



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO : 239

DATA : 05/03/2012

A P P U N T I

STUDENTE : Tortoreto

MATERIA : Applicazioni Avanzate di Fisica Tecnica

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.**

APPLICAZIONI AVANZATE DI FISICA TECNICA

Esame: Orale (1 domanda applicativa 1 domanda teorica)
+ Tesina

GRADI DI APPROSSIMAZIONE NELLA MODELLIZZAZIONE DI UN SISTEMA

Livello 1 : Meccanica Quantistica

Liv. 2 : Molecular dynamics

Liv 3 : Dinamica mesoscopica

Liv 4 : Corpo continuo

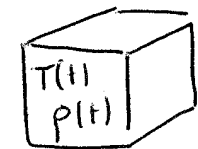
Liv 5 : Corpo omogeneo

Il primo livello di modellizzazione è quello della MECCANICA QUANTISTICA e si usa per modellare dei sistemi che avvengono a Livello sub molecolare (Livello di elettroni, protoni) normalmente si fa riferimento a grandezze osservabili che non sono note al Livello deterministico ma viene associata ad una probabilità. Ex. DIRAC (Alta vel.)
Ex. SCHRÖDINGER (NON RELATIVISTICA)

Un primo livello di semplificazione può avvenire sostituendo le equazioni prima nominate con la meccanica di Newton e con questa ipotesi si considera l'approccio di Molecular Dynamics che si utilizza per studiare molecole e aggregati di molecole
Ex. Newton

SISTEMA OMOGENEO

Il sistema da analizzare, nel caso di corpo OMOGENEO, è definito da grandezze dipendenti unicamente dal TEMPO e non dallo SPAZIO. Ad esempio il caso di un corpo caldo all'interno di



H, V

un bagno di acqua prelevare il calcolo di un numero adimensionato (Biot) che ci permetterà di capire se si poteva considerare il corpo come a

temperatura omogenea (La resistenza termica è bassa nel corpo)

E verrà utilizzato il 1° principio che è valido solo per corpo omogeneo e non per aumento spaziale.

DA CORPO OMOGENEO \rightarrow A CORPO CONTINUO

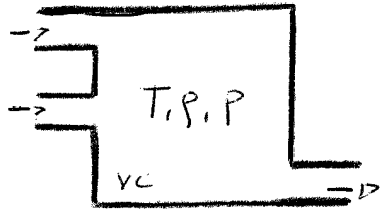
Considerando un volumetto del corpo precedente di massa ΔM e di volume ΔV .

$$\rho = \frac{\Delta M}{\Delta V} \rightarrow \text{Densità} \rightarrow \text{Si porta al limite } \rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V}$$

$\rho = \rho(x, y, z, t) \rightarrow$ si ottiene una densità che può dipendere dal tempo e dallo spazio

Facendo l'operazione di limite, stiamo ipotizzando la materia definita in tutto il corpo. E si può dire che tutte le grandezze dipendono dallo SPAZIO e dal TEMPO (ρ, T, V)

Equazione di Conservazione Massa (per corpi continui) 23-03-2011



In un sistema OMOGENEO ad ogni istante di tempo corrisponde un valore di T, ρ, p uguali per tutta la massa

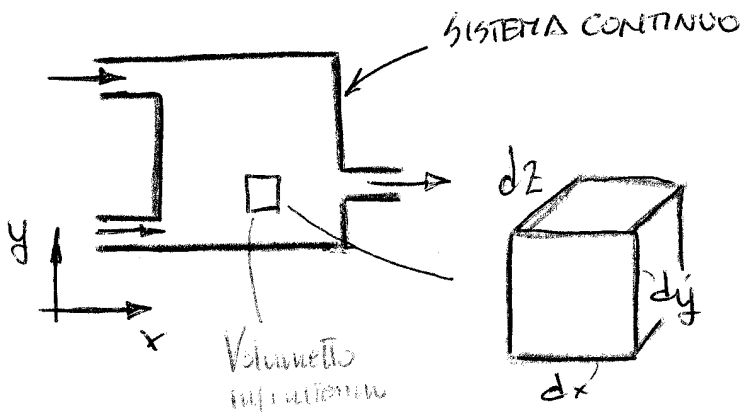
$$\left(\frac{\partial M}{\partial t}\right)_{VC} + \sum_i \dot{Q}_i = 0$$

Vogliamo passare da un sistema OMOGENEO ad un SISTEMA CONTINUO

SISTEMA OMOGENEO		SISTEMA CONTINUO
T		$T(x, y, z, t)$
ρ		$\rho(x, y, z, t)$
p		$p(x, y, z, t)$

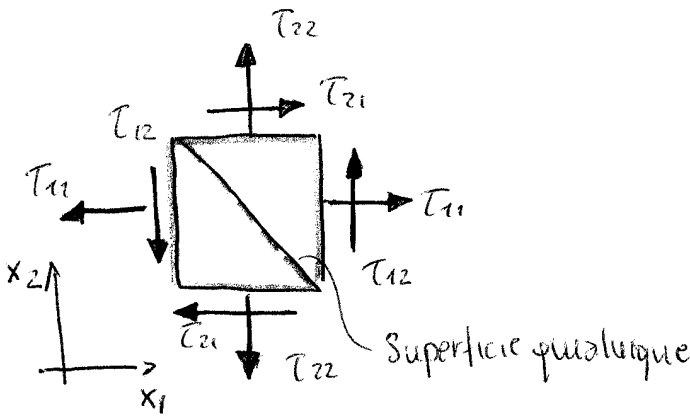
Se analizziamo ad esempio il campo di VELOCITÀ \vec{v} , ogni componente è funzione della posizione e del tempo

$$\vec{v} = \begin{Bmatrix} v_x(x, y, z, t) \\ v_y(x, y, z, t) \\ v_z(x, y, z, t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} v \\ u \\ w \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{Bmatrix}$$



Applichiamo il Bilancio di Massa al volume di controllo $dx dy dz$

$$\tau_{ij} \quad i, j = 1, 2, 3$$

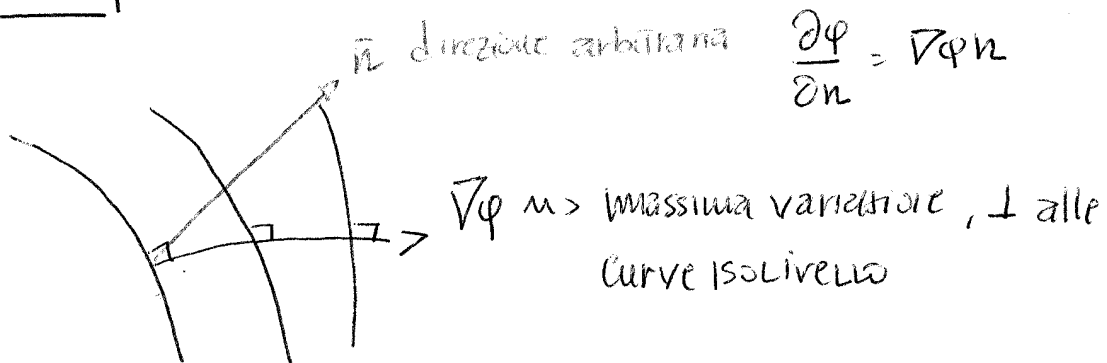


$$\nabla = \begin{bmatrix} \partial/\partial x_1 \\ \partial/\partial x_2 \\ \partial/\partial x_3 \end{bmatrix} = \partial/\partial x_i$$

$$\varphi = \varphi(x_1, x_2, x_3, t)$$

$$\nabla \varphi = \begin{bmatrix} \partial \varphi / \partial x_1 \\ \partial \varphi / \partial x_2 \\ \partial \varphi / \partial x_3 \end{bmatrix} = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}$$

Il gradiente è la direzione di massima variazione della grandezza scalare φ



$$\nabla \varphi \cdot \vec{n} = \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} n_1 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} n_2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} n_3 = \sum_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} n_i \equiv \sum_j \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} n_j$$

↑ indice
micro

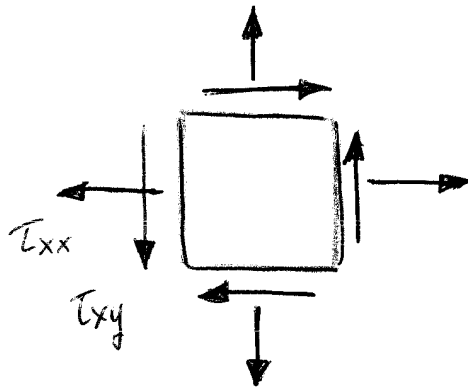
È sottintesa la sommatoria. $\leftarrow \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} n_i$

$\sum G_i \vec{z} = \nabla \cdot \rho \cdot \vec{V} \cdot \vec{z} \rightarrow$ Il prodotto dei 2 vettori deve essere un vettore (Prodotto interno)
 per vettori

La stessa cosa può essere fatta per azioni che intervengono sulla superficie di controllo, ad esempio delle TENSIONI.

E in tal caso utilizziamo il TENSORE DEGLI SFORZI.

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{11} & & \\ & \dots & \\ & & \tau_{33} \end{bmatrix}$$

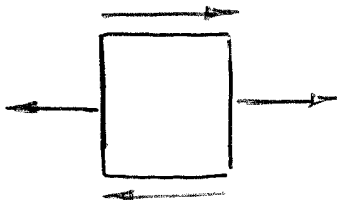


$\nabla \cdot \vec{\tau} dx dy \rightarrow$ E' la risultante delle tensioni che agiscono sulla superficie di controllo del dominio considerato
 Ci sarebbe anche dz se il tensore e' 3 x 3

Ne esce un vettore

$$\nabla \cdot \vec{\tau} dx dy dz = \begin{Bmatrix} \tau_x \\ \tau_y \\ \tau_z \end{Bmatrix}$$

Risultate che agisce secondo x



$$\text{Se } \vec{v} = \begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix} \quad \frac{dM_z}{dt} = \rho \left(\frac{\partial z}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla(z) \right) dV$$

$$\frac{\partial z}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial z}{\partial y} \cdot \vec{j}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \rho \left(\frac{\partial z}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial z}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial z}{\partial y} \right) dV$$

$$z = z(x, y, z, t) \Rightarrow z = z(x(t), y(t), \tilde{z}(t), t)$$

$\begin{array}{ccc} \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ \hline & & \text{dipendono dal tempo} \end{array}$

$$\frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial x} \underbrace{\frac{\partial x}{\partial t}}_u + \frac{\partial z}{\partial y} \underbrace{\frac{\partial y}{\partial t}}_v + \frac{\partial z}{\partial \tilde{z}} \underbrace{\frac{\partial \tilde{z}}{\partial t}}_w$$

↓
derivata SOSTANZIALE

$$\frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial x} \vec{u} + \frac{\partial z}{\partial y} \vec{v} + \frac{\partial z}{\partial \tilde{z}} \cdot \vec{w}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \rho \cdot \frac{Dz}{Dt} \cdot dx dy dz$$

\downarrow derivata da $\frac{dM_z}{dt} = \frac{\partial M_z}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} z) \cdot dx dy dz$

$$\frac{d(M_z)}{dt} = \rho \cdot \frac{Dz}{Dt} \cdot dV$$

$$Fes^s + Fes^d = \frac{dQ_H}{dt} + \sum_i G_i \bar{v}_i$$

$$\downarrow \quad \hookrightarrow \bar{X} dx dy$$

$$\nabla \bar{c} dx dy - \nabla p dx dy$$

$$\frac{dMz}{dt} = \rho \frac{Dz}{Dt} dx dy \rightarrow \frac{dQ_H}{dt} = \rho \frac{D\bar{v}}{Dt} dx dy$$

$$\nabla \bar{c} dx dy - \nabla p dx dy + \bar{X} dx dy = \rho \frac{D\bar{v}}{Dt} dx dy$$

↓

$$\nabla \bar{c} + \bar{X} - \nabla p = \rho \frac{D\bar{v}}{Dt} \Rightarrow \text{Conservazione Quantità di moto}$$

SE FLUIDO INCOMPRESSIBILE

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Se fluido incompressibile} \rightarrow \rho = \text{cost} \quad \frac{D\rho}{Dt} = 0 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \bar{v} = 0 \Rightarrow \rho \nabla \bar{v} = 0 \Rightarrow \nabla \bar{v} = 0 \\ \leftarrow \infty \end{array} \right.$$

CONSERVAZ. MASSA
FLUIDO INCOMPRESSIBILE.

