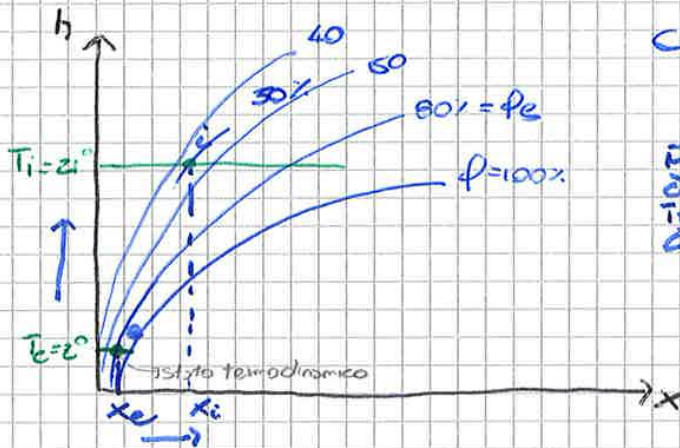


Indietro al fatto: come non leggere nulla, dopo una → solo questione di leggibilità grafica che la conseguenza di ottenere il risultato.

Diagramma psicrometrico. Dato: P → posizione climatizzata. Se la posizione non è climatizzata, non posso leggere il grafico diagramma così com'è. Dato di P forma non cambia, ma solo numero.

So che  $\frac{\phi}{P} = \text{cost.}$  es.  $\phi = 50\% \text{ a } 1 [atm]$   
 $\phi = 40\% \text{ a } 0,8 [atm]$

Diagramma è composto di due sezioni. Di questo tipo se ne sono diversi e bisogna a' ora per la migliore. Altri due: Carrier (commercio impianti condizionamento) → è del tipo T-x in cui le curve sono inverte. Dato da OSA, Canada, Giappone. Altro è ASHRAE (associazione di categoria dove raggruppa ingegneri di tutti i paesi dell'ora) Era la vecchia e normale tecnica. Spesso è usato di 90° rispetto all'altro diagramma x-h. Nella → progetto impianti climatizzatori e controllo ambientale. Ora con ora umida.

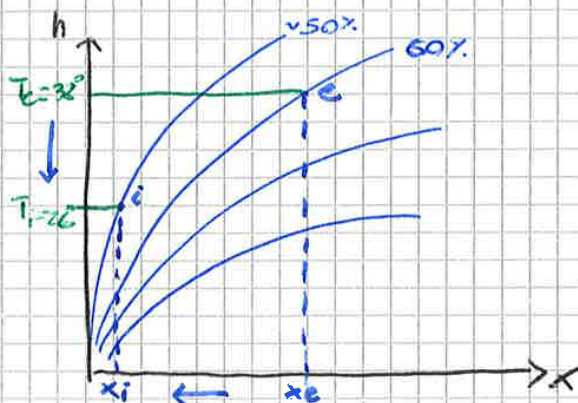


CASO INVERNALE

compartimentale  $\approx 21^\circ C$  e  $\phi = 50\%$

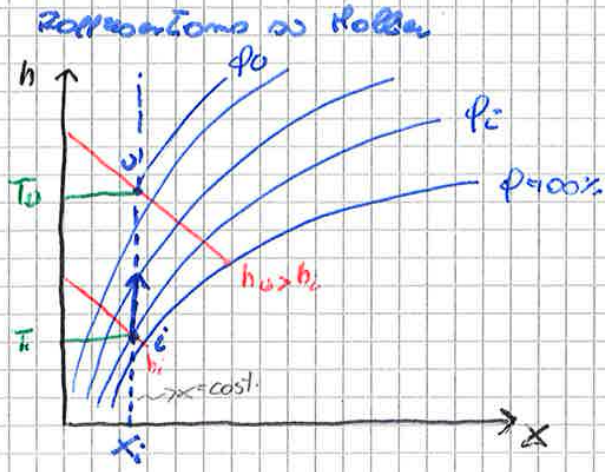
Non sempre ciò che fisicamente possibile è tecnologicamente possibile. Isof. line se accoppiati, soluzioni. Sol. completa.

Se uccello solo in inverno ora fatto solo in ambienti.



ESTATE



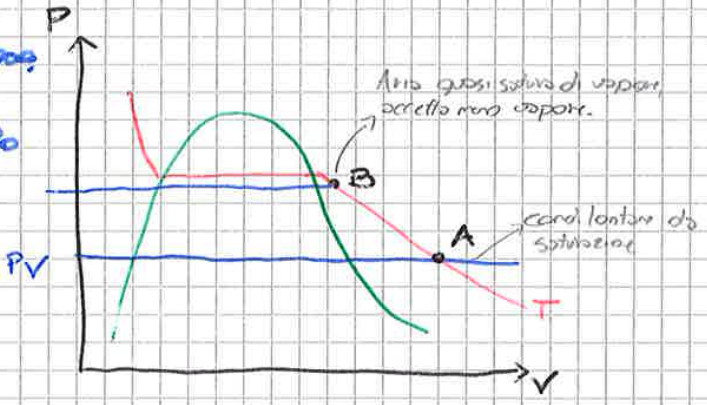


$\dot{Q} > 0$  ( fornito ad aria, sistema )  
 $\Rightarrow h_u > h_i$

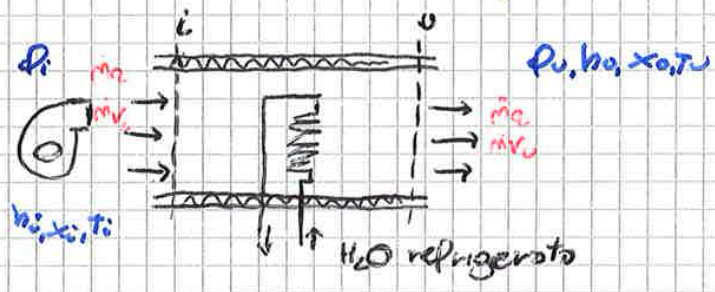
- Considerazioni:
- $T_0 > T_i \Rightarrow T \uparrow$
  - $x = \text{const.} \Rightarrow x_u = x_i \Rightarrow x \leftrightarrow$
  - $h_u > h_i \Rightarrow h \uparrow$
  - $\phi_0 < \phi_i \Rightarrow \phi \downarrow$

Aria diventa più secca,  $x$  non determina il comfort, ma  $\phi$ . Punti procau evaporatori e condensatori sopra debbono regolati da  $\phi$ .

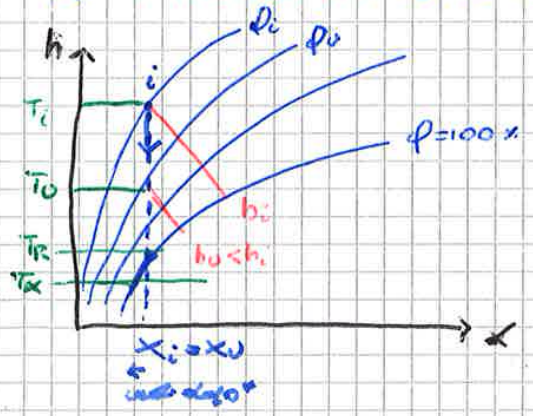
Poi oggetti a bordo sopra d'acqua ottengono la pelle se ne sudano. Se in A modo più umido, se B non soffre in tutta, ma filo sopra la pelle. Compari da A e B quindi. O: su meglio in ombra il tempo che non umido. Solare stimola  $\phi$  a 30%.



**RAFFREDDAMENTO SENSIBILE**



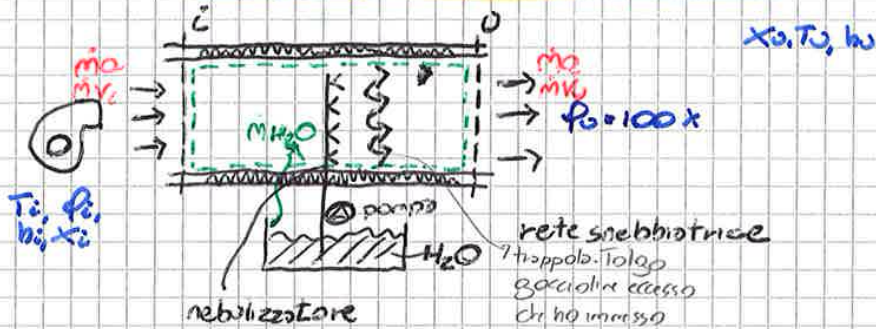
- $m_{a,i} = m_{a,u} = m_a$
- $m_{v,i} = m_{v,u} \Rightarrow x_i = x_u$  isotetico
- $\dot{Q} = m_a (h_u - h_i) < 0$  (ceduto)



- Considerazioni:
- $T_0 < T_i \Rightarrow T \downarrow$
  - $x = \text{const.} \Rightarrow x_u = x_i \Rightarrow x \leftrightarrow$
  - $h_u < h_i \Rightarrow h \downarrow$
  - $\phi_0 > \phi_i \Rightarrow \phi \uparrow$
- anche qui posso avere problemi



## Umidificazione per saturazione adiabatica



$\dot{m}_{H_2O}$ ; portata di  $H_2O$  evaporata

- 1)  $\dot{m}_{a_i} = \dot{m}_{a_o} = \dot{m}_a$
- 2)  $\dot{m}_{v_i} + \dot{m}_{H_2O} = \dot{m}_{v_o}$

$$x: \dot{m}_a + \dot{m}_{H_2O} = \dot{m}_a x_o$$

$$\dot{m}_{H_2O} = \dot{m}_a (x_o - x_i) \text{ portata } H_2O \text{ evaporata}$$

$$3) \dot{Q} - \dot{L}_i = \sum \dot{m}_i \Delta h_i \rightarrow \sum \dot{m}_i \Delta h_i = 0$$

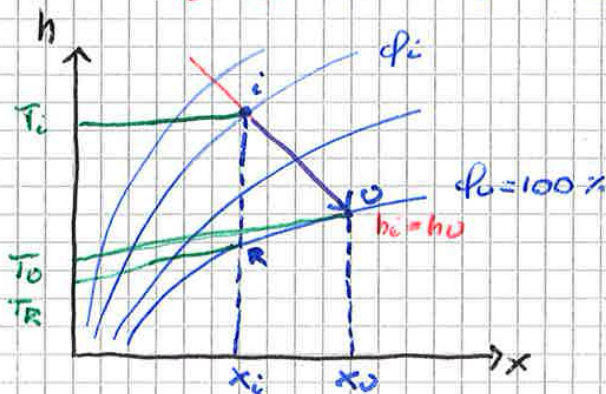
$\rightarrow$  impianto isolato e non ha batterie

$$\dot{m}_a h_o - \dot{m}_{H_2O} h_{H_2O} - \dot{m}_a h_i = 0$$

$$\dot{m}_a (h_o - h_i) - \dot{m}_{H_2O} h_{H_2O} = 0$$

trascurabile

$$h_o \approx h_i \text{ isentalpica costante}$$

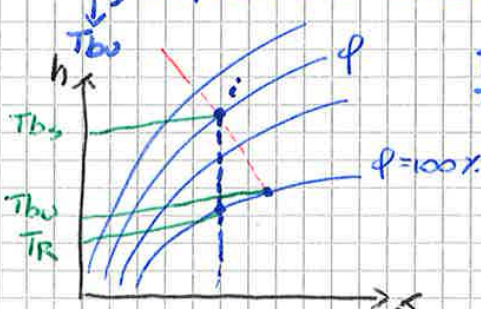


Considerazioni:

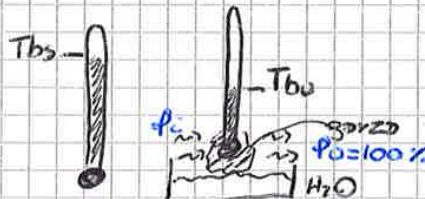
- $x_o > x_i$   $x \uparrow$  La portata per unità volume  $H_2O$  presente
- $\phi = 100\%$   $\phi \uparrow$
- $h_o = h_i$   $h \leftrightarrow$
- $T_o < T_i$   $T \downarrow$

$H_2O$  che evapora bolle ad ore, color latente evaporazione e quindi la raffredda. Funziona bene in sistemi colati e aridi.

