

1. 1° PRINCIPIO TERMODINAMICA (PRIN. DI CONSERVATIONE ENERGIA)

2. 2° PRINCIPIO TERMODINAMICA

4. CONDUZIONE

6. CONDUCEBILITA' TERMICA

8. POSTULATO DI FOURIER

10. LEGGE DI FOURIER / DIFFUSIVITA' TERMICA

11. REGIME STAZIONARIO MONODIMENSIONALE

13. POTENZA TERMICA / FLUSSO DI CALORE

16. COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO

17. TRASMITTANZA TERMICA

23. RAGGIO CRITICO

31. REGIME PERIODICO STABILIZZATO

32. LEGGI DI DECADIMENTO

34. CONVEZIONE

35. TEOREMA DI BUCKINGHAM

40. NUMERO DI PRANDTL - GRASHOFF - REYNOLDS - NUSSOLT

43. NUMERO DI RAYLEIGH

45. IRRAGGIAMENTO

46. EMISSIONE GLOBALE - MONOCROMATICA

47. CORPI SELETTIVI - GRIGI - OPACHI / PRINCIPIO DI KIRCHOFF

48. EMISSIVITA' MONOCROMATICA

49. EMISSIVITA' GLOBALE / LEGGI DI EMISSIONE DEL CORPO NERO / LEGGE DI PLANCK

50. LEGGE DI STEFAN - BOLZMANN / LEGGE DI WIEN

51. LEGGI DI EMISSIONE DI UN CORPO GRIGIO

52. FATTORE DI VISTA

53. EMISSIONE ANGOLARE / SOLIDO FOTOMETRICO / LEGGE DI LAMBERT /
CORPI LAMBERTIANI

56. LEGGE DI RECIPROCA DEI FATTORI DI VISTA

57. COEFFICIENTE DI SCAMBIO RADIATIVO

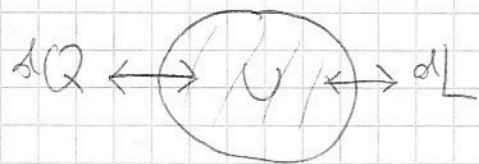
58. RIFLESSIONI SUCCESSIVE

61. REGIME NON STAZIONARIO

62. NUMERO DI BIOT

66. EFFETTO SERRA

1° PRINCIPIO TERMODINAMICA (PRIN. DI CONSERV. ENERGIA)



Sistema con energia interna U (ex. legami chimici, fissi, en. elastica, nucleare, termica \rightarrow moto ag. t. molecole).
 può scambiare Lavoro o Calore Q . Sist. può cambiare scambiando piccole quantità, vedo cosa succede a piccoli passi ("d") per riportarlo nel grande.

dU : se dQ entra nel sistema > 0 ~~< 0~~
 ≥ 0 ($dU > 0$ \rightarrow en. aumenta, convenzione)

mentre $dL > 0$ quando esce ~~$dL < 0$~~ :

$$\boxed{dU = dQ - dL}$$

Termodinamica è nata come scienza applicata (motori) $Q \rightarrow M \rightarrow L$.

dU è var. energia, differenziale esatto (a interna solo inizio e fine)

$$\int_A^B dU = \int_A^B dQ - \int_A^B dL \Rightarrow U_B - U_A = Q_{AB} - L_{AB}$$

$\rightarrow Q_B - Q_A$ non ha senso, non è pr. di Stato

Contr. con con scambi di lavoro piccoli o quasi nulli.
 Ex: leva di ferro in suolo, $\uparrow T$ e in parte fa lavoro dilatandolo contro press. aria, emg è un dL molto piccolo (su luna è 0)

Calore è grandezza di scambio con il lavoro. ①

Modifica l'energia interna, spesso nella parte terminale
ma non sempre.] dei fenomeni di scambio di solo calore.

$$\boxed{dQ = C dT} \quad C = \frac{dQ}{dT} = \frac{Q}{\Delta T}, \text{ se } C \text{ è noto}$$

far variare T senza scambiare calore (compressione o dilatazione) [C'è CAPACITÀ TERMICA, c è CALORE SPECIFICO se C di massa unitaria, ovvero il calore \times far variare di un grado]

$$\kappa = \frac{dQ}{dT \cdot m} \text{ con } dT \text{ e } m = 1 \text{ minimizzati}$$

$$\text{in } \frac{J}{kg \cdot K} \text{ mentre } C \text{ è } \frac{J}{K} \text{ con } \underline{C = c \cdot m}$$

con C proprietà del materiale.

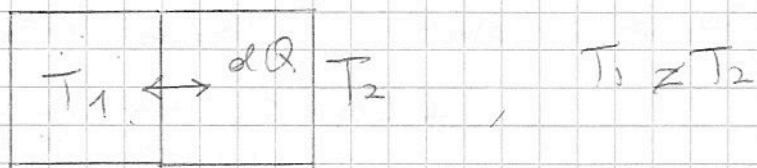
"Variazioni" nel tempo

"Differenze" nello spazio.

In presenza di diff. temperatura ci può essere scambio di calore (dove esserci collegamento fisico).

2° PRINCIPIO: Calore spontaneamente va da caldo a freddo.
"gradienti" \leftarrow

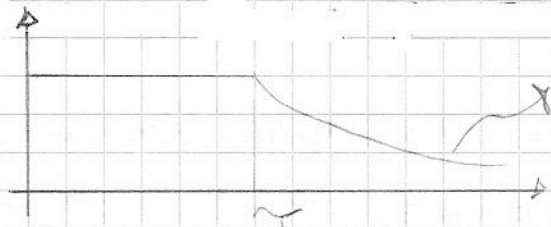
20/2/2008



Molecole che si muovono di più, scambiano energia se calore è trasferimento di energia per contatto
 \Rightarrow CONDUZIONE

Se sistema è ISOLATO e ho squilibrio nascono fenomeni che \rightarrow a eliminarlo. Regime STATIONARIO

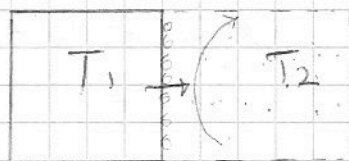
se T non cambia nel tempo, si stabilisce
② distribuzione.



perde colore non linearmente perché
è diminuita la diff. di temperatura
(ex. negativo, tipico dei processi

di raffredd.)

• CONVEZIONE



Anche T_1 urtano molecole T_2 , può
esserci T_1 solido e T_2 fluido
(ex. gas). Molecole che cing
fissate nel solido muovendosi

nel loro posto urtano gli altri. Molecole in T_2 si
slatano, e talora il retto riempie i vuoti. È necessario
che ci sia fluido e che si muova.

Ex: vetreria: 4×10^4

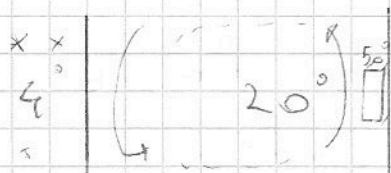
$T_e < T_i$



Fluido non può scivolare
per viscosità. Trasmissione
+ meno piccolo
avviene per CONDUZIONE senza

che ci sia moto d'insieme.

Su una parete fredda aria SCENDE, in colata SALE.



Ex. finestra e termofone.

Convezione NATURALE se moti causati
solo da diff. di temperatura,

senza interventi esterni.

Aria può muoversi per fatto suo.

Percepriamo movimento aria da piccole particelle; ex
aria raffredda salvia calda.

Ventaglio (Ventilatore serve a togliere molto + colore
di quello che naturalmente la conv. nat. fa
nel contatto aria (+ fredda) e corpo (+ caldo).

In conv. FORZATA, come anche noi nel motorino

d' interno, ha diverso COEFF. DI SORBIZIONE.

• IRRADIAMENTO

Si trasferisce energia (chiamata calore) tramite onde elettromagnetiche. Tutti i corpi che si muovono emanano onde

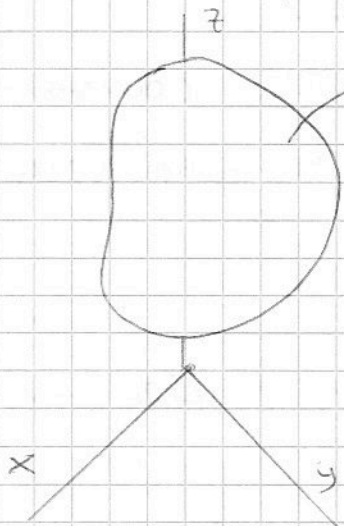
elettromagnetiche. Di solito non lo percepiamo (non abbiamo i sensi) tranne x la luce. Cmq ci vuole energia sufficiente x andare oltre infrarosso. Energia che si muove "scatta" contro ciò che incontra, può essere assorbita, riflessa, trasmessa. Irr. avviene meglio se c'è vuoto.

Aria è "trasparente" all'irragg. ma non al 100% d'ora come è fatta, dal tipo di radiazione, dalla distanza tra i corpi.

H

CONDUZIONE

Modello semplificato. Corpo omogeneo e ISOTROPO



$T = T(x, y, z, \tau)$ (in ogni punto ha le stesse proprietà che non cambiano se variò direzione). Corpo ha campo di temperatura T . Immaginiamo noto.

Noto T in certo τ , che succede dentro al corpo? Se non è uniforme ci saranno trasf. di calore. Q che a loro volta

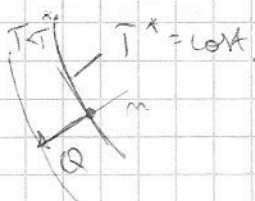
④ causano dei cambiamenti $T' = T'(x, y, z, \tau')$ che

Porteranno a Q e così via. T è campo scalare.

Si può dim. che se mu muoviamo intorno al corpo

ho superfici continue di punti con
stessa temperatura, sup. isoterme.

$T(x,y)$



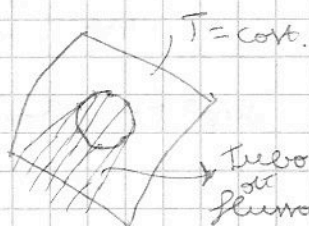
Prendo \hat{n} a piano tang. a sup. isoterma.

Tra 2 sup. passa del calore e lo
fa lungo \hat{n} . Il verso ovviamente è

dalla Temp. ho in dim. x assai diverso non \perp alla
sup, scomponiamo in normale e tangente che però
non può esistere, non posso passare calore se
le T sono uguali.

LINEE DI FLUSSO: luogo

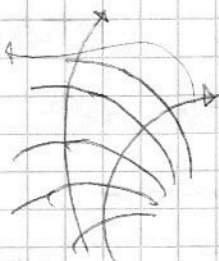
dei punti dove le isoterme sono \perp .



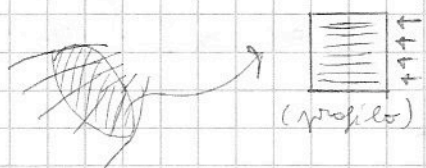
In ogni punto passa

1 sola linea di flusso

Con sorg. puntiforme in mezzo

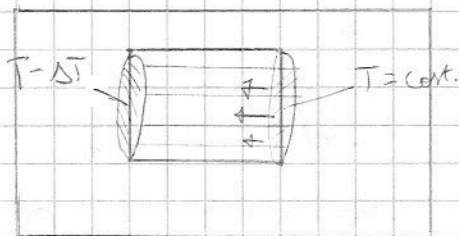


omogeneo, calore si propaga radialmente



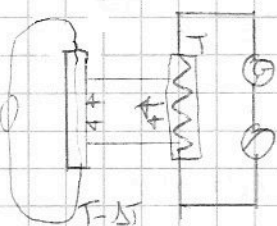
(non può essere)
 x di corso di prima

Ex:



Non faccio passare calore
immergendolo il tubo in
un isolante. Attacco a questo

tubo di flusso un fornello
elettrico ad una faccia, una
piastre fredda ad un'altra.



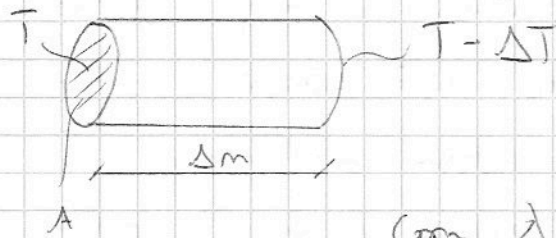
Calore esce da dx e stessa quantità va a rx. Realizzo

regime stazionario. Il tubo T e $T - \Delta T$. Nota la I e la

R , ho la $W_{\text{elett.}}$ convertita in calore Q che è data (5)

dal fornello. È il Q che si prende acqua
fredda. Quanto calore passa! $Q = \lambda \frac{A \cdot \Delta T}{\Delta m} \cdot \Delta \tau$

21/2/08



$$Q = \lambda \frac{A \cdot \Delta T}{\Delta m} \cdot \Delta \tau$$

Con λ = CONDUCEBILITÀ termica, ottenibile da

$$\lambda = \frac{Q \cdot \Delta m}{\Delta T \cdot A \cdot \Delta \tau} \quad [\lambda] = \frac{\frac{J}{s} \cdot m}{K \cdot m^2 \cdot s} = \frac{W}{m \cdot K}$$

- Per i METALLI l'ODG di λ è 10^2 (Cu ~ 400)
- I MAT. delle COSTRUZIONI (laterizi, cer, pietra, bituminosi, ecc.)
hanno ODG di $\lambda \sim 10^0$ ↓
terra, roccia
- I MAT. "isolanti" (legno leggero - balsa, sughero, bachelite, ecc.) hanno $\lambda \sim 10^{-1}$
- I MAT. Isolanti (dopo anni '50) (polistirolo espanso, poliuretano esp., lana di vetro - roccia) hanno $\lambda \sim 10^{-2}$

[Ci sono 4 ord. di differenza!]

- Aria ha $\lambda \sim 0.02$

Tutte le proprietà di tutti i mat. d. da T!
Anche λ . $\lambda = \lambda(T)$ è molto variabile e seconda
della temp. Per corti ΔT con $\bar{\lambda}$ relativo a \bar{T} ,
 λ varia con piccoli ΔT ($\sim 10 \div 100^\circ$ ex.)

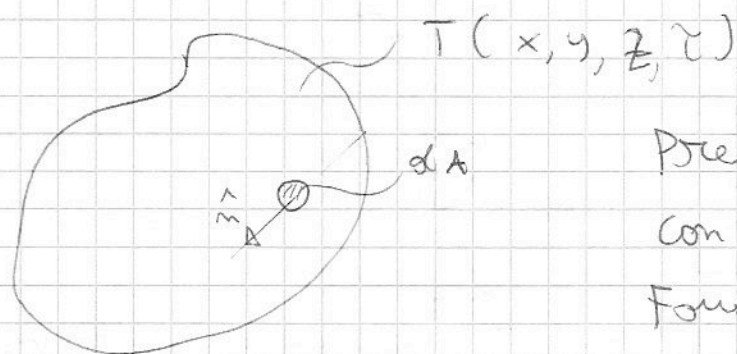
Aria ha il piccolo (trasmette poco per conduzione),
meglio dell'isolante (inatti polistirolo ha tanta
aria, polistirolo è $\sim 10^{-1}$, e ESPANSO sta nelle

⑥ di aria e quindi il pannello in se in media è

isolante. Più sono densi, peppiore è λ !

Piume si gonfiano di aria non facendola circolare e quindi Oceano Artico isolante.

Se non siamo in regime stazionario?



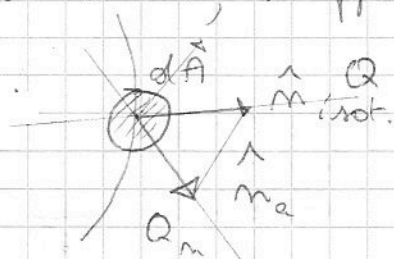
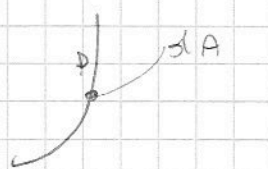
Prendo un dA qualunque con \hat{n} a era.

Forse non chiedo quale sarà la quantità di calore

in direzione \hat{n} di dA ? $dQ_n = ?$ (in certo ΔT)

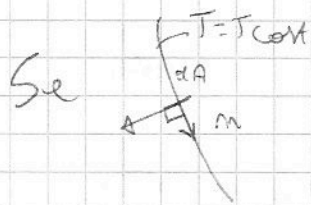
Con $t. \infty$ o meno di τ . \rightarrow sarà ∞ perché \hat{n} è $\frac{1}{\infty} dA$ e $\frac{1}{\infty} d\tau$ (lo facciamo perché T cambia in spazio e tempo).

Con isoterma e dA ; sappiamo che Q va \perp a isot.



Caso generale è $\hat{n}_{dA} \neq \hat{n}_{isoterma}$

Possiamo con Q_n area, più allora Q_{tang}



$$Q_n = 0$$

Se "ruoto" man mano prima sempre + calore fino al max in cui dA ha $\hat{n} \parallel$ a $\hat{n}_{isoterma}$.

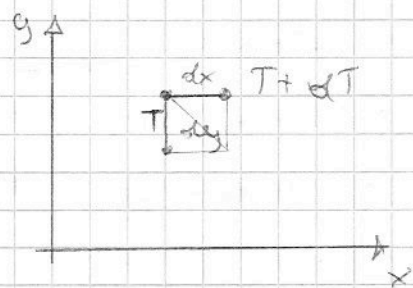
In generale intercetto il calore proiettato su \hat{n} .

Il calore va nella direzione opposta al ∇T .

Anche ∇T è \perp alle isoterme.

$$\nabla T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k}$$

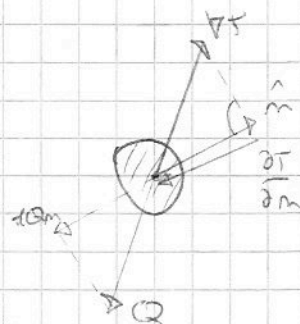
Se sono in un punto, mi sposto di dx e valuto la nuova $T + dT$. dT/dx e' un valore locale per dT/dy . Composizione e' gradiente.



$Q \propto \nabla T$.

POSTULATO DI FOURIER

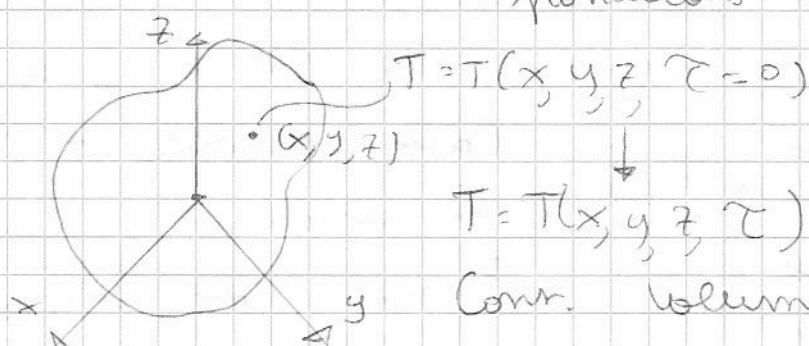
$$dQ_m = -\lambda dA d\tau \frac{\partial T}{\partial m}$$



Q va dove trova le diff. di T maggiore, ovviamente verso il freddo ("-"). Postulato vale in ogni punto del corpo, e' caso generale

$dQ > 0$ $\rightarrow dQ$, < 0 $\leftarrow dQ$ (significato del "-" nel postulato di Fourier)

25/2/08

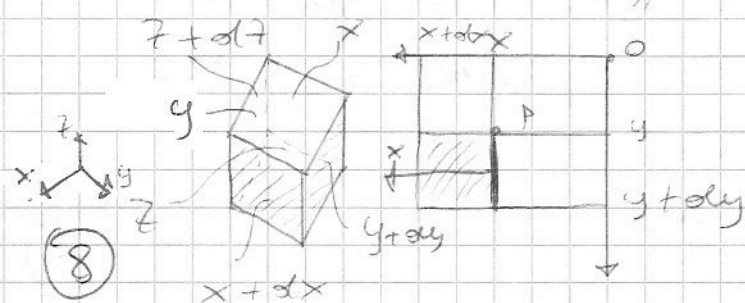


Conv. volume $\frac{1}{\infty}$ del corpo. pari a $dx dy d\tau$

Applico 1 prin. termodinamica:

$dQ = dU$. Attr. le 6 facce può trasmettere del calore.

$dQ = \sum_{i=1}^6 dQ_i$ (conv. positivo calore che entra, NEGATIVO " " " " esce)



Conv. faccia X con normale $\leftarrow x$. La Q di calore che

l'alternativa è:

$$① dQ_x = -\lambda dy dz d\tau \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=x}$$

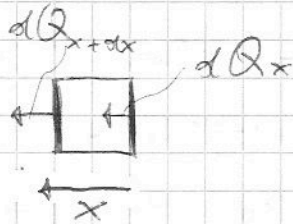
la faccia $x + dx$, sempre in dir. \rightarrow l'alternativa da:

$$② dQ_{x+dx} = -\lambda dy dz d\tau \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=x+dx} = (\text{conv. } f(x+dx) = f(x) + \frac{df}{dx} dx)$$

$$\left(\frac{df}{dx} dx \right) = -\lambda dy dz d\tau \left(\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=x} + \left. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right|_{x=x} dx \right)$$

different.

Abbiamo:



① entrante nel volume

② uscente dal "

Quindi nella sommatoria sarà ① - ②

[postulato in rif alla superficie, non ha senso dire entrante o uscente, ha senso conv. normale. E' come porta nel deserto ~~di~~]

$$dQ_x - dQ_{x+dx} = \lambda dy dz d\tau \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx = \lambda dV d\tau \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

Idem per:

$$dQ_y - dQ_{y+dy} = \lambda dV d\tau \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

e per

$$dQ_z - dQ_{z+dz} = \lambda dV d\tau \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

Quindi

$$dQ = \lambda dV d\tau \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)$$

Il secondo membro, dU e' pari a:

$$dU = C dT \text{ con } C = c \rho dV \text{ e } dT = \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$$

$$\lambda dV d\tau \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = c \rho dV \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$$

⇓

③

EQUAZIONE (o LEGGE) DI FOURIER

$$D \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

$$D \cdot \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

con $D = \frac{\lambda}{\rho c}$, quindi

↓
DIFFUSIVITA' (di T)
TERMICA

A monte c'è causa: ΔT

C'è effetto: passa il calore

" " : cambia la T.

(come si diffonde
il calore nel mat.)

Al passaggio passa altro calore (circolato e nel lapl.)

Come calcolare T? Ci vogliono le cond. al
contorno x risolvere l'eq. differenziale.

Abbiamo le c. iniziali ($T(\tau=0)$), poi com'è
l'ambiente.

D è funz. del materiale: $[D]$

$[M, L, \tau, T]$ sono le grandezze FONDAMENTALI, le dimen.
non sono gli esponenti.