Per fluido incompressibile

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \\ \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{array} \right.$$

- $$\Phi = \varphi_v dx dy - \nabla \bar{\varphi} dx dy$$

positivo e entrante
oppoito alla normale

↓

Calore volumico $[\frac{W}{Lm^3}]$

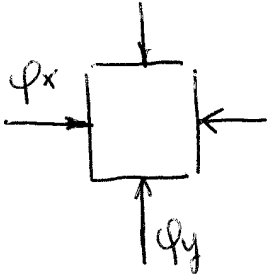
↓

Calore generato

↓

Risultante dei Flussi (Divergenza)

Scambiati



- $$W_{se} \Rightarrow \text{Potenza (Forza} \times \text{Velocità)}$$

Viscose

di Pressione

di Volume

$$W_{se} = - W_{es} \rightarrow W_{es} = (\nabla \bar{c} \bar{v} - \nabla_p \bar{v} + \bar{X} \cdot \bar{v}) dx dy$$

- $$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + \sum_i q_i e_i = \rho \cdot \frac{De}{Dt} dx dy$$

↳ energia interna x unità di massa

Analogamente

- $$\frac{dEc}{dt} = \rho \frac{DEc}{Dt} dx dy$$

$$\nabla \bar{\phi} = \nabla (-\lambda \nabla T) \Rightarrow \nabla \bar{\phi} = -\lambda \nabla^2 T$$

L' > EQUAZIONE DI LAPLACE
PER LA CONDUZIONE

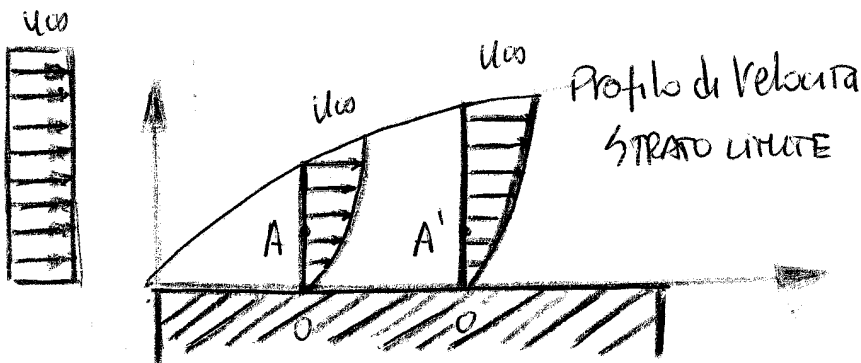
$$\underbrace{\phi_v}_{\text{Generazione interna di calore}} + \underbrace{\lambda \nabla^2 T}_{\text{Conduzione interna}} + \underbrace{\mu \Phi}_{\text{Calore dovuto agli attriti viscosi}} = \underbrace{\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t}}_{\text{Variazione di Temp. nel tempo}} + \underbrace{\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial x} u + \frac{\partial T}{\partial y} v \right)}_{\text{Contributo legato a degli apporti termici dovuti al fluido che entra e esce da superfici}}$$

\leftarrow SCAMBIO TERMICO
 Adrettivo o Convettivo

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_v + \lambda \nabla^2 T = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \\ \downarrow \text{Nel caso della sola conduzione.} \end{array} \right\}$$

IPOTESI DI STRATO LIMITE

- Le proprietà del fluido sono costanti e quindi non dipendono dalla Temperatura
- Stazionario
- Non c'è generazione interna di calore (es. reazioni nucleari)
- Non ci sono forze di massa o di volume (Questo quindi il moto del fluido è generato da un dispositivo \rightarrow ventilatore e quindi la gravità è trascurabile)



Ci sono gradienti di velocità secondo y . Ci sono anche gradienti secondo x , infatti da A , a A' la particella rallenta. Il gradiente secondo y è un effetto della viscosità (il fluido rallenta le altre particelle di fluido). Spostandosi dalla zona A a A' lo strato limite è aumentato perché c'è un minor effetto della viscosità allora dato che in comp. di A' si passa da u_0 a 0 in uno spessore maggiore \rightarrow allora si ha un gradiente secondo x generato dall'effetto secondo y che va diminuendo.

$$\frac{\partial u}{\partial y} \gg \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y} \quad u \gg v$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \phi \\ \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{dp}{dx} = \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \rho c \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{array} \right.$$

EQUAZIONI CON SEMPLIFICAZIONE DI IPOTESI STRATO LIMITE

Analisi adimensionale

Scrivendo le equazioni in forma adimensionata permette di estendere i risultati a delle condizioni e ai parametri adimensionati uguali. Ad esempio l'analisi di modelli invece che di corpi reali sfruttando quindi la similitudine.

$$\left\{ \begin{array}{l} u^* = u/u_{\infty} \rightarrow \text{Velocità adimensionata} \\ v^* = v/v_{\infty} \\ \left. \begin{array}{l} x^* = x/L \\ y^* = y/L \end{array} \right\} \rightarrow \text{Lunghetta di riferimento} \\ p^* = p/p_{\infty} \\ T^* = \frac{T - T_p}{T_{\infty} - T_p} \end{array} \right.$$

GRANDEZZE ADIMENSIONATE

$u^* = u^*(x^*, y^*, \underbrace{\frac{dp^*}{dx^*}}_{\text{dipende dall'equazione di continuità}}, Re)$ La dipendenza della velocità v^*

$v^* = v^*(x^*, y^*, u^*)$

Tiene conto di come la pressione cambia man mano che il fluido si muove lungo x , e dipende dalla Geometria del sistema non dipende dalle velocità dato che abbiamo diviso per la velocità

↓
Se viene fissata la geometria, non vedo la dipendenza da $\frac{dp^*}{dx^*}$

EQUAZIONE DELL'ENERGIA

$$\frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 (T - T_p)}{\partial y^2} = u \frac{\partial (T - T_p)}{\partial x} + v \frac{\partial (T - T_p)}{\partial y} \quad \begin{matrix} T_{\text{parete}} \\ \text{(Divido per } T_{\infty} - T_p \text{)} \end{matrix}$$

$$\frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 (T^*)}{\partial y} = u \frac{\partial T^*}{\partial x} + v \frac{\partial T^*}{\partial y}$$

$$\frac{\lambda}{\rho c L^2} \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} = \frac{u}{L} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + \frac{v}{L} \frac{\partial T^*}{\partial y^*}$$

$$\frac{\lambda}{\rho c u_{\infty} L} \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} = u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*}$$

Eq Energia adimensionata.

c (calore specifico)

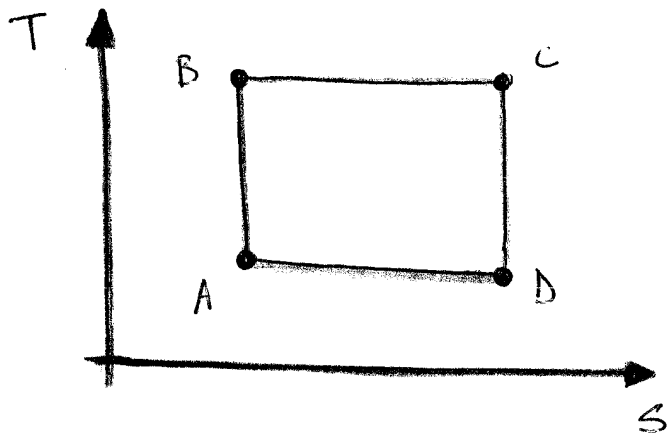
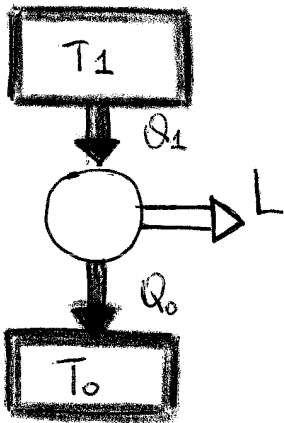
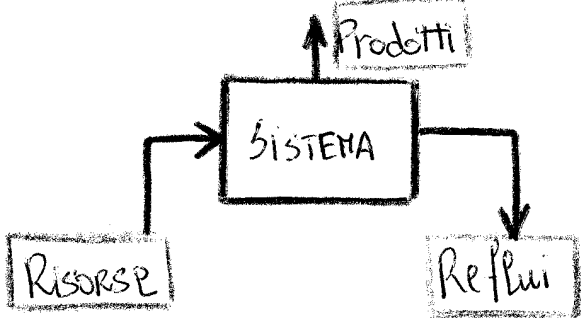
ANALISI ENERGETICA

017 2012

7-01-2011

PRG 2012/2013

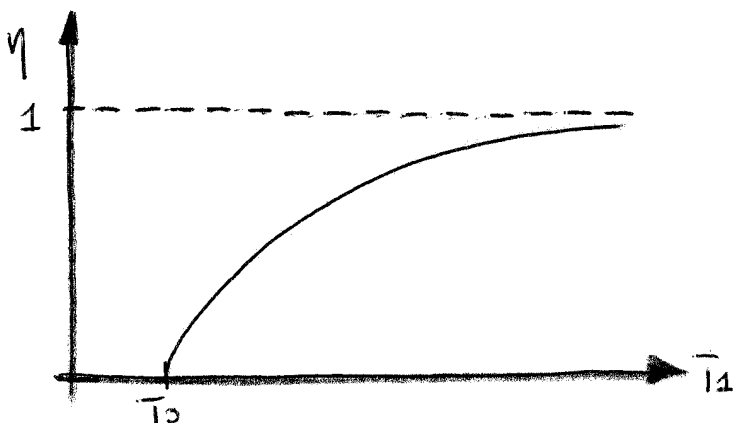
Temiamo come delle INTERAZIONI tra SISTEMA e AMBIENTE



Considero il calore Q_1 scambiato a temperatura T_1 e il calore Q_0 scambiato alla temperatura T_0

$$\eta = 1 - \frac{T_0}{T_1} \quad \eta = \frac{L}{Q_1} \quad \rightarrow \quad L = \eta Q_1 = Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right)$$

T_0 è un vincolo \rightarrow E' la T_{amb} ed è il limite minimo.



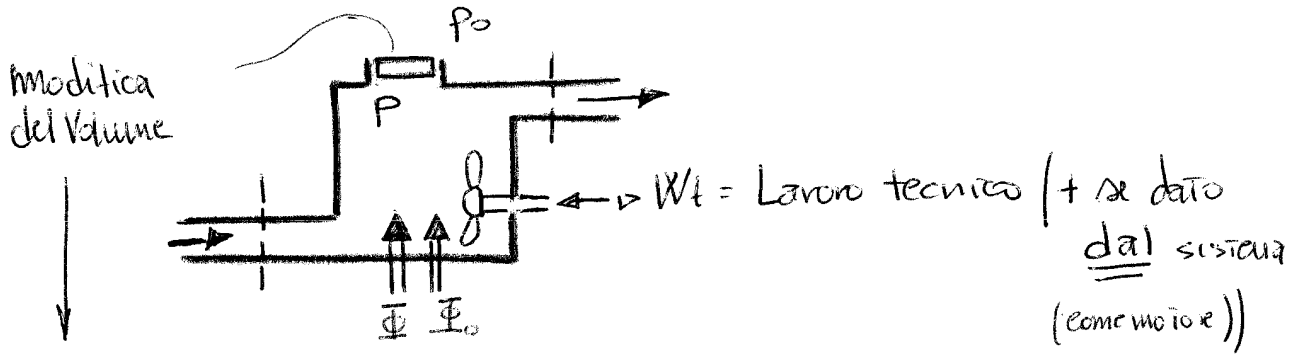
Per ogni forma di energia possiamo combinare il 1° e 2° principio

COMBINAZIONE LIN. 1° e 2° PRINCIPIO

Primo principio Sistemi Aperti - (Secondo principio S.A.) * T₀



Risultato è una quantità che mette in evidenza Aspetti nascosti nel 1° e 2° principio e sono gli aspetti Legati all'UTILIZZABILITÀ DI UNA FORMA DI ENERGIA



È associato al Lavoro $\int p dV$ a causa di una variazione di pressione

- ✓ Flusso termico con termostati (+ se dato al sistema)
- ✓ Flusso termico con Ambiente

$$\Phi + \Phi_0 - W_t - W_o = \underbrace{\left(\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E_c}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial t} \right)}_{\text{Variazione nel tempo (solo non stazionario)}} + \sum_{i=1}^{N_C} \underbrace{Q_i}_{\text{Grandette specifiche}} \underbrace{(h_i + e_{c,i} + e_{p,i})}_{\text{NUMERO COMPONENTI}}$$

1° PRINCIPIO S.A

Variazione nel tempo (solo non stazionario)

$$\frac{\Phi}{T} + \frac{\Phi_0}{T_0} + \sum_i = \underbrace{\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)}_{\text{tasso di Generazione di Entropia (IRREVERSIBILITÀ (ESATIRITO))}} + \sum_{i=1}^{N_C} Q_i \Delta_i$$

2° PRINCIPIO S.A

Variazione dell'entropia nel tempo.

Le caratteristiche C_0 sono fissate e sono costanti nel TEMPO!