$T_o$ ; Temperatura di bolbo umido



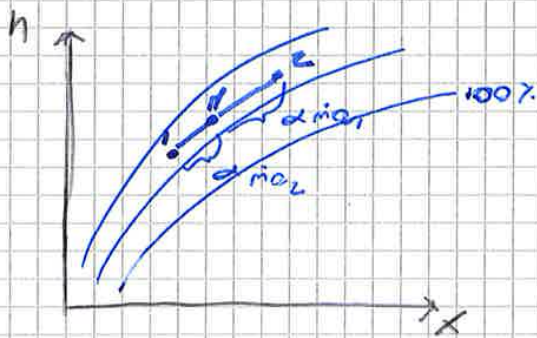
$T_{bs}$ ; temperatura di bolbo secco  
 $T_{Ri}$  " " " " " " " " " " " "





Falso da  $T_H = \frac{T_1 m_{a1} + T_2 m_{a2}}{m_{a1} + m_{a2}}$   
 $\phi_H = \frac{\phi_1 m_{a1} + \phi_2 m_{a2}}{m_{a1} + m_{a2}}$

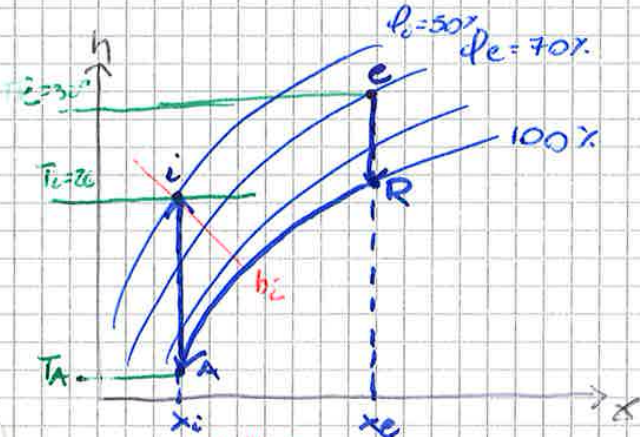
Il punto H cade sul diagramma di Mollier sulla congiungente  $i\bar{e}$



$T_1$  &  $m_{a1}$   
 $T_2$  &  $m_{a2}$

Trasformazioni realistiche

Ciclo ideale estivo / trasformazione

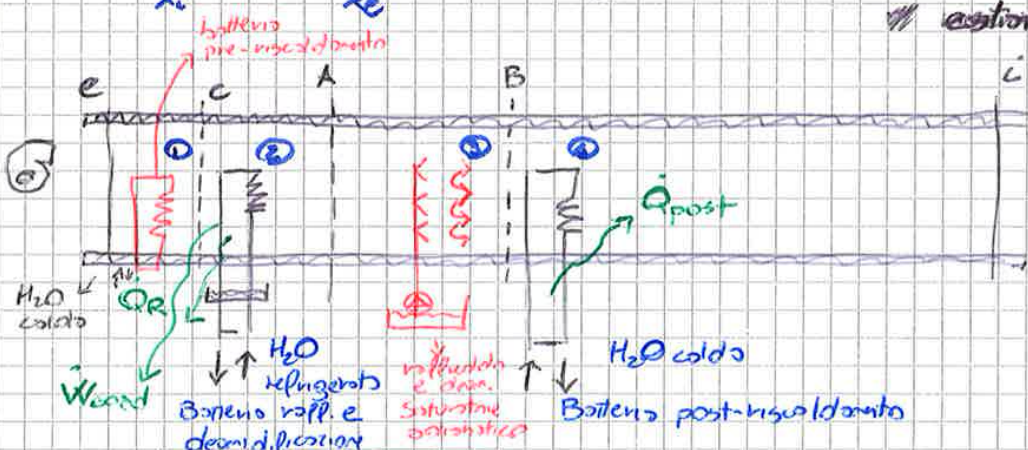


1) Deumidificazione e raffreddamento ( $b_2$ )  
 $e \rightarrow A$

2) Riscaldamento sensibile ( $a$ )  
 $A \rightarrow i$

Per caso estivo impianti funzionano con due trasformazioni.

estate inverno



$m_{cond} = m_a (x_e - x_i)$   
 $\dot{Q}_R = m_a (h_A - h_e) (<0)$   
 $\dot{Q}_{post} = m_a (h_i - h_A) (>0)$

$m_{cond}$ ; portata  $H_2O$  condensata  
 $\dot{Q}_R$ ; potenza battenti di raffreddamento e deumidificazione  
 $\dot{Q}_{post}$ ; potenza battenti di post-riscaldamento

↳ Formule per impianto in estate



14-11-16


Conduzione

Preponderante in corpi solidi. È il meccanismo tipico della trasmissione di calore nei solidi. Po scambio macroscopico di massa.

Principio (legge) di Fourier

Indimensionale.

$\Delta T = |T_1 - T_2|$



$\frac{\dot{Q}}{A}$  = flusso termico specifico o corrente  
 $[W/m^2] = \dot{q}$

$\frac{\dot{Q}}{A} \propto \frac{\Delta T}{\Delta x} \Rightarrow \frac{\dot{Q}}{A} \propto \frac{dT}{dx}$   
 grad. temperatura

Ricordo che  $x \propto y \rightarrow x = cost. \cdot y$   
 Allora nel caso della conduzione

$\frac{\dot{Q}}{A} = cost. \cdot \frac{dT}{dx}$

$\lambda$ , conduttività termica del materiale  $[W/mK] = [W/m^{\circ}C]$

Per cui  $\rightarrow \frac{\dot{Q}}{A} = \lambda \frac{dT}{dx}$  principio di Fourier

Allegati no II° principio

$\lambda$  dipende dal tipo di materiale. Lo misuro in laboratorio.

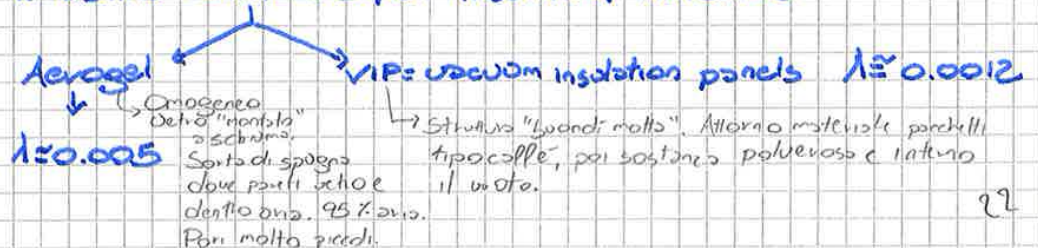
- Fe  $\rightarrow \lambda = 80$
  - Vetro  $\rightarrow \lambda = 0.9 \div 1.4$
  - Cis  $\rightarrow \lambda = 1.2 \div 2$
  - Polistirene espanso  $\rightarrow \lambda = 0.026$
  - Lana di vetro  $\rightarrow \lambda = 0.037$
  - Cu  $\rightarrow \lambda = 385$
  - Al  $\rightarrow \lambda = 200$
- } materiali isolanti  
 } buon conduttore  
 //

Espanso a T ambiente. I metalli buoni conduttori elettrici sono anche buoni conduttori termici, gli isolanti e l'aria, l'acqua anche energia, sotto forma di calore.

Se voglio isolare st. l'uso altri materiali. Conduzione per le gocce, microscopio e presente anche nei fluidi.

- l'aria  $\rightarrow \lambda = 0.026$  (ferma)
- H<sub>2</sub>O  $\rightarrow \lambda = 0.584$

Oltre a isolanti: vicino ad ora pochi gran parte solame consistono da ora questo materiale. Pando ora e molto in piccoli opati, con ferma. Se si muovono non c'è più conduzione, ma c'è convezione. So mercato si fanno SIM  $\rightarrow$  super insulation materials





$$\dot{Q}_x + \dot{Q}_{x+dx} + \dot{Q}_y + \dot{Q}_{y+dy} + \dot{Q}_z + \dot{Q}_{z+dz} + \dot{q}_i \cdot dV = \frac{dU}{dt} = \frac{d(Mc)}{dt} = \frac{d(Mc dt)}{dt}$$

↓  
volume  
oggetto

dove  $M = \rho \cdot Vol.$

$$\dot{Q}_x + \dot{Q}_{x+dx} + \dot{Q}_y + \dot{Q}_{y+dy} + \dot{Q}_z + \dot{Q}_{z+dz} + \dot{q}_i \cdot dV = \rho c dV \frac{dT}{dt}$$

Fin qui solo I e nulla  
so cosa e corretto  
Fourier.

In relazione alla direzione x

$$\dot{Q}_x = -\lambda A \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda_x dy dz \frac{\partial T}{\partial x} \quad \textcircled{a}$$

} dydz

$$\dot{Q}_{x+dx} = \dot{Q}_x + \frac{d\dot{Q}_x}{dx} dx \quad \textcircled{b}$$

$$\dot{Q}_x - |\dot{Q}_{x+dx}| = \dot{Q}_x + \dot{Q}_{x+dx}$$

$$\dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+dx} = -\frac{d\dot{Q}_x}{dx} dx \quad \textcircled{c}$$

$$\dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+dx} = -\frac{d}{dx} \left( -\lambda_x dy dz \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx$$

\textcircled{d}

$$\dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+dx} = \frac{d}{dx} \left( \lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) dy dz dx \quad \text{se non permesso così male}$$

$$\dot{Q}_y - \dot{Q}_{y+dy} = \frac{d}{dy} \left( \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) dx dz dy$$

$$\dot{Q}_z - \dot{Q}_{z+dz} = \frac{d}{dz} \left( \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) dx dy dz$$

Sostituendo queste espressioni in quella di I° di partenza

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx dy dz + \frac{d}{dy} \left( \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) dx dy dz + \frac{d}{dz} \left( \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) dx dy dz +$$

$$+ \dot{q}_i dx dy dz = \rho c \frac{dT}{dt} dx dy dz$$

→ Anche qui avrei dovuto  
parzializzare.

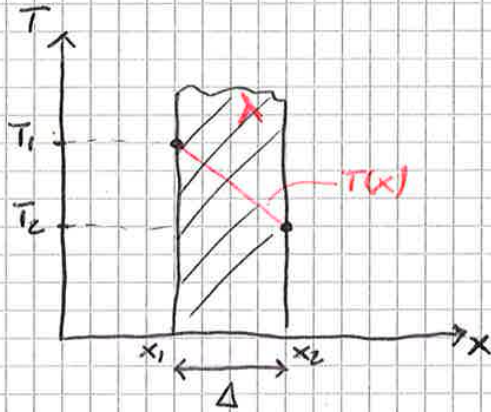
$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q}_i = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

Materiali composti possono essere anisotropi.

Altri casi materiali sono isotropi  
e omogenei

↳ Cio' materiale ha caratteristiche  
direzionali.