4 nei fenomeni termici
a livello macroscopico

$$[\lambda] = \underbrace{M \cdot L^2}_{Q} \cdot \tau^{-2} \cdot L^{-1} \cdot \tau^{-1} \cdot T^{-1}$$

$$[p] = M \cdot L^{-3} ; [c] = M \cdot L^2 \cdot \tau^{-2} \cdot M^{-1} \cdot T^{-1}$$

(portiamo con anche Q tra le grandezze se
non sappiamo che è energia)

$$[\lambda] = Q \cdot L^{-1} \cdot \tau^{-1} \cdot T^{-1}$$

$$[p] = M \cdot L^{-3}$$

$$[c] = Q \cdot M^{-1} \cdot T^{-1}$$

$$\Rightarrow [D] = \frac{[\lambda]}{[p]c} = \frac{Q \cdot L^{-1} \cdot \tau^{-1} \cdot T^{-1}}{M \cdot L^{-3} \cdot Q \cdot M^{-1} \cdot T^{-1}} = L^2 \tau^{-1}$$

Nel S.I. sono $\frac{m^2}{s}$

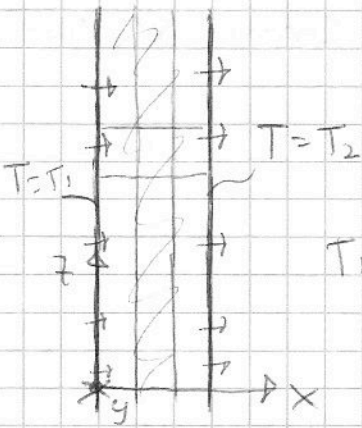
Come κ "trasmette" il calore d da 1
 " " "diffonde" " " " d da 1 e PC
 ovvero la capacità termica dell'unità di volume,
 d da come κ trasmette e da quanto calore ci
 vuole \times riscaldarlo, al denom.

Velocità di diffusione del calore d da "tubi" \times
 trasmettore "fluido" di calore e inversamente dalla
 capacità dei "serbatoi" di calore da "riempire"

In regime stationario PC non mi interessa più.

$D \cdot \nabla^2 T = 0$ e quindi $D = 0$; a parità di
 c. al contorno, la dist. di temperatura NON
 dipende da come è fatto il corpo a lungo
 termine, a regime. Nel transitorio sono $\langle \rangle$, a
 regime NO, materiale non conta.

Ex: lastra infinita piano // occupati da



mat. omogeneo e isotropo

C. al cont. faccia 1 ha $T=T_1$ e

Faccia 2 ha $T=T_2$

$T_1 > T_2$ Se c'è Q e' \perp ai sup. in ogni
 punto. In c. stationario le linee
 di flusso sono sempre —

Se ciò non fosse — avrei isoterma asimmetrica
 ($T >$ / $T <$) ma essendo infinito \times regioni di simmetria
 ciò non può succedere, Q non ha "preferenza"
 Qui. \Rightarrow piani // alle facce sono sup. ISOTERME

Fino alla sup. e sotto dove $T = T(x)$ e basta

$x, y, z \rightarrow$ regime stationario planodimensionale (11)

ovvero $\frac{d^2 T}{dx^2} = 0$, caso + semplice possibile.

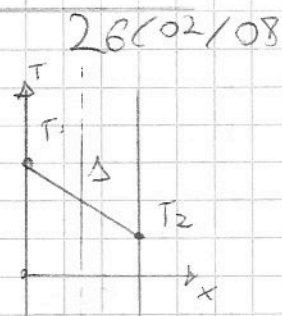
$$\text{Im } \begin{cases} x=0, T=T_1 \\ x=L, T=T_2 \end{cases}$$

$\frac{dT}{dx}$ deve essere costante, ovvero T è lineare

$$\frac{dT}{dx} = C_1 \Rightarrow T(x) = C_1 x + C_2$$

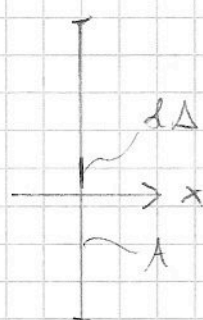
$$T_1 = C_2 \Rightarrow C_1 = \frac{T_2 - T_1}{L} = - \frac{T_1 - T_2}{L}$$

$$T_2 = C_1 L + T_1$$



$$T(x) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{L} x, \quad \frac{dT}{dx} = - \frac{T_1 - T_2}{L}$$

Conosc. pezzo di area A . Qual è la q. di Q in certo ΔT ?
 Applico Postulato di Fourier.



$$dQ_x = - \lambda dA d\tau \frac{dT}{dx} = - \lambda dA d\tau \left| - \frac{T_1 - T_2}{L} \right| =$$

(se $T_1 > T_2$ il Q è diretto come x perché proprio il ∇ è negativo)

In un tempo finito τ :

$$Q_x = \int_A \int_{\tau} dQ_x = \lambda \frac{T_1 - T_2}{L} \int_A dA \int_{\tau} d\tau$$

Se vogliamo Q attraverso sup. curva qualsiasi:

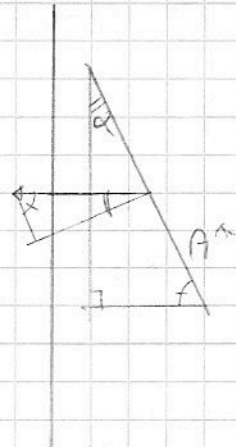
$$Q_{curva} = \int_A \int_{\tau} - \lambda dA d\tau \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{con } \frac{\partial T}{\partial n} = f(x) \text{ e quindi}$$

$$\parallel = - \lambda \int_A dA \frac{\partial T}{\partial n}$$

$$\textcircled{12} Q_x = + \lambda \cdot A \cdot \tau \cdot \left(- \frac{T_1 - T_2}{L} \right) = \lambda A \tau \frac{T_1 - T_2}{L}$$

Se contr. Area inclinata:

$$Q^* = -\lambda dA \tau \left(\frac{\partial \tau}{\partial m} \right) = \lambda A \underbrace{\frac{T_1 - T_2}{\lambda}}_{\Delta T} \underbrace{\cos \alpha}_{\text{proiezione}}$$

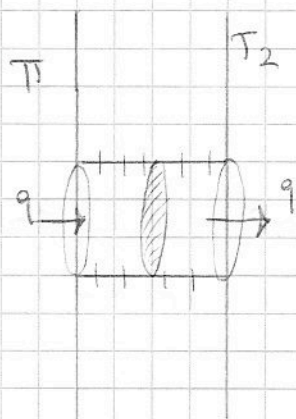


Se pongo:

$$\frac{Q}{\tau} = \boxed{\lambda A \frac{T_1 - T_2}{\lambda}} = q \rightarrow \text{POTENZA TERMICA}$$

$$\frac{Q}{\tau A} = \boxed{\lambda \frac{T_1 - T_2}{\lambda}} = \varphi \rightarrow \text{FLUSSO DI CALORE}$$

Contr. tubo di flusso; se da celle (o al cont.) di temperatura da qualche entita' entrera' del calore e poi uscirà' ovvero q che si trasmette da sorgente attraverso lastra. Q "non va" da 1 faccia all'altra senza sorgente e riceitore (ovvero uno che fornisce sempre e l'altro che toglie sempre Q). Se immergiamo in un fluido a T_1 e abbiamo Q in raffreddamento, mentre T_2 non potremo calore; $T \rightarrow$ a equilibrio.



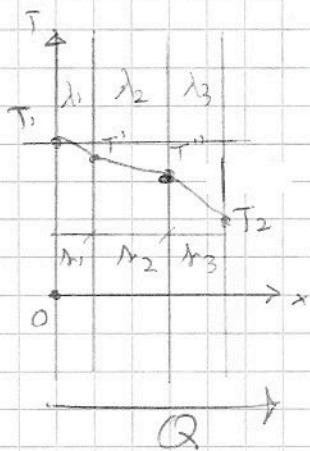
Pero

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\frac{\lambda}{\lambda A}} \quad \left. \begin{array}{l} \text{equilibrio, la "portante"} \\ \text{"resistenza termica", } R_T \end{array} \right\}$$

Analogia al campo elettrico: $V_1 \xrightarrow{i} V_2$ per Ohm $i = \frac{V_1 - V_2}{R}$; infatti $i = \frac{Q}{\tau}$ + carica

$$R_T = \frac{\lambda}{\lambda A} \quad ; \quad R_e = \rho \frac{l}{A}$$

conv. 3 strati di mat. omogenei e isotropi (ex come un pannello, lamiera - isolante - mat. plastico) e vogliamo andare a trovare T e Q trasmissivo.



$$T_1 > T' > T''$$

Vogliamo trovare T' e T''

Q di calore varia lo stesso in

tutte le sezioni.

$$Q_1 = \lambda_1 A \frac{T_1 - T'}{r_1} \approx$$

$$Q_2 = \lambda_2 A \frac{T' - T''}{r_2} \approx$$

$$Q_3 = \lambda_3 \cdot A \cdot \frac{T'' - T_2}{r_3}$$

Per le ipotesi fatte $Q_1 = Q_2 = Q_3$. In tal modo si ha un sistema di 3 equazioni in 3 incognite \Rightarrow :

$$T_1 - T' = q \cdot \frac{r_1}{\lambda_1 \cdot A}$$

$$T' - T'' = q \cdot \frac{r_2}{\lambda_2 \cdot A}$$

$$T'' - T_2 = q \cdot \frac{r_3}{\lambda_3 \cdot A}$$

Sommando membro a membro si ha:

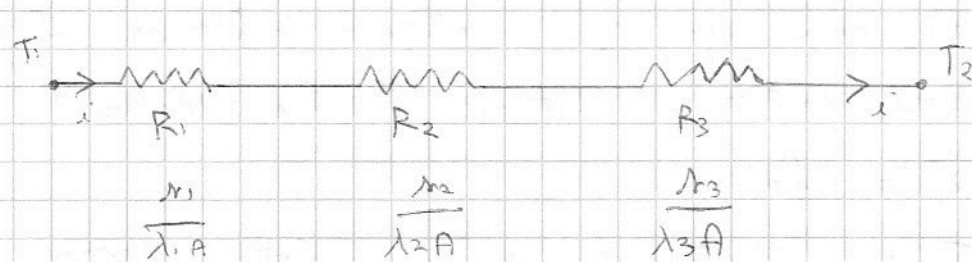
$$T_1 - T_2 = q \left(\frac{r_1}{\lambda_1 A} + \frac{r_2}{\lambda_2 A} + \frac{r_3}{\lambda_3 A} \right) \rightarrow q = \frac{T_1 - T_2}{\left(\frac{r_1}{\lambda_1 A} + \frac{r_2}{\lambda_2 A} + \frac{r_3}{\lambda_3 A} \right)}$$

Quindi sostituendo nella prima e 3^a eq. si calcolano le temp. T' e T'' ; dunque il diagramma della T sarà una spezzata e lineare lungo ogni membro.

$$T' = T_1 - q \frac{r_1}{\lambda_1 \cdot A}$$

$$T'' = T_2 + q \frac{r_3}{\lambda_2 \cdot A}$$

Per l'esempio precedente con similitudine elettrica:



Le resist. sono in serie e quindi quella tot. e' la somma delle 3.

e sono attraversata dalla stessa q .

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\left(\frac{r_1}{\lambda_1 A} + \frac{r_2}{\lambda_2 A} + \frac{r_3}{\lambda_3 A} \right)} \quad \leadsto \quad q = \frac{T_1 - T_2}{R_i}$$

Utilizzando il partitore di tensione si trova:

$$\frac{\Delta V_i}{\Delta V_{Tot}} = \frac{R_i}{R_{Tot}} \quad \leadsto \quad \text{c'è d tra le } \Delta V \text{ e le res. relative}$$

Anche per le temperature si ha:

$$T_1 - T' = \Delta T_1 \Rightarrow \Delta T_1 = \Delta T_{Tot} \cdot \left(\frac{R_1}{R_{Tot}} \right)$$

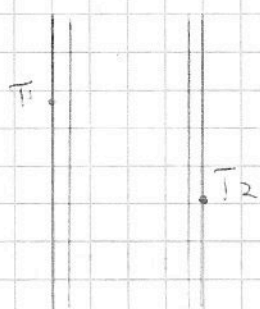
$$T' = T_1 + \Delta T_1 = T_2 - \left(\frac{R_1}{R_{Tot}} \cdot \Delta T_{Tot} \right)$$

Strato	λ_i [W/mK]	k_i [W/mK]	R_i [K/W]	A [m ²]	$\frac{R_i}{R_{Tot}}$	ΔT_i
1	0,03	molto	$r_1 / \lambda_1 A$	20	R_1 / R_{Tot}	$\Delta T_{Tot} \cdot \frac{R_1}{R_{Tot}}$
2	0,10	"	$r_2 / \lambda_2 A$	20	R_2 / R_{Tot}	$\Delta T_{Tot} \cdot \frac{R_2}{R_{Tot}}$
3	0,04	"	$r_3 / \lambda_3 A$	20	R_3 / R_{Tot}	$\Delta T_{Tot} \cdot \frac{R_3}{R_{Tot}}$

$$R_{Tot} = \sum R_i \quad \rightarrow \quad q = \frac{T_1 - T_2}{R_{Tot}}$$

$$T' = T_1 - \Delta T_1$$

$$T'' = T' - \Delta T_2$$



Per mantenere freddo il grigio ha una "pompa di calore" che toglie Q da dentro e lo porta fuori.

Se $T_{int} = 25^\circ C$ e $T_{ext} = -5^\circ C$ ho $\Delta T = 30^\circ C$.

Le T_1 e T_2 sono un po' alte e basse, altrimenti

ti come può essere colore a corpo che ha stessa T ?

Non no la t. delle facce!

Se ho corpo a T_1 e ambiente a T_2 colore varia!

$$T_1 > T_2 \quad \frac{Q}{\tau} = q = \frac{1}{A} (T_1 - T_2)$$

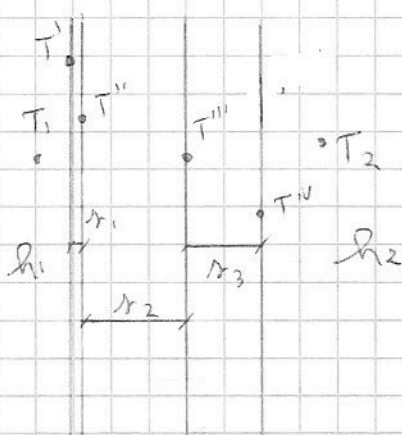
COEFF. DI SCAMBIO TERMICO (C. SUPERFICIALI LAMINARI)

$$h = \frac{q}{A(T_1 - T_2)} \quad ; \quad [h] = \left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right]$$

(ex. se c'è vento porta + calore)

Supponiamo noti h_2 e h_1 .

Es. ho



Conosci T_1, T_2 , λ e coeff. ambiente lo scambio (h_1, h_2)

Si chiamano e la normativa UNI ecc

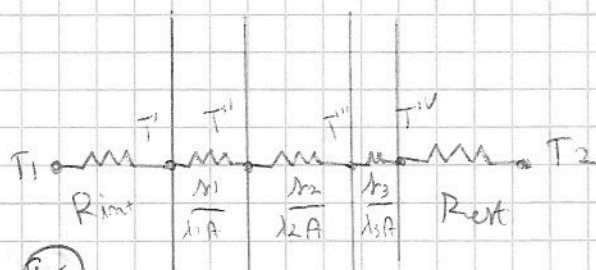
ex. con $h_1 = 8 \text{ kW/m}^2\text{K}$ e $h_2 = 25 \text{ W/m}^2\text{K}$ (c'è vento di solito, scambierà meglio)

Restano altre incognite (T', T'', T''', TIV) oltre a q .

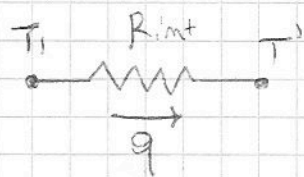
q è lo stesso \forall strati

(in st. stazionari), e pari

$$a \quad q = \frac{\Delta T}{R}$$



Nome concetto R_{int} e R_{ext}



$$q = \frac{T_1 - T_2}{R_{int}} ; q = h_1 \cdot A \cdot (T_1 - T_2)$$

e quindi $R_{int} = \frac{1}{h_1 A}$ e $R_{ext} = \frac{1}{h_2 A}$

Quindi

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\sum_{i=1}^{n+2} R_i} \quad \text{e} \quad \Delta T_{int} = \Delta T_{or} \frac{R_i}{\sum_{i=1}^{n+2} R_i}$$

↓

$$q = \frac{(T_1 - T_2) \cdot A}{\frac{r_1}{\lambda_1 A} + \frac{r_2}{\lambda_2 A} + \frac{r_3}{\lambda_3 A} + \frac{1}{h_1 A} + \frac{1}{h_2 A}} \quad \left. \vphantom{\frac{(T_1 - T_2) \cdot A}{\frac{r_1}{\lambda_1 A} + \frac{r_2}{\lambda_2 A} + \frac{r_3}{\lambda_3 A} + \frac{1}{h_1 A} + \frac{1}{h_2 A}}} \right\} \text{ per unita' di area}$$

Quindi posso dire:

$$q = k \cdot A \cdot (T_1 - T_2)$$

con

$$k = \frac{1}{\frac{1}{h_{int}} + \frac{r_1}{\lambda_1} + \frac{r_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{r_n}{\lambda_n} + \frac{1}{h_{ext}}}$$

detta TRASMITTANZA TERMICA

$$[k] = \left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right] \quad (\text{in condizioni normative perche' } h_{int} \text{ e } h_{ext} \text{ sono dati da UNI})$$

Per un pannello a nassa tabella

STRATO	SPESSORE δ [m]	CONDUCIB. λ [W/mK]	R_{int} [K · m²/W]
1 - Sur. int	-	-	0,125
2 - Intonaco	0,03	1,1	~0,03
3 - ...			
5 - Sur. ext	-	-	0,04

$$h_{int} = 8 \frac{W}{m^2 K}$$

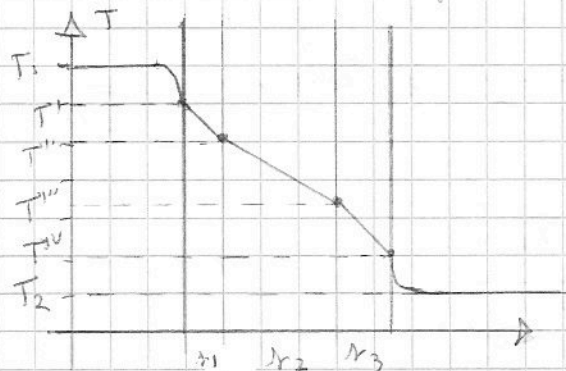
$$h_{ext} = 25 \frac{W}{m^2 K}$$

$$\frac{1}{R_{tot,u}} \Rightarrow k = \frac{1}{R_{tot,u}}$$

Quindi aggiungo colonna R_{int} / R_{ext} e ΔT_i

che servono a trovare le T intermedie.

Calcolo k e quindi q . Profilo:



Fino a qualche cm sta
piuttosto ho sempre T_1 — poi
scende rapidamente, mi fa
"staccare" e traccio il profilo
di temperatura.

Se molto di T e' grande \Rightarrow Ren. grande, mat. isolante
(molto grande dentro e piccolo fuori).

Es: lancia vetro singola di qualche mm

$0,125 + 0,04 = 0,165$ (e quindi la
Ren. interna e' il $\sim 60\%$)

quindi k vetro e' $\sim 6 \frac{W}{m^2K}$ ma

non dipende da lui, e "occasione" di
riscambio dividendo gli ambienti.

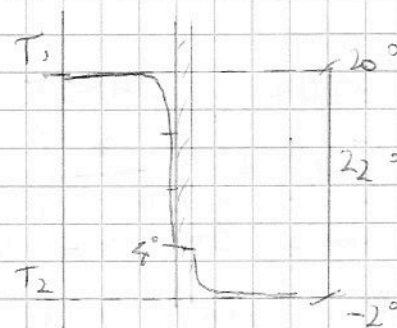
$3/4$ se lo prende l'aria interna,
pochissimo il vetro, il resto e' est.

Anche se ho $T = 20^\circ$ e vetro a 4°

se ci sono vicino ho freddo! (emette calore x
irradiazione).

Quando $T_e < T$ di superficie c'è CONDENSATIONE e
parete può condensare e intumescere e non essere
più buona (accade soprattutto negli isolanti)

$\frac{1}{R_{int}}$	$\frac{1}{R_{ext}}$
0,125	0,04
\rightarrow bruci.	



Non conviene usare coordinate
cartesiane ma cilindriche.
da (x, y, z) a (θ, r, z)

3/3/08

(18)



Comodo con simmetrie assiali

Come varia eq. Fourier) $\nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial \tau}$

$$\sum_{i=1}^6 dQ_i = dU \quad \text{Cont. volume } \frac{1}{\Delta}$$

e applichiamo postulato

$$1) dQ_z = -\lambda \underbrace{\pi d\theta dr}_{d\Delta z} d\tau \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z}$$

$$2) dQ_{z+\Delta z} = -\lambda \pi d\theta dr d\tau \left[\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z+\Delta z} + \left. \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right|_{z=z} \Delta z \right]$$

$$\Downarrow$$

$$dQ_z - dQ_{z+\Delta z} = \lambda \underbrace{\pi d\theta dr}_{d\Delta z = d\Delta z + \Delta z} d\tau \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \Delta z$$

$$3) dQ_r = -\lambda \underbrace{\pi d\theta dz}_{d\Delta r} d\tau \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r}$$

$$4) dQ_{r+\Delta r} = -\lambda \underbrace{(\pi + \Delta r)}_{dA_{r+\Delta r}} d\theta dz d\tau \left[\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r} + \left. \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right|_{r=r} \Delta r \right]$$

(divergenza da dA_r !)

variabile

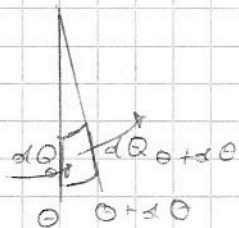
$$dQ_{r+\Delta r} = -\lambda d\theta dz d\tau \left[\underbrace{\pi}_{\downarrow \text{limite}} \frac{\partial T}{\partial r} + \underbrace{\pi}_{\downarrow 1/\infty} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Delta r + \underbrace{\frac{\partial T}{\partial r}}_{\downarrow 1/\infty} \Delta r + \underbrace{\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}}_{\downarrow 1/\infty^2} \Delta r^2 \right]$$

il termine predomina nella diff. n. semplificando:

$$\Downarrow$$

$$dQ_r - dQ_{r+\Delta r} = \underbrace{\lambda d\theta dz d\tau \cdot \pi \Delta r}_{\lambda d\tau dV} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right]$$

Ma anche



$$5) dQ_\theta = -\lambda dr dz d\tau \frac{\partial T}{r \partial \theta}$$

$$6) dQ_{\theta+\Delta\theta} = -\lambda \underbrace{dr dz}_{d\Delta\theta = d\Delta\theta + \Delta\theta} d\tau \left[\frac{\partial T}{r \partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\partial T}{r \partial \theta} \Delta\theta \right] \quad (19)$$

$$6) dQ_{\theta+\alpha\theta} = -\lambda d\pi dr d\tau \left[\frac{\partial T}{r \partial \theta} + \frac{\partial^2 T}{r^2 \partial \theta^2} r d\theta \right]$$

⇓

$$dQ_{\theta} - dQ_{\theta+\alpha\theta} = \lambda dr d\tau d\pi \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2}$$

Sommando tutte le componenti si ha:

$$\sum_{i=1}^6 dQ_i = \left(\frac{\lambda}{r^2} \right) dV d\tau \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \pi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] =$$

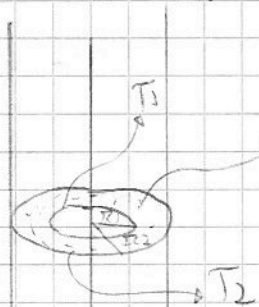
⇓

$$= dU = \rho \cancel{dV} \frac{\partial T}{\partial r} \cancel{d\tau} \quad \begin{matrix} \text{area} \\ \text{camera allont.} \\ \text{dall'asse} \end{matrix}$$

$$\boxed{\nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial r}} \quad (\text{in caso cilindrico})$$

→ anche int. sferiche (dist. da centro e 2 angoli)

Cond. Regime stazionario e monodimension., ovvero uno stato cilindrico.