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (C - C_0) = \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{vc}$$

Metto in evidenza lo stato del sistema rispetto alle caratteristiche dell'ambiente. È infatti la differenza tra i due stati che permette di avere lavoro utile.

$$h_i^t - T_0 s_i = \bar{\xi}_i$$

↓

Scrivo come

$$h_i^t - h_{i0}^t + h_{i0}^t - T_0 (s_i - s_{i0} + s_{i0})$$

Entropia nelle condit ambiente

Entalpia condizione ambiente

$$\bar{\xi}_i = \underbrace{(\bar{\xi}_i - \bar{\xi}_{i0})}_{\text{L}} + \bar{\xi}_{i0}$$

Assimilo nella relazione precedente

$$\bar{\xi}_i - \bar{\xi}_{i0} = b_i = \text{EXERZIA SPECIFICA}$$

Rappresenta la capacità del fluido di compiere lavoro

$$\Phi \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) - Wt = \frac{\partial}{\partial t} (C - C_0) + \sum_{i=1}^{NC} G_i b_i + \sum_{i=1}^{NC} G_i \bar{\xi}_{i0} + T_0 \dot{\xi}_i$$

diff. di entalpia e entropia del fluido rispetto cond Amb.

13-04-2011

Le grandezze di stato sono note a meno di una costante

$$\hat{U} = (U - U_r) \quad \hat{S} = (S - S_r) \quad \hat{h} = (h - h_r) \quad \hat{s} = (s - s_r)$$

↑
conosciamo

Derivando nel tempo non cambia se considero \hat{U} opp U

$$\frac{d\hat{U}^t}{dt} = \frac{dU^t}{dt} \dots$$

Nel caso invece dei Flussi ad esempio considerando l'entalpia

$$Gh = \sum_k^t G_k h_k = \sum_k^t G_k \hat{h}_k + \sum_k^t G_k h_{rk} = \hat{Gh} + \underline{Ghr}$$

↑
Valore reale che non conosciamo

Se il riferimento è lo stesso :

$$G_{rh} = G_{oh} = h_r \cdot \sum_k^t G_k \rightarrow \text{Nel caso di Fluido incompressibile o stazionaria } \sum_k G_k = 0$$

Se invece i Fluidi hanno diversi riferimenti, allora bisogna porarsi dietro il riferimento

L'EXERGIA è legata ad ogni energia, ad esempio un gas che si trova ad una determinata pressione e Temperatura diverse da quelle ambiente, quindi c'è un disequilibrio e quindi può avere valore l'exergia

1.2.1.1. Forme

Gas Ideali \rightarrow $\left\{ \begin{array}{l} \bullet p v = R^* T \\ \bullet du = c_v dT \\ \bullet dh = c_p dT = (R^* + c_v) dT \\ \bullet ds = \frac{c_v dT}{T} + \frac{p}{T} dv = \frac{c_v dT}{T} + R^* \frac{dv}{v} \end{array} \right.$

$ds = \frac{\tilde{q}}{T}$ $\left\{ \begin{array}{l} \rightarrow L + du \\ \rightarrow p dv \end{array} \right.$

scriviamo anche come

$ds = \frac{c_p dT}{T} - \frac{v dp}{T} = \frac{c_p dT}{T} - \frac{R^*}{P} dp$

1.2.1.2. Forme

$da = du + p_0 dv - T_0 ds$ ← **EXERGINA INTERNA SPEC**

$da = c_v dT + p_0 dv - T_0 \left(\frac{c_v dT}{T} + R^* \frac{dv}{v} \right)$

$da = c_v \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) dT + p_0 dv - \frac{T_0 R^*}{v} dv$



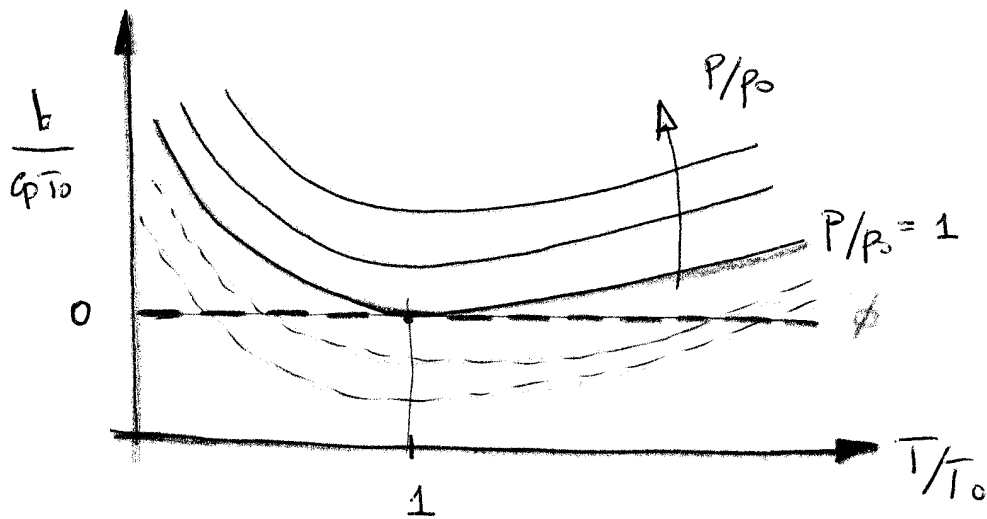
$\Delta a = a_2 - a_1 = c_v (T_2 - T_1) - c_v \left(T_0 \ln \frac{T_2}{T_1} \right) + p_0 (v_2 - v_1) - T_0 R^* \ln \frac{v_2}{v_1}$

$a = c_v (T - T_0) - c_v T_0 \ln \frac{T}{T_0} + p_0 (v - v_0) - T_0 R^* \ln \frac{v}{v_0}$



$\frac{a}{c_v T_0} = \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) - \ln \frac{T}{T_0} + \frac{p_0}{c_v v_0} (v - v_0) - \frac{R^*}{c_v} \ln \frac{v}{v_0} =$

$= \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) - \ln \frac{T}{T_0} + \frac{R^*}{v_0 c_v} (v - v_0) - \beta (\gamma - 1) \ln \frac{v}{v_0}$



In questo caso se la pressione è minore di quella ambiente e addirittura necessario fornire energia per riportare alle cond. ambiente

ESUAZIONE DI GOUY-STODOLA

$$\psi_9 - W_i = \left(\frac{dA^t}{dt} \right)_{vc} + Q_b^t + \psi_{IRR}$$

$$W_i = \psi_9 - \left(\frac{dA^t}{dt} \right)_{vc} - Q_b^t - \psi_{IRR}$$

A parità di flussi scambiati, di EN. INTERNA o di FLUSSI MASSICI, quindi a parità di condizioni operative, la potenza massima si ha quando ψ_{IRR} è nullo \rightarrow La macchina lavora in modo

REVERSIBILE.

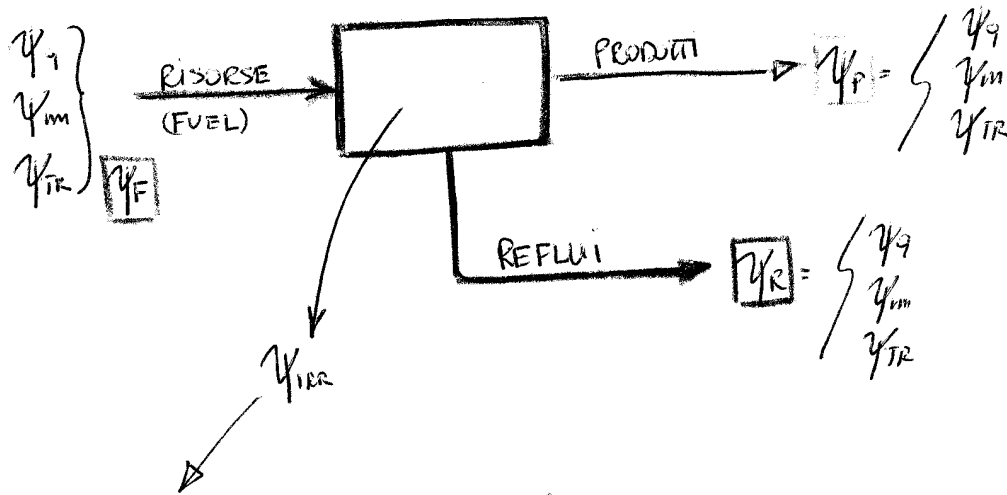
$$W_{i,MAX} = \psi_9 - \left(\frac{dA^t}{dt} \right)_{vc} - Q_b^t \rightarrow \text{Non c'è } \psi_{IRR} = 0 !!$$

$$W_{i,MAX} - W_i = W_{i,PERSA} \rightarrow \text{Potenza persa a causa delle}$$

IRREVERSIBILITÀ DEL SISTEMA

$$W_{i,PERSA} = \psi_{IRR} = T_0 \Sigma_{IRR}$$

BILANCIO ENERGETICO



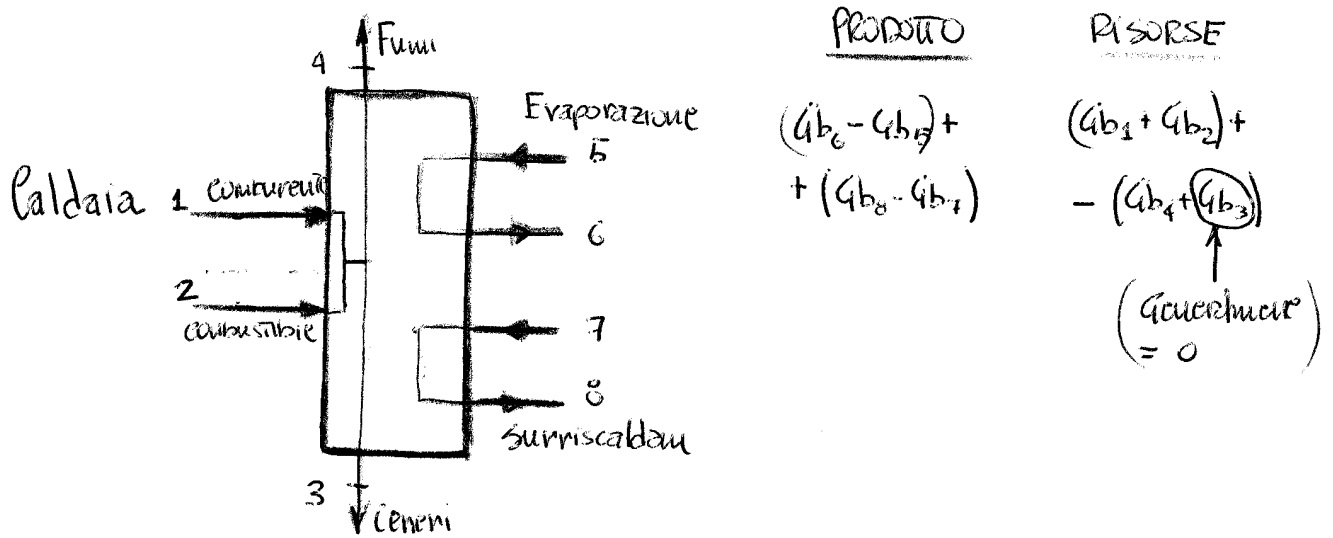
In una semplice conservazione dell'energia non ci sarebbe questo termine. Ogni altro termine è composto da ex. termica, meccanica ed intransito. Questi valori possono essere confrontati perché sono energie, quindi ad esempio il calore necessario per produrre quella quantità di lavoro.

$$\left\{ \begin{aligned} \psi_F &= \psi_P + \psi_R + \psi_{IRR} \\ (\psi_q + \psi_m + \psi_{TR})_F &= (\psi_q + \psi_m + \psi_{TR})_P + (\psi_q + \psi_m + \psi_{TR})_R + \psi_{IRR} \end{aligned} \right.$$

$$E_{II} = \frac{\psi_P}{\psi_F} \rightarrow \text{EFFICIENZA CHE TIENE CONTO DEL 2° PRINCIPIO}$$

$$E_{II} = \frac{\psi_F - \psi_R - \psi_{IRR}}{\psi_F} = 1 - \frac{(\psi_R + \psi_{IRR})}{\psi_F} \leq 1$$

La reazione chimica nel combustore comporta IRREVERSIBILITÀ
 ad esempio il combustibile non può tornare indietro!