15-11-16

Fourier

$$\frac{\dot{Q}}{A} = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

→ generale

$\lambda$ : conducibilità termica

→ Condazione in parete piana (immagine sopra)

- Stato piano (o. face piane) indefinito
- Materiale omogeneo
- Regime stazionario

Voglio trovare il  $\frac{\dot{Q}}{A}$ , se integro punto generale per stato piano:

$$-\frac{1}{\lambda} \frac{\dot{Q}}{A} = \frac{dT}{dx} \rightarrow \int_{x_1}^{x_2} \left(-\frac{1}{\lambda} \frac{\dot{Q}}{A}\right) dx = \int_{T_1}^{T_2} dT$$

↓  
costante (materiale e spessore)

In regime stazionario  $\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{\dot{Q}'}{A} = \frac{\dot{Q}''}{A}$  altrimenti varrebbe  $\frac{dT}{dx}$  e non più in regime stazionario.

$$-\frac{1}{\lambda} \frac{\dot{Q}}{A} \int_{x_1}^{x_2} dx = \int_{T_1}^{T_2} dT \rightarrow -\frac{1}{\lambda} \frac{\dot{Q}}{A} \underbrace{(x_2 - x_1)}_{\substack{\Delta, D \\ \text{spessore} \\ \text{parete}}} = (T_2 - T_1)$$

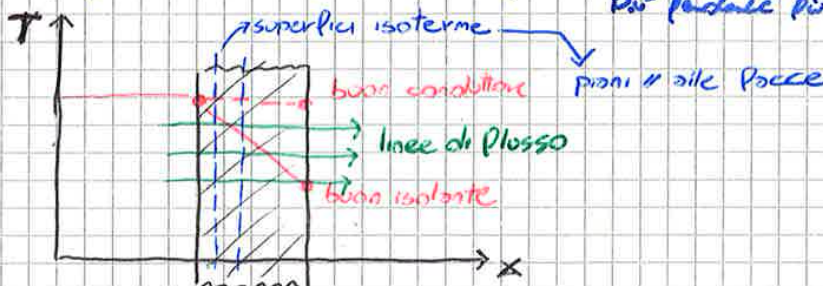
$$\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{\lambda}{D} (T_1 - T_2) \quad [W/m^2]$$

Espressione finca Fourier, per parete piana. ←

$$\dot{Q} = \frac{\lambda A (T_1 - T_2)}{D} \quad [W]$$

Rendita retta →  $\frac{\Delta T}{\Delta x} = b = \frac{T_1 - T_2}{D} = \frac{1}{\lambda} \frac{\dot{Q}}{A}$

La perdita è inversamente proporzionale alla conducibilità termica  $\lambda$ .  
 Più perdita più buon isolante





$$\begin{cases} \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_1 = \frac{\lambda_1 (T_1 - T_2)}{d_1} \\ \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_2 = \frac{\lambda_2 (T_2 - T_3)}{d_2} \\ \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_3 = \frac{\lambda_3 (T_3 - T_4)}{d_3} \end{cases}$$

In regime stazionario  $\rightarrow \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_1 = \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_2 = \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_3$   
 Uguali perché tutti, che si  
 ne riferisce a no stazionario  
 il regime.

Di norma conosco  $T_1, T_4$  e densità.  
 Incognite  $\rightarrow \dot{Q}, T_2, T_3$

$\rightarrow$  3 eq. in 3 incognite. Sistema  
 da risolvere con una sola equazione.  
 Risolvere per somma e sottrazione

$$\begin{cases} \frac{d_1}{\lambda_1} \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right) = (T_1 - T_2) & + \\ \frac{d_2}{\lambda_2} \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right) = (T_2 - T_3) & + \\ \frac{d_3}{\lambda_3} \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right) = (T_3 - T_4) & = \end{cases}$$

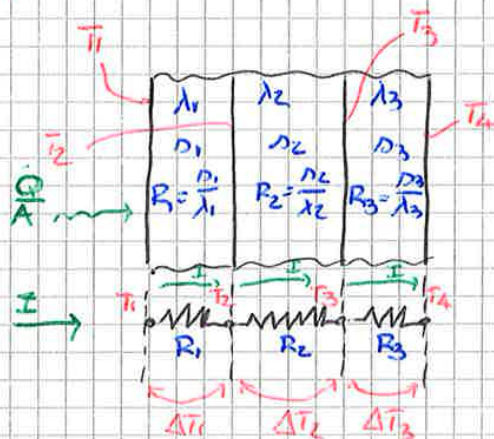
$$\left(\frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2} + \frac{d_3}{\lambda_3}\right) \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right) = T_1 - T_2 + T_2 - T_3 + T_3 - T_4$$

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{T_1 - T_4}{\frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2} + \frac{d_3}{\lambda_3}} \quad [W/m^2]$$

Si generalizza ad  $n$  strati:  $\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{T_1 - T_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{d_i}{\lambda_i}} \quad \left[\frac{W}{m^2}\right]$  Parete piana multistrato con  $n$  strati

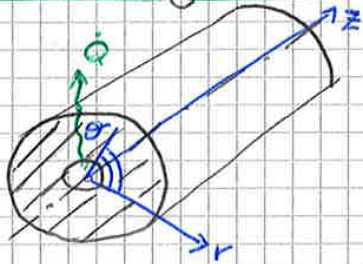
$\frac{d_i}{\lambda_i} = R_i \rightarrow$  Resistenza termica dell' $i$ -esimo strato

$R_{TOT} = \sum_{i=1}^n \frac{d_i}{\lambda_i}$  Resistenza termica della parete multistrato  $\left[\frac{m^2 K}{W}\right], \left[\frac{m^2 \circ C}{W}\right]$





Condizione in geometria cilindrica



$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{q_v}{\lambda} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Strato cilindrico omogeneo

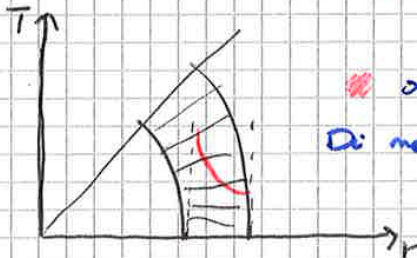
- Regime stazionario
- No generazione interna
- $\lambda = \text{cost.}$

\* infinitesimo lungo

caso monodimensionale

$$T(r)$$

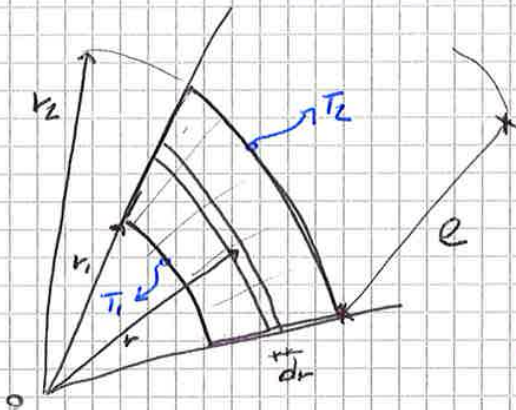
$$\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = 0 \Rightarrow T = P [\ln(r)]$$



\* variazione logaritmica

Di norma due temperature  $T_1$  e  $T_2$  a due radii.

$$\frac{\dot{Q}}{A} = -\lambda \frac{dT}{dr} \rightarrow \text{variazione radiale}$$



$$\dot{Q} = -\lambda A \frac{dT}{dr}$$

Superfici cilindriche sono concentriche e opposte laterali del mio stato imobile  $\dot{Q}$  sarà costante.

$$A = 2\pi r e \rightarrow \text{struttura in Fourier}$$

$$\dot{Q} = -2\pi r e \lambda \frac{dT}{dr} \quad \text{eq. 1° ordine ordinario e variabili separabili}$$

$$\frac{\dot{Q}}{2\pi r e \lambda} \frac{dr}{r} = -dT \rightarrow \frac{\dot{Q}}{2\pi e \lambda} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \int_{T_1}^{T_2} -dT =$$

$$= \frac{\dot{Q}}{2\pi e \lambda} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) = -(T_2 - T_1) \quad \text{ovvero} \quad \frac{\dot{Q}}{e} = 2\pi \lambda \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \left[ \frac{W}{m} \right]$$

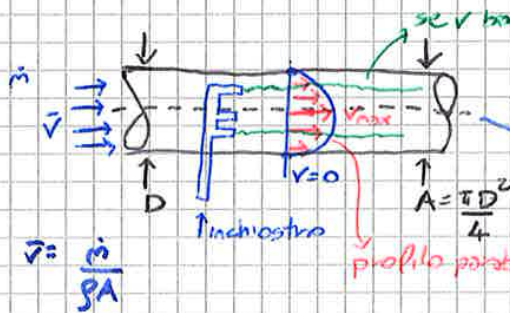
Se  $e \gg r$  effetti di bordo diventano trascurabili e allora posso usare tale formula anche per tubi di lunghezza finita. Posso applicarla a tubi, cilindri, cilindri ecc...



Il non essere costante, lo è  $\mu$  in fluido newtoniano ( $H_2O$ ).  
 Per fluidi olii viscosità

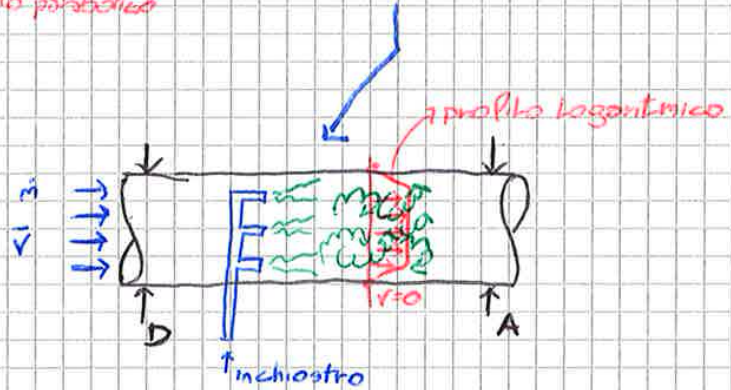
$\hookrightarrow \nu = \frac{\mu}{\rho}$  viscosità cinematica [ $\frac{m^2}{s}$ ]

con  $\rho$  densità del fluido.



Come se pannello inclinato immerso dato profilo stato con interpolata

Tale moto si chiama moto laminare. Finché il fluido rimane nei 7 cm e D (diametro) piccolo. Da qui, solo in poi diventa moto turbolento.



Scelta di "modo" di iniezione. Quindi da moto laminare (stato ordinato) -> moto turbolento (stato disordinato)

Se fondo piccolo, particelle, vada da contorni non solo per orizzontali, ma anche verticali. Data la. da parte di stato del moto che scambia termico.

Doglio stabilire quando lo stato laminare passa da turbolento. Da come variabili indipendenti. Tali grandezze in termini adimensionali -> numeri adimensionali. Co- da 500 e Re = numero di Reynolds.

$Re = \frac{\rho v D}{\mu} = \frac{\rho v D}{\mu}$  gruppo adimensionale

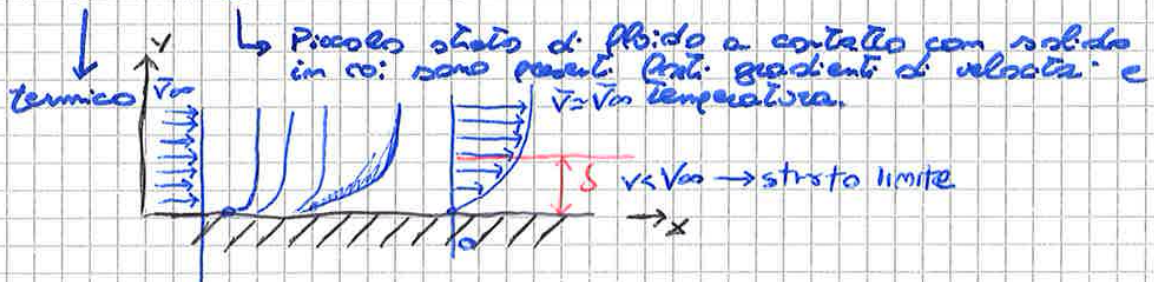
Se  $Re < 2000 \rightarrow$  Laminare

$Re > 2500 \rightarrow$  Turbolento

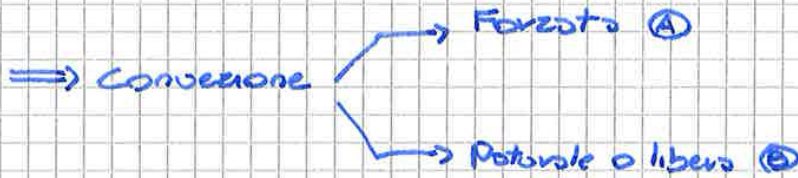
$2000 < Re < 2500 \rightarrow$  Transizione.

17-11-16

Strato Limite  $\rightarrow$  velocità



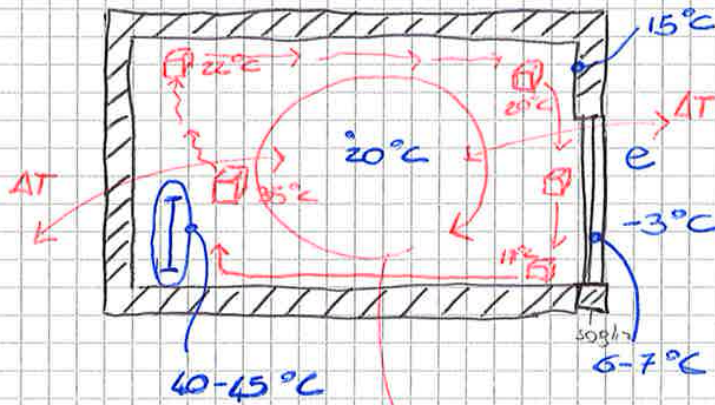




In (A) il moto del fluido è dovuto da una causa indipendente dello scambio termico e campo di moto e campo termico possono essere studiati separatamente (sono indipendenti).  
 In (B) il moto è dovuto allo stesso scambio termico (non ci sono cause esterne che lo generano) → campo di moto e campo termico sono strettamente correlati fra loro e non possono essere studiati indipendentemente.