Cond. kubico di ∞

mult. omogeneo e isotropo

Le sup. limiti sono $r=r_1$ e $r=r_2$

Cond. semplici: $T=T_1$ e $T=T_2$ sulle r. lim.

Dist. term. di materiale mentre potenza termica q

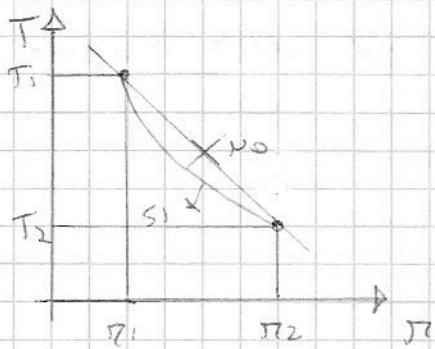
Abbiamo solo $\nabla^2 T = 0$

r_1 e r_2 sup. isoterme, quindi flusso radiale

Tra le 2 forze e sempre \perp sup. isoterme sono concentriche. Quindi ho:

$$\textcircled{25} \quad \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0 \quad \rightarrow T. \text{ non avrà avvolgimento rettilineo.}$$





Per Fourier $Q = -\lambda \cdot A \cdot r \frac{dT}{dr}$ ovvero

$$dQ_m = -\lambda \, dS \, dr \frac{dT}{dr}$$

$$Q_r = -\lambda A r \frac{dT}{dr} = \text{cost}(r) \text{ Poiché}$$

$A \propto r$, $\frac{dT}{dr} \propto \frac{1}{r}$ Infatti:

$$\frac{d^2 T}{dr^2} = -\frac{1}{r} \frac{dT}{dr}, \text{ l'equazione si risolve con } \frac{dT}{dr} = \frac{C_1}{r}$$

Pendenza sempre + dolce. Quind:

$$T(r) = C_1 \ln(r) + C_2 \quad (C_1, C_2 \text{ da C. al contorno})$$

$$r = r_1 \rightarrow T_1 = C_1 \ln r_1 + C_2$$

$$r = r_2 \rightarrow T_2 = C_1 \ln r_2 + C_2$$

$$T_2 - T_1 = C_1 (\ln r_2 - \ln r_1) = C_1 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad \text{quindi}$$

$$C_1 = -(T_1 - T_2) / \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$$

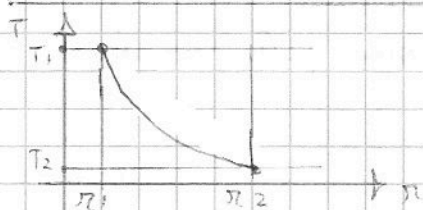
$$T_1 = -\frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \ln r_1 + C_2 \Rightarrow C_2 = T_1 + \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \ln r_1 =$$

$$= \frac{T_1 \ln r_2 - T_1 \ln r_1 + T_1 \ln r_1 - T_2 \ln r_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} =$$

$$C_2 = \frac{T_1 \ln r_2 - T_2 \ln r_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

Sostituendo:

$$T(r) = \frac{T_1 \ln r_2 - T_2 \ln r_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} - \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \ln r$$



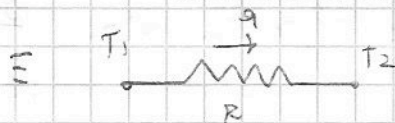
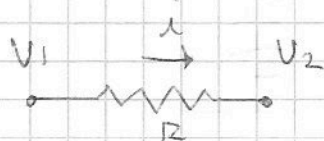
$$Q_{\pi} = \underbrace{\lambda 2\pi R l}_{A_{\pi}} \cdot \underbrace{\tau \cdot \frac{1}{R} \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{R_2}{R_1}}}_{-\frac{dT}{dr} \Big|_{R=R}}$$

✗ dal raggio

$$q = \lambda 2\pi l \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{R_2}{R_1}}$$

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\frac{\ln \frac{R_2}{R_1}}{2\pi \lambda l}}$$

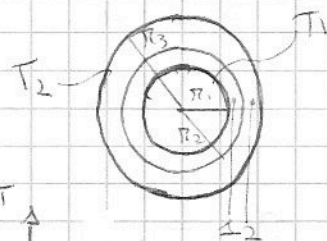
→ resistenza
termica R_t
offerta da
strato cilindrico



$$\frac{\lambda}{\lambda A} \quad e \quad \frac{\ln \frac{R_2}{R_1}}{2\pi l \cdot \lambda}$$

(uso la 1 con sezioni piccole
rapp. al raggio conv. $A = 2\pi R$)

Se ho n strati concentrici?

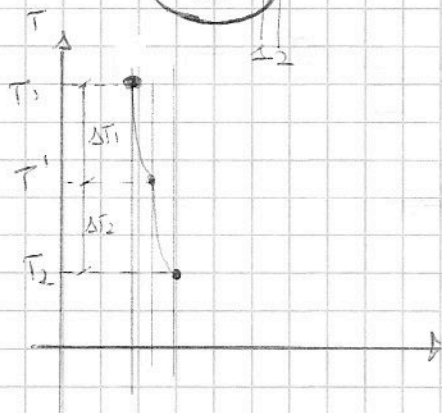


$$q = \frac{T_1 - T_2}{\frac{\ln \frac{R_2}{R_1}}{\lambda_1 \cdot 2\pi l} + \frac{\ln \frac{R_3}{R_2}}{\lambda_2 \cdot 2\pi l}}$$

(sempre per in serie)

$$\Delta T_i = \Delta T_{\text{Tot}} \cdot \frac{R_i}{R_{\text{Tot}}}$$

(sempre partitore di
tensione)

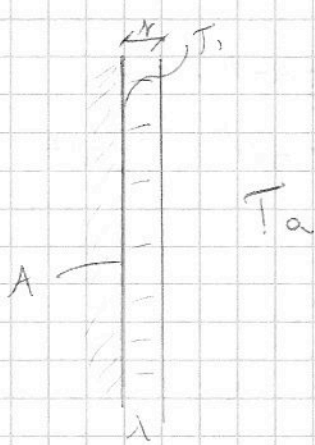


Anche qui non conosco T_2
(ex. acqua nel tubo e aria
fuori, 3 coeff di scambio con

$$R_{\text{int}} = \frac{1}{h_{\text{int}} 2\pi R_1 l} \quad e \quad R_{\text{ext}} = \frac{1}{h_{\text{ext}} 2\pi R_3 l}$$

Nelle facce piane c'è trasmittanza $[k] = \frac{W}{m^2 K}$,
qui posso togliere solo lunghezza e ho
per x unità di lunghezza, ho trasm. lineare

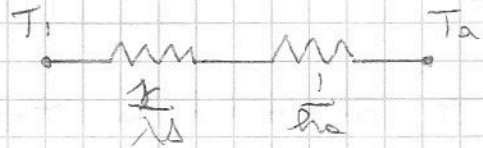
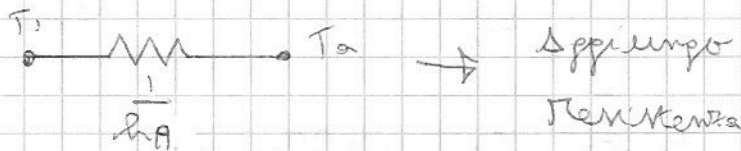
$$(22) [k_l] = \frac{W}{m K}; \quad q = k_l l \cdot (T_1 - T_2)$$



$$q = h A \cdot (T_1 - T_a)$$

$$q_0 = \frac{T_1 - T_a}{\frac{1}{hA}}$$

Conserviamo T_1 . Appiechiamo oggetto nuovo R e cond. λ

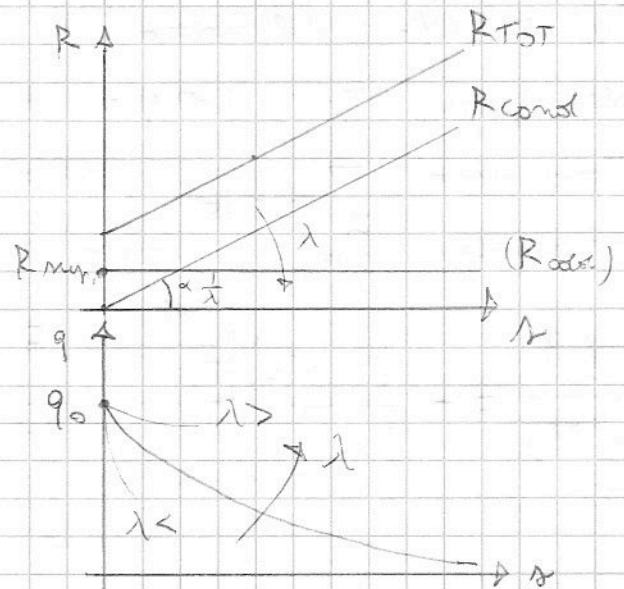


Ora
$$q_R = \frac{T_1 - T_a}{\frac{R}{\lambda A} + \frac{1}{hA}}$$

$R_{\text{mur}} = \frac{1}{hA}$, alle \uparrow di R e \uparrow cond.

$R_{\text{cond}} = \frac{R}{\lambda A} \Rightarrow R_{\text{TOT}} = R_{\text{ADD}} + R_{\text{COND}}$

q ha anal. iperbolico
 $\uparrow \lambda, \uparrow q$ (manola via colore)
 $\uparrow \lambda, \downarrow R$



RAGGIO CRITICO:
 Cond. mur. circolare di raggio r_c .



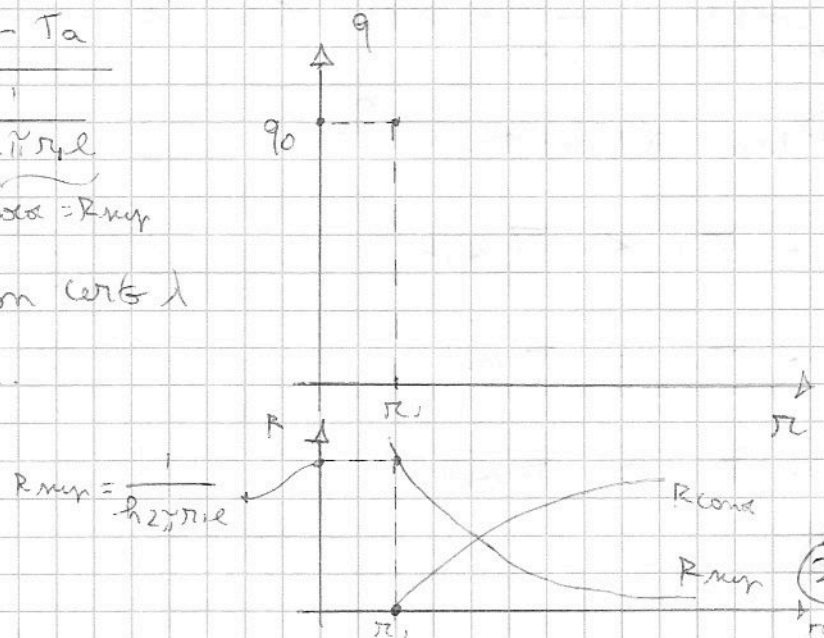
$$q_0 = \frac{T_1 - T_a}{\frac{1}{h 2 \pi r_1 l}}$$

$R_{\text{add}} = R_{\text{mur}}$

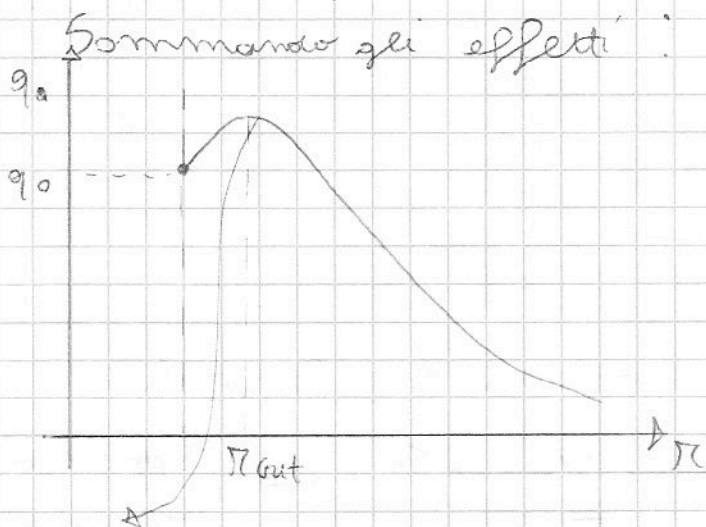
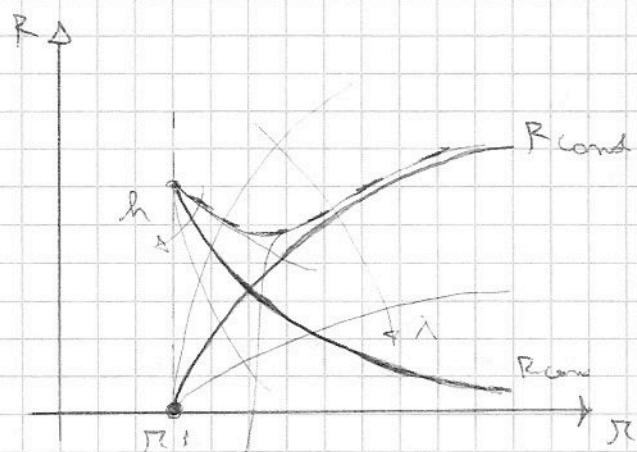
Appieungo rivestimento con cert. λ
 A R_{add} appieungo R_{cond} .

$$q = \frac{T_1 - T_a}{\frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2 \pi \lambda l} + \frac{1}{h 2 \pi r_1 l}}$$

R_{mur}



$R_{cond} = 0$ se $\pi_2 = \pi_1$, ha andamento logaritmico.



Possibile andamento π_{exit} totale! (e della q)

Se rubetto cilindrico di materiale può dissipare di più. R_x : corpo + cilindrico che piano.

Troviamo π_{out} , ovvero quello al quale corrisponde la max. potenza dissipata:

$$\frac{dq}{d\pi_2} = - \frac{(T_1 - T_2) \left[\frac{1}{\pi_2 \cdot 2\pi \lambda l} - \frac{1}{\pi_2^2 h 2\pi l} \right]}{\left[\text{(denom.)} \right]^2} = 0$$

Per $\pi_2 \rightarrow \infty$, $q \rightarrow 0$.

$$\frac{1}{\pi_2 \cdot 2\pi \lambda l} = \frac{1}{\pi_2^2 h 2\pi l} \Rightarrow \pi_2 h = \lambda \Rightarrow$$

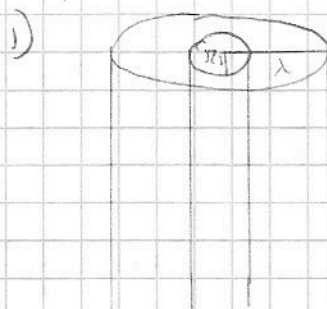
$$\pi_{out} = \frac{\lambda}{h}$$

Può accadere che:

1) $\pi_1 < \pi_{out}$

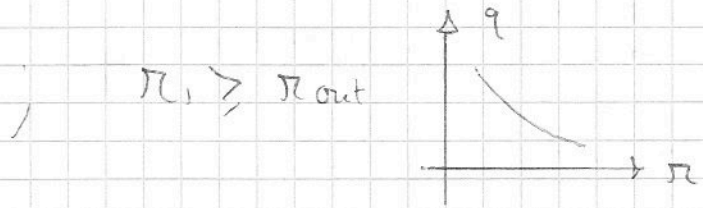
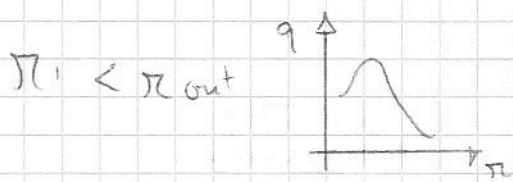
2) $\pi_1 = \pi_{out}$

3) $\pi_1 > \pi_{out}$



+ lo rubetto, e + pot. perale!

- 2) } Se lo rivetto di mat. con λ la q diminuisce
 3) } (una volta scelto il materiale da rivestire)



Ex: metallo e buon isolante e aria (quindi

$h \rightarrow$	1	10
$\lambda \rightarrow$	10^{-2}	10^{-3}

$h \sim 1 - 10$)

Valori in [mm]

Contr. corpo cilindrico. Lo rivetto di RSTC (400 x 40 di π_{out})

il tubo dovrà essere di 400 x 40 mm x non sommare!

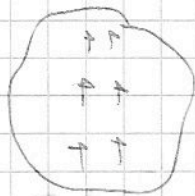
Si vuole sapere a cosa serve rivestire un tubo. Se lo ingegneri? (altrimenti come se avessi tubo di metallo e lo rivetto di un altro tubo di metallo x ridurre dispersioni di calore) SBAGLIATO!

All'opposto, se ho aria e pannello di vetro isolante (ex. finestra di vetro).

PERO' a volte voglio proteggere corpi ma non da dispersione calore (ex. isolam. elettrico) o favorire disp. calore. Ex. conviene cavo piano di metallo elettrico. I materiali con $\lambda \sim 1-2$ (plastica, bachelite; isolanti elettrici e conduttori di calore dirotti) $\Rightarrow \lambda/h \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ (obiettivi - antinistri di π_{out}) \Rightarrow se ho cavo elettrico, se molto guai materiali \neq disp. di calore.

(anche stessa q e uscita fuori a T + barre, o alta [effetto serra])

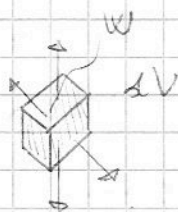
$$\nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial \tau} \rightarrow \text{in assenza di sorg. interna}$$



$$\nabla^2 T = 0 \rightarrow \text{// e in Regime Stationario}$$

Cosa accade se dentro al corpo c'è produzione di potenza? Per caso elettrico che attraversa blocco di Cdr o lo stesso caso attraversato da cord. Ovvero \exists w $\left[\frac{W}{m^3}\right]$ uniforme e costante.

Se conr.



l'eq. della termodinamica resta:

$$\sum_{i=1}^6 dQ_i + w dV d\tau = dU$$

$$\lambda dV d\tau \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \dots \right] + w dV d\tau = \rho c dV \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$$

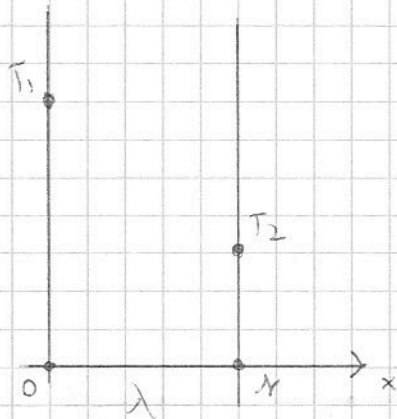
Eq di Fourier resta:

$$\boxed{\nabla^2 T + \frac{w}{\lambda} = \frac{\partial T}{\partial \tau}}$$

In regime Stationario

$$\boxed{\nabla^2 T + \frac{w}{\lambda} = 0}$$

5/3/2008



$$T = T(x)$$

$$x=0 \rightarrow T=T_1$$

$$x=L \rightarrow T=T_2$$

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{W}{\lambda} = 0 \quad \text{otherwise}$$

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{W}{\lambda} \rightarrow \frac{dT}{dx} = -\frac{W}{\lambda} x + C_1$$

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{W}{\lambda} x + C_1 \quad \text{and} \quad T(x) = -\frac{W}{\lambda} \frac{x^2}{2} + C_1 x + C_2$$