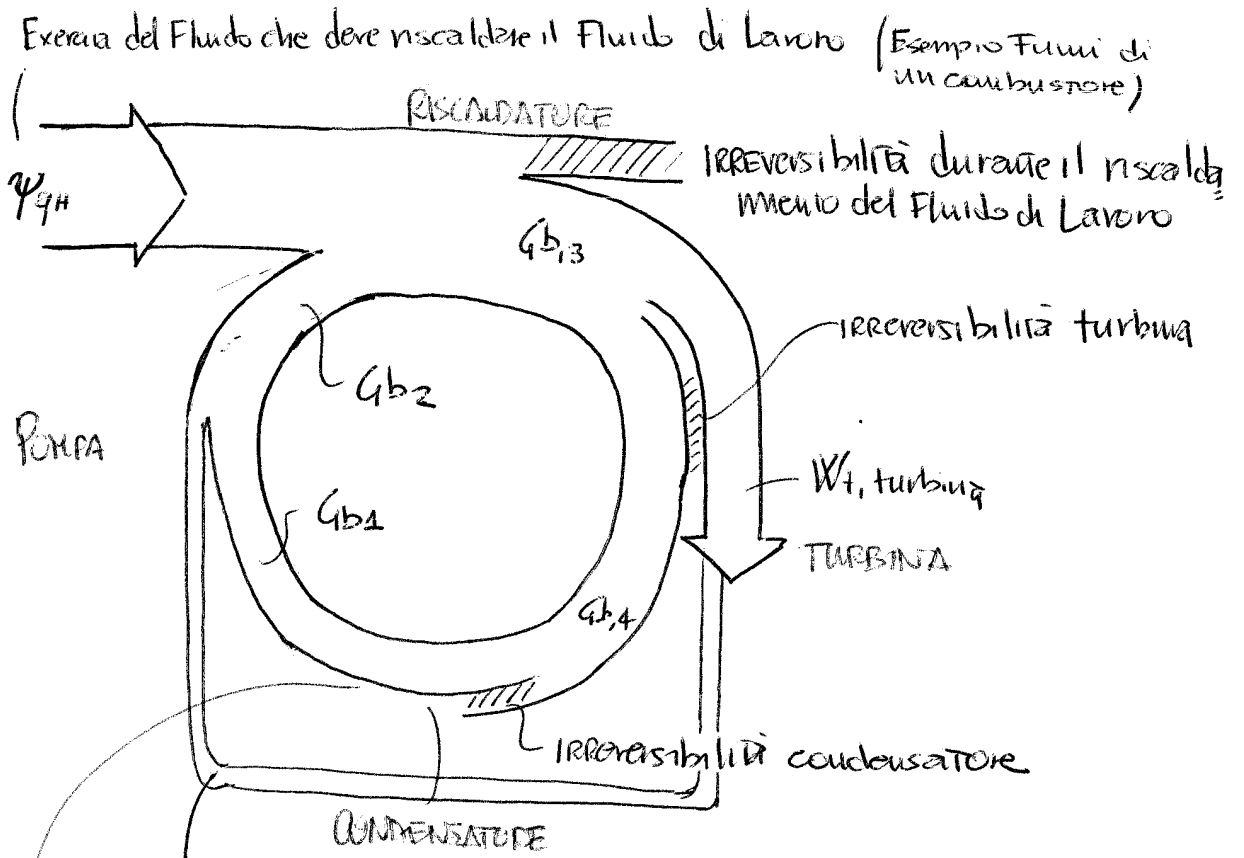
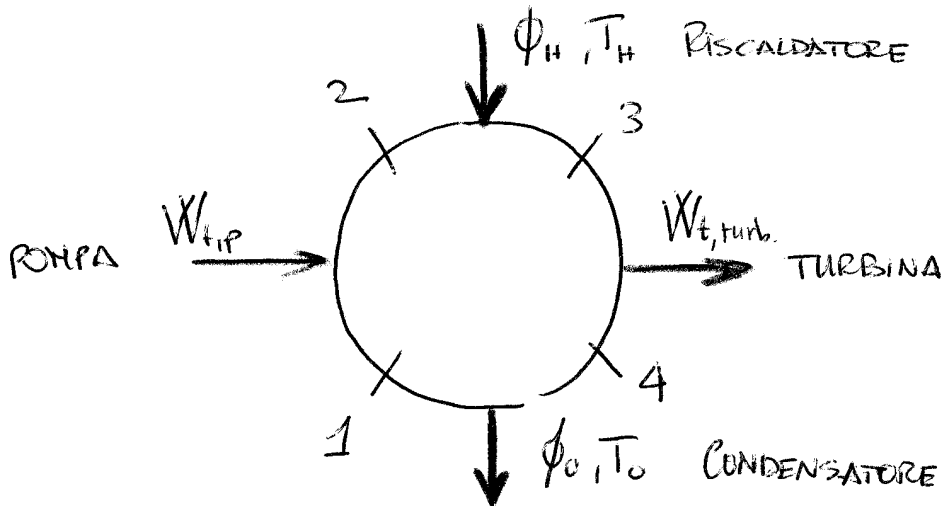


RIEPILOGO

Data una qualsiasi Forma di ENERGIA (termica, elettrica, potenziale, chimica...)
 l'exergia misura la frazione che può essere convertita in
 Energia meccanica, con un processo TERMODINAMICAMENTE
 REVERSIBILE che si svolge fino a raggiungere l'equilibrio con
 l'ambiente.

L'EXERGIA permette di analizzare il sistema considerando
 anche il 2° principio. Generalmente infatti i bilanci vengono
 fatti in funzione del solo 1° principio.

ESEMPIO CICLO RANKINE



$(-W_{t,p}) \rightarrow$ Senza irr. perché sono trascurabili le irreversibilità

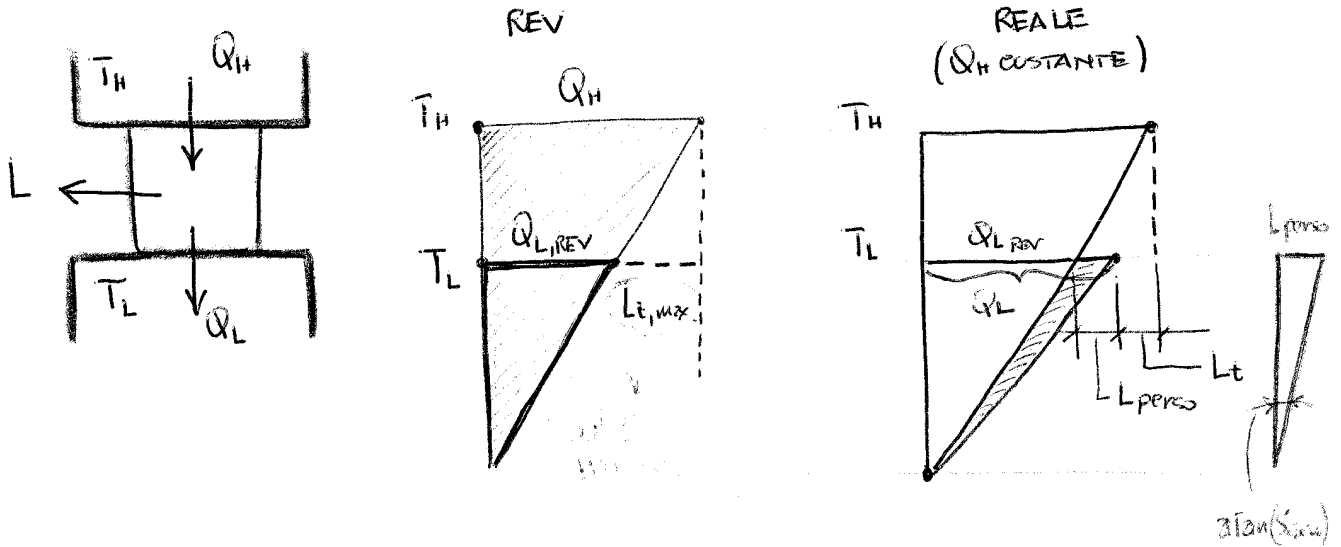
Nel condensatore non c'è un'energia in uscita perché lo scambio termico avviene a $T_0 \Rightarrow \left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) = 0 \quad T_L = T_0$

Area

$$\text{ENERGIA} = \text{EXERGIA} + \text{ANERGIA}$$

L'energia può essere maggiore o uguale all'exergia. Nel caso ad esempio di exergia meccanica, questa è uguale all'energia meccanica.

DIAGRAMMA TEMPERATURA - ENERGIA PER MACCHINA TRIPICE



$$\Delta S = \int_C \frac{\tilde{Q}}{T} + S_{IRR} = 0 \Rightarrow \text{Per un ciclo}$$

= se macchina REVERSIBILE

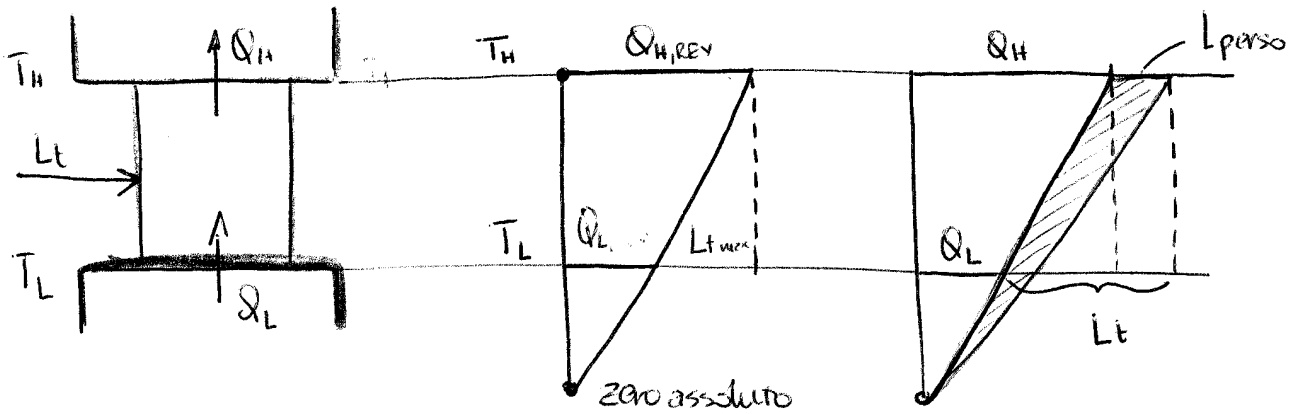
Per ciclo REVERSIBILE

$$\frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} = 0 \Rightarrow \frac{Q_H}{T_H} = \frac{Q_L^{(REV)}}{T_L} \rightarrow \text{Si vede la similitudine dei triangoli}$$

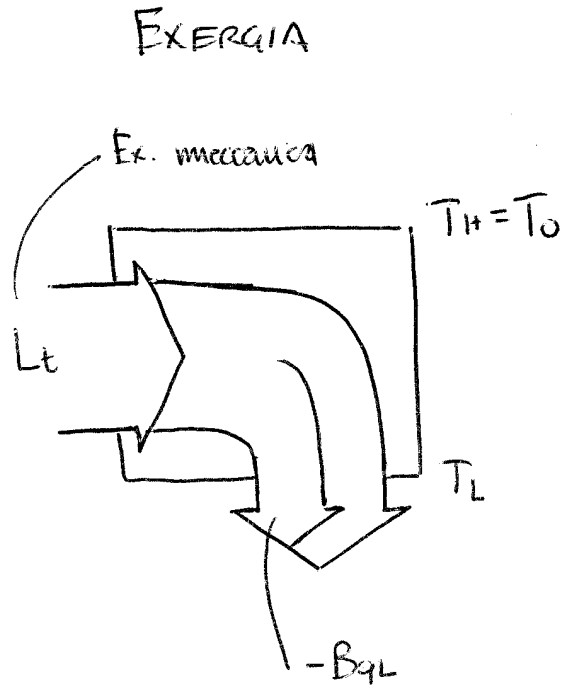
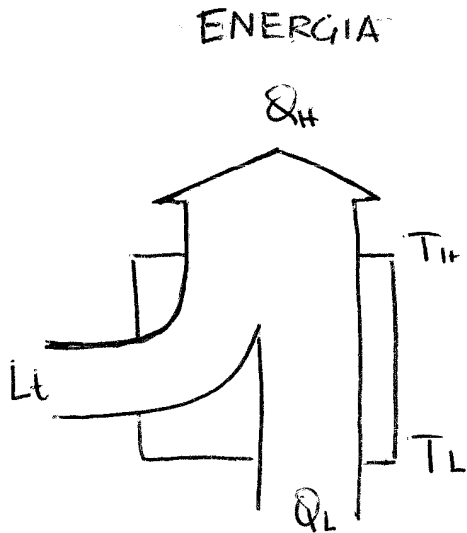
Per ciclo IRREVERSIBILE

$$\int_C \frac{\tilde{Q}}{T} + S_{IRR} = 0 \Rightarrow \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L^{(IRR)}}{T_L} + S_{IRR} = 0$$

DIAGRAMMA TEMPERATURA-ENERGIA PER MAC. FRIGORIFERA



Condensano costante la quantità Q_L e facciamo i ragionamenti precedenti.