(A) →  $h_c = f(v)$

(B) →  $h_c = f(\Delta T)$   $\Delta T = T_s - T_p$



↳ moto convettivo (convezione naturale).

Alimentato solo da scambio termico.  
 Basta minima  $\Delta T$  per innescare questi moti. Spiega perché non conviene ostruire oia come isolante, ma fa più  $\Delta T$  scambio termico e non va bene.  
 Moti convettivi da tener conto in congelazione, altre grandi grandi eliche ecc.

(A)  $Re = \frac{\rho v D}{\mu}$  Reynolds

(B)  $Ra$ : Rayleigh [-] numero ondo gravis

Convezione Forzata

$h_c = f(\rho, \mu, \lambda, c_p, v, D)$

proprietà del fluido

velocità media fluido

geometria

(caratteristiche geometriche del problema,  $\phi$ , altezza parete,  $\phi$  spers, ecc...)

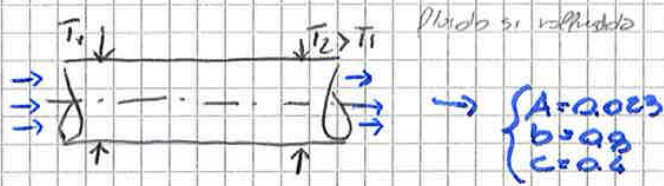
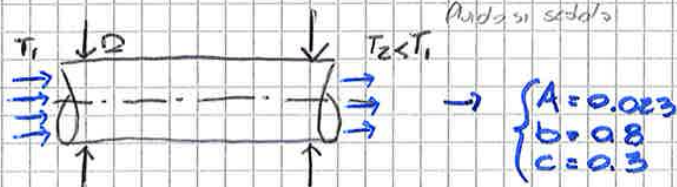
Due dimensioni variabili indipendenti.

Teorema II

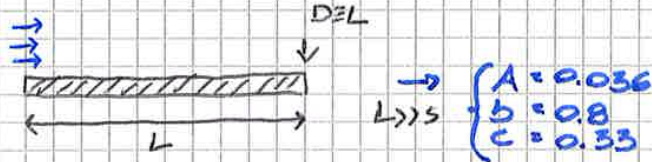
Una relazione fra  $n$  variabili dipendenti ed indipendenti che sono funzione di  $m$  grandezze fondamentali può essere ridotta ad una relazione funzionale di  $n-m$  gruppi adimensionali.



• non con emiss.  
• moto turbolento  
( $Re > 2300$ )



• moto laminare  
( $Re < 10^3$ )



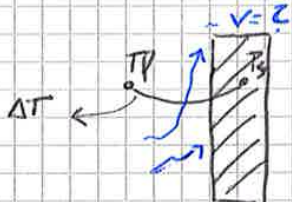
- Identificare conf. geometrica
- Quantificare il valore di  $D$
- Stipulare se moto laminare o turbolento
- Ricavare da manuali i valori di  $A, b, c$
- Quantificare  $Pr = AR \cdot \rho \cdot c$
- Calcolare  $h_c = \frac{1}{D}$

~~Q = h\_c A (T\_s - T\_f)~~

$$\dot{Q} = h_c A (T_s - T_f)$$

### Convezione naturale

Ora  $Re$  serve a poco,  $Re$  ha dipendenza diretta da velocità.  $Re = \frac{\rho v D}{\mu}$   
Cio' di guida fenomeno è  $\Delta T = T_p - T_s$ . Qui  $v$  è variabile dipendente da  $\Delta T$ . Usa giusta come variabile.



$$\Pi_1 = C (\Pi_2 \Pi_3)^m = C \Pi_4^m$$

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= Nu \\ \Pi_2 &= \text{numero di Grashof } [L] = Gr \\ \Pi_3 &= Pr \end{aligned}$$

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2}$$

$$Ra = Gr \cdot Pr \rightarrow \text{numero di Rayleigh } [L]$$

- $g$ ; accelerazione di gravità
- $\beta$ ; coeff. di dilatazione termica cubica del fluido
- $\Delta T = (T_s - T_p)$
- $L$ ; grandezza geometrica caratteristica del problema
- $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ ; viscosità cinematica [ $\frac{m^2}{s}$ ]

$$\beta = \frac{1}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial T}; \text{ variazione percentuale volume fluido rispetto } T. \text{ Nel caso di gas perfetti. } (pV = nRT)$$

ottenuto e sostituito in formula

$$\Rightarrow \beta = \frac{1}{T} \quad [1/K] \quad T_s \text{ temperatura ambiente}$$

per tutti i valori così, per fluidi  
cerco su manuali



CR



Per convezione forzata in c.a. → formula semplificata  $h_c = 3 + 2V$

Per onde per convezione naturale → TAB. 3.4 p.114  $h_c = P(\Delta T)$

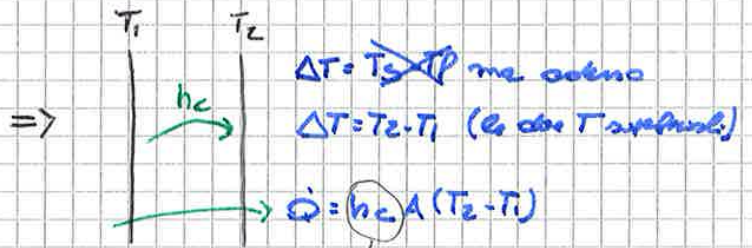
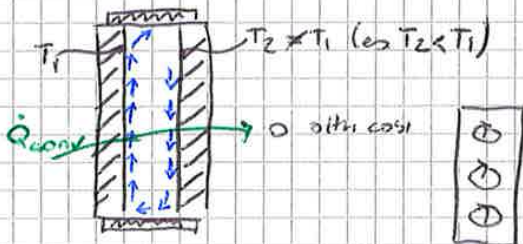


Severo per calcoli di prima caloria.

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2}$$

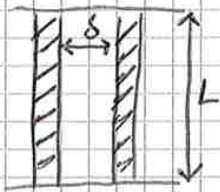
Convezione naturale più intensa dove  $g \cdot T$ . Tutti i modi per convezione naturale sono legati alla gravità. In gravità no convezione naturale, solo convezione.

Intercapedine d'aria



correlazioni specifiche per le intercapedini: p.116 esam. 2.

es. p.116



$$Nu \delta = c \cdot (Gr \delta \cdot Pr)^n \cdot \left(\frac{L}{\delta}\right)^m$$

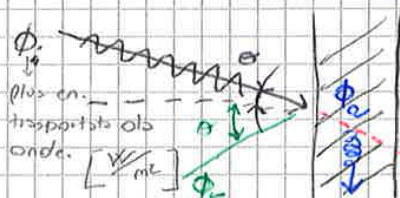
c, m, n → da tabelle

$$Nu \delta = \frac{h_c \delta}{\lambda} \quad Gr \delta = \frac{g \beta \Delta T \delta^3}{\nu^2}$$

22-11-16

IRRAGGIAMENTO

Per ogni T più intensa emettono onde elettromagnetiche. Sono emesse a 90° l'una rispetto l'altra. Si propagano meglio nel vuoto. Irraggiamento non ha bisogno di un supporto materiale per propagarsi. Onde elettromagnetiche viaggiano a  $c$ . Per arrivare a distanza grandi. Dato conoscere con onde angusto emesse e come interagiscono quando incontrano altro materiale (assorbibile).



- $\Phi_i$ : flussso energia incidente
- $\Phi_r$ : flussso energia riflessa
- $\Phi_t$ : flussso energia trasmessa
- $\Phi_{tr}$ : flussso energia assorbito



Solo per alcuni materiali sono marcati, in edilizia sono i materiali esportati.

Efficienza

$$\alpha(\theta) = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} \alpha(\lambda, \theta) d\lambda \quad \text{idem per } \rho \text{ e } \tau$$

↓  
valori medi rispetto  
 $\lambda$

$$\rho(\theta) + \tau(\theta) + \alpha(\theta) = 1$$

↓  
valori integrali angolari  
dipendono solo tra di loro  
inclinazione.

Per molti materiali dip.  $\theta$  e  $\lambda$  solo

$$\alpha = \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} \alpha(\theta) d\theta$$



$\alpha$   
 $\tau$   
 $\rho$  } valori integrali emisferici

$$\alpha(\lambda) + \tau(\lambda) + \rho(\lambda) = 1$$

valori emisferici spettrali

o monocromatici questi uso per i vetri  
per altri valori variano di  
tanto, per altri integrali  
dove sono in media, ma  
giacendo di molto

Alliamo visto inizialmente ma vediamo emissioni.

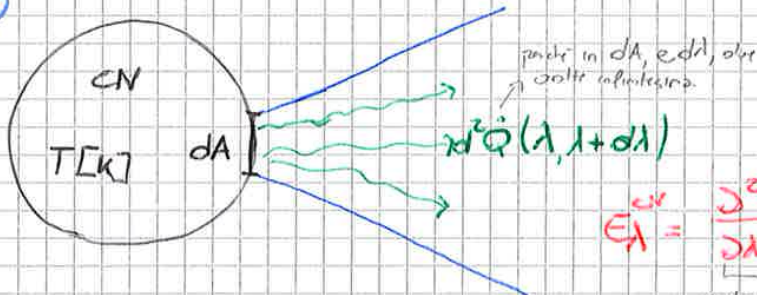
### Legge del corpo nero

Detto anche radiatore integrale o di Planck. Pomo descritto in  
modo analitico come tale oggetto grigi e fanghi: onde elettromagnetiche

$$\alpha = 1 \quad \forall \theta \Rightarrow \tau, \rho = 0$$

- a) Legge di Planck
- b) Legge dello spostamento
- c) Legge di Stefan-Boltzmann

e)



$$E_{\lambda} = \frac{j^e_Q}{\lambda d\lambda} \quad \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$

unità  $\lambda$  e  
unità di sup.

potere emissivo monocromatico  
emissione spettrale

31



23-11-16

Legge di Stefan-Boltzmann

$$E^{\text{cor}} = \sigma T^4 = \frac{\Phi_{\text{cor}}}{A} \quad \sigma = 567 \cdot 10^{-8} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \right]$$

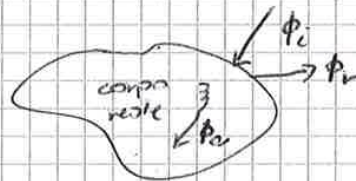
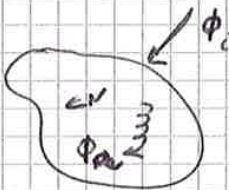
$T \rightarrow [K]$

$$\dot{Q} = \int_A E^{\text{cor}} dA = \int_A \sigma T^4 dA \quad [W]$$

↳ Flusso di energia globalmente emesso dal CN a T.