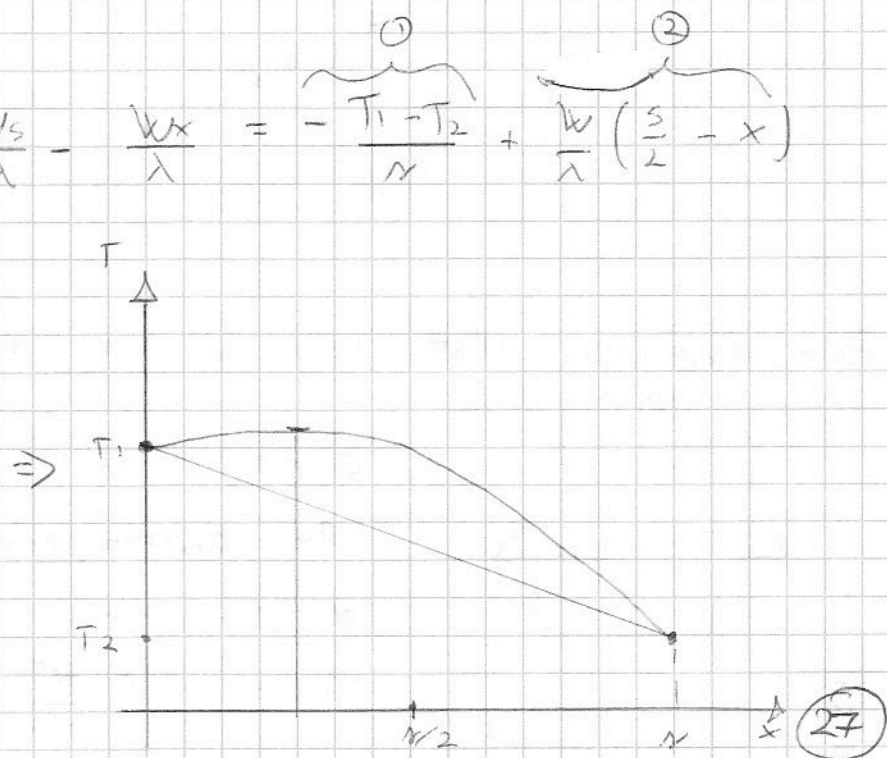
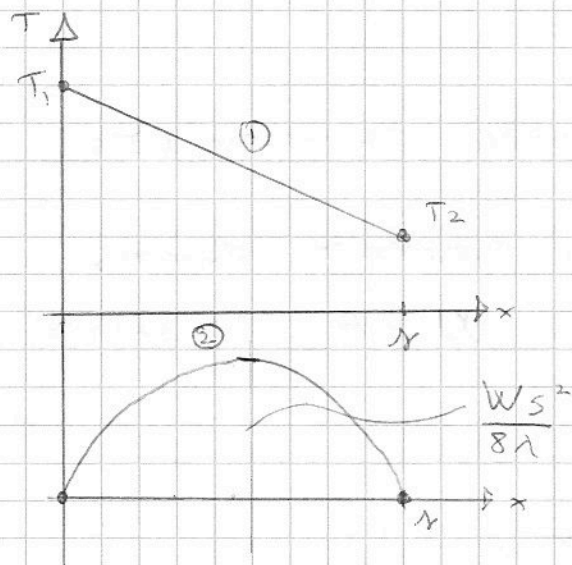
$$T_1 = C_2$$

$$T_2 = -\frac{W}{\lambda} \frac{L^2}{2} + C_1 L + C_2 \quad \text{quinnoli} \quad \frac{T_2 - T_1}{L} + \frac{W L}{2 \lambda} = C_1$$

$$C_1 = -\frac{T_1 - T_2}{L} + \frac{W L}{2 \lambda}$$

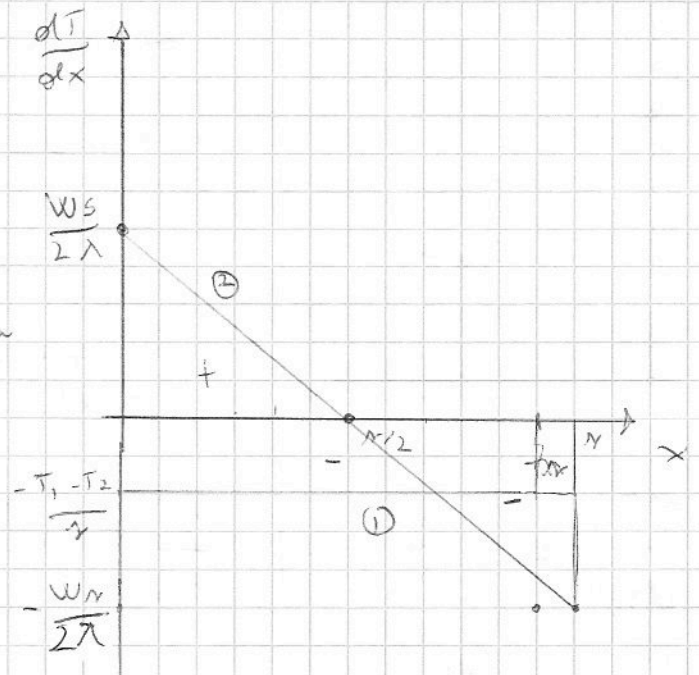
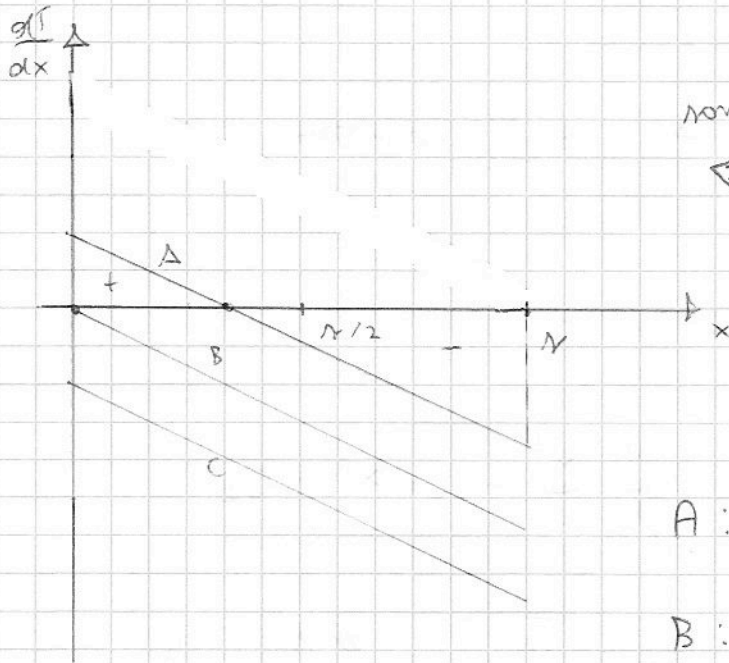
$$T(x) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{L} x + \frac{W L x}{2 \lambda} - \frac{W x^2}{2 \lambda} = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{L} x + \frac{W}{2 \lambda} x (L - x)$$

$$\frac{dT}{dx}(x) = -\frac{T_1 - T_2}{L} + \frac{W L}{2 \lambda} - \frac{W x}{\lambda} = \underbrace{-\frac{T_1 - T_2}{L}}_{(1)} + \underbrace{\frac{W}{\lambda} \left(\frac{L}{2} - x \right)}_{(2)}$$



$$\frac{dT(x)}{dx} = - \frac{T_1 - T_2}{L} + \frac{W}{\lambda} \left(\frac{L}{2} - x \right)$$

①
↳ cont

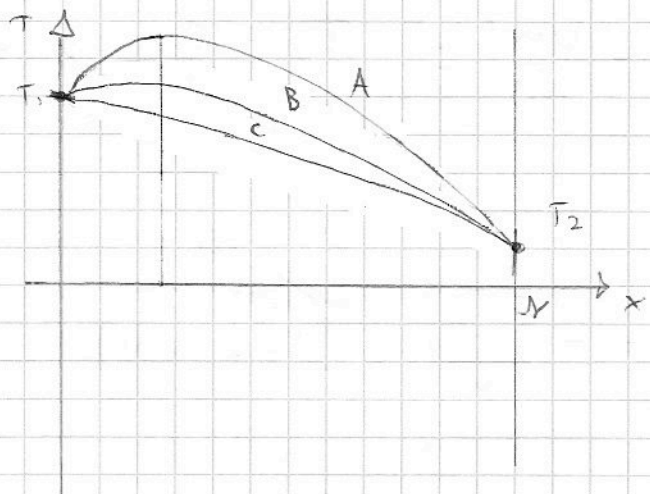


$$A: \left| \frac{T_1 - T_2}{L} \right| < \frac{WS}{2\lambda}$$

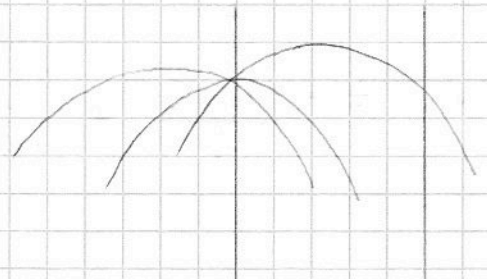
$$B: \left| \frac{T_1 - T_2}{L} \right| = \frac{WS}{2\lambda}$$

$$C: \left| \frac{T_1 - T_2}{L} \right| > \frac{WS}{2\lambda}$$

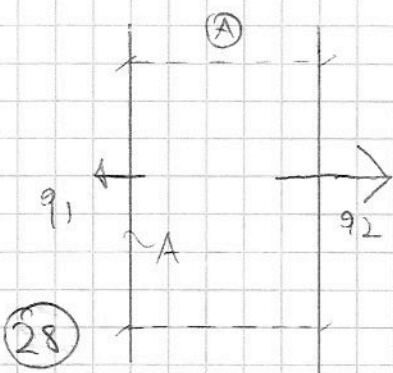
Come si vede alla T in A, B, C?



Sono parabole con \max spostato:



Per esempio nell' caso non c'è var lineare temperatura.

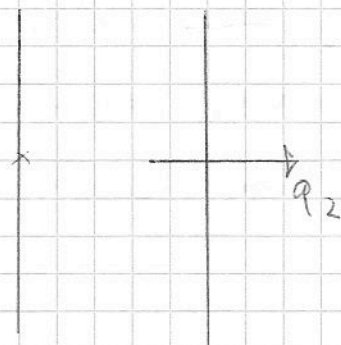


$q_1 + q_2 = 0$ che è previsto dal bilancio della energia, cioè $W \propto A$ (x unità di tempo)

$$q_1 = -\lambda A \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0}$$

$$q_2 = -\lambda A \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=5}$$

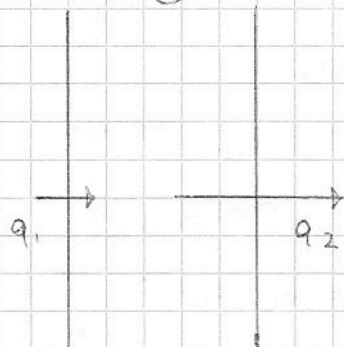
(B)



$$q_2 = W \cdot A$$

$$q_1 = 0$$

(C)



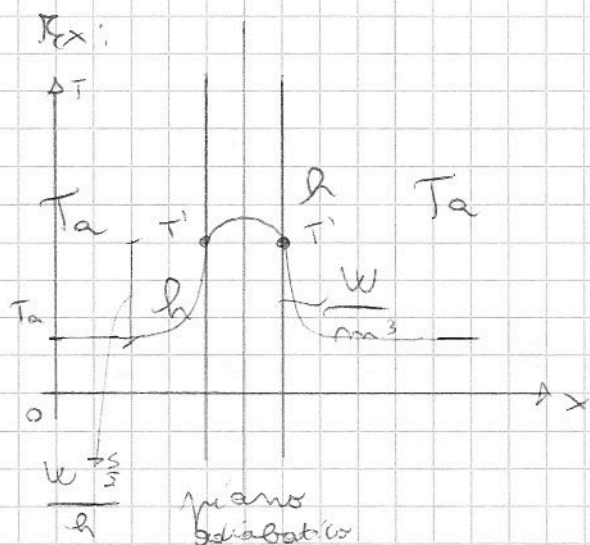
$$q_2 = q_1 + W \cdot A$$

È come un tubo bruciato x immergere
profondamente in un tavolo che viene inclinato
(VT) (alla quale si aggiunge acqua che
attraversa tavolo)



Dove $\frac{dT}{dx} = 0$ non parte calore (part. di Fourier)

Cioè i punti di max sono piani adiabatici.



Lattina immersa a T_a e
prodotto di potenza.

Scambia q con esterno.

Si produce $W \cdot A \cdot \frac{\pi}{2}$

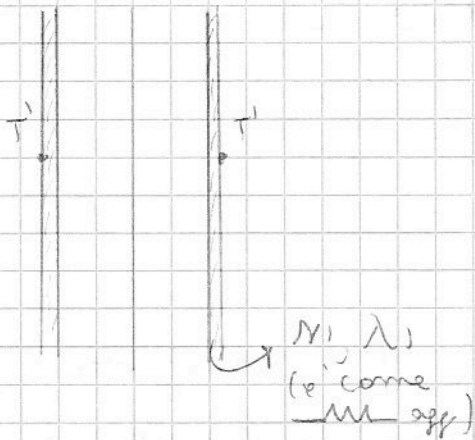
Quindi:

$$W \cdot A \cdot \frac{\pi}{2} = h \cdot A \cdot (T' - T_a) + \frac{\Delta U}{\Delta t} \quad (29)$$

$$T' = T_a + \frac{W \frac{\pi}{2}}{h} \Rightarrow \text{se } h \text{ è } >, T' \text{ scende, riesce a scambiare meglio calore}$$

Andamento all'interno non può essere — altrimenti calore non arriva alle pareti, ci deve essere una distribuzione tale che all'interno $T >$; sappiamo che è anal. parabolico.

Se aggiungo 2 strati di mat.?



T' è lo stesso

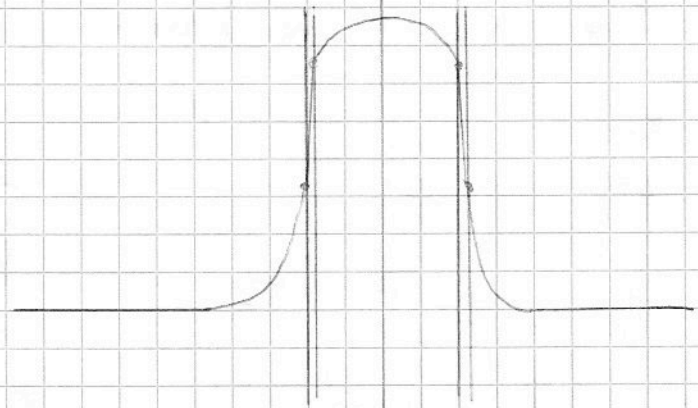
Ma all'interno scende! Lo strato è sempre attraversato da $W A \frac{\pi}{2}$!

$$W A \frac{\pi}{2} = \lambda_1 A \frac{(T'' - T')}{n_1}$$

Strato T' , $\rightarrow T'' = T' + \frac{W \cdot \frac{\pi}{2} \cdot n_1}{\lambda_1}$

Ovviamente se λ_1 basso (es. polistirolo), T scende molto!

Trovo la T partendo dall'esterno,



Conc. "infiniti" oggetti, che \nexists ma sono modelli utilizzabili

Cond. mezzo semi- ∞

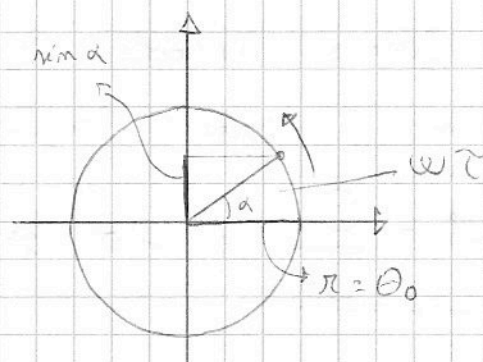
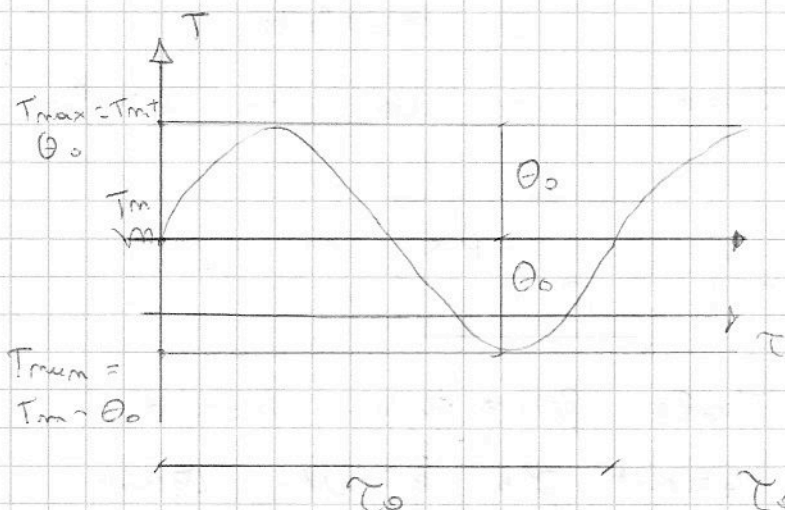
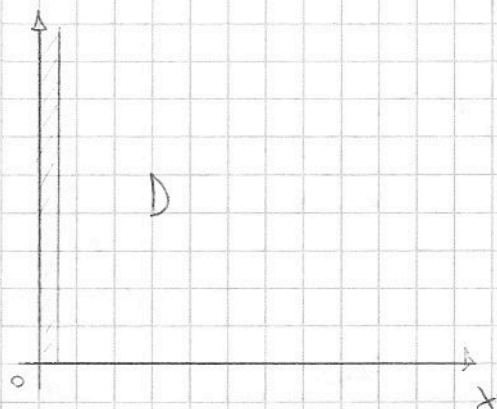
In regime non stazionario

6/3/08

$$T(x, \tau)$$

$$D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

$$\text{In } x=0, T_{0\tau} = T_m + \underbrace{\Theta_0}_{\text{semiamplitudina}} \sin(\omega \tau)$$



$$T_0 = \frac{\omega}{2\pi} \quad \text{e} \quad f = \frac{1}{T_0}$$

T_0 è il periodo, quindi

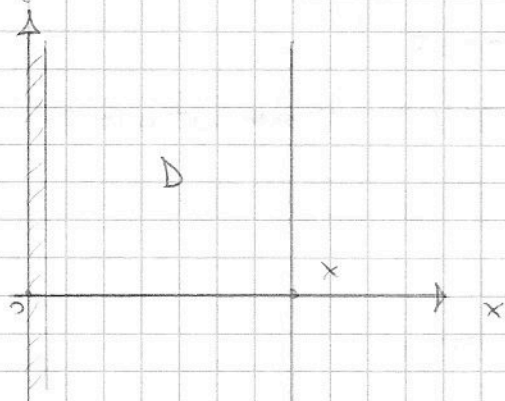
È un modello semplificato di ciò che accade a molti corpi (ex. quelli soggetti a irreg. sole) in scala giornaliera o annuale.

Bisogna conoscere le C.i.m.

→ piccolo transitorio ha stessa situazione

Si può entrare in un REGIME PERIODICO STABILIZZATO.

(le T interne varieranno con un certo smorzamento)



Anche i punti nel piano x varieranno nel tempo.

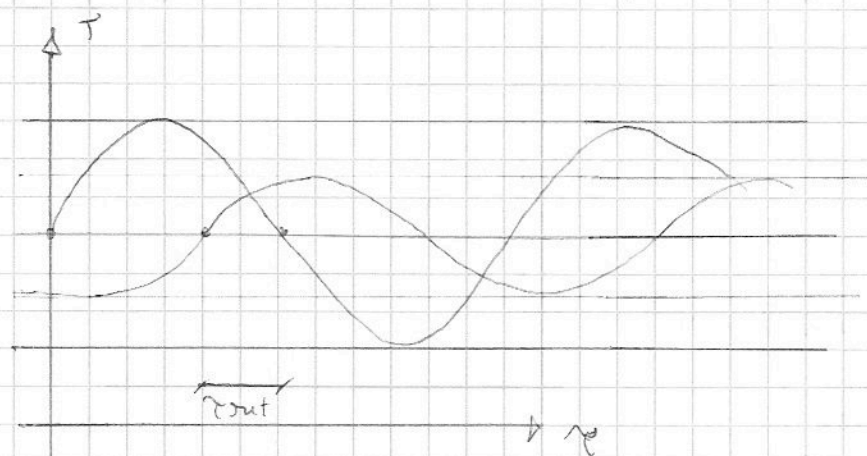
Ovvero in $x \neq 0$ si ha

$$T(x, \tau) = T_m + \Theta_x \sin(\omega \tau - \varphi_x)$$

con $\Theta_x < \Theta_0$

rotazione di fase
(31)

Ammortamenti T all'interno del corpo, legato a T esterna (nella faccia), oscilli di meno e in ritardo



C'è un tempo di ritardo $T_{out} = \frac{\ell_x}{u}$

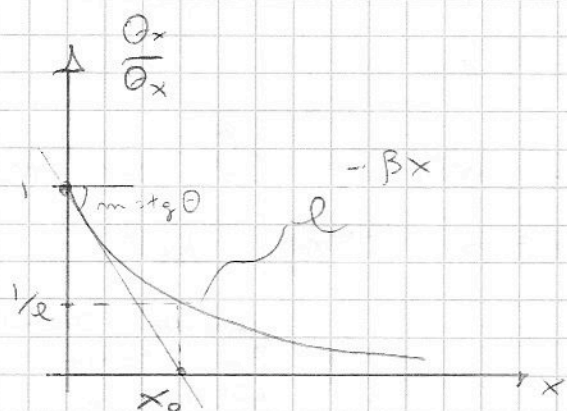
$$(\ell_x = u T_{out})$$

Curva + schiacciata e traslata.

È come accade nel terreno; se si va in profondità T non cambia!

$$\mu = \frac{\partial x}{\partial \theta} \text{ (e' lo smorzamento)} = e^{-\beta x}$$

$$\varphi_x = \beta x$$



Molti per finire sono carati da queste DEGGI DI DECADIMENTO

Ad una certa x , fenomen. n' può considerare esaurito: prendo tangente a curva in $x=0$ di eq $\mu = 1 - \beta x$ e tolgo x_0 di val. $0 = 1 - \beta x_0$

$x_0 = \frac{1}{\beta}$. Poi m' calcolo la $f(x_0)$ ovvero $\mu = e^{-1} = 0,37$

$$\mu_2 = e^{-\beta 2 \frac{1}{\beta}} = \frac{1}{e^2} = 0,135 ; e^{-5} = 0,0007$$

Dopo 5 volte m' è ridotto a livelli "trascurabili", ben \times rappresentamenti.

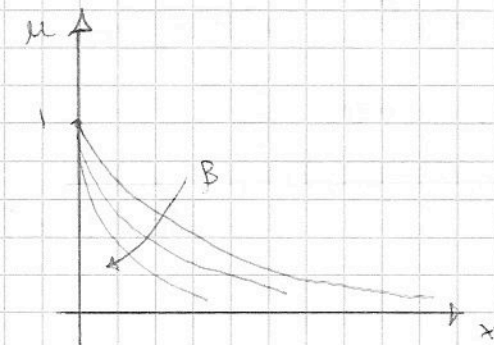
$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{T_0 \cdot D}}$$

T_0 : fenomeno

D : propr. del mezzo

$\varphi_x = x \sqrt{\frac{\pi}{\tau_0 D}}$; $> D$, $>$ rapidamente il colore si
 diffonde ($D = \frac{\lambda}{\rho C}$) e l'angolo
 di fase è + piccolo!

Quando lo cond. di temperatura lo cond. energetica!
 c'è continuo passaggio di q in ingresso e uscita.



$> \beta$, cala rapidamente.

Quando τ_0 (percorso fenomeno)
 breve e D piccola, strato interme-
 diato è piccolo.

Es:

- rame: $D = 116 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (λ costante ρC eq alto)

- clr: $D = 2,62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

- gomma: ($<$ del polistirolo $>$ λ , ma $\rho C \gg$)

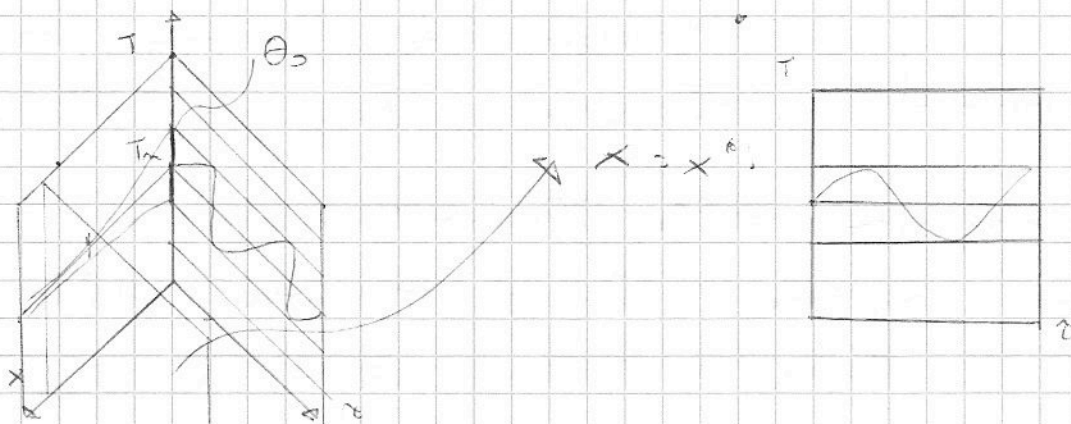
Piccole D non necessariamente dei mat. isolanti.