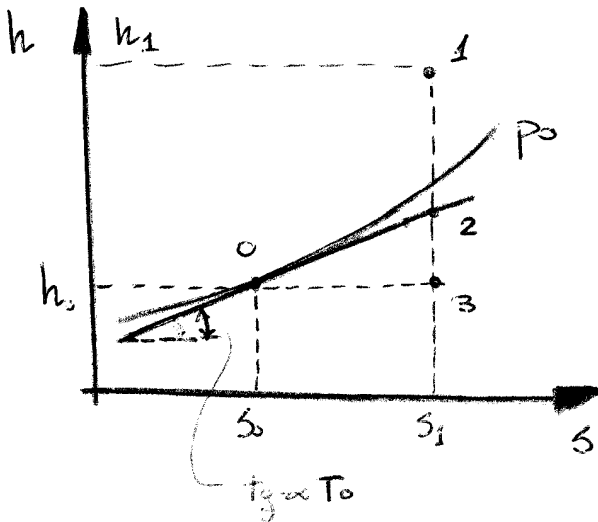
Il Q_H ha un'exergia nulla! infatti $T_H = T_{amb}$ e quindi le frecce vanno verso il basso, io sto prelevando calore e ecco una sorgente a bassa temperatura \rightarrow CREO UN POTENZIALE \rightarrow Ho la possibilità di avere un ciclo di Carnot tra T_0 e la T_L

$$B_{Q_L} = \left(1 - \frac{T_H}{T_L}\right) Q_L \rightarrow \text{in valore assoluto}$$

$L \gg 1$

La considerazione che poniamo fare è che alla fine "Distruggiamo" tutto, ovvero tutta l'energia va nell'ambiente

DIAGRAMMI TERMODINAMICI



$$\begin{cases} \delta q = T \cdot ds \rightarrow \dots \\ dh - v dp = T ds \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta q - p dV = du \\ \delta q + v dp = dh \end{cases}$$

a $p = \text{cost}$

$$\left(\frac{dh}{ds} \right)_p = T$$

La retta tangente nel PT è la Temperatura

$$b_1 = \underbrace{h_1 - h_0}_{1-3} - \underbrace{T_0 (s_1 - s_0)}_{T_0(0-3)} \rightarrow \text{Condizioni 1 - ENERGIA}$$

$$1-3 - \underbrace{T_0(0-3)}$$

$$1-3 - 2-3 = 1-2$$

$$b_1 = 1-2$$

MODELLO DI AMAGAT - LEDUC

Questa componente si comporta come se sentisse tutta la pressione, quindi quello che cambia è il volume

$$P \cdot V = n R T \rightarrow P \cdot V_i = n_i R T$$

$$\frac{V_i}{V} = \frac{n_i}{n} = y_i \Rightarrow \sum V_i = V$$

\bar{u} → Grandezza specifica in senso molare [$\frac{J}{mol}$]

$$U = n \bar{u} = \sum V_i = \sum n_i \bar{u}_i$$

\uparrow n° di moli \uparrow Energia interna dei singoli componenti \uparrow n° moli del componente i-esimo → En. interna molare componente i-esimo

$$H = \sum n_i \bar{h}_i$$

$$S = \sum n_i \bar{s}_i$$

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \sum n_i \bar{u}_i = \sum \frac{n_i}{n} \bar{u}_i = \sum y_i \bar{u}_i$$

Frazione molare

$$\bar{u} = \sum y_i \bar{u}_i$$

L'energia interna molare è quindi la somma delle en. interne molari dei componenti per la loro frazione molare.

En. interna molare miscela

En. interna molare del componente i-esimo

frazione molare componente i-esimo.

Lo si può vedere anche in termini di IRREVERSIBILITÀ, infatti con quello che abbiamo dopo l'unione non riusciamo a riportare la situazione alla condizione iniziale. Bisogna agire dall'esterno e quindi spendere dell'energia.

$$dS = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{massa}}}{M} d_s = M \left(c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{P} \right)$$

$$PV = nRT \quad \left. \begin{array}{l} P \cdot V = nRT \\ P \cdot V = R^* T \end{array} \right\} R^* = \frac{R}{M}$$

↳ massa molare

Che trasformazione subisce il Gas A o il Gas B. Non è una trasformazione ISOBARA né ISOCORA ma certamente la temperatura rimane costante. $\rightarrow dT = 0$

$$dS = M \left(c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{P} \right) = -MR^* \frac{dp}{P} = - \underbrace{\frac{MR}{M}}_n \frac{dp}{P} = -nR \frac{dp}{P}$$

$$M d_s = -nR \frac{dp}{P}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} dS_A = -n_A R \frac{dp}{P} \Rightarrow \Delta S_A = -n_A R \ln \frac{P_A}{P} \\ dS_B = -n_B R \frac{dp}{P} \Rightarrow \Delta S_B = -n_B R \ln \frac{P_B}{P} \end{array} \right.$$

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B = -R \left(n_A \ln \frac{P_A}{P} + n_B \ln \frac{P_B}{P} \right)$$

Se consideriamo un numero n di componenti

$$\Delta S = -R \sum n_i \ln \frac{P_i}{P} = -R \sum n_i \ln y_i$$

Partendo una miscela con determinate condizioni, se in uscita quello che ottengo è in equilibrio con l'ambiente, allora il lavoro ricevuto è quello massimo ed è l'entropia della miscela.

1° principio

$$\bullet \phi_0 - W_t = \sum_i (\bar{h}_{i,out}) N_{i,out} - \sum_i (\bar{h}_{i,in}) N_{i,in} - \sum_i \bar{h}_{i,0} (N_{i,out} - N_{i,in})$$

↑ ↑ ↑
 dall'ambiente esterno Portata molare i-esima componente Entalpia i-esima componente allo stato morto (ambiente)
 Qui non dobbiamo verificare l'entropia.

2° principio

$$\bullet \frac{\phi_0}{T_0} + \sum_i s_i^0 = \sum_i (\bar{s}_i N_{i,out}) - \sum_i (\bar{s}_i N_{i,in}) - \sum_i \bar{s}_i^0 (N_{i,out} - N_{i,in})$$

1° principio - (T₀ 2° principio)

$$-W_t - T_0 \sum_i s_i^0 = \sum_i (\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) N_{i,out} - \sum_i (\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) N_{i,in} - \sum_i (\bar{h}_{0,i} - T_0 \bar{s}_{0,i}) (N_{i,out} - N_{i,in})$$

Dato che la portata in uscita è in equilibrio con lo stato dell'ambiente allora

Potenziale chimico valutato allo stato morto

sono uguali

$$-W_t - T_0 \sum_i s_i^0 = \sum_i \left[(\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) - (\bar{h}_{0,i} - T_0 \bar{s}_{0,i}) \right] N_{i,out} - \sum_i \left[(\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) - (\bar{h}_{0,i} - T_0 \bar{s}_{0,i}) \right] N_{i,in}$$

$$W_t = -\psi_i^0 + \sum_i \left[(\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) - \mu_{0,i}^0 \right] N_{i,in}$$

$\psi_i^0 \rightarrow \psi_{i,morto}$

Posiamo parlare di STATO MORTO "RISTRETTO" quando lo identifichiamo solo con PRESSIONE e TEMPERATURA, ovvero non si tiene conto della concentrazione allo stato morto, (potenziale chimico).

L'andare all'equilibrio solo con variazioni di Pressione e Temperatura permette di esprimere l'EXERGIA TERMOMECCANICA

$$\begin{cases} h^* = h(p^0, T^0) \rightarrow \text{Stato morto ristretto} \\ s^* = s(p^0, T^0) \end{cases}$$

$$\left[\bar{b}_{t, \text{mm}} = (\bar{h} - \bar{h}^*) - T_0 (\bar{s} - \bar{s}^*) \Rightarrow \text{EXERGIA TERMOMECCANICA} \right.$$

Trasparimenti che ami parliamo solo in Equilibrio di Temperatura e pressione. Ecco perché manca il peso $\sum M_{2,i} y_i$

$$\bar{b}_t = \bar{b}_{t, \text{mm}} + \bar{b}_{ch} \quad \text{L'EXERGIA CHIMICA}$$

$$\bar{h} - T_0 \bar{s} - \sum M_{2,i} y_i = (\bar{h} - \bar{h}^*) - T_0 (\bar{s} - \bar{s}^*) + \bar{b}_{ch}$$

$$\downarrow$$

$$\bar{b}_{ch} = \underbrace{\bar{h}^* - T_0 \bar{s}^*}_{\downarrow} - \sum M_{2,i} y_i \Rightarrow \text{EXERGIA CHIMICA}$$

Anche questo è un potenziale chimico valutato nello STATO MORTO RISTRETTO μ^* che possiamo scrivere come $\mu^* = \sum \mu_i^* y_i$

La pressione parziale rimane costante vuol dire che la frazione molare rimane costante (n_i/n). Quindi o sono entrambi costanti oppure si muovono insieme. Ma di fatto non varia la quantità di vapore (non varia n_i/n) e p rimane costante. Abbassando la temperatura si arriva quindi alla curva limite e quindi parte del vapore inizia a condensare.

Se invece mantengo la T costante e aumento la pressione parziale anche in questo caso si arriveremo sulla C.L. a causa di un aumento della quantità di vapore (aumento n_i/n)

$$X = \frac{M_v}{M_a} = \frac{P_v}{P_a} = \text{TITOLO}$$

→ Massa vapore
→ Rapporto grandezze relative a gas diversi!

← Massa aria secca

$$X = 0,622 \frac{P_v}{P - P_v}$$

↑

$$X = \frac{P_v}{P_a} = \frac{P_v / (R_v^* T)}{P_a / (R_a^* T)} = \frac{R_a^* P_v}{R_v^* P_a} = 0,622 \frac{P_v}{P_a} = 0,622 \frac{P_v}{P - P_v}$$

ARIA UMIDA → Miscela di 2 GAS

- Vapore d'acqua P_v
- Aria secca P_a

$\sum P_i = P$ $P_a + P_v = P$

$\psi = \frac{M_v}{M_b} = \frac{P_v}{P_s}$ = UMIDITÀ RELATIVA

Massa vapore

Massa che porta in condizioni di saturazione

→ In questo caso abbiamo rapporto tra grandezze relative allo stesso GAS

EXERGIA ARIA UMIDA

$$y_a + y_v = 1 \quad (\text{da } \sum y_i = 1)$$

$$\bar{X} = y_v / y_a = n_v / n_a = \frac{M_v / M_v}{M_a / M_a} = \frac{28,97}{18,015} X = 1,608 X$$

↳ massa molecolare

$$\bar{X} = \frac{y_v}{y_a} = 1,608 X$$

$$y_a + y_v = 1 = 1 + \frac{y_v}{y_a} = \frac{1}{y_a} = 1 + \bar{X} = \frac{1}{y_a} \rightarrow y_a = \frac{1}{1 + \bar{X}}$$

$$y_v = \frac{\bar{X}}{1 + \bar{X}}$$

$$\bar{b}_i = \bar{b}_{t,m} + \bar{b}_{ch} \quad \left\{ \begin{array}{l} \bar{b}_{t,m} = (\bar{h} - \bar{h}^*) - T_0 (\bar{s} - \bar{s}^*) \\ \bar{b}_{ch} = \sum (\mu_i^* - \mu_{o,i}) y_i \end{array} \right.$$

hi può scrivere anche come sommatoria.

A) •
$$\bar{b}_t = y_a (\bar{h}_a - \bar{h}_a^* - T_0 (\bar{s}_a - \bar{s}_a^*) + \mu_a^* - \mu_{o,a}) + y_v (\bar{h}_v - \bar{h}_v^* - T_0 (\bar{s}_v - \bar{s}_v^*) + \mu_v^* - \mu_{o,v})$$

B) •
$$\bar{h}_a - \bar{h}_a^* = \bar{h}_a(T) - \bar{h}_a^*(T_0) = \bar{c}_{p,a} (T - T_0) \quad (\bar{h}_v - \bar{h}_v^* = \bar{c}_{p,v} (T - T_0))$$

C) •
$$\bar{s}_a - \bar{s}_a^* = \bar{s}_a(T, P) - \bar{s}_a^*(T_0, P_0) = \bar{c}_{p,a} \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{P}{P_0}$$

$$\bar{v}_i = \left(\frac{\partial V}{\partial n_i} \right)_{T, P, n_j} = \frac{RT}{P}$$

↓
moli degli altre componenti della miscela

Applichiamo all'esperienza dell'esperienza dell'aria umida.

$$D) \bullet \mu_{a^*} - \mu_{0,a} = \mu_{a^*}(T_0, p_0, y_a) - \mu_{0,a}(T_0, p_0, y_{0,a}) = RT_0 \ln \frac{y_a}{y_{0,a}}$$

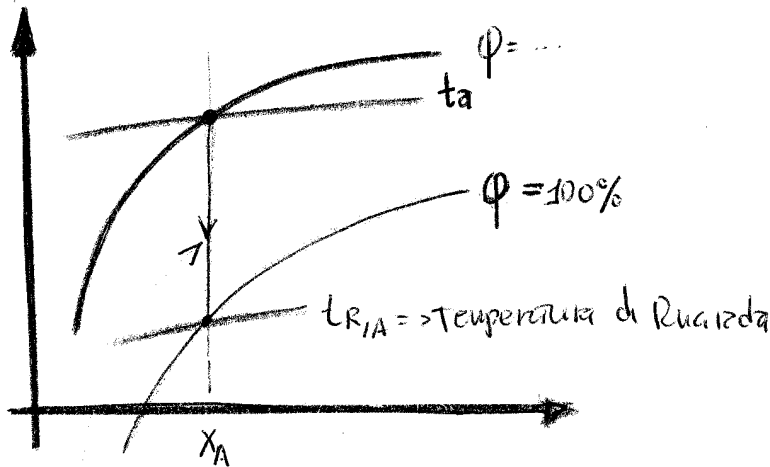
(Quello che è $\mu_i^{(y_i=1)}$ è lo stesso per μ_{a^*} e $\mu_{0,a}$)