Materiali reali

$\alpha \neq 1$  ( $\epsilon \neq 0$ ,  $\bar{\alpha} \neq 0$ )



$$\forall \lambda \Rightarrow E(\lambda) < E^{\text{cor}}(\lambda)$$

→ si legge a pag. T

potere emissivo  
spettroale del  
corpo reale.  $E < E^{\text{cor}}$

CN assorbitor ed emittitor ideale.

$$E(\lambda) |_{T} = E(\lambda) \cdot E^{\text{cor}}(\lambda) |_{T}$$

con  $E(\lambda) |_{T}$  come se fosse una sorta di "efficienza" rispetto alla quota delle emesse emittenti rispetto CN.

$$E(\lambda) = \frac{E(\lambda) |_{T}}{E^{\text{cor}}(\lambda) |_{T}} \quad [-]$$

è propria della materia. Tale quantità è detta emissività o fattore di emissione monocromatica spettroale o monocromatica spettroale

$E(\lambda) \rightarrow$  Il suo valore dipende dal tipo di materiale e dalla posizione spettrale.

$$E(\lambda) |_{T} = E(\lambda) \cdot E^{\text{cor}}(\lambda) |_{T}$$

$$E\lambda = E(\lambda) \cdot \sigma T^4$$

potere emissivo di un corpo reale spettroale monocromatica

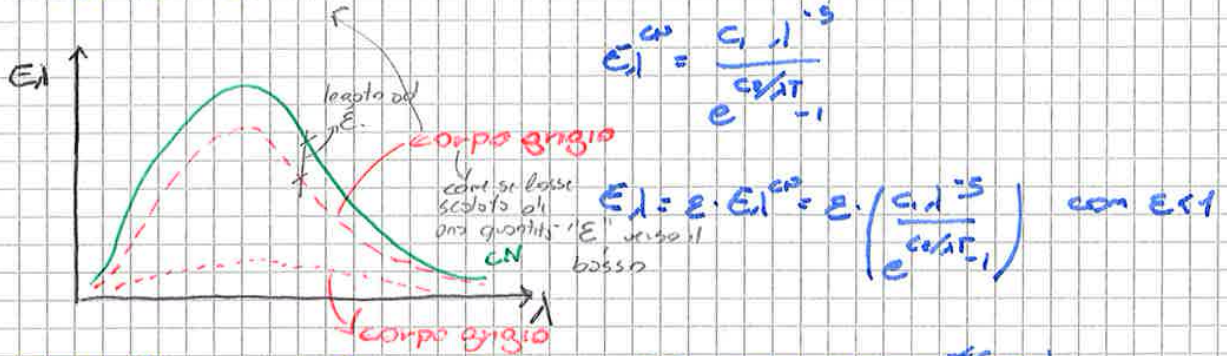
$$\frac{E\lambda}{\sigma T^4} = 1$$

↓  
da Planck



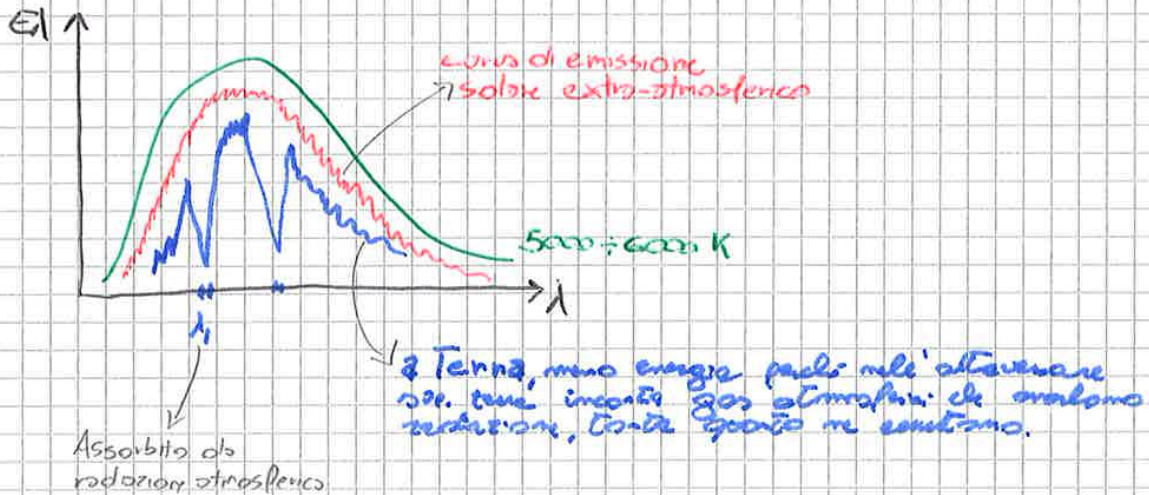
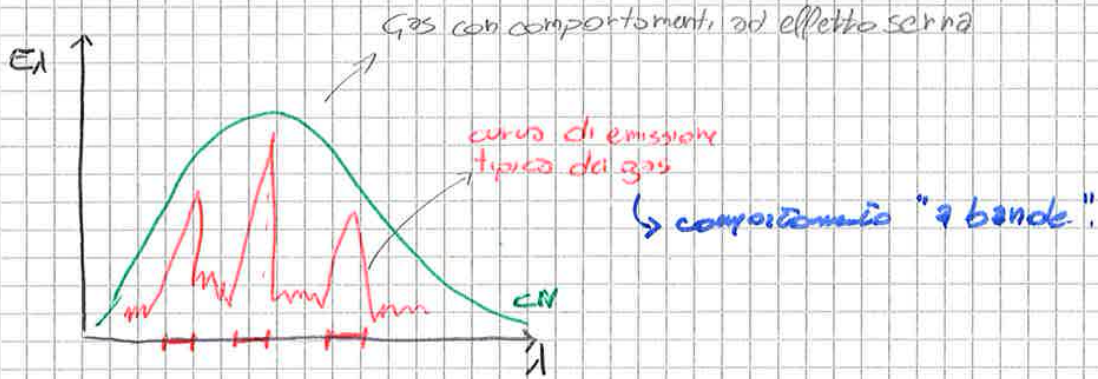


Corpi neri E<sub>1</sub>.



Corpi che si comportano così sono detti corpi grigi (CG).  
 Raggiamento mater. opale in prima approssimazione fanno em. consider. corpi grigi. Per funzioni dei spettri corpo grigio con:  
 - materiali liquidi (oli) 800  
 - Due strutture comportamenti spettrale.

Ipotesi CG si prende di serie eq. CN, moltiplicata per 'ε' il quale lo si usa a calcolare.



Im ipotesi così non vale ipotesi CG. Tale ipotesi è legata a forme delle curve non ottimali.



$$\downarrow$$

$$A_1 F_{12} - A_2 F_{21} = 0$$

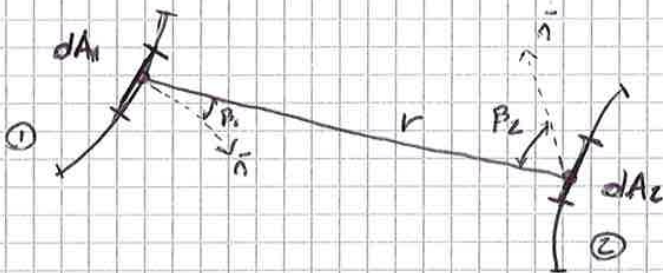
$\downarrow$   
 $A_1 F_{12} = A_2 F_{21} \rightarrow$  valida da sempre in generale, in quanto  $A_1$  ed  $F$  non dipendono dalla geometria.

$$\dot{Q} = \sigma F_{12} A_1 (T_1^4 - T_2^4) = \sigma F_{21} A_2 (T_1^4 - T_2^4) \rightarrow$$

flusso termico netto che si scambiano 2 c.v.  
 $T_1, T_2$  in [K].  
 $(T_1^4 - T_2^4) \rightarrow$  comportamento non lineare

$$F_{12} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{r^2} dA_1 dA_2$$

$\rightarrow$  valori notevoli li trovo in tabelle



Primo caso: due o caso di una superficie (i) che rimbotta con n superfici nere (j)

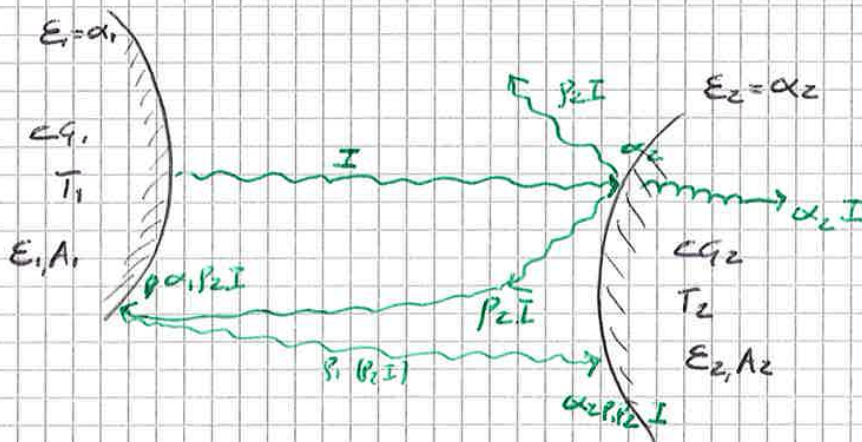
$$\dot{Q} = A_i E_{i,j} E_j - \sum_j A_j F_{j,i} E_j$$

con reciproca:

$$\dot{Q} = A_i \left( E_i - \sum_{j=1}^n F_{i,j} E_j \right)$$

Per complicato fra scambio di c.v.

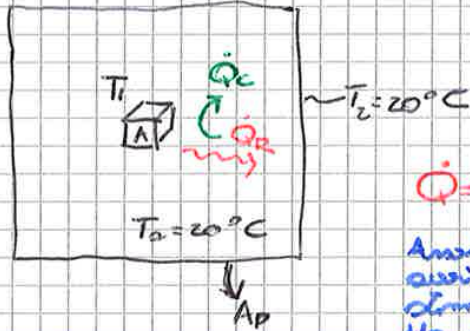
Scambio termico fra 2 c.v.



Per e' più olo  $\dot{Q} = \dot{Q}_{1,2} = \dot{Q}_{2,1}$ . Qui  $\dot{Q}$  è uno solo con un agg. o, dove farlo per tutti. Tenete a radiazione ed irradianza superficie  $\rightarrow$  potete calcolare  $\dot{Q}$  fra due c.v.



Coefficiente di scambio termico radiativo linearizzato



$\dot{Q}_c$ ; flusso termico per convezione  
 $\dot{Q}_R$ ; flusso termico per irraggiamento

$$\dot{Q} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_R = h_c A (T_i - T_a) + A_p F_e \sigma (T_i^4 - T_a^4)$$

Analogo alletto e noto come eq. Queda scambio assien con tutti oggetti che scambiano Q con l'atmosfera (anche noi, auto, pavimento, ecc...), Ho scambio misto di irraggiamento e convezione.

Ecco la maniera di lavoro con equazioni più semplice.

$\dot{Q} = A \cdot h \cdot \Delta T$   
difficoltà calcoli

Deso l'analogo eq. scambio termico irraggiamento.

$$\dot{Q}_R = A F_e \sigma (T_1^4 + T_2^4)(T_1 - T_2) = A F_e \sigma (T_1^2 + T_2^2)(T_1 + T_2)(T_1 - T_2)$$

$$h_r = \sigma F_e (T_1^2 + T_2^2) / (T_1 + T_2) \approx 4.5 F_e T_m^3$$

ho scritto ciò che avevo

$$T_m = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

$T_1, T_2$  [K]

coefficiente di scambio termico radiativo linearizzato  $[W/m^2K] = [W/m^2°C]$

$$\dot{Q} = A h_c (T_i - T_a) + A h_r (T_i - T_2) = \text{In molte applicazioni pratiche } T_a = T_2 = T_e = A (h_c + h_r) (T_i - T_e)$$

$h_c + h_r = h \rightarrow$  coefficiente di scambio termico lineare

$$\dot{Q} = A h (T_i - T_e)$$

$$h = h_c + h_r$$

$$[W/m^2K] = [W/m^2°C]$$

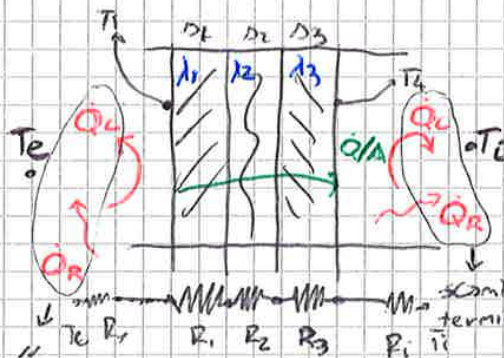
ten conto sia di convezione che irraggiamento

più usato per scambi calore in pareti edilizio. Scambio termico tra oggetto e ambiente.

~~XXXXXXXXXX~~

24-11-16

Pareti (opache) multistrato



$$\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{T_i - T_e}{\frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2} + \frac{d_3}{\lambda_3}} \Rightarrow \frac{\dot{Q}}{A} = \frac{T_i - T_e}{R}$$

$R_1, R_2, R_3 \rightarrow$  conduttività (o scambio termico) denso gli strati della parete

In genere scambio termico più notevole ad esterno.