Nel rame ipotizzando $\tau_0 = 24 \text{ h}$, interessano $< 2 \text{ m}$
 di strato ($\times 5$) $\Rightarrow 10 \text{ m}$ (nei primi 10 m
 di rame sento var. di T , fuori no)

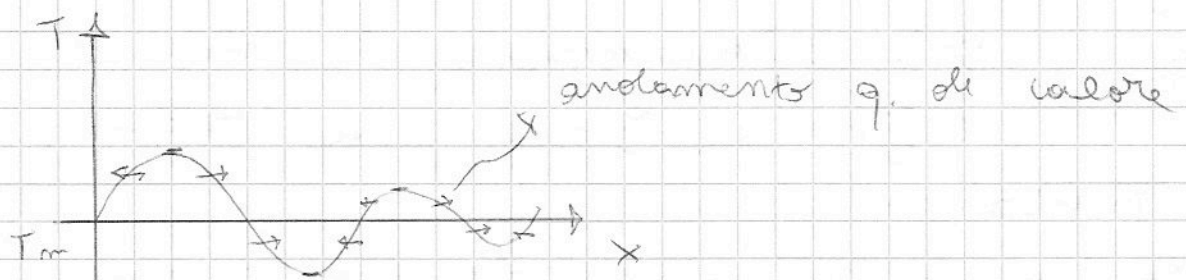
\times la gomma $x = 4 \text{ cm} \Rightarrow$ sopra 20 cm non sento.

\times la terra $x = 6 \text{ cm} \Rightarrow$ " $30-35 \text{ m}$ e' già riscotta

\times lateriti 40 cm , x massimo $\approx 1 \text{ m}$.



Sepp. mass.
 lato Norte,
 manta



$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}$ è cov che da andamento q che attraversa
 faccia (entro $x = \frac{\tau_0}{2}$ ed esce per $\frac{\tau_0}{2}$)

CONVEZIONE

10/3/08

T_{surf} di q associato a transf. massa.

Contr. sup. solide con t uniforme e cost. nel tempo
 (regime stazionario). fluido ha una temperatura
 che risente molto nella vicinanza \Rightarrow strato (con. effetto INDIST.)

limite (spessore finito, nel quale fluido ha
 $T \neq$ dalle T fluido indist.) Analogo \times la U
 del fluido: ha una U instaurata. Ma sulla
 parete solida e ha $U=0$, $U \rightarrow 0$ nello
 strato vicino, strato limite. Marca str. lim.
 formula se c'è ΔT , altrimenti solo \times la U .

Si vuole valutare la q. formula sbagliata, si vuole
 stimare quanta potenza si scambia tra parete
 e fluido, Δ da A scambio, ΔT e coeff. scambio.

$$q_c = h_c \cdot A \cdot \Delta T$$

\downarrow
 coeff. scambio
 CONVECTIVO

In pratica che scambia non
 attorno T_{sup} e T_{fluido}

Convez. è un aspetto delle fluidodinamica.

Vogliamo sapere da cosa h_c e trovare delle

(34) Correlazioni in base a sperimentazioni.

h_c e' q. di colore $\times \tau, \Delta, \Delta T$. Non e' difficile determinarlo sperimentalmente, ma h_c e' vincolato a come lo misuro! Per se cambia forma o dimensione area, oppure se cambia ΔT risp. a esperimento, ecc...

Dovrei fare enorme caratterica esperimenti con aree, ΔT , fluidi diversi. Se avia minimale camera ancora infatti! E d' anche dalla conducibilita' fluido!
 h_c d' da 8 parametri E dalla forma del corpo!!
Sempre si chiama il METODO, ovvero usando il
THEOREM DI BUCKINGHAM: fenomeni sono esprimibili
con similitudini. Fenomeno d' da varia dimensioni
oggetto, densita', viscosita'. Dovrei fare 10^4 esperimenti
se con 10 misurazioni V grandezza. Ma se $Re = \frac{UD\rho}{\mu}$
e lo stesso, la mt. e' simile! Faccio 10
esperimenti con $10 < Re$.

h_c d' da 8 grandezze:

- FORMA (sfera, cubo, ecc... sono $<>$)
- ORIENTAMENTO (stesso in campo gravitazionale, d' da come e' posto nello spazio)
(ex "Rettangolo Verticale")

Li vanno studiati separatamente, E esperimenti da +100 anni!

- DIMENSIONI (ex D sfera, camera q. di colore \times unita di AREA, ricorda!) L - dimens. caratteristica
- NATURA DEL FLUIDO (λ, c, ρ, μ , coeff. di dilatazione)
- VELOCITA' del fluido
- DIFFERENZA DI TEMPERATURA

Il Buckingham e I come fenomeni (35)

finisce con N grandezze derivate e il fenomeno è controll. da m " fond., la legge che lega le N gr. deriv. si può esprimere in $N-m$ gruppi. ha dim. di 1 gr. deriv. e l'exp. della grand. fondamentale che è contenuta nella def. ; ex. $[U] = 1$ su m a L e -1 su m al tempo. Fen. meccanici hanno dim. 3, elettrici, termici (macroscopici) hanno 4.

Per derivare h_c ho bisogno $N = 9$ grandezze che sono come di 4 gr. - fondamentali, quindi la posso derivare con legge che data $9 - 4 = 5$ grandezze.

CONFIGURAZIONE del fluido

11/3/08

$$h_c = f(Y, \rho, \mu, \lambda, c, a, \Theta, u)$$

$$q = h_c \cdot A \cdot (T_n - T_f) \left[\frac{W}{m^2 \cdot h} \right]; \Theta = T_n - T_f$$

Usiamo Th. di Buckingham:

- N gr. derivate x_1, x_2, \dots, x_N
- M " fondamentali y_1, y_2, \dots, y_M

$X_i = f(x_1, x_2, \dots, x_{N-1}) \rightarrow$ questa legge si può esprimere con rel. che lega tra loro n gruppi P_1, P_2, \dots, P_n e quindi $P_i = g(P_1, P_2, \dots, P_{n-1})$ con le proprietà:

- 1) $k = N - M$
- 2) Dimensionali
- 3) Combinazioni indipendenti tra loro delle N gr. derivate

(36) 4) Tutte le N gr. devono comparire in almeno

1 di questi gruppi.

C'è metodo DEGLI INDICI per trovare questi gruppi.

$$N = 9$$

$$M = 4 \quad (M, L, T, T) \Rightarrow K = 9 - 4 = 5 \text{ gruppi adimensionali.}$$

Se non si ha passaggio di energia nella forma termica \leftrightarrow meccanica (ex. turbina, compressore), si può considerare anche il calore tra le pf. fondamentali, $[Q] = M L^2 T^{-2} \sim J$ e kg, m, s quindi è descritta da si fa comodo (ignorare ciò) (come nel '600) $\Rightarrow M = 5$ e $K = 4$

Quindi si trova $P_1 = f_{un}(P_2, P_3, P_4)$

Forma generale di P varia $P = l^{i_1} \cdot p^{i_2} \cdot \mu^{i_3} \cdot \lambda^{i_4} \cdot c^{i_5} \cdot a^{i_6} \cdot \theta^{i_7} \cdot M^{i_8} \cdot h^{i_9}$

con i vari "i" tali da rendere P adimensionale.

$$[l] = L \quad ; \quad [p] = M L^{-3} \quad ; \quad [\mu] = \left(\text{quando c'è } \frac{du}{dy} \right)$$

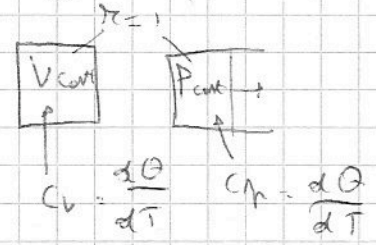
\downarrow
viscosità
dinamica

quasi velocità tang. a quota, manca uno sforzo col
mo proporzionale proprio di μ) $\frac{F}{A} \cdot \frac{\partial y}{\partial x}$ ovvero

$$M L^2 T^{-2} \cdot L^{-2} \cdot L \cdot T = M L^{-1} T^{-1} \quad (kg/m \cdot s)$$

$$[\lambda] = \left(\text{Def. di } \lambda: Q = \lambda \cdot \frac{A \cdot \Delta T}{\Delta m} \tau \right) (Q \cdot \tau^{-1} \cdot T^{-1} \cdot L^{-1})$$

$[c] =$ (x aeriformi e dal tipo di trasformazione, ex:



\rightarrow se più calore al 2°, energia
mecc. x fare lavoro, $C_p > C_v$.

In hc non ho considerato la PRESSURE, come

10° grandezza ma ignoriamo questo fenomeno)

$$\text{Con } [P] = [Q \cdot T^{-1} \cdot \pi^{-1}]$$

Sappiamo che $P(T)$. Allora si può dire che

$$P(T) = P(T_0) - a(T - T_0) \quad \text{ovvero} \quad P(T_0) [1 - a(T - T_0)]$$

T_0 è la temp.

$$U(T) = U(T_0) [1 + b(T - T_0)] ; a \text{ dice quanto si diminuisce la dens. all' } \uparrow \text{ della temperatura.}$$

P è data x la "spinta" di galleggiamento:

$$S = V \rho_f g ; P = V \rho_i g \Rightarrow S - P = V \cdot g (\rho_f - \rho_i)$$

$\int_{g/10}^{1/10} \text{ ex. iceberg}$ ρ_f è la dens. del fluido

che non è ancora a corto della cassa di pertinenza, ovvero avrei $P(T_f) - P(T_p)$ al rx x arriva a T parete.

$$\text{Quindi } \rho_0 (1 - a(T_f - T_0)) - \rho_0 (1 - a(T_p - T_0)) \text{ e}$$

$$S - P = g \rho_0 (T_f - T_p)$$

come \downarrow % di $P \times \text{in } \Delta T = 1$.

α del pianeta. Cmq g è conservata e utile alla ag.

$$[a_g] = T^{-1} \underbrace{L^{-2}}_g$$

$$[\Theta] = T$$

$$[u] = L T^{-1}$$

$$[h_c] = Q \tau^{-1} L^{-2} T^{-1} \quad \left(\text{Impulsi } \frac{W}{m^2 s} \right)$$

$$\textcircled{38} [P] = [L]^{i_1} \cdot [\pi L]^{i_2} \cdot [\pi L^{-1} \tau^{-1}]^{i_3} \cdot [Q \cdot L^{-1} \cdot \tau^{-1} \cdot T^{-1}]^{i_4}$$

$$\cdot [Q \pi^{-1} T^{-1}]^{\lambda_5} \cdot [T^{-1} L \tau^{-1}]^{\lambda_6} \cdot [T]^{\lambda_7} \cdot [L \tau]^{\lambda_8} \cdot [Q \cdot \tau^{-1} \cdot L^{-2} \cdot T^{-1}]^{\lambda_9} =$$

$$\Rightarrow [L]^{\lambda_1 - 3\lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4 + \lambda_6 + \lambda_8 - 2\lambda_9} = [L]^0$$

5 eq \times 9 inc \Rightarrow 4 p.s.e. oppure non scegliamo
1 e gruppo ma ho ∞^4 parametri!

Quindi:

$$(I) \quad \lambda_1 - 3\lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4 + \lambda_6 + \lambda_8 - 2\lambda_9 = 0$$

$$(II) \quad \lambda_2 + \lambda_3 - \lambda_5 = 0$$

$$(III) \quad -\lambda_3 - \lambda_4 - 2\lambda_6 - \lambda_8 - \lambda_9 = 0$$

$$(IV) \quad \lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_9 = 0$$

$$(V) \quad -\lambda_4 - \lambda_5 - \lambda_6 + \lambda_7 - \lambda_9 = 0$$

Posso annullare $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ e ho 5 eq e 5 inc.

Lo faccio 4 volte con incassi \Leftrightarrow e trovo 4 gruppi utili.

Per comodità usiamo le grand. convenzionalmente usate.

Fissiamo come parametri $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_8, \lambda_9$ (poi daremo valore), quindi da (I) ho $\lambda_1 = -\lambda_5 - \lambda_9$ e
quindi da (II) e (III) ho $\lambda_2 = \lambda_5 - \lambda_9$ e $\lambda_3 = -\lambda_5 - \lambda_9 - 2\lambda_6 - \lambda_8 - \lambda_9 = 0$,
da (IV) $\lambda_4 = -\lambda_5 - \lambda_9$ e quindi ho 5 expr. per $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_7$, ovvero:

$$\begin{cases} \lambda_1 = -\lambda_5 - \lambda_9 \\ \lambda_2 = \lambda_5 - \lambda_9 \\ \lambda_3 = -\lambda_5 - \lambda_9 - 2\lambda_6 - \lambda_8 - \lambda_9 \\ \lambda_4 = -\lambda_5 - \lambda_9 \\ \lambda_7 = \lambda_6 \end{cases}$$

$$\Rightarrow P = L \cdot \begin{pmatrix} 3\lambda_6 + \lambda_8 + \lambda_9 \\ 2\lambda_6 + \lambda_8 \\ \lambda_5 - 2\lambda_6 - \lambda_8 \\ -\lambda_5 - \lambda_9 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \lambda_5 & \lambda_6 & \lambda_8 & \lambda_9 \end{pmatrix} \cdot \mu$$

e ora siamo opportunamente (39)

i valori agli indici, tanto e adim. ho facci 4 volte e ho 4 gruppi adim. Però prima raggruppo i termini con stesso esponente:

$$P = \left(\frac{\mu c_p}{\lambda} \right)^{i_5} \cdot \left(\frac{l^3 \cdot p^2 \cdot \alpha \cdot \theta}{\mu^2} \right)^{i_6} \cdot \left(\frac{l p \mu}{\mu} \right)^{i_8} \cdot \left(\frac{l h_c}{\lambda} \right)^{i_9}$$

(adimensionale $\forall i_5, i_6, i_8, i_9$)

Scelgo $(1, 0, 0, 0), (0, 1, 0, 0), (0, 0, 1, 0), (0, 0, 0, 1)$

$$P = \left(\frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \right)^{i_5} \cdot \left(\frac{p^2 l^3 \alpha \theta}{\mu^2} \right)^{i_6} \cdot \left(\frac{p \mu l}{\mu} \right)^{i_8} \cdot \left(\frac{h_c l}{\lambda} \right)^{i_9} \quad 12/03/08$$

	i_5	i_6	i_8	i_9
1	1	0	0	0
2	0	1	0	0
3	0	0	1	0
4	0	0	0	1

$$P_1 = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} = \text{PRANDTL (Pr)}$$

$$P_2 = \frac{p^2 l^3 \alpha \theta}{\mu^2} = \text{GRASHOFF (Gr)}$$

$$P_3 = \frac{p \mu l}{\mu} = \text{REYNOLDS (Re)}$$

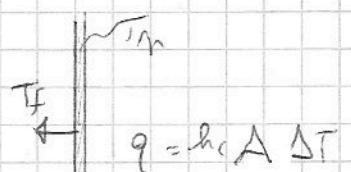
$$P_4 = \frac{h_c l}{\lambda} = \text{NUSSELT (Nu)}$$

Le grandezze appaiono solo in 1 gruppo (quelle relative agli indici i_5, i_6, i_8, i_9); in questo modo posso esercitare h_c (prendendo i_9)

Si può dire che ad ex $Nu = f(Pr, Re, Gr)$

Hanno 4 numeri un significato fisico, contribuiscono ad uno dei tanti aspetti, con 2 effetti e li confronta. Cerchiamo Nu inf. di grandezze che conosciamo.

$$Nu = \frac{h_c \cdot l}{\lambda} = \frac{h_c}{\frac{\lambda}{l}} \frac{A \cdot \Delta T}{A \cdot \Delta T} = \frac{\text{POT. CONVETTIVA}}{\text{POT. CONDUTTIVA}}$$



$$q = h_c A \Delta T$$

Se ci fosse conduzione (fluido "bloccato", solo mot. local/miani)

Qui non sappiamo la "n", ovvero la distanza, quel è il limite, quanto è grande strato di fluido. Cmq dalle dimensioni del corpo, c'è fattore di scala l , o da quello "strato limite" δ dal corpo (anche se vorr T non è lineare).

$$Pr = \frac{\rho^2 l^3 a.p. \Theta}{\mu^2} \rightarrow \text{oscillazione causa moti danti al galleggiamento}$$

\downarrow
 μ^2 "volume" che si scontra
 resistenza al moto

$$Nu = \frac{h_c \cdot l}{\lambda} \quad \frac{\text{pot. convettiva}}{\text{pot. conduttiva}}$$

13/3/2008

$$Gr = \frac{\rho^2 l^3 a.p. \Theta}{\mu^2} \quad \frac{\text{spinta di galleg.}}{\text{forze viscosi}}$$

$$Re = \frac{\rho U l}{\mu} \quad \frac{\text{q.ta di moto}}{\text{Res. al moto}} = \frac{\rho U^2 A}{\mu \frac{U}{l} A} = \frac{\text{Forza d'inerzia (F. a.m.)}}{\text{F. viscosi}}$$

$F = \mu \cdot A \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$

Δ parità di Re il moto è simile.

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \rightarrow \text{contiene solo proprietà del fluido}$$

$$\frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\mu / \rho}{\lambda / \rho C_p} \rightarrow \text{diffusività termica}$$

$\lambda \rightarrow$ facilità di conduz. del calore

$\rho C_p \rightarrow$ capacità termica \times unità di volume, inerzia termica

$\mu \rightarrow$ v. dinamica

ν : viscosità cinematica o

$\rho \rightarrow$ inerzia dell'unità di volume; diffusività della q. di moto

$$Pr = \frac{\nu}{D} \rightarrow \text{diff. della } q_i \text{ di moto}$$

$$D \rightarrow \text{diff. del colore}$$

Propagazione del moto

$Nu = f(Pr, Gr, Re)$: la potenza termica scambiata è + efficace risp. al flusso forzo. Questa efficacia $\propto Pr$. Il moto che si propaga nelle vene di fluido \propto da come si diffonde il colore di noi da Gr : o c'è già una sua velocità $u(Re)$ o il moto è generato dalla convezione stessa. Convezione naturale Gr $\propto \Delta T$.

|| forzata, c'è una U autonoma.

• Se $U=0$:

$$Nu = f(Pr, Gr) \quad [\text{conv. nat.}]$$

• Se $U \neq 0$ autonomamente

$$Nu = f(Pr, Re) \quad [\text{conv. forzata}]$$

Gr è trascurabile (i. forzata è preponderante risp. a quella naturale)

Scelta degli indici:

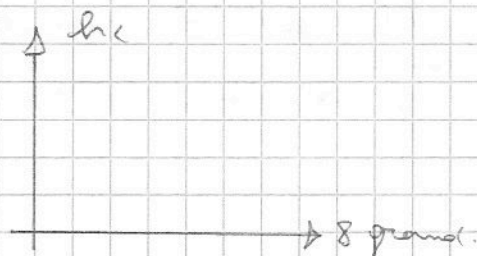
• C_n : \propto cond. operative ma solo del fluido

• a.g. (eU): esponente scelto in modo che la conv. naturale fosse descritta da 1 solo numero

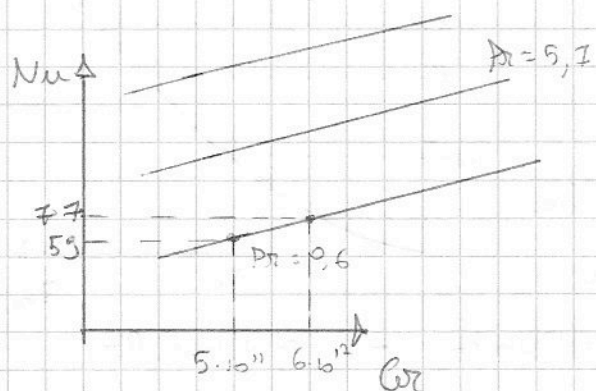
• Re : è quello che cerco

• u : convezione forzata

Per una certa configurazione



Facciamo esperimenti e calcolo $\frac{h_c \cdot l}{\lambda_{fluido}} = Nu$



Ho trovato Nu e calcolo $Gr = 5 \cdot 10^{11}$. Ottengo 20 coppie Nu, Gr con $Pr = cost.$
 E' interpolazione
 Per 1 fluido calcolo Pr^* e $Gr^* \rightarrow$ trovo Nu.

E' lo stesso che otterrei con un fluido completamente <> in condizioni <> (stessa forma).

$$Nu = C \cdot Pr^m \cdot Gr^n$$

$$Pr \text{ lo calcolo} = \frac{\mu C_p}{\lambda} [mots]$$

	C	m	n
$Gr \leq 10^9$	0.53	0.25	0.25
$Gr > 10^9$	0.1	0.3	0.3

$$Gr = \frac{\rho^2 l a g \Theta}{\mu^2} [mots]$$

$$\text{Calcolo } Nu^* = 0.1 \cdot 3.9^{0.3} \cdot (5 \cdot 10^{11})^{0.3}$$

$$\text{Nota } Nu^* \rightarrow h_c = \frac{Nu^* \cdot \lambda}{l}, \text{ approssimato con il } \pm 20\% \text{ di errore}$$

Solitamente $m \neq n$, ma nelle lamine piane in conv. naturale $m = n$.

$$Nu = C \cdot (Pr \cdot Gr)^n \rightarrow Nu = C \cdot Ra^n \text{ (1 cosa)}$$

↳ e' un gruppo adimensionale

$$Ra = Pr \cdot Gr = \frac{\mu \cdot C_p}{\lambda} \cdot \frac{\rho^2 l^3 a g \Theta}{\mu^2} = \frac{C_p \cdot \rho^2 l^3 a g \Theta}{\lambda \mu}$$

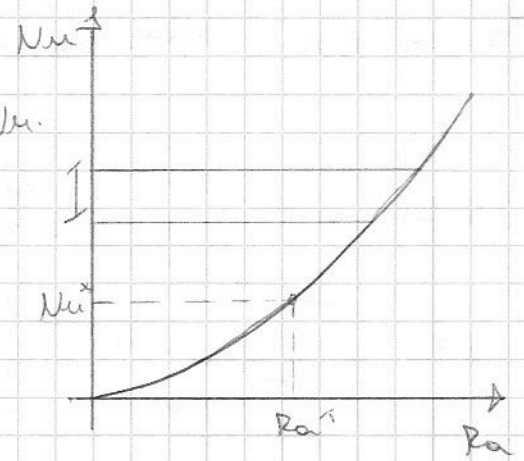
Ra = numero di Rayleigh

Entrato in tabella e leppo $Nu \rightarrow h_c^* \rightarrow q$

Se Ra è uguale (in condizioni tutte diverse), ottengo lo stesso Nu .