Mettendo insieme "A", "B", "C", "D" troviamo che l'esperienza di una miscela di vapore e aria

$$\bar{b}_t = (y_a \bar{c}_{p,a} + y_v \bar{c}_{p,v}) T_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 - \ln \frac{T}{T_0} \right) + RT_0 \ln \frac{P}{P_0} + RT_0 \left(y_a \ln \frac{y_a}{y_{0,a}} + y_v \ln \frac{y_v}{y_{0,v}} \right)$$

DIAGRAMMA DI MULLIER

Temperatura di rugiada



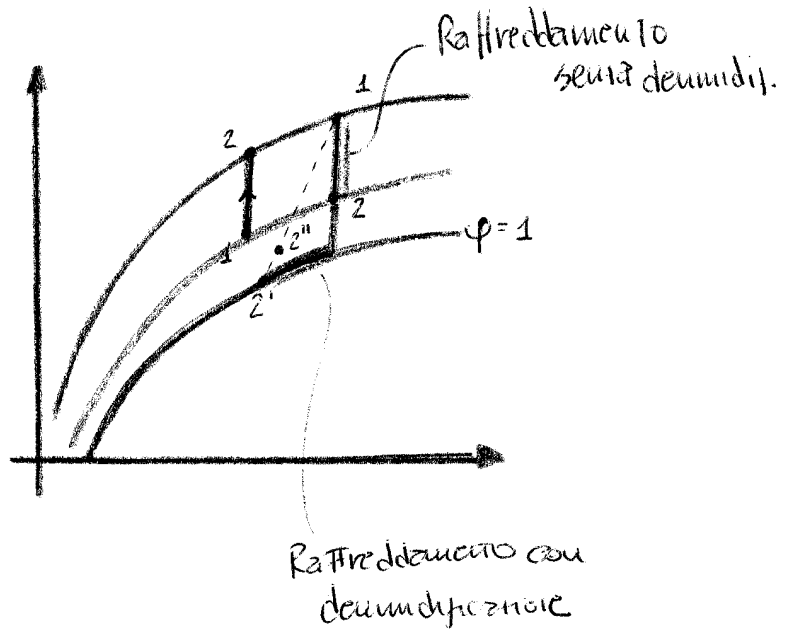
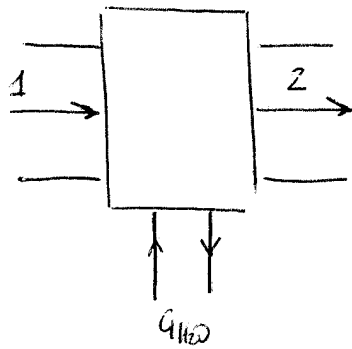
Varia la temperatura \rightarrow Fino alle condizioni di saturazione dove

la massa di vapore fa sì che $\phi = 1 \rightarrow$ temperatura di rugiada



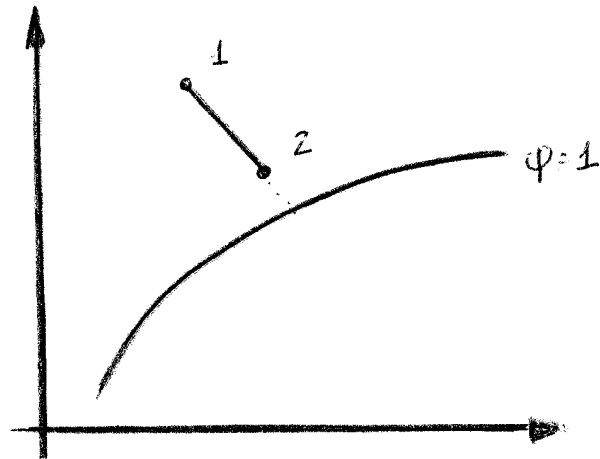
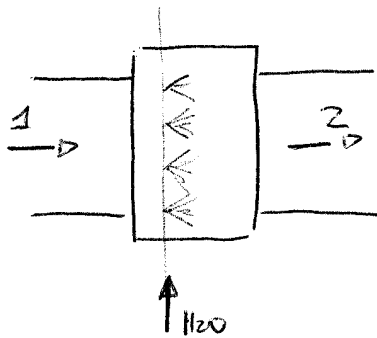
TEMPERATURA DI RUGIADA \rightarrow data una determinata condizione di temperatura e umidità relativa, la temperatura di rugiada è quella che si ottiene in corrispondenza di $\phi = 100\%$ muovendosi INGIUOCO dal punto iniziale

Ris: *...*



Nel raffreddamento con deumidificazione, non tutta la portata riesce ad arrivare a quelle condizioni, esiste un Fattore di bypass che permette il calcolo di 2''

...



$$G X_2 = G X_1 + G_{H_2O}$$

$$G (X_2 - X_1) = G_{H_2O}$$

$$G_2 = G_1 + G_{H_2O} \quad \sim \text{trascurare}$$

$$-G_1 h_1 - G_{H_2O} h_{H_2O} + G_2 h_2 = 0 \Rightarrow G (h_2 - h_1) = G_{H_2O} h_{H_2O}$$

$$h_2 - h_1 = \underbrace{(X_2 - X_1)}_{\text{tenute piccolo}} h_{H_2O}$$

tenute piccolo

si approssima $\Delta h = 0$

$P_{inf} = P_{Stema}$ infiltrazione

$$P_{inf} = G_{a,inf}^u h_{a,inf}^u - G_{a,inf}^e h_{a,inf}^e$$



$$\varphi_{TOT} = -P_{imm} + P_{inf} - P_E$$

$$P_{imm} = -\varphi_{TOT} + P_{inf} - P_E$$

IN USCITA

$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_t \leq 0 \rightarrow E' \text{ in uscita} \\ \varphi_r \geq 0 \\ \varphi_p \geq 0 \\ \varphi_{ee} \geq 0 \end{array} \right\}$	\rightarrow Sono in ingresso nel sistema	$\left. \vphantom{\begin{array}{l} \varphi_t \leq 0 \\ \varphi_r \geq 0 \\ \varphi_p \geq 0 \\ \varphi_{ee} \geq 0 \end{array}} \right\}$ Generalmente la somma è minore di zero dato che φ_t è dominante
--	--	---

$P_{inf} \geq 0$ dato che $h_{a,inf}^u$ è maggiore dell'entalpia in ingresso

$P_E \geq 0 \rightarrow E'$ sempre entrante

$$P_{imm} = |\varphi_{TOT}| + |P_{inf}| - |P_E| \rightarrow \text{Generalmente Positivo}$$

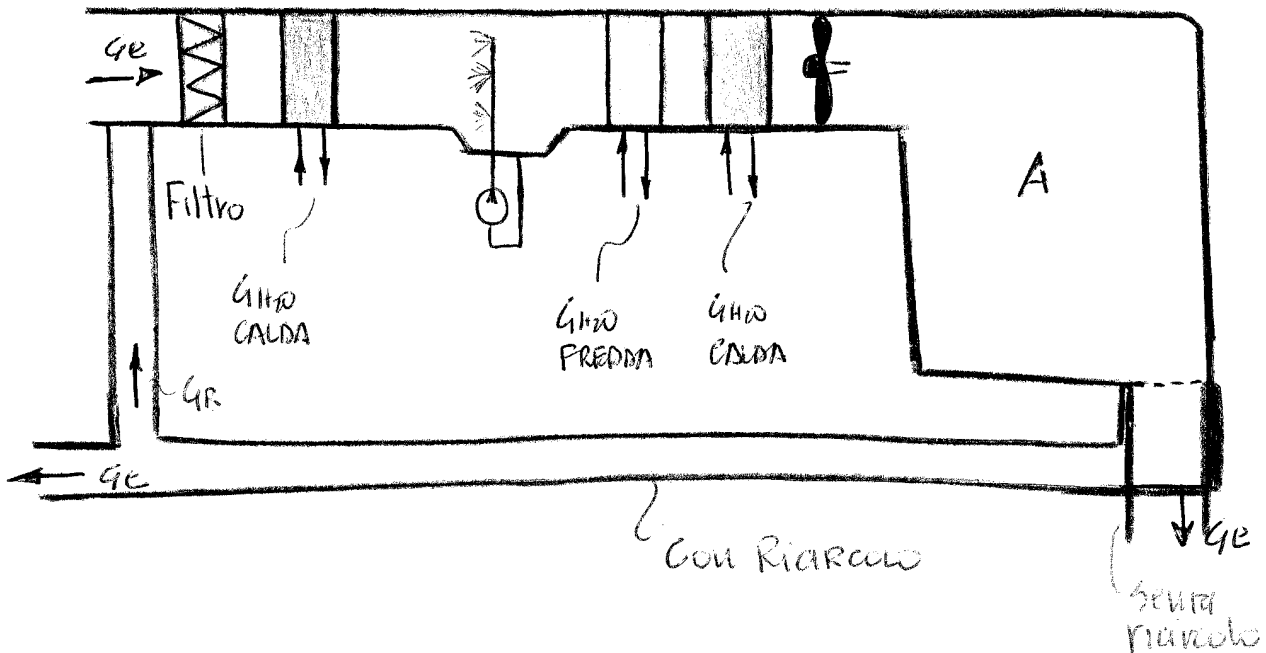


$$\text{Vuol dire che } - (G_{a,imm}^u \cdot h_{a,imm}^u - G_{a,imm}^e \cdot h_{a,imm}^e) - G_{f,imm} (h_{f,imm}^u - h_{f,imm}^e)$$



L'entalpia in ingresso deve essere > di quella in uscita

IMPIANTO A SOLA ARIA



L'ipotesi fondamentale è l'assenza delle INFILTRAZIONI. Mandando una quantità d'aria tale che c'è una piccola sovrappressione che evita l'uscire di infiltrazioni.

Uno schema del genere è diffuso ad esempio nelle sale operatorie dove non viene applicato il Ricircolo

ESEMPIO CASO ESTIVO

$$Q_{a,inf} = 0, \quad Q_{f,im} = 0 \text{ (Non ci sono i termosifoni)}$$

↓

$$P_{im} = -\Phi_{TOT} - P_e \quad \left. \vphantom{P_{im}} \right\} Q_{a,im} = \frac{\Phi_{TOT} + P_e}{\Delta h}$$

$$P_{im} = Q_{a,im} (\underbrace{h_{a,im}^u - h_{a,im}^e}_{\Delta h})$$

↓

Potenza imminente ma non quella necessaria per ottenere determinate caudali.

Il punto I può trovarsi sulla retta inclinata di $\Delta h / \Delta x$

Tanto più I è vicino ad A tanto meno è grande il salto

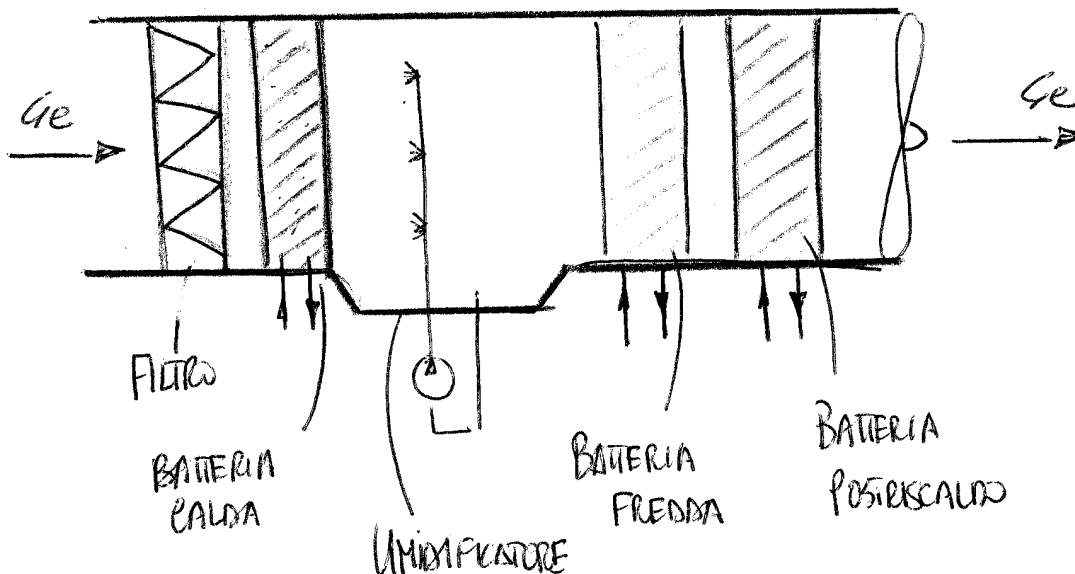
ENTALPICO e quindi AUMENTANO LE PORTATE.