" ← " ← " ← " ← "



Scambio termico quando non c'è da immaginare altro.

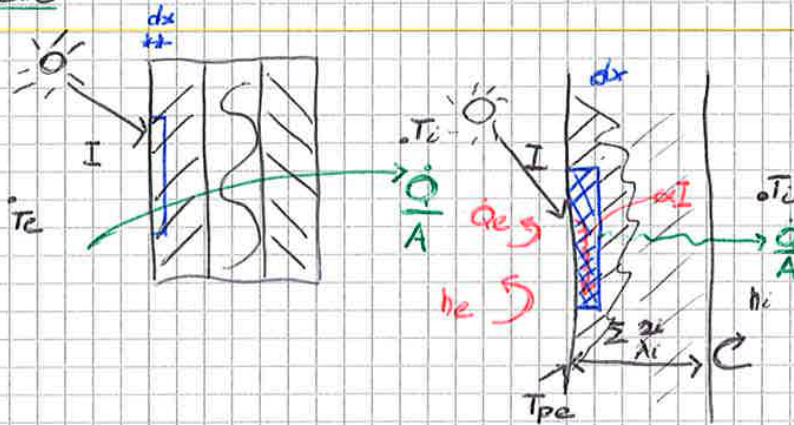
28-11-16

$R_{Tj}$  → resistenza termica per stati non omogenei: è lo interfacce d'aria.  
resistenza termica → la misuro in laboratorio.

UNI  
 10355 → Risolai  
 10351 → materiali e metodi isolanti

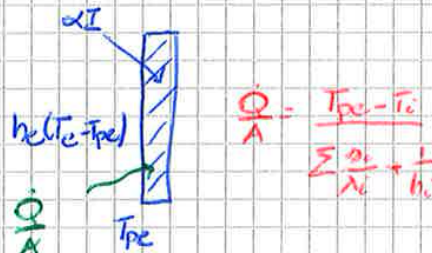
Scambio termico in presenza di radiazione solare

Opacità



$T_{pe}$ ; temperatura superf. esterna  
 $I$ ; radiazione solare

$$\frac{\partial Q}{\partial A} \rightarrow \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$



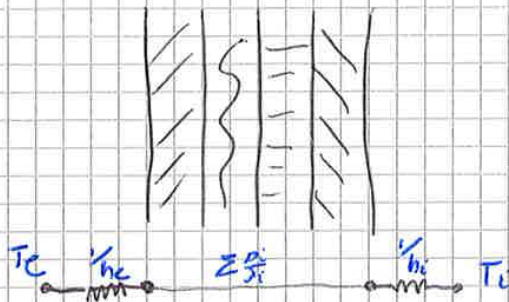
$$\frac{Q}{A} = \frac{T_{pe} - T_i}{\sum \frac{d_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_i}}$$

Fenno di culla a rivolo opaco:

$$\frac{Q}{A} = h_e(T_e - T_{pe}) + \alpha I$$

In condizioni stazionarie:

$$\frac{Q}{A} = \frac{T_{pe} - T_i}{\sum \frac{d_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_i}}$$



$\alpha$ ; coeff. di assorbimento della sup. esterna della parete [-]

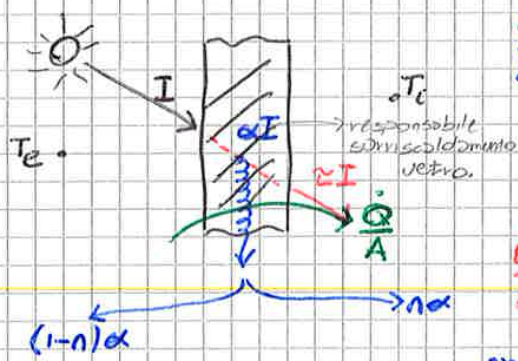
$$\left\{ \begin{aligned} \left( \frac{Q}{A} - \alpha I \right) \frac{1}{h_e} &= (T_e - T_{pe}) + \text{somma membro a membro} \\ \frac{Q}{A} \left( \sum \frac{d_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_i} \right) &= (T_{pe} - T_i) = \end{aligned} \right.$$

$$\frac{1}{h_e} \frac{Q}{A} - \frac{\alpha I}{h_e} + \frac{Q}{A} \left( \sum \frac{d_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_i} \right) = T_e - T_{pe} + T_{pe} - T_i$$

$$\frac{Q}{A} \left( \frac{1}{h_e} + \sum \frac{d_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_i} \right) = (T_e + \frac{\alpha I}{h_e} - T_i) \Rightarrow \frac{Q}{A} = U \left( T_e + \frac{\alpha I}{h_e} - T_i \right)$$



In presenza di radiazione solare



$$\frac{\dot{Q}}{A} = \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_{\Delta T} + \left(\frac{\dot{Q}}{A}\right)_{\text{solare}}$$

$n\alpha I + \epsilon I$

$$\frac{\dot{Q}}{A} = U(T_e - T_a) + (\alpha_s + n\alpha)I$$

sostituito per Kirchoff  $\alpha_s = \epsilon_s$

$$\frac{\dot{Q}}{A} = U(T_e - T_a) + (\alpha_s + n\alpha)I$$

↳ spalti da calcolare per vetri singoli, monolitici, chiari

$g$

$g = \alpha_s + n\alpha$ ; coefficiente solare [-], TSET (total solar energy transmitted), SHGC.

$$\frac{\dot{Q}}{A} = U(T_e - T_a) + gI \quad \left[\frac{W}{m^2}\right]$$

↳ Va bene anche se ho camere e non singolo vetro

## ACUSTICA

È un fenomeno oscillatorio. Onnda elastica che si propaga in un mezzo ⇒ vibrazione

vibrazione ⇔ suono

In genere vibrazioni non le sentiamo, mentre il suono è una vibrazione udibile. Questo perché a vibrazioni solo in alcuni rari casi di 10 pagine. Uditore umano,  $f_a = 20 + 20000$  [Hz]. Delimitano confini suono udibile anche orecchia

$$Hz = \frac{1}{sec}$$

Se imbedo orecchio suona non è deterministico, ma stocastico. Oggetti sentiti in maniera leggiera diversa.

Fenomeno fisico → fenomeno

↓  
osservato

↓  
leggi deterministiche  
(es  $F = ma$ )

↓  
soggetto

↓  
variabili stocastiche locali  
su indagine epidemiologica

Suono ⇒ onda elastica che si propaga in un mezzo materiale ⇒ perturbazione di pressione:  $\Delta p(t)$ .

di spostamento di oscillazione  $s(t)$

. perturbazione

31



Amb a  $T=20^{\circ}\text{C}$  (293 K)

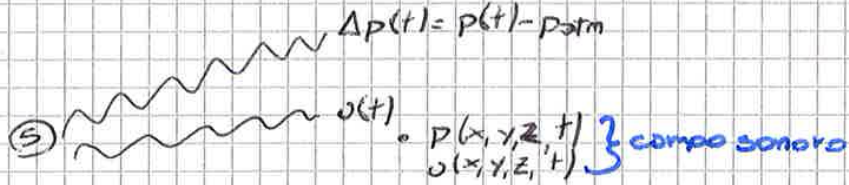
$R^* = 287 [\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}]$

$c = 360 [\text{m/s}]$

29-11-16

Onde sonore e grandezze

S: sorgente sonora



Risolto onde tension e velocità moltiplicati.  
Campo sonoro  $\rightarrow$  insieme valori di p e u.

Eq. differenziali delle onde acustiche

$$\nabla^2 \Delta p(t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Delta p(t)}{\partial t^2}$$

c, velocità propagazione del suono

$$\nabla^2 u(t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t^2}$$

Eq. diff. a derivate parziali. Soluzioni in  
funzione. Metodo Sol. eq. e molto  
nonlinearmente.  
Primo da gestire da a sistema eq.  
algebraiche

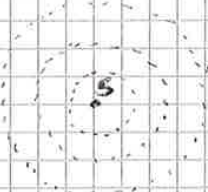
ONDE PIANA

Considero caso con:

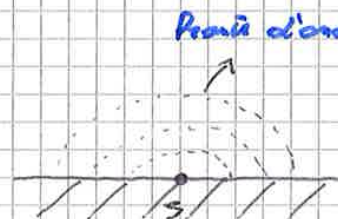
- onda piana
- suono caratterizzato da una sola frequenza (suono puro)
- assenza di onde riflesse (o è solo l'onda generata dalla sorgente S  $\Leftrightarrow$  onda diretta).



- onda riflette (componente riflette del suono)
- onda diretta (componente diretta del suono)

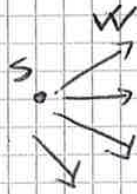


fronte d'onda sferico

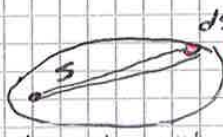


fronte d'onda cilindrico



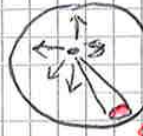


$W$ ; potenza sonora  $[W]$   
(somma delle sorgenti)



Molta potenza battuto in avanti

$$dW \cdot 10^{-5} \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$



Potenza distribuita

$$dW \cdot 10^{-6} \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$

Devo come con  $W$  obliqua di opera

$$I = \frac{dW}{ds} \text{ intensità sonora } \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$

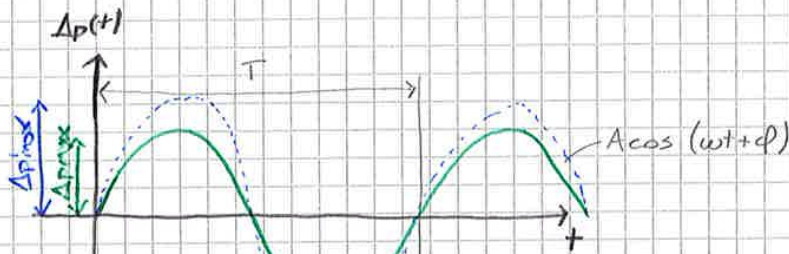
Grandezze fondamentali  $\rightarrow W, I$ .

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta p(t) \cdot v(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\Delta p^2(t)}{\rho c} dt = \frac{1}{\rho c} \left[ \frac{1}{T} \int_0^T \Delta p^2(t) dt \right]$$

Introduciamo così cosetta:

$$p = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \Delta p^2(t) dt} \text{ pressione sonora efficace}$$

$$I = \frac{p^2}{\rho c} \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$

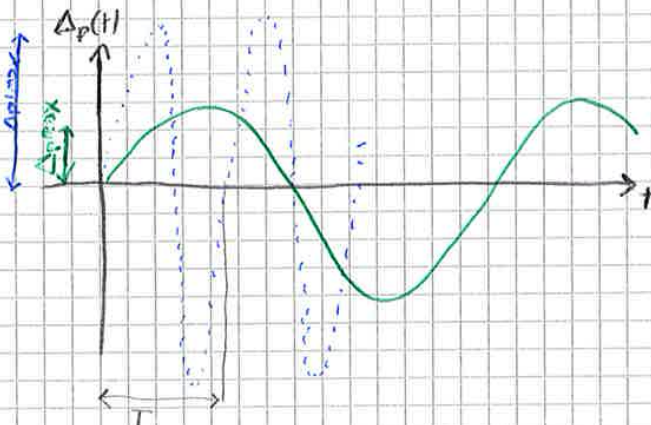


$\bar{\Delta p}(t) = 0$  per tutti i valori di  $t$

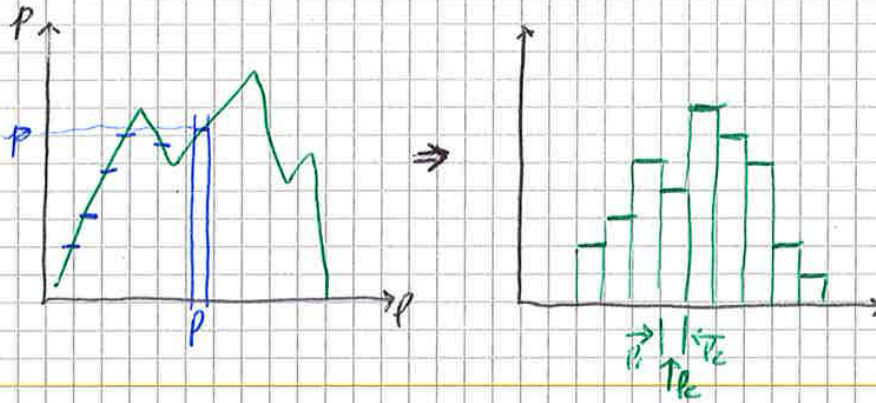
Devo introdurre il valore efficace

$$x(t) = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt}$$

Media dei valori al quadrato. Come se ribaltassi sopra onda negativa. Poi somma su ogni contributo.