Limiti:

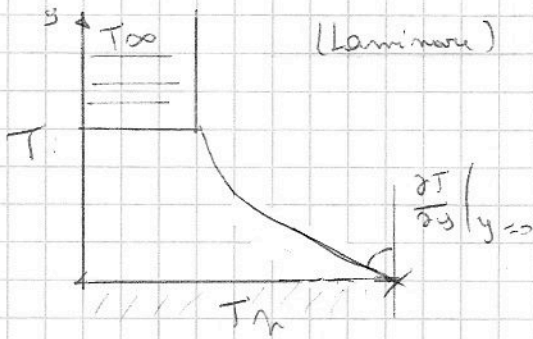
- è approssimata (2 punti)
- Proprietà del fluido & della temperatura. A quale T la calcolo? Il fluido ininterrotto o quello vicino alla parete? La T media (temp del film).



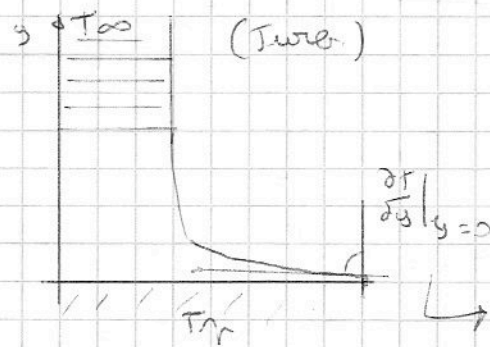
Turbolenza aiuta scambio tra fluidi

18/3/08

Dentro a Murato limite entrano le T miscelate, cambiano poco fino al \uparrow velocemente vicino a parete (con turbolenza). Se laminare cambia e più progressivo.



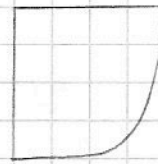
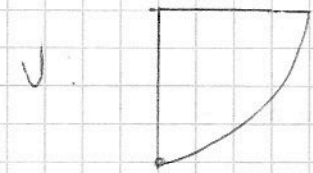
(Laminare)



(Turb.)

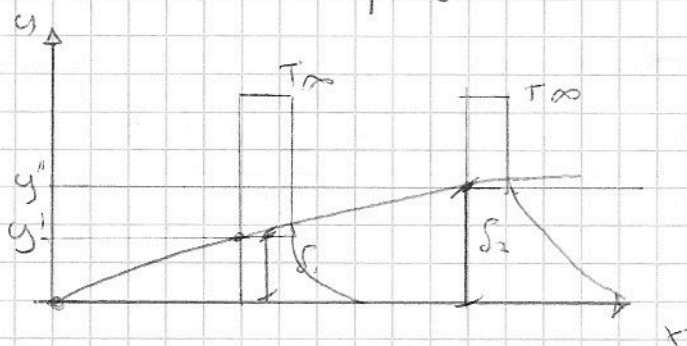
$$q = \lambda A \frac{\partial T}{\partial y}$$

\rightarrow gradiente maggiore



Turbolenza SCHISCIOLA i profili.

Si stabilisce minore Murato limite δ con ex le 99% di variaz. temperatura



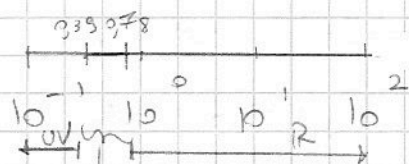
$\delta_1 \neq \delta_2$ ma diff. di T è la stessa, ΔT varia, in "ambiguità"

Tutti i corpi emettono quanti di energia a T . Emissione di mole (con f, λ_0, λ).

$$c = \frac{\lambda}{\lambda_0} = f \cdot \lambda \quad \text{ovvero} \quad f = \frac{c}{\lambda}$$

\rightarrow Va da 10^{-1} a 10^2

La radiazione termica ha $\lambda \sim [\mu\text{m}]$ (10^{-6} m)



Corpi emettono radiaz. nell'ordine

di decimi a centinaia di μm

range del VISIBILE, bande distinguibili in colori.

$\lambda \sim 0,39$ sono VIOLETTE, $\lambda \sim 0,78$ sono ROSSI (oltre INFRAROSSI)

\rightarrow infrarosso ULTRAVIOLETTI, raggi X.

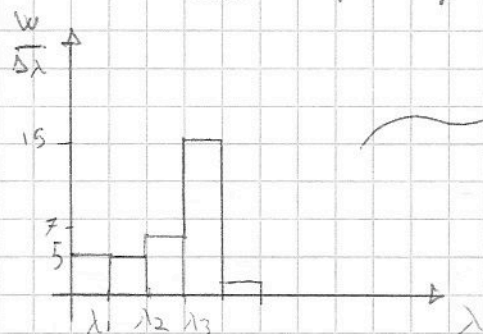
oltre IR mole radio, microonde.

Da $0,78$ a $3 \mu\text{m}$ c'è infrarosso VICINO, oltre infrarosso LONTANO.

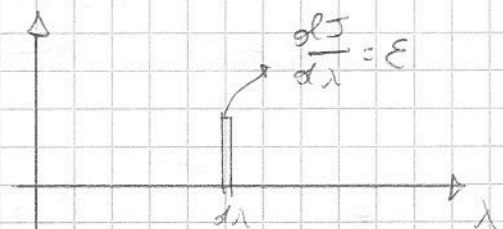
Def.:

J : EMITTANZA GLOBALE (energia emessa dall'unità di area nell'unità di tempo del corpo) $[W/m^2]$

Corpi emettono a λ contemporaneamente; misura data da spettrofotometri. Ex. di spettro di emissione.



$\rightarrow \Sigma$ tutta J . Si può passare al continuo con un intervallo $\frac{1}{\infty}$

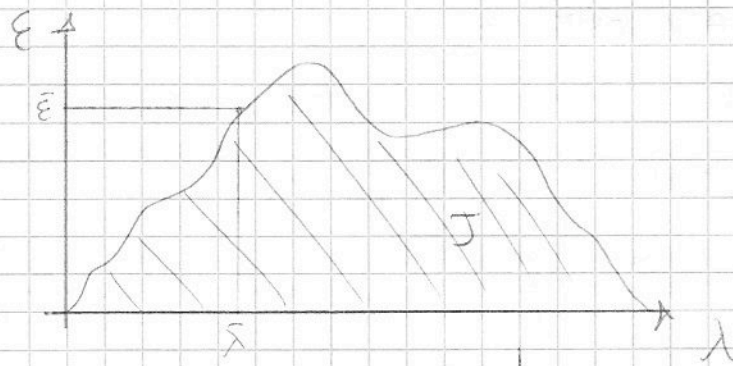


$d\lambda$ nella quale è definita

ϵ : EMITTANZA MONOCROMATICA (o SPETTRALE)

$$\left[\frac{W}{m^2} \cdot \frac{1}{m}, \text{ però si usa } \times \text{ non } \div \text{ per } \frac{W}{m^2 \mu\text{m}} \right]$$

$$J = \int_0^{\infty} dJ = \int_0^{\infty} E d\lambda$$



Prima avevo integrato
discreto, ora sono
passato al continuo.

J = "quanto" emette

E = "come" "

$E = E(\lambda, T)$ > parte corpo
ha spettro di

emissione continuo (anche piccolo, ma con cont.) lo

fanno i corpi condensati (solidi e liquidi).

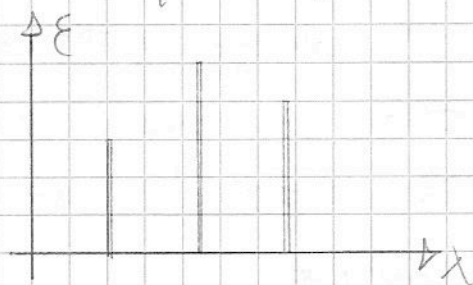
I corpi aeriformi (vapori e gas)

invece hanno spettro discontinuo

Ci permette di conoscere atmosfera

stelle. Li trascuriamo, li conr.

TRASPARENTI.



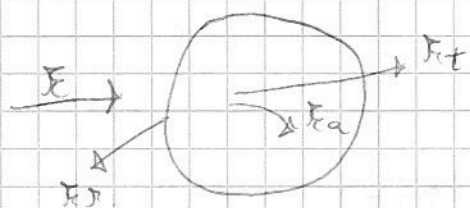
E e J d da natura del corpo; con fenomeni
transitori (ok, tanto fenomeni hanno v. della luce)

Ovviamente d da T .

Corpi come EMITTITORI di energia radiante sono
descritti da $E(\lambda, T)$ e $J(T)$.

Corpi come RICEVITORI di energia.

C'è sorgente, arriva E al corpo. Parte potrà
essere assorbita, riflessa o
trasmessa.

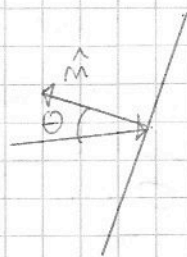


Corpo in base a 3 coeff:

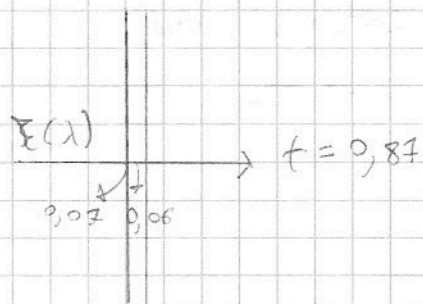
$$a = \frac{E_a}{E}, \quad r = \frac{E_r}{E}, \quad t = \frac{E_t}{E}$$

$a + r + t = 1$. Ma di cosa sono funzione?

Della natura del corpo ovviamente.



a } \uparrow riflettente
 r } $f(T, \lambda, \theta, r, \text{rugosità})$
 t } \downarrow angolo d'incidenza



Se vetro forse meglio ϵ in non
 altre trasmissione.

Se avessi legno d'alta rugosità e
 colore.

\times semplicità, \times un certo corpo con θ normale
 (lungo fino a $50^\circ + 60^\circ$ coeff. assorbimento non varia
 molto); con $f(T, \lambda)$

r e λ | Vedei colore oggetto.

f e λ | " non vedrete colorate.

Corpi SELETTIVI diramminano in base a posizione
 che lo colpisce.

Corpi NON selettivi (ex. $r = 0.5$ sia V e R) Oltutto:

CORPI GRIGI. Bianco ideale ha $r = 1$ \forall colore, Nero
 ideale invece assorbe tutti. Ovviamente \neq assoluti.

Corpi che non trasmettono a causa loro
 spessore sono scelti OPACHI.

PRINCIPIO DI KIRCHOFF

$$\frac{\epsilon_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} = \frac{\epsilon_2(\lambda, T)}{a_2(\lambda, T)}$$

\forall corpo alla stessa T e λ
 (anche quindi 2 corpi
 di dimensioni)

C'è una funzione universale $f(\lambda, T)$.

Se conr. corpo NERO / $a_0(\lambda, T) = 1 \quad \forall \lambda, T$ n
ha proprio che def. universale e' la $E_0(\lambda, T)$!

$$\frac{E_0(\lambda, T)}{a_0(\lambda, T) = 1} = f(\lambda, T) = \frac{E_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)}$$

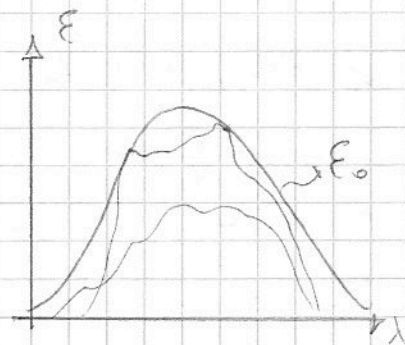
Poniamo riferire compar. di tutti i corpi al
corpo nero del quale conosciamo TUTTO.

↓

$$\frac{E(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = E_0(\lambda, T)$$

Quindi $E_0(\lambda, T) \geq E(\lambda, T)$

Postulato n. 1 no vuole:



$$\frac{E(\lambda, T)}{E_0(\lambda, T)} = a(\lambda, T)$$

(≤ 1) $\rightarrow \eta(\lambda, T)$: EMISSIVITA' MONOCROMATICA

uguali numericamente ma di significato opposto! assorbimento
legato ad emissione!

q emessa $\propto T^4$! (espresso in Kelvin)

20/3/08

$$\eta(\lambda, T) = \frac{E(\lambda, T)}{E_0(\lambda, T)} = a(\lambda, T) \quad \text{Quindi}$$

26/3/08

$E(\lambda, T) = \eta(\lambda, T) \cdot E_0(\lambda, T)$ \exists corpi con η a
che λ da λ , oetti corpi GRIGI, hanno 1 emiss.

$$E(\lambda, T) = \eta(T) \cdot E_0(\lambda, T)$$

$$J(T) = \int_0^{\infty} E(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \eta(\lambda, T) \cdot E_0(\lambda, T) d\lambda$$

Oltre a emissività monodromatica $\eta(\lambda, T)$ si può def. l'EMISSIVITÀ GLOBALE $\eta(T) = \frac{J(T)}{J_0(T)} = \frac{\int_0^{\infty} \eta(\lambda, T) \cdot E_0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_0(\lambda, T) d\lambda}$

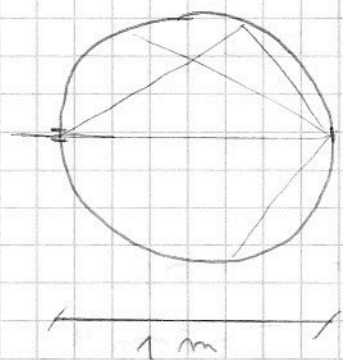
Per i corpi grigi si ha

$$\frac{\eta(T) \int_0^{\infty} E_0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_0(\lambda, T) d\lambda}$$

\Rightarrow X corpi grigi c'è unica emissività (emette ma globalmente che $\forall \lambda$).

LEGGI DI EMISSIONE DEL CORPO NERO

Ha $\eta = 1$. Assorbe tutto ciò che riceve. \exists corpi che ci si avvicinano molto. Ex, cubo sfera di metallo $D = 1 \text{ m}$ con interno materiale con $a = 0,95$ (ex. panno nero).



Se faccio foro piccolo rimp a D (ex. 1 cm) radiazione è assorbita al 1° rito al 95%, poi il resto rinflessa sbatte nel resto del corpo nero. Altimima

P che raggio rimanga all'interno. Foro ha $a \approx 0,999997$ od ex.

Si sono definite le leggi:

1) LEGGE DI PLANCK:

$$E_0(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)}$$

con

$$C_1 = 3,7418 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2$$

$$C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$$

$$[\lambda] = \text{m}, [T] = \text{K} \quad (49)$$

2) LEGGE DI STEFAN - BOLTZMANN

$$J_0(T) = \sigma_0 T^4$$

"costante di B."

con $\sigma_0 = 5,6686 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$

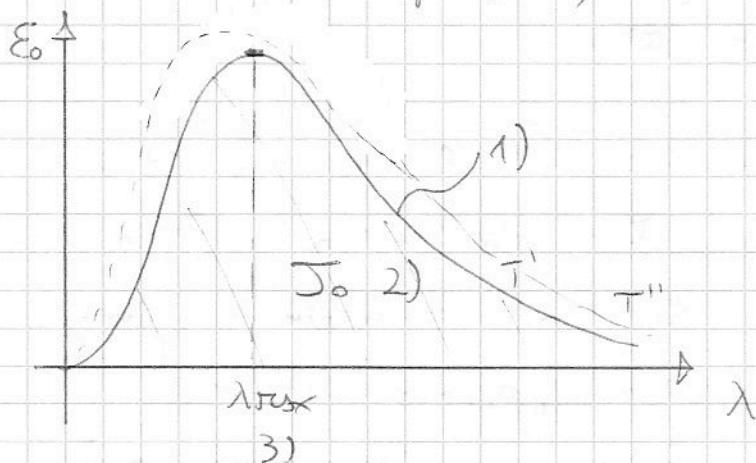
3) LEGGE DI WIEN

$$\lambda_{max} = \frac{A}{T}$$

con $A = 2898 \mu m \cdot K$

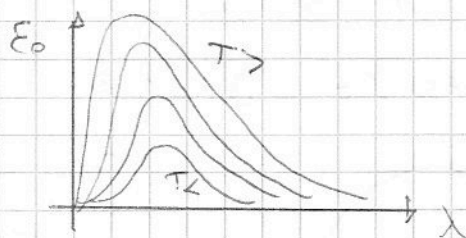
λ alla quale la E_0 è massima

Fino T' è grafico; se ho T'' , $\forall \lambda$, E_0 è $>!$ Inoltre



"area sotto la curva"

area di 4 volte, e λ_{max} diminuisce



Non si intersecano mai.

A $T = 300 K$, $\lambda_{max} \approx 10 \mu m$. (IR lontano)

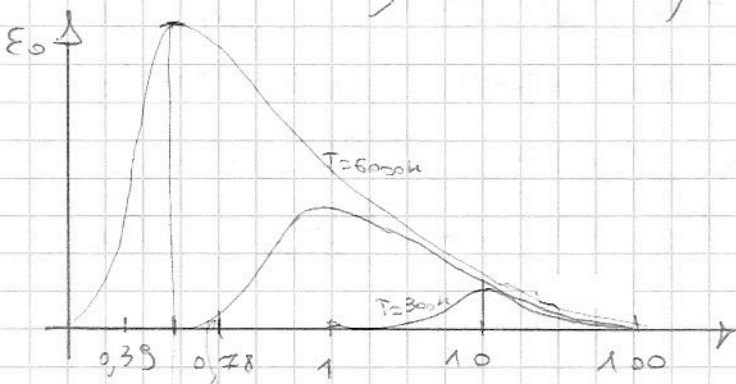
Una molela log.

Supponiamo $T = 6000 K$,

$\lambda_{max} \approx 0,5 \mu m$!

Sole emette come

corpo nero a circa $6000 K$



es: stufette che riscaldano in aria a far

vedere colore rosso.

Ma queste sono curve \propto il corpo

50) NERO. Ma cmq \propto corpi più e semplice,

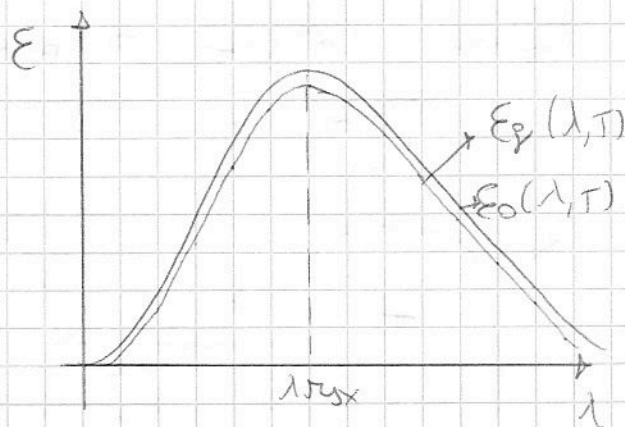
semplicemente di T_{emo} .

LEGGI DI EMISSIONE DI UN CORPO GRIGIO

$$1) \boxed{E_g(\lambda, T) = \eta \cdot E_0(\lambda, T)}$$

$$2) \boxed{J_g(T) = \eta \cdot J_0(T) = \eta \cdot \sigma \cdot T^4}$$

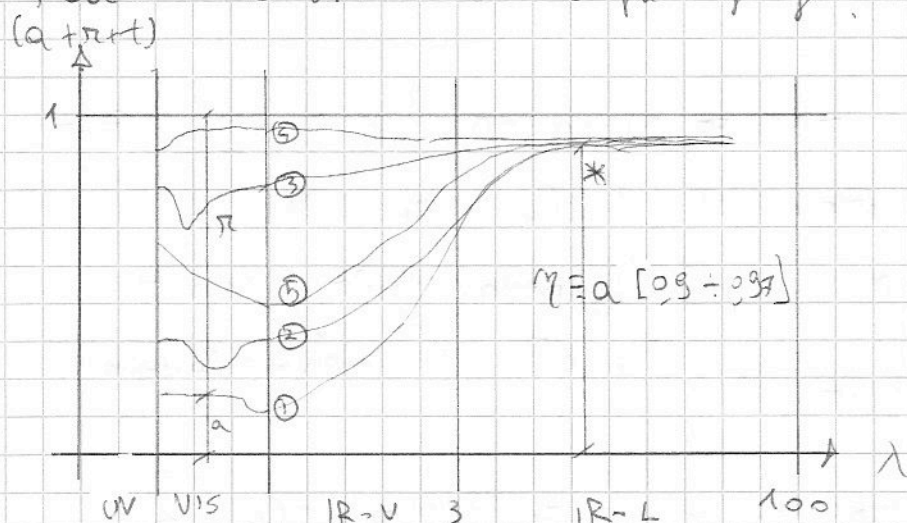
$$3) \boxed{\lambda_{\text{max},g} = \frac{\lambda}{\eta} = \lambda_{\text{max},0}}$$



Curva semplicemente traslata verso il basso (da emissività η).

Di un corpo grigio è necessaria T assoluta e η .
Ci interessa quanto emettono, la J_g .

Ma cosa sono i corpi grigi?



Con corpi OPACHI ($t=0$)

Oggetti chiari assorbono poco e rifl. molto

①: intonaco roseo chiaro

②: cartongesso giallo poco + scuro

③: stucco verde + scuro

④: giacca blu molto scura. In prat. del colore riflettono di più; ⑤: panna rosso. Corpi

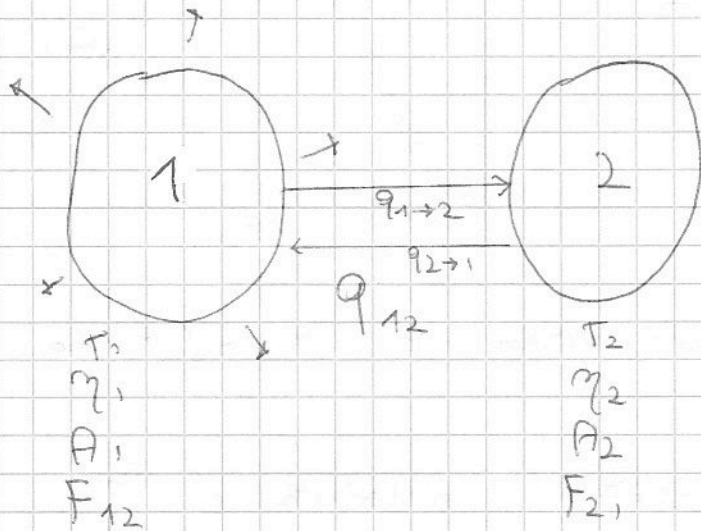
SELETTIVI. Corpi grigi nel visibile sono "—"

Nell'infrarosso > materiale sono come corpi praticamente grigi* nell'infrarosso mentre nel visibile sono <>. *comp. allo stesso modo

Se conosco emissività dei corpi, mi serve

T_0 e calcolo T . Corpi nell'IR-Lontano hanno \pm stessa η . \rightarrow funzionamento termocamera.

Corr. corpo spazio vuoto 1 con T_1 e η_1 e
 // altro // // // 2 // T_2 e η_2 .



Quanto è la
 POTENZA TERMICA scambiata

$q_{12} = q$ di calore che
 1 sta a 2, se $e' < 0$
 è 2 che sta calore a 1.

Quanto emettono?

$$q_1 = T_1 A_1 = \eta_1 \sigma_0 T_1^4 A_1$$

e $q_2 = \eta_2 \sigma_0 T_2^4 A_2$. Quanto va a finire in
 2) Detto " $q_{1 \rightarrow 2}$ " si introduce infatti

$$F_{12} = \frac{q_{1 \rightarrow 2}}{q_1}$$

detto FATTORE DI VISTA $\in [0,1]$: fraz.
 di energia di 1 che va su 2.