Tanto più I è lontano da A, tanto a temperature sempre

più basse che può essere non opportuno per le persone

$$G_{a,um} = \frac{\varphi_{TOT} + P_e}{\Delta h}$$

Generalmente $\left\{ \begin{array}{l} \text{RISCALDAMENTO} = 15 \div 25^\circ\text{C sopra ta} \\ \text{RAFFREDDAMENTO} = 10 \div 12^\circ\text{C sotto ta} \end{array} \right.$

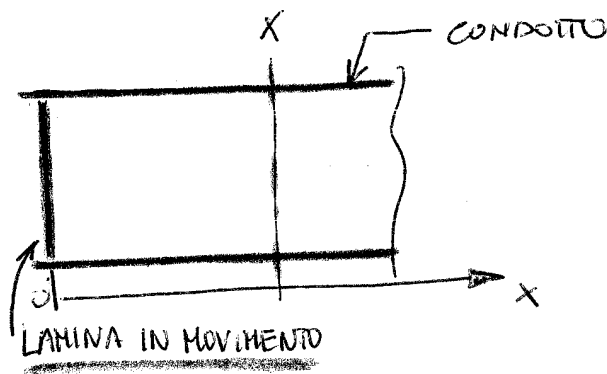


INTRODUZIONE ALL'ACUSTICA APPLICATA

Le onde di cui parliamo necessitano di un MEZZO per la propagazione dell'onda stessa. Il mezzo in cui l'onda si propaga è ELASTICO - Il mezzo che viene analizzato è L'ARIA.

$$c = \lambda \cdot f \rightarrow \text{VELOCITÀ} \quad \text{VELOCITÀ DI PROPAGAZIONE}$$

\uparrow FREQUENZA
 \downarrow LUNGHEZZA D'ONDA



Se abbiamo un condotto con una lamina in movimento, avremo che le particelle vicino seguono questo movimento. Immaginiamo un movimento SINUSOIDALE della lamina.

$$s_0 = a \cdot \sin(2\pi f \cdot t) \rightarrow \text{Spostamento della lamina e delle particelle adiacenti alla lamina.}$$

Se vediamo una sezione X e vogliamo sapere qual'è lo spostamento delle particelle, dobbiamo tenere conto che il fronte d'onda si muove a velocità c, quindi se lo spazio è x, nella sezione X lo spostamento sarà s_0 dopo un tempo x/c , ovvero c'è un ritardo di x/c .

Ricordando la Legge di Hooke $\Rightarrow G = E \cdot \epsilon$, ed una variazione di ϵ coincide una variazione di G quindi una pressione

$$dp = -E_v \cdot \frac{dV}{V} \rightarrow \text{Se ho un aumento di Volume } (dV > 0) \text{ allora la pressione deve diminuire } (dp < 0)$$

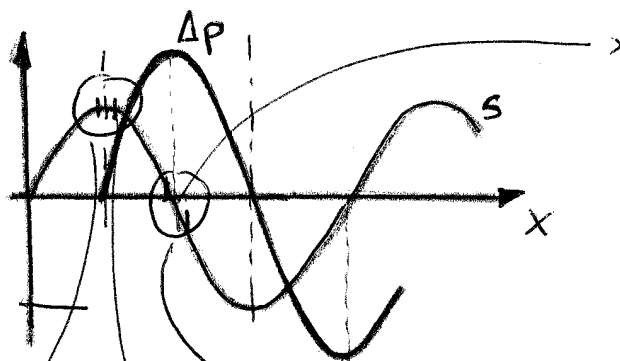
$$\Delta p = -E_v \cdot \frac{(\Delta x_2 - \Delta x_1) \cdot \text{Sez}}{(x_2 - x_1) \text{Sez}}$$

\rightarrow sarebbe $(x_2 + \Delta x_2) - (x_1 + \Delta x_1) = (x_2 - x_1)$

$$\Delta x_2 = \Delta x_1 + \frac{\partial \Delta}{\partial x} dx \Rightarrow \text{con lo sviluppo}$$

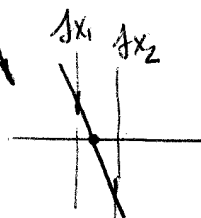
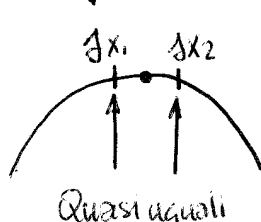
$$\Delta p = -E_v \cdot \frac{(\Delta x_1 + \frac{\partial \Delta}{\partial x} dx - \Delta x_1)}{x_2 - x_1} = \Delta p = -E_v \cdot \frac{\partial \Delta}{\partial x}$$

$$\Delta = a \sin \left(2\pi f \left(t - \frac{x}{c} \right) \right) \rightarrow \Delta p = E_v \cdot \frac{2\pi f \cdot a}{c} \cdot \cos \left(2\pi f \left(t - \frac{x}{c} \right) \right)$$



Lo spostamento tra 2 sezioni qui è maggiore (addirittura una $\pi/2$ in un verso e una $\pi/2$ in un altro). $\rightarrow \Delta p \text{ max}$

Lo spostamento differisce di poco tra 2 sezioni qui! $\rightarrow \Delta p \text{ piccolo} \rightarrow \text{Tenda a } 0$



INTENSITÀ

$$I = \frac{dW}{dS_{ric}} \rightarrow \text{POTENZA}$$

$dS_{ric} \rightarrow$ SUPERFICIE RICEVENTE

$$W = F \cdot \frac{\partial s}{\partial t} = \Delta p \cdot S_{pr.} \cdot \frac{\partial s}{\partial t}$$

Nel caso del condotto la sezione del condotto è la stessa della sezione RICEVENTE.

$$I = \Delta p \cdot \frac{\partial s}{\partial t} \quad I(x,t) \quad (\text{dato che } \Delta p \text{ è funzione di } x \text{ e } t)$$

In realtà mi interessa una grandezza media.

$$I = \frac{\frac{1}{T} \int_{\tau} W(t) dt}{S} \rightarrow \left. \begin{array}{l} \text{Valor medio} \\ \text{di potenza} \end{array} \right\} \text{VALORE MEDIO DI INTENSITÀ}$$

\rightarrow Superficie

$$I = \frac{\frac{1}{T} \int_{\tau} \Delta p S' \frac{ds}{dt} dt}{S'} = \frac{1}{T} \int_{\tau} \Delta p \frac{\partial s}{\partial t} dt =$$

$$I = \frac{1}{T} \int_{\tau} E_v \frac{2\pi f \cdot a}{c} \cos\left(2\pi f \left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \cdot 2\pi f a \cos\left(2\pi f \left(t - \frac{x}{c}\right)\right) dt$$

$$I = \frac{1}{T} \int_{\tau} \underbrace{\frac{E_v}{c} (2\pi f a)^2}_{\text{cost.}} \cdot \cos^2\left(2\pi f \left(t - \frac{x}{c}\right)\right) dt$$

Ricordiamo $\int_T \cos^2(t) = \frac{T}{2}$

LIVELLO IN POTENZA

Immaginiamo di avere un suono ad una sola frequenza a 1000 Hz

In questo caso si parla di TONI PURI

$$\left[\begin{array}{l} \text{Il } \Delta p \text{ a } 1000 \text{ Hz} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \Rightarrow \text{SOGUA DI UDITIVITÀ} \\ \Delta p \text{ a } 1000 \text{ Hz} = 20 \text{ Pa} \Rightarrow \text{SOGUA DI DOLORE} \end{array} \right.$$

Dato che il Range è molto ampio allora si utilizza una grandezza chiamata Decibel

$$q \Rightarrow \text{Pa} \quad L_q = 10 \log_{10} \frac{q}{q_0} \quad [\text{dB}] \rightarrow \text{Grandezza generica}$$

$$L_p = 10 \log \left(\frac{\Delta p_{\text{eff}}}{\Delta p_0} \right)^2 \rightarrow \text{LIVELLO DI POTENZA}$$

↳ RIFERIMENTO $2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \quad I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2 \quad \text{LIVELLO DI INTENSITÀ}$$

$$L_p = 10 \log_{10} \frac{W}{W_0} \quad W_0 = 10^{-12} \text{ W} \quad \text{LIVELLO DI POTENZA}$$

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} = 10 \log_{10} \frac{(\Delta p_{\text{eff}})^2}{\rho c} \cdot \frac{1}{I_0} \cdot \frac{(\Delta p_0)^2}{(\Delta p_0)^2} = \underbrace{10 \log_{10} \frac{(\Delta p_{\text{eff}})^2}{(\Delta p_0)^2}}_{L_p} + \underbrace{10 \log_{10} \frac{(\Delta p_0)^2}{I_0 \rho c}}_{\text{COST.}}$$

$$L_I = L_p + C \quad \text{ma } C \text{ (al livello del mare)} = -0,2 \text{ dB} \quad L_I \approx L_p$$

Audiogramma NORMALE

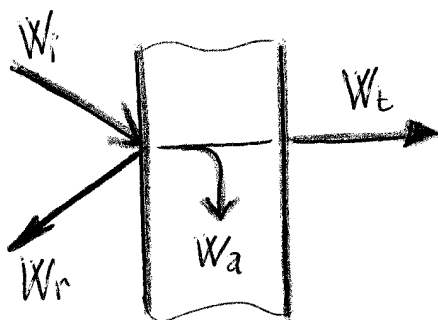
Questo audiogramma presenta il Δp e il corrispondente L_p in dB in ORDINATA, in ASCISSA c'è la Frequenza. Poi ci sono le curve a stena SENSAZIONE

Se ci sposta a frequenze maggiori ottergo che con un livello di pressione minore ottergo la stessa sensazione \rightarrow orecchio + Seumble \rightarrow 4000 Hz

A Frequenze + basse la curva ISO-PHONE sale quindi vuol dire che è necessario un maggior livello di pressione (la sensibilità dell'orecchio diminuisce).

All'aumentare della curva ISO-PHONE, le curve si appiattiscono, vuol dire che l'orecchio si comporta più o meno nello stesso modo alle varie frequenze.

Acustica AMBIENTALE



W_i = Potenza incidente

W_t = Potenza trasmessa

W_r = Potenza riflessa

W_a = Potenza assorbita

$$W_i = W_t + W_a + W_r$$

$$i = t + a + r$$

$a' = a + t$ (Quando mi interena quello che succede nella stanza a se)

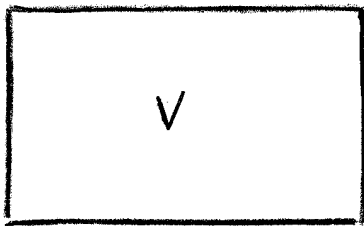


coeff. assorbimento ~~eff~~ apparente

La RIVERBERAZIONE è il fenomeno per cui giungendo alla Sorgente cessa di emettere, emette ancora una CODA SONORA.

Dobbiamo quindi capire come i materiali influenzano questo effetto (influenzando il coefficiente di assorbimento apparente)

TRATTAZIONE SEMPLIFICATA DI SABINE



$$J = \text{densità di energia} = \frac{\text{Joule}}{\text{m}^3}$$

La densità di energia per ipotesi può cambiare nel tempo ma nello spazio rimane costante.

$$I = \frac{c \cdot J}{4} \Rightarrow \text{Legame Intensità} = \text{Densità di En.}$$

↓
vel. prop.

All'istante 0 accendiamo una sorgente con potenza W . La

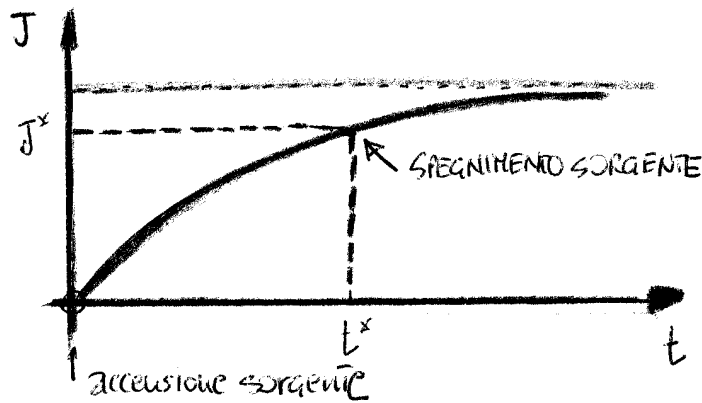
potenza ϕ va assorbita dalle pareti a' . $S I$ Intensità:

La parte che non viene assorbita, va ad

L > Potenza incidente sulla parete

aumentare l'energia nel volume.

$$W = a' \cdot S I + V \cdot \frac{dJ}{dt}$$



Immaginiamo di spegnere la sorgente dopo un tempo t^* . Al tempo t^* la sorgente J non emette + E l'assorbimento di Energia delle pareti viene fatto a spese dell'energia presente nel Volume dato che non c'è più emissione.

$$t^*) \quad -\bar{a}'SI = v \frac{dJ}{dt} \quad I = \frac{cJ}{4}$$

$$-\frac{\bar{a}'ScJ}{4} = v \frac{dJ}{dt} \rightarrow -\frac{\bar{a}'ScJ}{4v} = \frac{dJ}{dt}$$

$$\beta = +\frac{\bar{a}'Sc}{4v} \Rightarrow -\beta J = \frac{dJ}{dt}$$

$$\frac{dJ}{J} = -\beta dt \Rightarrow \ln J = -\beta t + \kappa$$

$$J = e^{-\beta t} \cdot e^{\kappa} = \kappa' \cdot e^{-\beta t} \Rightarrow \left[\begin{array}{l} J^* = \kappa' \cdot e^{-\beta t^*} \\ \kappa' = J^* e^{\beta t^*} \end{array} \right. \text{CONDIZIONI INIZIALI}$$

$$J = J^* e^{-\beta(t-t^*)} \Rightarrow J = J^* \cdot e^{-\beta(t')} \quad t-t^* = t'$$