"Discretizzo" il suono in bande di Frequenza (intervalli limitati di frequenza)  $f_i \leftrightarrow f_e$ .

$f_c$  = frequenza centrale di banda.

↳ In una banda ho una sola frequenza

Devo memorizzare l'evoluzione di ciascuna banda. Data una compressione. Più ampie bande e più piccoli  $\rightarrow$  migliore approssimazione.

↳ In una banda è più o meno e alcuni coefficienti.

Bande di ottava  $\rightarrow$  analisi più grossolana

$f_2 = 2f_1$       $f_c = \sqrt{f_1 f_2}$      media geometrica

Bande in n-esimi di ottava

$f_2 = 2^{1/n} f_1$       $f_c = \sqrt[n]{f_1 f_2}$

Le n-esime sono in termini di ottava  $n=3$

Normalizzare bande con  $f_c$  gestite in ottava

p.141

p.142  $\rightarrow$  terzi di ottava

- 16
- 31.5
- 63
- 125
- 250
- 500
- 1000
- 2000
- 4000
- 8000
- 16000

Hz

$f_1 = 90$   
 $f_2 = 180$

$\rightarrow$  freq. taglio sup. e inferiore.  
 $\downarrow$   
più intervalli

$\uparrow$   
Bande di ottava

30-11-16

Acustica Psicologica

- 20 Hz  $\rightarrow$  20000 Hz gamma dell'udibile

$\leftarrow$  infanzia      $\rightarrow$  old age

- 1000 Hz Minima pressione efficace udibile da qualsiasi suono  $f_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  [Pa]  
 $f_0$  prende il nome di soglia di udibilità, questa in corrispondenza di suono 1000 Hz.     20 [ $\mu$ Pa]



Ciò che ci sommano sono gli argomenti, sommo le grandezze fisiche;  $p^2, I, W, U$   
 "somma" di livelli

$$L_1 = 10 \log \frac{I_1}{I_0}$$

$$L_2 = 10 \log \frac{I_2}{I_0}$$

$$\rightarrow L_{1+2} = 10 \log \frac{I_{TOT}}{I_0} \quad I_{TOT} = I_1 + I_2$$

$$\log \frac{I_1}{I_0} = \frac{L_1}{10} \rightarrow 10^{\log \frac{I_1}{I_0}} = 10^{L_1/10} \Rightarrow \frac{I_1}{I_0} = 10^{L_1/10} \rightarrow I_1 = I_0 10^{L_1/10}$$

$$I_2 = I_0 10^{L_2/10}$$

$$I_{TOT} = I_0 (10^{L_1/10} + 10^{L_2/10})$$

$$L_{1+2} = 10 \log \frac{I_0 (10^{L_1/10} + 10^{L_2/10})}{I_0} \Rightarrow L_{1+2} = 10 \log (10^{L_1/10} + 10^{L_2/10})$$

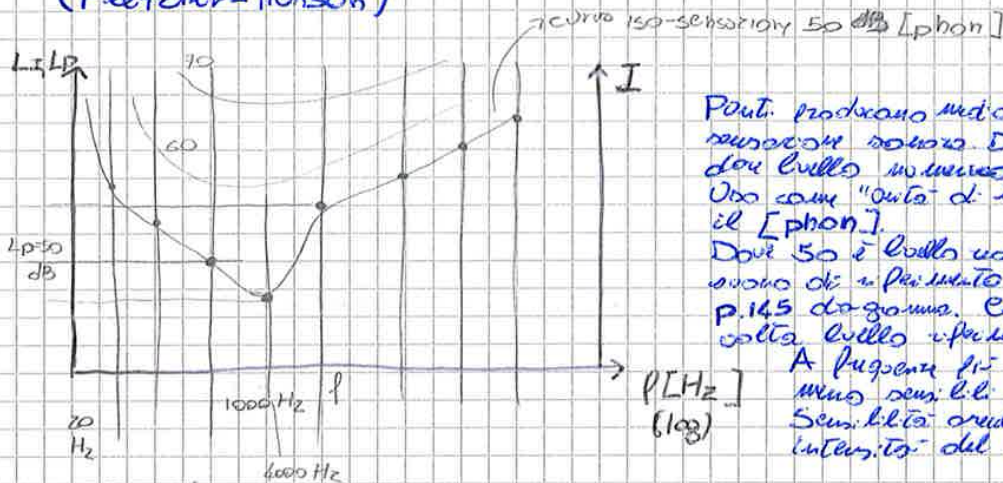
generalizzando per  $n$ -livelli:  $L_{TOT} = 10 \log \left( \sum_{i=1}^n 10^{L_i/10} \right)$

↳ Si applica ad  $L_I, L_P, L_W, L_U$

- L'orecchio umano ha una sensibilità che dipende dalla frequenza del suono.  
 Il massimo della sensibilità dell'orecchio umano è a 3000-4000 Hz (il suono medio, suono più sensibile).

### Audiogramma normale

(Fletcher-Munson)



Punti: producono mediante la stessa sensazione sonora. Deve ancora del livello in dB.  
 Una come "unità di misura" sonora il [phon].

Dove 50 è livello ude oggettivo del suono di riferimento a 1000 Hz, p. 145 del volume. Conto di volta in volta livello riferimento.

A frequenze più basse siamo meno sensibili rispetto le più alte. Sensibilità orecchio umano varia con l'intensità del suono udito.

### Curve di ponderazione

Sono due curve a livello rumore. Sono  $P(L, P)$  funzione di livello e frequenza.

Curve che delimita in dB di gamma → tutti punti che vanno a sentire, per primo

$$\text{DA } L_{I0} = 10 \log \frac{I_0}{I_0}$$

↓  
 Tale curva è curva di soglia udibilità alle varie frequenze

Curva superiore è a 120 phon di 1/2 1000 Hz corrisponde in [dB] a soglia dolore → perde il nome di soglia del dolore



$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} \quad I_0 = 10^{-12} \left[ \frac{W}{m^2} \right]$$

$$L_W = 10 \log \frac{W}{W_0} \quad W_0 = 10^{-12} [W]$$

Da punto vista valutato  $10 \log \frac{W}{I_0} \rightarrow$  numericamente  $\equiv L_W$

$L_I = L_W - 10 \log(4\pi d^2)$  andamento livello in campo libero spazio.

Definire  $L_p = 10 \log \frac{p^2}{p_0^2}$

Campo libero  $L_I$  e  $L_p$

$$L_p = 10 \log \frac{p^2}{p_0^2} = I = \frac{p}{\rho c}$$

$$= 10 \log \frac{\rho c I}{p_0^2} \rightarrow \rho c = 413$$

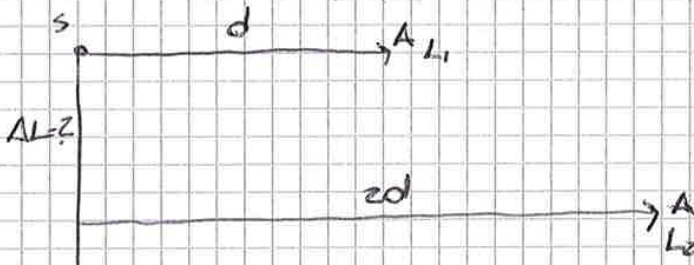
$$p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \Rightarrow \frac{\rho c}{p_0^2} = \frac{1}{10^{-12}}$$

$$= 10 \log \frac{I}{10^{-12}} = 10 \log \frac{I}{I_0}$$

In campo libero  $\Rightarrow L_I = L_p$

Per cui:  $L_I = L_p = L_W - 10 \log(4\pi d^2) [dB]$

Variazioni di  $L_I$  e/o  $L_p$  al raddoppiare della distanza sorgente - ascoltatore



$$L_1 = 10 \log \frac{I_1}{I_0} = 10 \log \frac{W}{4\pi d^2 I_0}$$

$$L_2 = 10 \log \frac{I_2}{I_0} = 10 \log \frac{W}{4\pi (2d)^2 I_0} =$$

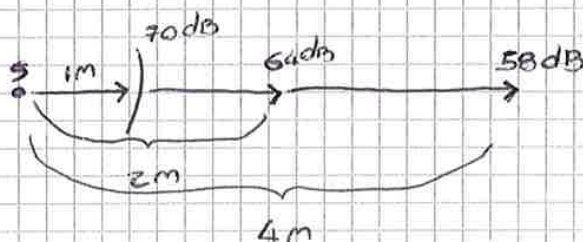
$$= 10 \log \left[ \frac{W}{4\pi 4d^2 I_0} \right] = 10 \log \frac{W}{4\pi d^2 I_0} +$$

$$+ 10 \log \frac{1}{4} = L_1 - 10 \log 4 = L_2 = L_1 - 6$$

$$\approx -0.602 \quad L_2 = L_1 - 6.02 [dB]$$

In campo libero raddoppiando la distanza S-A il livello di pressione o intensità subisce di circa 6 [dB].

Ese



Jede da persona bas  
pa le piccole distanze,  
ma le su grandi sono.



Campo sferico →  $Q_0 = 4\pi r^2$

$L_p = L_w - 10 \log(4\pi r^2)$

Campo sferico →  $Q_0 = 2$

$L_p = L_w - 10 \log(2\pi r^2)$

Spigolo int. due piani →  $Q_0 = 4$

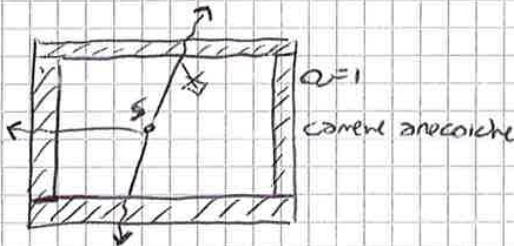
Sorgente in angolo →  $Q_0 = 8$



Normali in senso opposto e così.

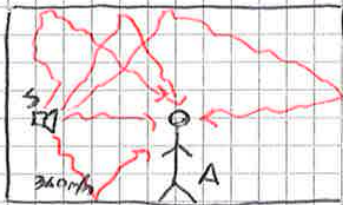


Se la stanza con  $a > 1$  → punti stanza emettono into spazio. Come libro lo ha in ambiente chiuso e  $a < 1$  in stanza. Camere arricchite.



Campo perfettamente riverberante

Caso ideale, opposto al quello libero.

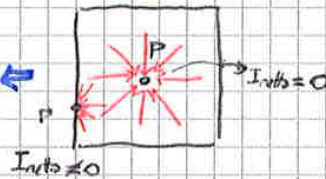


Il contributo delle onde riflesse è di gran lunga maggiore di quello diretto delle onde dirette.

invarianti spaziali in ogni direzione e lo mediana.

↳  $Q_0, I_{in} = 0$  (livello di campo)

La densità di energia sonora  $U$  è uniforme nel volume. (Cioè  $U$  è lo stesso in ogni punto).



↳  $L_p = 10 \log \frac{U}{U_0}$  →  $L_p$  è lo stesso in ogni punto della stanza.

In qualsiasi punto di stanza  $L_p$  è lo stesso → uguale ovunque e lo stesso in tutta la stanza.

Coda sonora

Se una emissione sonora, il fenomeno prima di essere perso dal corpo. Il livello non diventa immediatamente 0 al cessare dell'emissione sonora.