Quindi $q_{1 \rightarrow 2} = F_{12} \cdot q_1$. Supponiamolo noto.
 ($F_{12} \neq F_{21}$; ex. mano-lampada)

$$q_{1 \rightarrow 2} = F_{12} \cdot q_1 = F_{12} \cdot \eta_1 \sigma_0 T_1^4 A_1$$

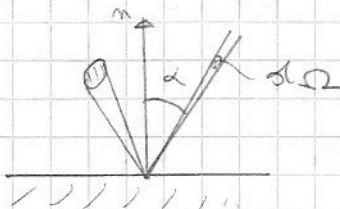
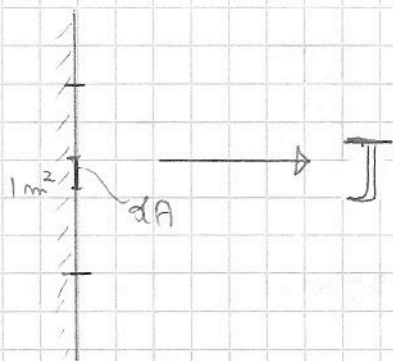
Quella $q_{1 \rightarrow 2}$ è l'assorbita e è riflessa da 2.
 Ci interessa a noi $q_{(1 \rightarrow 2) a_2}$ (cioè che viene
 assorbita da 2)

$$q_{(1 \rightarrow 2) a_2} = a_2 F_{12} \eta_1 \sigma_0 T_1^4 A_1$$

Ma è uno scambio. Anche 2 sta a 1 contempor.

$$q_{(2 \rightarrow 1) a_1} = a_1 \cdot q_{2 \rightarrow 1} = a_1 F_{21} \eta_2 \sigma_0 T_2^4 A_2$$

(52)
$$q_{12} = q'_{(1 \rightarrow 2) a_2} - q_{(2 \rightarrow 1) a_1}$$



Conc angolo solido $\frac{1}{\infty} d\Omega = \frac{dA}{R^2}$

Un'altra porzione energia dJ. Quindi

$$J = \int dJ = \int_{2\pi} J_\alpha \cdot d\Omega$$

2π } angolo solido di un semispazio

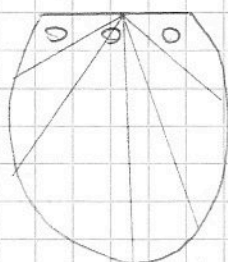
$$J_\alpha = \frac{dJ}{d\Omega} \rightarrow \text{emittanza ANGOLARE}$$

Se unisco i segmenti dati dai

J ho un SOLIDO FOTOMETRICO

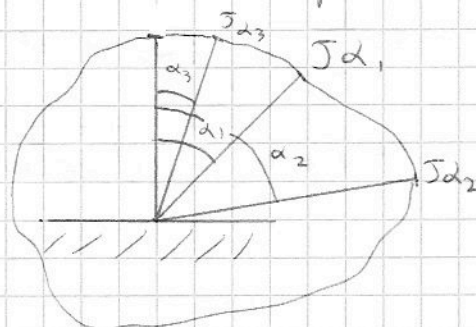
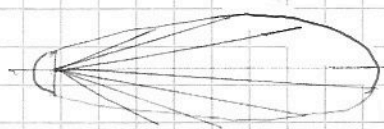
(ce mi riferisco alla emissione di luce)

Ex: Neon



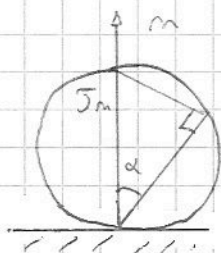
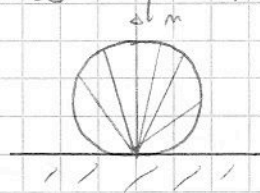
faro

automobile



Applicabile nelle IR. Molti corpi hanno questo solido SFERICO:

$J_\alpha = \frac{J_m}{2} = 0$ (tang. non emettono, molto normalmente)



$$J_\alpha = J_m \cdot \cos \alpha \rightarrow \text{LEGGE DI LAMBERT}$$

Corpi non lucidi emettono con, non hanno distinzioni preferenziali. Sono detti CORPI LAMBERTIANI (corpi con J_α che varia con legge del coseno).

Da \times scontato che solido abbia simmetria assiale
(emette \times stesso d uguale $\forall \gamma$)

In genere servono gli angoli azimutali $[0 - 2\pi]$ e
angoli polari $[0 - \frac{\pi}{2}]$ \rightarrow nell'IR!!

Parleremo di corpi OPACHI - GRIGI - LAMBERTIANI (come
tutti i materiali da costruzione a meno di trattamenti)

Conoscendo $J = \eta \cdot \sigma_0 \cdot T^4 \rightarrow J = \int_{2\pi} dJ = \int_{2\pi} J_\alpha d\Omega =$

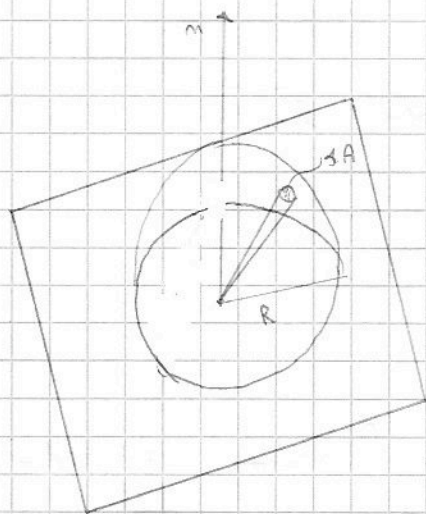
$= J_m \int_{2\pi} \cos \alpha d\Omega$

problema integrale.

Voglio J_m , quindi devo

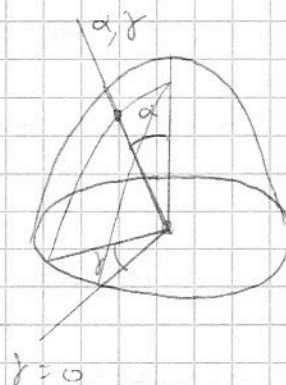
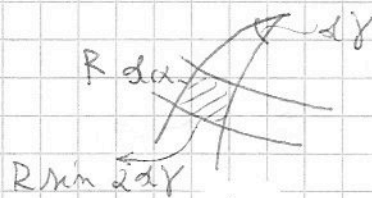
$d\Omega = \frac{dA}{R^2}$

Con lunghezza



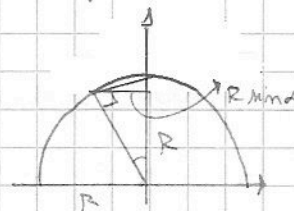
dei punti distanti R
(semisfera)

Devo definire
una dA:



Quindi:

$d\Omega = \frac{R d\alpha \cdot R \sin \alpha d\gamma}{R^2} =$



$\Rightarrow dA = R d\alpha \cdot R \sin \alpha d\gamma$

$= \sin \alpha d\alpha d\gamma$

Sostituendolo:

$J = J_m \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha d\gamma = J_m \cdot 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha =$

(54) $= J_m \cdot 2\pi \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{2} \Big|_0^{\pi/2} = J_m \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{2}$

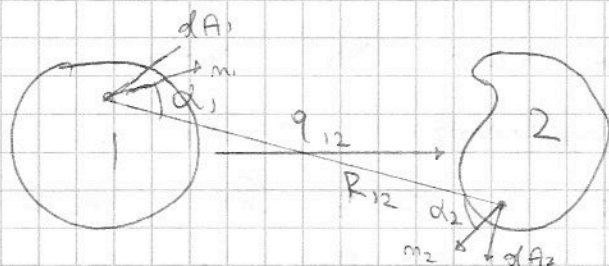
Quindi $J = \frac{1}{\pi} J_m \Rightarrow J_m = \frac{J}{\pi}$ e $J_d = J_m \cdot \cos \alpha$

Quando no η e T no tutto.

Si può quindi ricavare il FATTORE DI VISTA.

$$F_{12} = \frac{q_{1 \rightarrow 2}}{q_1} = \frac{q}{J \cdot A_1} \rightarrow \text{prendere } dA_1 \text{ e } dA_2.$$

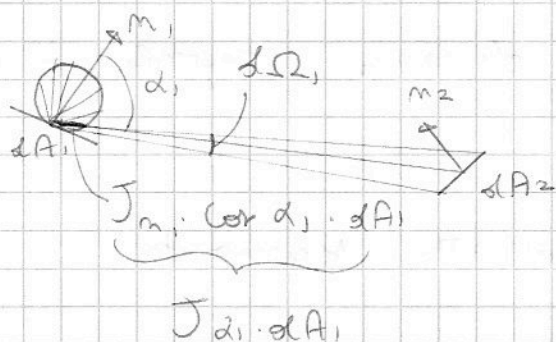
Voglio $dq_{dA_1 \rightarrow dA_2}$ e poi



integrare.

R_{12} è la distanza di intersezione.

$$dq_{dA_1 \rightarrow dA_2} = J_{d1} \cdot dA_1 \cdot d\Omega_1$$



$$d\Omega_1 = \frac{dA_2 \cdot \cos \alpha_2}{R_{12}^2}$$

↓
cio' che è visto

proiezione di dA_2 nel piano \perp alla componente delle due aree

(se $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$ non offre area visibile)

Quindi:

$$dq_{dA_1 \rightarrow dA_2} = \underbrace{\left(\frac{J_m}{\pi} \right)}_{J_1 / \pi} \cos \alpha_1 \cdot dA_1 \cdot \frac{dA_2 \cdot \cos \alpha_2}{R_{12}^2}$$

Integrandolo si ha \rightarrow conv. T. uniformi

$$q_{1 \rightarrow 2} = \iint_{A_2 \rightarrow A_1} dq_{dA_1 \rightarrow dA_2} = \left(\frac{J_1}{\pi} \right) \iint_{A_1, A_2} \frac{\cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2}{R_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad \text{Quindi:}$$

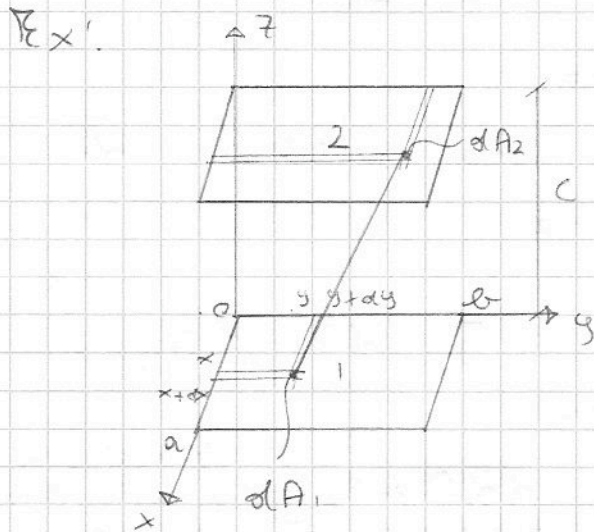
$$F_{12} = \frac{J_1}{\pi J_1 A_1} \iint_{A_1, A_2} \frac{\cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2}{R_{12}^2} dA_1 dA_2 \Rightarrow$$

fatt. di vista
non dip. da J_1, η
ma da GEOMETRIA!

Se conr invece $F_{2,1} = \frac{q_{2 \rightarrow 1}}{A_2}$ Cambia solo A_1 .

$F_{2,1} = \frac{1}{\pi A_2} \iint \dots$ Quindi } una legge che le
lega: $F_{1,2} \cdot A_1 = F_{2,1} \cdot A_2$

LEGGE DI RECIPROCA' DEI FATT. DI VISTA



Caso con sol. nota.

Congiungente delle 2 aree e' retta che passa x 2 punti $[(x, y, 0), (x, y, c)]$

$F_{1,2}$ diventa integrale in x, y .

Nota ora $F_{1,2}$, vogliamo potenza scambiata.

$$q_{1,2} = q_{a_2(1 \rightarrow 2)} - q_{a_1(2 \rightarrow 1)} = a_2 F_{1,2} \eta_1 \sigma_0 T_1^4 A_1 +$$

$$- a_1 F_{2,1} \eta_2 \sigma_0 T_2^4 A_2$$

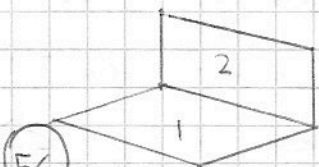
L. di Reciprocita' e Pr. di Kirch. semplificano:

$$a_1 = \eta_1 \quad \text{e} \quad a_2 = \eta_2 \quad (\text{signif.} \leftrightarrow \text{ma numericamente} =)$$

$$q_{1,2} = \eta_1 \eta_2 \sigma_0 \underbrace{F_{1,2} A_1}_{(F_{2,1} A_2)} (T_1^4 - T_2^4) \rightarrow \text{scambio di calore tra 2 corpi grigi - emis - opac.}$$

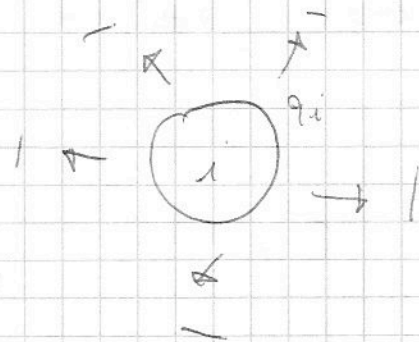
Se non sei sicuro, ricorri
a verificare $F_{1,2} \cdot A_1 = F_{2,1} \cdot A_2$

31/3/08



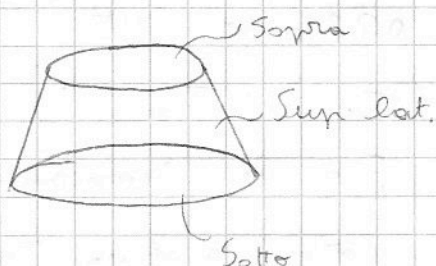
Proprietà Fatt. di vista e' anche:

$$\sum_{j=1}^N F_{ij} = 1$$



q_i va a finire su j che costituiscono l'ambiente, tutti per N corpi visti.

Es: corpo tronco conico

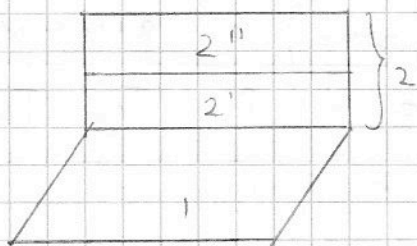


Qual e' $F_{\text{sopra} - \text{sup. lat.}}$?

So che $F_{\text{sopra} - \text{sup. lat.}} + F_{\text{sopra} - \text{fondo}} = 1$

[E' un altro modo di affermare la Cons. energia.]

Es



$F_{1-2''}$? Non so. Però so che

F_{12} lo posso calcolare, ed e' pari a $F_{12} = F_{12'} + F_{12''}$

Quindi $F_{12''} = F_{12} - F_{12'}$

$q_{12} = \eta_1 \eta_2 \sigma_0 F_{12} A_1 (T_1^4 - T_2^4)$ si può scrivere:

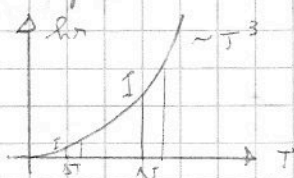
$$\frac{(T_1^2 - T_2^2)(T_1^2 + T_2^2)}{(T_1 + T_2)(T_1^2 + T_2^2)} \rightarrow q_{12} = \dots = (T_1 - T_2)$$

[sviluppo i quadrati]

Quindi $q_{12} = \boxed{h_r} A (T_1 - T_2)$

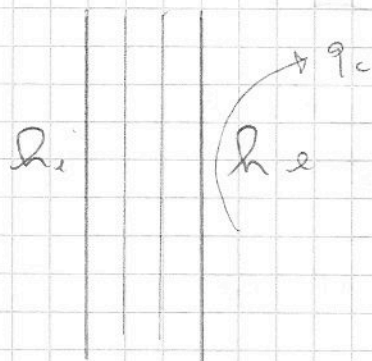
COEFF. DI SCAMBIO RADIAATIVO

come \times conv. e' fun. della temperatura. (vale 3° potenza!)



Ex: parete doppia

h_1, h_2 sono coeff. di scambio
ADDITIVI.



$$q_c = h_c \cdot A \cdot (T_n - T_{aria})$$

+
Contributo della radiazione con
gli altri corpi.

Allora si conosce l'effetto GLOBALE con. che
i corpi dell'ambiente intorno abbiano tutti T_{aria} .

$$C'è \quad q_r = q_r \cdot \underbrace{1}_{\substack{\downarrow \\ \text{aria come corpo nero}}} \cdot \underbrace{1}_{\substack{\downarrow \\ F_r \text{ ambiente}}} \cdot A_r \cdot \sigma_0 (T_n^4 - T_{aria}^4)$$

[q che scambia con
corpi a stessa T_{aria}]

e quindi $q = q_c + q_r$

Anche qui $q_r = h_r \cdot A_r \cdot (T_n - T_{aria})$ e quindi
essendo scambi in PARALLELO, $q = \underbrace{h_c + h_{aria}}_{h_c + h_{aria}} \cdot A \cdot (T_n - T_{aria})$

$h_1 < h_2$ xke' aria di solito non si muove.

A soluzione: scambio di calore convettivo e radiativo,
Valido se: ΔT sono gli stessi.

Si trascuriamo questo modello 2 aspetti:

- q_{12} non tutta viene assorbita, parte è RIFLESSA
e parte si torna su 1 e in parte la
assorbe e la riflette, e ricomincia. Cmq
a del corpo umano o cmq del materiale
intorno è $\sim 0,95$. Sembra una piccolissima
parte. A volte non è trascurabile.

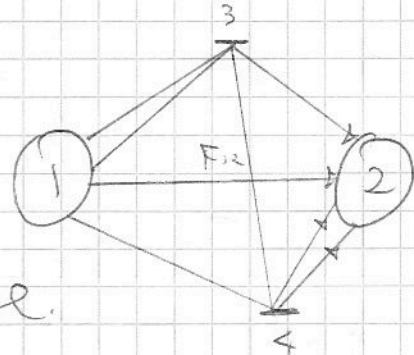
(58) - parte di q_{12} che non c'è la, x

riflessione può tornare su 2!

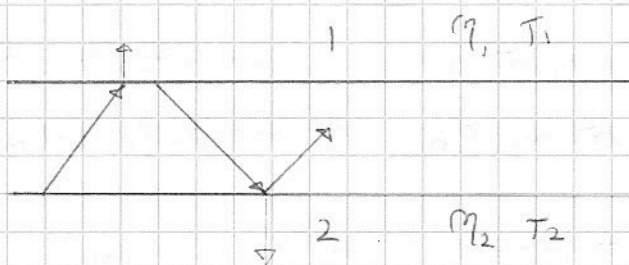
Es: mercurio x allontinarsi di +.

Problema è complicata peraltro.

I su di Ray tracing (anche rifl. e lambertiana)



Se non transcuriamo le riflessioni successive su 2 sup. piane // e infinite ($F_{12} = F_{21} = 1$):

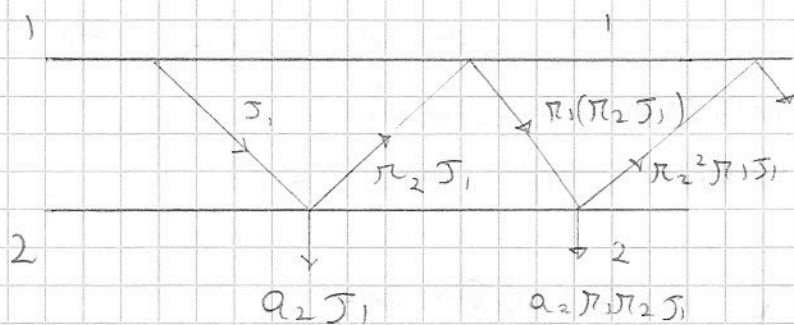


Sup. grandi rispetto alla loro distanza.

Assumiamo A unitaria (maxios a m^2).

$$q_{1,2} = \eta_1 \eta_2 \sigma_0 \cdot 1 \cdot 1 \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

Cio' che è riflesso su nuovo torna su 1



che rimbombano. In parte riflette $\pi_1 \pi_2 T_1$ che va su 2 e assorbe

$\pi_1 \pi_2 a_2 T_1$ di nuovo

riflette $\pi_2^2 \pi_1 T_1$ che 1 assorbe e riflette $\pi_1^2 \pi_2^2 T_1$ che va su 2 e assorbe $a_2 \pi_1^2 \pi_2^2 T_1$.

$$q_{(1 \rightarrow 2) a_2} = a_2 T_1 \left[1 + \pi_1 \pi_2 + (\pi_1 \pi_2)^2 + (\pi_1 \pi_2)^3 + \dots \right]$$

(è serie)

$$q_{(1 \rightarrow 2) a_2} = a_2 T_1 \sum_{n=0}^{\infty} (\pi_1 \pi_2)^n ; \text{ la serie converge}$$

a $\frac{1}{1 - \pi_1 \pi_2}$ se $\pi_1 \pi_2 < 1$ cosa che è. Sostituendolo:

$$q_{(1 \rightarrow 2) a_2} = \underbrace{a_2}_{\eta_2} T_1 \frac{1}{1 - \pi_1 \pi_2} = a_2 \eta_1 \sigma_0 T_1^4 \frac{1}{1 - (1-a_1)(1-a_2)} \quad (59)$$

$$q_{12} = q_{(1 \rightarrow 2)a_2} - q_{(2 \rightarrow 1)a_1} = \frac{\eta_1 \eta_2 \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{1 - (1 - \eta_1)(1 - \eta_2)} =$$

$$\frac{\eta_1 \eta_2 \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{1 - (1 - \eta_1)(1 - \eta_2)}$$

$$\Rightarrow q_{12} = \frac{\sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\eta_2} + \frac{1}{\eta_1} - 1}$$

$$1 - \left[1 + \frac{\eta_1 + \eta_2 - \eta_1 \eta_2}{\eta_1 \eta_2} \right]$$

Metalli lucidi hanno $\eta \sim 0,07$, dopo le 1^a riambric (piccolo) le riflessioni multiple sono una notevole e stanno importanti contributi. Una in generale una formula semplificata.

η_1 T_1

Per ridurre q_{12} una deve avere emittività piccole che significano piccoli numeri (ecco che termici sono di metallo lucido).

η_2 T_2

Se frappongo uno SCHERMATO alla radiazione?

$$q_{12} = \frac{\sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} - 1}$$

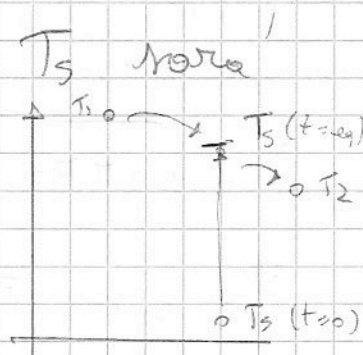
→ senza schermo

Metto schermo che ad ex all' inizio e + piccolo e riceve loro calore.

$$q_{13} = \frac{\sigma_0 (T_1^4 - T_3^4)}{\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} - 1} \cdot \frac{\sigma_0 (T_3^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2} - 1} = q_{32}$$

T_1 e T_2 costanti. Dopo transitorio tale che $q_{13} = q_{32}$ (cioè che riceve da 1 sia a 2 se $T_1 > T_2$).