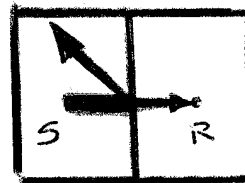
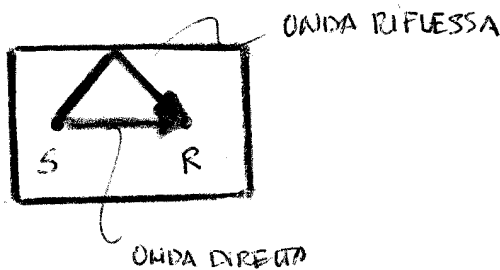
EQUAZIONE CODA SONORA

- Più il coefficiente di Riflessione è alto, + è grande il termine I_R contributo di I

- A regime tutto ciò che viene emesso, viene assorbito

$$I_{\infty} = \frac{W}{a'S} \rightarrow \text{per quello il contributo } I_R \text{ diviso per } \bar{a}'S$$

$$R = \frac{\bar{a}'S}{1 - \bar{a}'S} = \text{RESISTENZA AUSTICA DEL LOCALE}$$



ISOLAMENTO AUSTICO

Immaginiamo che il Ricettore e la sorgente siano separati da una parete. Introduciamo il POTERE FONISOLANTE

$$\alpha = 10 \log_{10} \frac{I_i}{I_t}$$

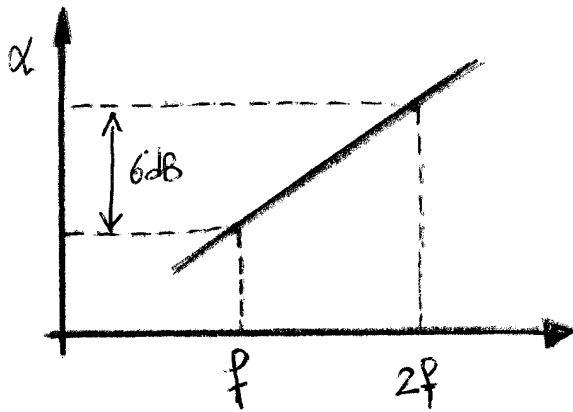
→ INCIDENTE
→ TRASMESSA

dB > 0 POTERE FONISOLANTE

NB:

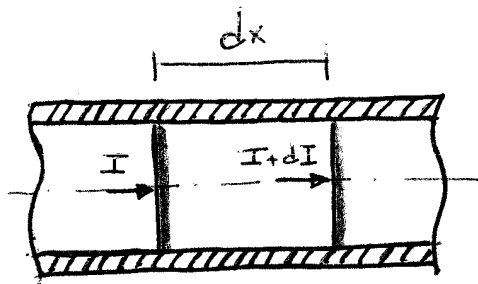
→ Fare riferimento alle Potenze è lo stesso dato che la superficie della parete è la stessa (STESSA PARETE)

Il generalmente è molto piccolo per quello mettiamo il log!



$M/S = \text{costante}$

Allora in Funzione della Frequenza il POTERE FONDISOLANTE cambia.

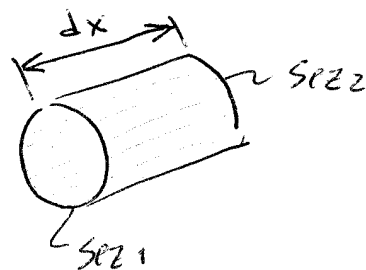


Ciò che mi interessa è il coefficiente d'assorbimento indirezione RADENTE ovvero ortogonale al moto

a' = COEFFICIENTE DI ASSORBIMENTO DIREZIONE RADENTE

$$I \cdot S = (I+dI) \cdot S + \overbrace{a' P dx I}^{\text{Parte assorbita.}}$$

↓
superficie



$$S dI + a' P dx I = 0$$

$$\frac{dI}{I} = - \frac{a' P}{S} dx$$

La $I+dI$ è la $I_{\text{trasmessa}}$

$$\ln \frac{I}{I_0} = - \frac{a' P}{S} x$$

$$\ln \frac{I_t}{I_0} = - \frac{a' P}{S} L$$

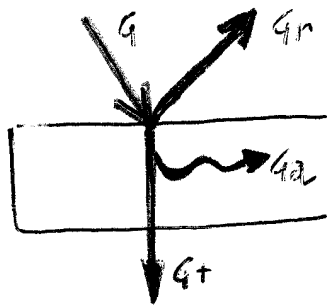
ILLUMINOTECNICA

Il campo di visione è nelle onde del visibile ovvero tra Lunghezza d'onda comprese tra 0,4 e 0,8 μm .

Angolo solido $\rightarrow d\omega = \frac{dA}{r^2}$

Angolo ω intercetta un'area A di su una sfera di raggio r

$dA = r^2 \sin\theta d\theta d\phi$



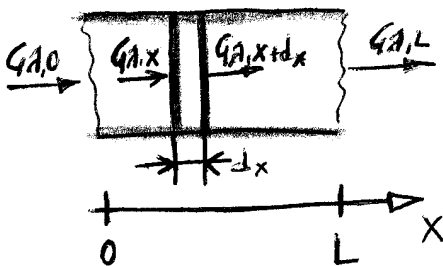
$G = G^{(r)} + G^{(a)} + G^{(t)}$

$t + a + r = 1$

L'ipotesi è che il fenomeno è solo SUPERFICIALE, quindi lo spende non interviene in questi coefficienti

Un materiale ha un comportamento SELETTIVO ovvero i coefficienti a, r, t dipendono dalla Lunghezza d'onda della RADIAZIONE INCIDENTE

ASSORBIMENTO NEI GAS



G_{λ} -> Radiazione incidente su una unità di Lunghezza d'onda $[\frac{W}{m^2}]$

K_{λ} = COEFFICIENTE DI ASSORBIMENTO SU UNITÀ DI LUNGHEZZA $[m^{-1}]$
(O DI ESTINZIONE)

Flusso percepito

Intervallo di percezione $0,38 < \lambda < 0,78$

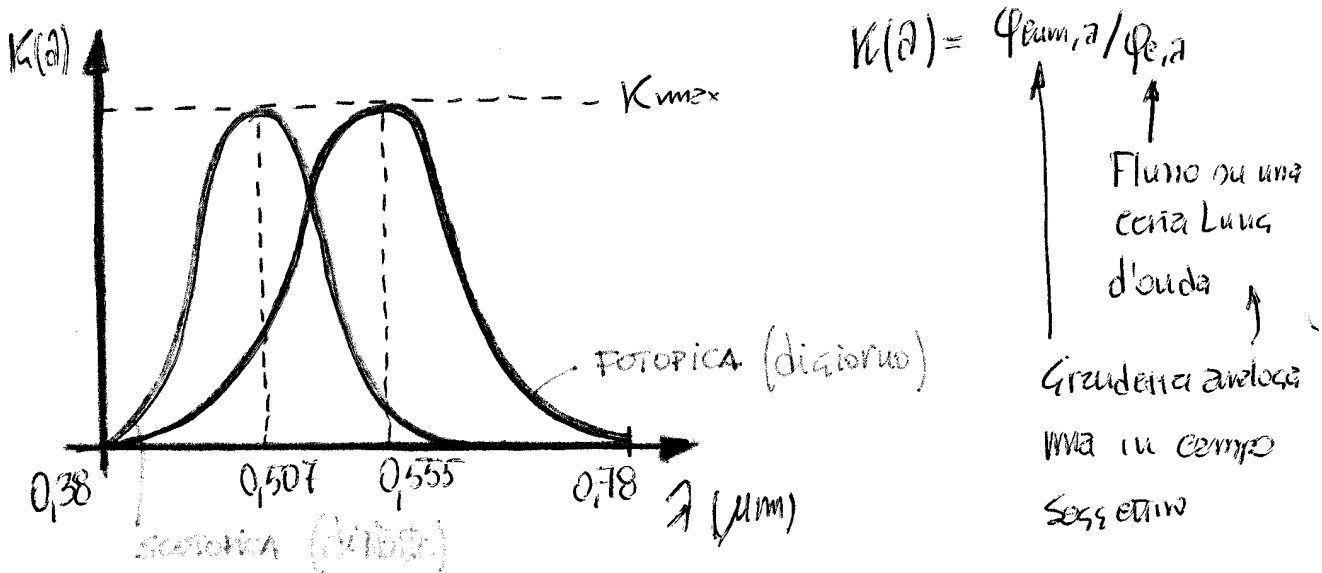
$$\Phi_{e,\lambda} = A_e e_{\lambda} \quad \left[\frac{W}{m} \right]$$

\downarrow superficie emettitrice \rightarrow emissione emissione spettrale della Lincetta di λ

Flusso elettromagnetico

FLUSSO PERCEPTO \Rightarrow FLUSSO LUMINOSO Φ_{lum}
 FLUSSO LUM. PER LUNG. D'ONDA Φ_{λ}

Se consideriamo una certa fonte a mezzo, e cambiamo la lunghezza d'onda, dobbiamo capire come varia la percezione



Nella frazione di K si mantiene costante la sensazione ($\Phi_{lum,\lambda}$)
 ma varia $\Phi_{e,\lambda}$.

Il massimo delle 2 curve corrisponde al Verde, più facile da percepire.

SORGENTE PUNTIFORME

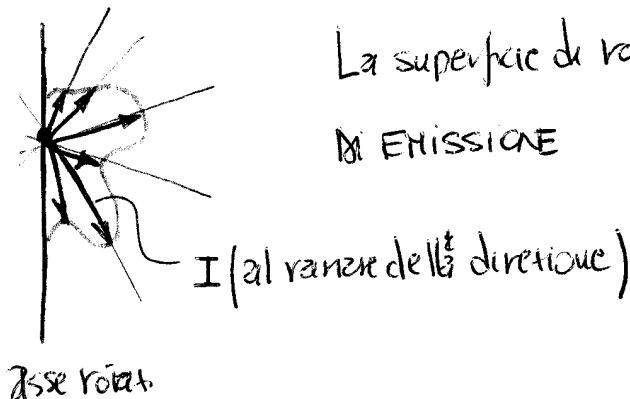
- Le dimensioni sono INFINITESIME rispetto alle DIMENSIONI DELL'AMBIENTE
- Il Flusso è FINITO

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} = \text{INTENSITÀ LUMINOSA}$$

$\left. \begin{array}{l} \text{angolo solido} \\ \text{Flusso elettromagnetico (SISTEMA ENERGETICO)} \rightarrow I = [W/sr] \\ \text{Flusso percepito (SISTEMA FOTOMETRICO)} \rightarrow I = [lm/sr] = [cd] \end{array} \right\}$

il $d\Phi/d\omega$ è diverso in funzione delle direzioni che vanno a considerare.

Ipotesiamo che la SORGENTE emetta in modo SIMMETRICO rispetto ad un asse di BIAZIONE



La superficie di rotazione è l'INDICATRICE DI EMISSIONE

I (al variare dell'angolo direzionale)

Se non è assialsimmetrica $\Rightarrow I = I(\theta, \beta)$

$$d\omega = \sin \beta \, d\beta \, d\theta$$

$$I = \frac{d\varphi}{d\omega} \rightarrow \varphi = \int_0^{4\pi} I d\omega \rightarrow \text{Integrale sull'angolo solido}$$

In generale $I = f(\varphi, \theta)$

- Se la Fonte ha un'Indicatrice di Emissione di Rotazione allora

$$I = f(\beta) \rightarrow \varphi = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi} I(\beta) \sin\beta d\beta = 2\pi \int_0^{\pi} I(\beta) \sin\beta d\beta$$

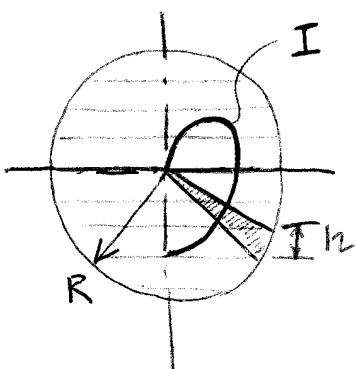
- Se la Fonte ha un'indicatrice costante, quindi una SFERA

$$I = \text{cost} \rightarrow \varphi = 2\pi I \int_0^{\pi} \sin\beta d\beta = 4\pi I$$

Se l'indicatrice di Emissione non è una sfera, è possibile calcolare un valore di I_{medio} :

$$I_{\text{medio}} = \frac{\varphi}{4\pi}$$

Se non c'è una Indicatrice di Emissione in FORMA ANALITICA, è possibile ad esempio averla sottoforma di Grafico, generalmente una SUPERFICIE DI ROTAZIONE



Suddividiamo il cerchio di raggio R (di costruzione) in tante fette di spessore h costante.

La superficie generata da uno spessore h intorno all'asse è ΔA

$$\Delta A = 2\pi R h$$