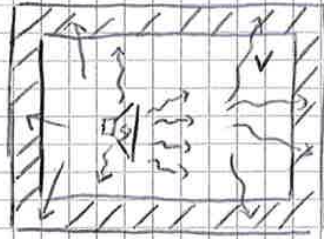
Ambiente molto riflettente → coda sonora lunga

Ambiente molto assorbente → coda sonora corta



### Dimostrazione - Sabine

Densità di flusso conservata con energia.



campo perfettamente riverberato

Dal idolo misero

$$W_{in} - W_{out} = \frac{dE}{dt}$$

↓  
variazione energia nel tempo

$$W_{in} = W$$

$$W_{out} = W_{ass}$$

$$\Downarrow$$

$$|W_{in} - W_{ass}| = \frac{d(UV)}{dt} = V \frac{dU}{dt}$$

$$E = U \cdot V$$

↳ densità di energia sonora

$$U = \frac{dE}{dV}$$

$$a = \frac{W_{ass}}{W_{inc}} \rightarrow W_{ass} = a \cdot W_{inc}$$

↓  
potenza assorbita

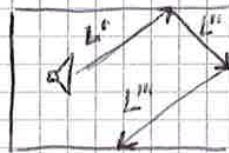
↳ potenza incidente

Dal volume V è contenuta l'energia sonora E = U · V

$$W_{inc} = \frac{E_{inc}}{\tau_m}$$

Cammino albero medio: Lm

↳ opera matematica prima delle onde sonore fra le riflessioni successive



$$L_m = \frac{4V}{S}$$

V: volume [m<sup>3</sup>]  
S: superficie [m<sup>2</sup>]

c; durata di permanenza del suono → c =  $\frac{\text{spazio}}{\text{tempo}} = \frac{L_m}{\tau_m}$

$$\tau_m = \frac{L_m}{c} = \frac{4V}{cS}$$

$$W_{inc} = \frac{UV}{\tau_m} = \frac{cS}{4}$$

$$\rightarrow W_{ass} = \frac{cS a}{4}$$

$$W = \frac{cS a}{4} = V \frac{dU}{dt}$$

Conservazione dell'energia sonora in ambiente.

Sabine è quindi ottimista → lavora ad altre medie

eq. diff. I ordine variabili separabili



$R = \frac{A_{TOT}}{1 - \alpha_m}$  con Errore  $I_{50} \rightarrow 0$  se  $\alpha_m \rightarrow 1$

$Z_{50} = 0.163 \sqrt{\frac{V}{A_{TOT}}} = p(freq.)$   
 $\downarrow$   
 $p(freq.)$

si calcola la banda di frequenza.  $\alpha_p f(freq.)$

Livelli di p ed I in campo perfettamente riverberato

$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} = 10 \log \frac{V/A_{TOT}}{I_0} = 10 \log \frac{V}{I_0} - 10 \log A_{TOT}$   
numeramente  $L_w$

$L_I = L_w - 10 \log A_{TOT}$  [dB]  
 (colle fonti)

$L_p = 10 \log \frac{p^2}{p_0^2} = 10 \log \frac{0}{p_0^2} = 10 \log \frac{4W}{A_{TOT}} = 10 \log \frac{4I}{I_0} = 10 \log \frac{4W}{A_{TOT} I_0} = 10 \log \frac{4W}{A_{TOT} I_0} + 10 \log 4 = 10 \log \frac{4W}{A_{TOT} I_0} + 6$   
 $p_0 = \frac{p_c}{f c}$

$\Rightarrow L_p = L_w - 10 \log A_{TOT} + 6$  [dB]

Considerazioni

$Z_{50} = 0.163 \sqrt{\frac{V}{A_{TOT}}}$  [G]

conservare in tutto ciò che è lungo. Se tutto è corto, conservo anche quello.



Se volume  $\rightarrow$  non riverbero

$\uparrow L_p = L_w - 10 \log A_{TOT} + 6$   
 $\downarrow$   
 con  $A_{TOT} \uparrow$

Regolazione auto. amplificazione sonora. In molti casi di costruzione, meglio da fare i soni. Presenza riflessioni fa sì che si considerino i soni. Non vanno male per il  $L_p$ . Se tutto è corto, regolazione lo problemi. Se tutto è grande al posto di considerare i soni, si aggrava con gli soni occorrono con da molto confusione.  $I_{50}$  ottimale per parete con suono.

- $\hookrightarrow p(freq.)$
  - $\hookrightarrow p(\text{destinazione d'uso})$  (palato, musica, tipo di stanza)
  - $\hookrightarrow p(\text{colore ambiente})$
- $\hookrightarrow$  Non deve essere in tutto ciò che è lungo.



Se lavoro su  $V \rightarrow$  il sistema è mobile, modellando con volume e diametro  $L_{60}$ .  
 Determinate grande distanza numerazione sole in base con solo legge universale e dato aggiungere resistenze funzionali.  
 (dat. coefficiente sole  $D$ ).  
 Sole legge bilabiale  $\rightarrow$  sono per molti dati, posso sempre con si era anche in cubici. Pl.  
 ind. sh. ob:

$\rightarrow$  punto A e valore di  $\pi$ .

$\rightarrow$  Qui solite capozioni. A regola della regola sono: co era in donna ed eccita.  
 Pome di legge con sola un'una volta a: getti lavorati: ogni. Se bello spazio sono sono

p.p.d.  
(colle, ...)

$\rightarrow$  opera si ombre

$$S_{ore} L_p = L_w - 10 \log A_{tot} + G$$

re  $\downarrow L_w \downarrow L_p$

$\rightarrow$  media una unione

$\uparrow A_{tot} \downarrow L_p$

$\downarrow$   
 punti / lo-elle funzionali.  
 Anz. opp. in area in superficie.

Finora stato campo blue e polidromia waltero. Ora con: ideali ed esteri.

$\downarrow$   
 opera: colari

$\downarrow$   
 media ass. co  
 opera: continui

Ci sono situazioni imitandole dare contributo ulteriori: non è proporzionale. In realtà: siamo sempre lo campo blue, conione polidromia waltero e mita semi-waltero.

Campo semiwalterato

In sole "unione" diviso cubiti in con e colubi in  $L$  e  $L_{60}$ .

$L_p, L_w$

Diretto

$$L_p = L_w - 10 \log \left( \frac{L_w}{Q_0} \right) - 20 \log d$$

R. Oberbersto

$$L_p = L_w - 10 \log A_{tot} + G$$

Semi

$$L_p = L_w + 10 \log \left( \frac{Q_0}{4\pi d^2} + \frac{4}{R} \right)$$

$$R = \frac{A_{tot}}{1 - \alpha_n}$$

$$L_p = L_w + 10 \log \left( \frac{Q_0}{4\pi d^2} + \frac{4}{A_{tot}} \right)$$

re  $d \downarrow$  (piccolo)  $\Rightarrow \frac{Q_0}{4\pi d^2}$  domina rispetto  $\frac{4}{A_{tot}}$

$$\downarrow$$

$$L_p = L_w - 10 \log \frac{4\pi d^2}{Q_0} \rightarrow \text{steno su campo blue}$$

re  $d \uparrow$  (grande)  $\Rightarrow \frac{Q_0}{4\pi d^2}$  è trascurabile

$$L_p = L_w - 10 \log A_{tot} + 10 \log 4$$

$\rightarrow$  come polidromia waltero

45



$$= 10 \log \frac{I_1}{I_0} - 10 \log \frac{1}{t} - 10 \log \frac{A_{2TOR}}{S_d}$$

L                      R

$$L_2 = L_1 - R - 10 \log \frac{A_{2TOR}}{S_d}$$

$$L_1 - L_2 = R + 10 \log \frac{A_{2TOR}}{S_d}$$

↑ R miglior isolamento.

Oppure equivo a  $A_{2TOR}$  poiché fonosensibile, cioè elemento di misura è su  $S_d$  (es. 1000).

R fonosensibile  
A<sub>2</sub> fonosensibile

R dipende da t ⇒ R<sub>0</sub> fonz. (freq.)

12-12-16

Potere fonoisolante

$$R = 10 \log \frac{1}{t} \text{ [dB]}$$

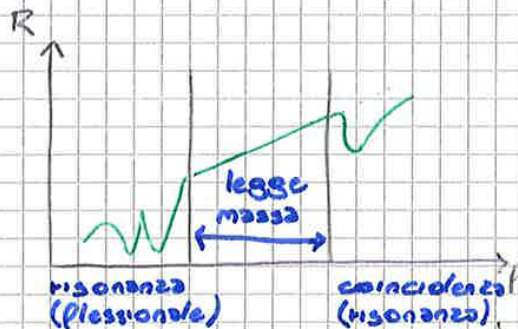
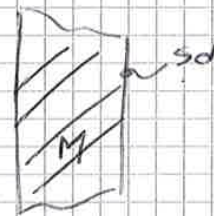
$$t = \frac{W_r}{W_i} \text{ coeff. di trasmissione}$$

Per un solo strato omogeneo → vale la legge della massa  
 Per frequenze "medie"

$$R = 20 \log (M_s f) - 48 \text{ [dB]}$$

$M_s$ : massa superficiale [ $\frac{kg}{m^2}$ ]  
 $f$ : freq. [Hz]

$$M_s = \frac{M}{S_d}$$

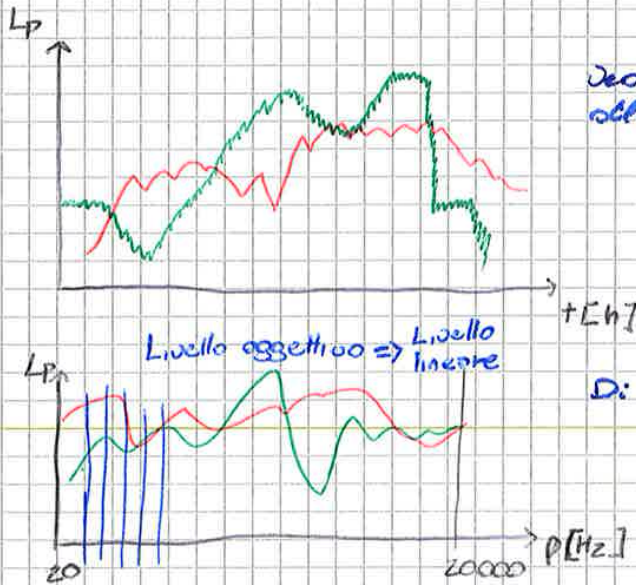


RT ≈  $M_s T$  e/o  $P T$

- a) È ris. difficile isolare (impedire) la propagazione di suono a bassa frequenza
- b) Il potere fonoisolante cresce col crescere del "peso" del divisore ( $M_s$ )
- c) Al raddoppio della frequenza e/o della massa propria ⇒ il valore di R cresce di 6 dB

$$\Delta R = 20 \log(2) \approx 6$$



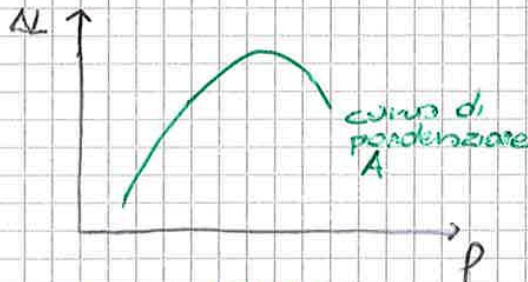


Se non si può d'istinto far sentire una vibrazione a un'altra.

Di mano poltrona

In un dato punto dello spazio in funzione frequenza e tempo. Livello suoni in un dato punto di spazio. Livello da fenomeno, ma sottinteso che livello ad orecchio e non per. Percorso in un modo lineare. Deve applicarsi una curva di pesatura e tale operazione viene detta pesatura o ponderazione → basata sulla curva di sensibilità dell'orecchio umano. (A, B, C, D, E) ora si utilizza, quasi sempre, la curva di ponderazione A

→ è riferita alla curva isofona a 60 dB. (p.167)



P [Hz]	correzione [dB]
31.5	-39.4
63	-26.2
125	-16.1
500	-3.2
1000	0
2000	+1.2
4000	+1
16000	-6.6

Totale correzione è una somma algebrica.

Es.	dato/valore da Livello	colore/valore da Livello	colore/valore da Livello	colore/valore da Livello
	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]
P	L <sub>lineare</sub>	Δh	L <sub>pesato</sub>	
63	90	-26.2	63.8	
125	90	-16.1	73.9	
500	90	-3.2	86.8	
1000	90	0	90	
2000	90	+1.2	91.2	
16000	90	-6.6	83.6	

Σ.....  
(comparazione)  
97.8  
[dB]

Σ.....  
(comparazione)  
94.8  
[dB<sub>A</sub>]

$$L_{tot} = 10 \log \left( \sum_{i=1}^n 10^{L_i/10} \right)$$

←

4\*