60 (T_3 infatti è unica incognita)



Supponiamo stessi materiali ($\eta_1 = \eta_2 = \eta$)

$$q_{(12) \text{ s.s.}} = \frac{\sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{2}{\eta} - 1}$$

$$q_{1s} = q_{2s} \Rightarrow (T_1^4 - T_s^4) = (T_s^4 - T_2^4)$$

$$T_s = \sqrt[4]{\frac{T_1^4 + T_2^4}{2}}$$

Quindi quanto accendiamo 1 e 2 } O verso

$$q_{1-s} = q_{s-2} = q_{(12) \text{ c.s.}} = \frac{\sigma_0 (T_1^4 - \frac{T_1^4 + T_2^4}{2})}{\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta_s} - 1} =$$

$$= \frac{\sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{2 \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta_s} - 1 \right)}$$

Se anche $\eta_s = \eta_1 = \eta_2 = \eta$
la differenza è la metà rispetto

ad assenza schermo. Vogliamo η_s piccolo \times avere schermo efficace (materiale riflettente)

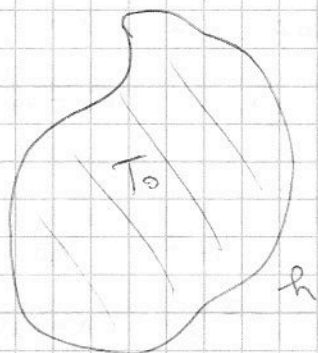
Nello spazio ad ex, universo ha $T \sim 0^\circ \text{K}$.

Uno + strati di metallo lucido.

A parità di η , $\frac{q_{12}(\text{c.s.})}{q_{12}(\text{s.s.})} = \frac{1}{n+1}$

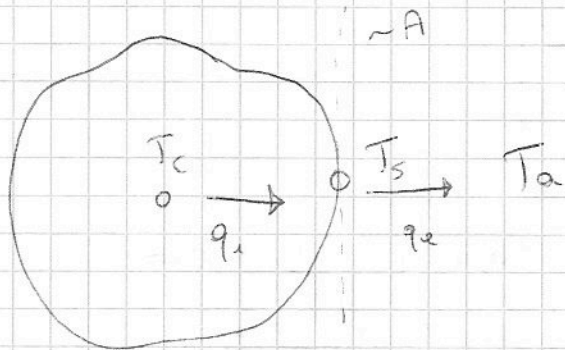
REGIME NON STAZIONARIO

01/4/08



T_a Sono dati: V = volume; A = area;
 ρ = densità; C_p = calore specifico;
 λ = conducibilità; T_a = temp. ambiente.
Sia $T_0 > T_a$. Come varia T nel tempo?
È noto che per $\tau = 0$, $T < T_0$ e
il corpo perdona calore verso (6)

l'ambiente. Lo Stato + esterno perde calore, l'interno lo perde dopo. (e' campo $T = T(x, y, z, \tau)$ (x uscite q ci devono essere ΔT). Si può parlare di T se le inevitabili diff. di temperatura sono piccole risp. alla diff. corpo-ambiente.



Se $\frac{T_c - T_s}{T_s - T_a} \ll 1$ posso

parlare di una T del corpo.

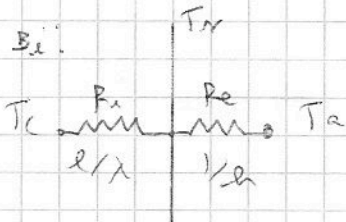
divido il corpo in base a temperatura

$$q_e = hA(T_s - T_a) ; q_i = \frac{\lambda A}{l}(T_c - T_s) \text{ per conduzione}$$

l : misura caratteristica di \bar{l} spessore

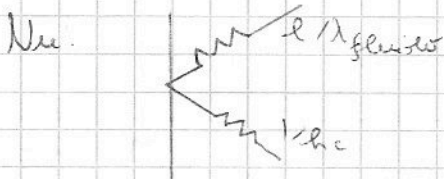
$q_e = q_i$ (la buccia prende e passa calore) quindi

$$hA(T_s - T_a) = \frac{\lambda A}{l}(T_c - T_s) \rightarrow \frac{T_c - T_s}{T_s - T_a} = \frac{hl}{\lambda} \rightarrow \text{NUMERO DI BIOT}$$



$$= \frac{h}{\frac{\lambda}{l}} = \frac{hl}{\lambda} = \frac{R_i}{R_e}$$

$$(Nu = \frac{hcl}{\lambda_{fluido}})$$



Bi determina cos' che accade tra l'interno del corpo e l'esterno (in Nu parlo solo della conv. esterno)

Bi conv. coeff. conv ($\lambda \exists$) + coeff. irrag. e λ e quella del corpo. $l = \frac{V}{A}$ e la dim. caract.

Si può affermare che $T(\tau)$ se e solo se $Bi \ll 1$ (molto piccolo), cioè se $Bi \ll 10^{-2}$ si può

(62) parlare di variazione uniforme della T [$T(x, y, z)$].

Biot e Nusselt: Nu parla del c. convettivo, Biot di quello che c'è (anche internamente se c'è)
 λ è quella del corpo mediata in Bi, o del fluido in Nu. La l in Bi è $\boxed{l = \frac{V}{A}}$ → area sup. esterna

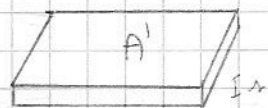
(ex cubo di pasta raffreddata + lentamente della pasta)

Come varia quindi $T(\tau)$ se Biot è molto piccolo?

Cioè se $Bi \ll 1$. $Bi = \frac{h \frac{V}{A}}{\lambda}$ deve risultare piccola, ex $< 10^{-2}$

Ex: corpo di rame con $h = 12 \frac{W}{m^2 K}$, metallo

con $\lambda = 120 \frac{W}{mK}$ e $l = 1 mm$



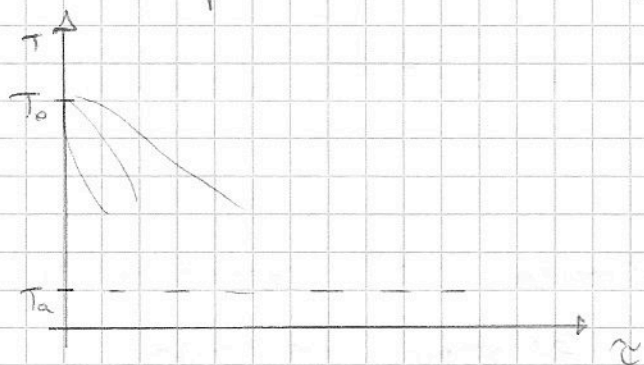
$V = A' l$; A (che rameria) = $2A'$

quindi $\frac{V}{A} = \frac{A' l}{2A'} \Rightarrow \frac{l}{2}$ Si ha $Bi = \frac{12 \cdot 10^{-3}}{12 \cdot 16} \cdot 10^{-3}$, ovvero

le diff. interne di T sono 10000 v. quelle esterne (corpo ha pace ± alla stessa temperatura) → assumo

T uniforme nel corpo.

→ anne uniforme



T cresce con certa rapidità.

Quanto tempo ci mette un corpo a raffreddarsi?

1° prin. termodinamica:

$$dQ = dU$$

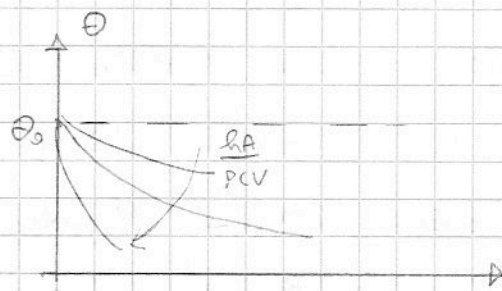
Corpo perde $\underline{q_e = -h A (T(\tau) - T_a) = \rho c V \frac{dT}{d\tau}}$

C. al contorno: $T(0) = T_0$

Si risolve con separazione variabili. Chiamo $\Theta(\tau) = T(\tau) +$

$- T_a$ (e quindi $d\Theta = dT$)

$$\begin{cases} -2A\Theta = PCV \frac{d\Theta}{d\tau} \\ \Theta(0) = \Theta_0 = T_0 - T_a \end{cases}$$



↓

$$\begin{cases} \frac{d\Theta}{\Theta} = -\frac{hA}{PCV} d\tau \\ \tau=0 \rightarrow \Theta = \Theta_0 \end{cases}$$

Integro tra Θ_0 e Θ e ho

$$\ln \Theta \Big|_{\Theta_0}^{\Theta} = -\frac{hA}{PCV} \tau \Big|_0^{\tau} =$$

$$= \ln \Theta - \ln \Theta_0 = -\frac{hA}{PCV} \tau = \ln \frac{\Theta}{\Theta_0} = -\frac{hA}{PCV} \tau \quad \text{Ponendo}$$

agli exp: $\frac{\Theta}{\Theta_0} = e^{-\frac{hA}{PCV} \tau} \Rightarrow \boxed{\Theta = \Theta_0 e^{-\frac{hA}{PCV} \tau}}$

Corpo si raffredda presto se $\frac{hA}{PCV}$ è grande.

(a parata' su corpo, lo "molmo" oppure se si raffredda ex)

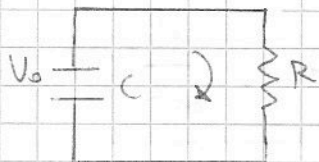
$$\boxed{\frac{PCV}{hA} = \tau_0} \rightarrow \text{Costante di tempo} = C \cdot R$$

Quindi ho $\boxed{\Theta = \Theta_0 e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}}$ Dopo $\pm 5 \tau_0$ si assume corpo raffreddato.

$$\boxed{\Theta = \Theta_0 e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}}$$

(Come la carica del condensatore)

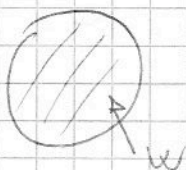
Ho accumulato energia termica che scarico contrastato da resistenza a regime



Sostituendo a $\Theta = T - T_a$

$$\boxed{T = T_a + (T_0 - T_a) e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}}$$

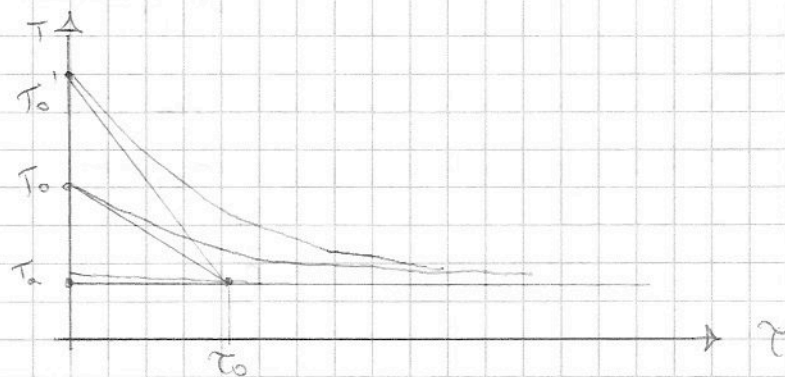
Es) Ho sempre



me faccio ENTRARE

della potenza. P_x batteria in carica.

Nota: $T_0 \neq T_1$



Ovviamente a meno di h !

Quindi non è vero, però va bene in conv. forzata ($h \propto Re$)

$$W \rightarrow \text{cylinder} \xrightarrow{h} T_a$$

$$W - hA(T - T_a) = \rho CV \frac{dT}{dz} \quad \text{Diviso per } hA:$$

$$\left[T - T_a - \frac{W}{hA} \right] = -\rho CV \frac{dT}{dz} ; \left[T - \left(T_a + \frac{W}{hA} \right) \right]$$

Corpo \rightarrow a T , di equilibrio, ovvero $T / \frac{dT}{dz} = 0$

$W \rightarrow \text{cylinder} \xrightarrow{hA(T_{eq} - T_a)}$ Corpo surriscaldato tanto quanto entra.

$$W - hA(T_{eq} - T_a) = 0 \Rightarrow T_{eq} = T_a + \frac{W}{hA} \quad \text{approssimabile}$$

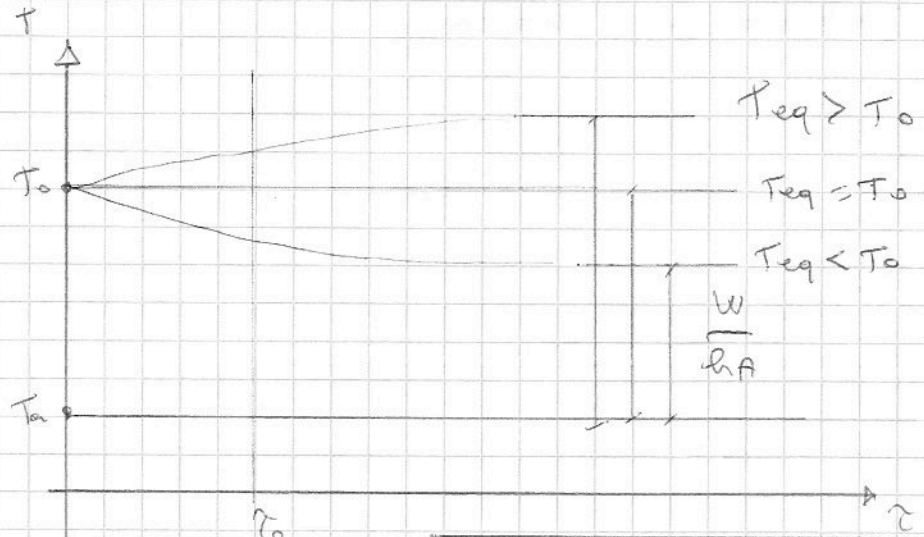
$$\text{Quindi } T - T_{eq} = -\frac{\rho CV}{hA} \frac{dT}{dz} \quad (\text{come prima})$$

Poniamo $\psi = T - T_{eq}$ (e anche qui è ovvio $d\psi = dT$)

$$\begin{cases} \psi_0 = T_0 - T_{eq} \\ \psi = \psi_0 e^{-\frac{z}{\tau_0}} \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{forma} \\ \text{generale} \end{matrix}$$

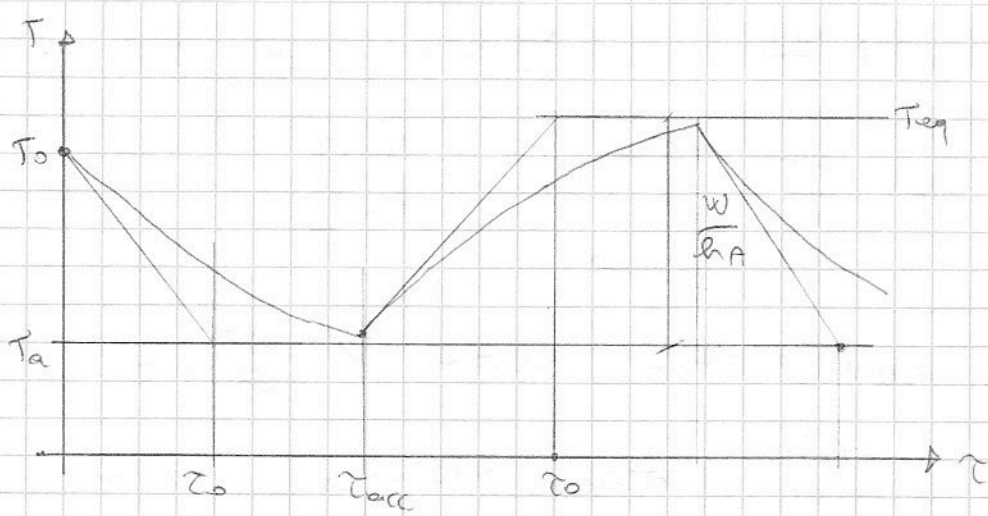
Andamenti temperature:

(\rightarrow)



T_0 e' la stessa.
 Ex. carica batterie
 al sole; lo
 attacco e' quasi
 immediato che $T_0 = T_{eq}$,
 quindi e' come
 se non si riscalda

Esprimendolo, $T = T_{eq} + (T_0 - T_{eq}) e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}$



Ex. H.-F. mento
 che poi accendo
 Poi dopo un
 po' meno e
 si raffredda.
 Ammortamento

a "percecare" se tempo accendo/mento con $\tau < 4.5 \tau_0$

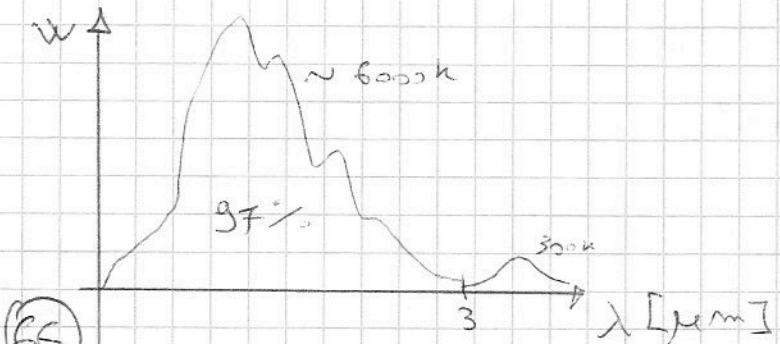
Se a certo τ apri o al ex. la finestra, c'e'



Combramento di ammortamento
 che cambia T_0 [c'e' d' di
 conv. forata] e T_a e' $<$, $\rightarrow T <$.

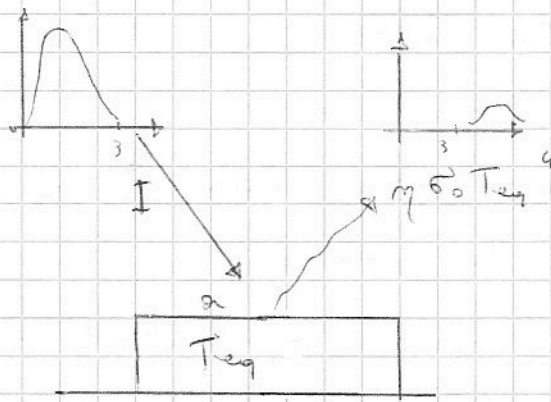
EFFETTO SERRA

2/4/08



C'e' che arriva dal
 Sole (3% e' in IR -
 lontano) (non us' che emette)
 Corpo a $T_a = 300 K$ e'

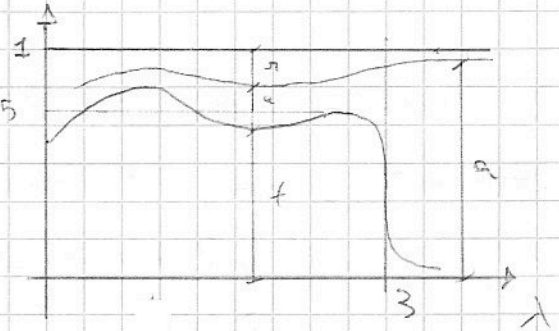
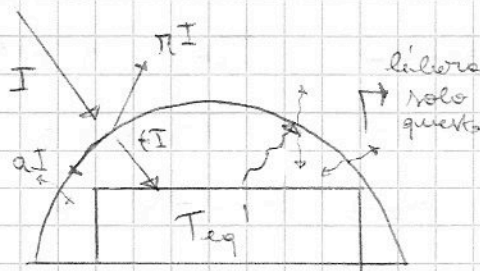
Cont. luna. (no sola, no confort.) Corpo assorbe



a, era lo stesso
 $\alpha I \cdot A = \eta \epsilon_0 A T_{eq}^4$

Lo ricopro con
 calotta di VETRO

$T_{eq}' > T_{eq}$



curva $\alpha + \pi + t$.

che nel visibile è trasparente

(meta' poi è α e π) $t = 85\%$. Sul corpo arriva

$t \cdot I$, vetro assorbe αI e riflette πI . (Imprimo
 energia nel vetro \Rightarrow vetro emetterà piccola parte)

Dopo 3 il vetro diventa opaco con parte α ,
 come muro di cemento

Radiationi emesse dal corpo salgono nel vetro

che quindi le assorbe completamente che a sua
 volta riemette meta' fuori e meta' dentro.

Corpo quindi riceve pure meta' di quello
 buttato fuori $\times T_{eq}$ la rad. solare. Si libera
 solo di meta' dell'energia, ma all'equilibrio
 buttando fuori il doppio di calore e quindi
aumenta la sua temperatura. E' l'effetto SERRA

(come coltore tulipani in alameda, solo con "copertura")
 Vetro fa passare luce, anche calore, ma fa
 "serra".

CO₂ si comporta allo stesso modo !!

Discorso químico valido x la Terra: ↳ ha conn.

differentiated.

Terra stessa ↑ x emettere ciò che assorbe.

di spessore e concentrazione CO₂

Si parla di aumento di temperatura

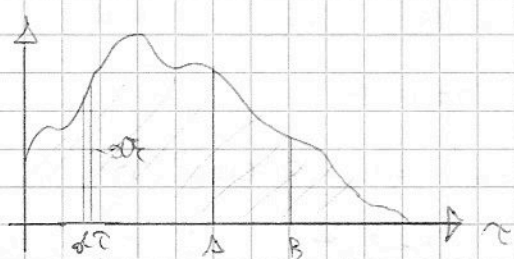
nel tempo di qualche grado. Ma nostro sistema è SENSIBILE, noi viviamo e siamo sensibili alle conseguenze (alla natura non importa se variano banane a Berlino).

Presenta CO₂ dalla attività umana. Immagino nuova CO₂ prendendola dal sottosuolo, nessuno la riprende (siamo anche deforestando)

H

NOTA 1

$$W = \frac{dE}{d\tau} \quad \text{con } E = \text{energia scambiata, non posseduta dal corpo}$$



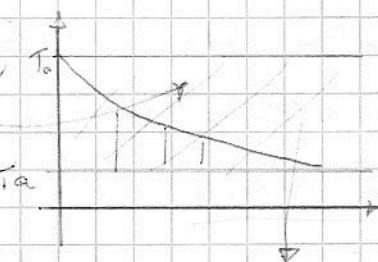
$$E = \int W d\tau ; E = \int_{A+B}^{CB} W(\tau) d\tau$$

Se W è costante nel tempo

$$E_{A+B} = W \Delta\tau \quad \text{Quindi se ad ex chui}$$

ho $q(t) = h(T(\tau) - T_a)$. In 1 ora

$$\text{non posso dire } E = h(T_a - T_a) \cdot 3600$$



$$\text{Devo fare } E_{1h} = \int_0^{3600} h(T(\tau) - T_a) d\tau \quad \text{, sarebbe } \gg \text{ altrimenti.}$$

$$(68) \text{ Primo } Q = E = U_0 - U_{1h} = pV [T_0 - T_{1h}] \text{ var. energia interna!}$$