

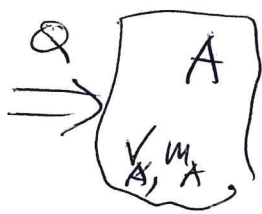
Le

Lez 3 (1)

Calori specifici

Il primo principio della termodinamica fornisce il metodo generale per misurare il calore scambiato in un processo: ~~la scelta di $\oint \delta Q$ è arbitraria~~
~~Però~~ ~~altrimenti~~ con è possibile ~~è~~ utilizzare un'espressione empirica analitica.

Il volume di solidi e liquidi varia poco con la temperatura: $\Delta V(t) = V_0(1 + \beta t)$ $\beta \approx 10^{-5}/K$

$\Rightarrow$  $W = \int_{V_{in}}^{V_{fin}} p dV \ll Q$ per solidi e liquidi (basta un da tantissimi di fore)

$\Rightarrow \Delta U_A = Q - W \approx Q$

Per intervalli di temp. relativamente piccoli, si trova la relazione lineare:

$$Q = C_A(T) (T_f - T_i)$$

$C_A(T)$ = capacità termica di A a temp. T

$[C_A] = [E]/[T] \Rightarrow J/K$ nel SI

Per A omogeneo $C_A = c_A m_A$

$c_A(T)$ = CALORE SPECIFICO DELLA SOSTANZA $J/(kg \cdot K)$

Per trasformazione infinitesimale

$$C_A(T) = \frac{dQ}{dT} \Rightarrow \begin{cases} c_A = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} & \text{calore specifico} \\ C_{m_A} = \frac{1}{n} \frac{dQ}{dT} & \text{calore molare} \end{cases}$$

Per i solidi $C_{m_A} \sim 25 \text{ J/K} (= 3R)$ Debye-Pott

Per trasformazioni reversibili T è definito ovunque



è reversibile

$$Q = \int dQ = \int \frac{dQ}{dT} dT = \int C_A(T) dT$$

↑
vera sempre

Vera solo per Trasf.
reversibili, altrimenti
non si può calcolare
l'integrale, essendo
ignoto T

Tuttavia se $C_A(T) = C_A$

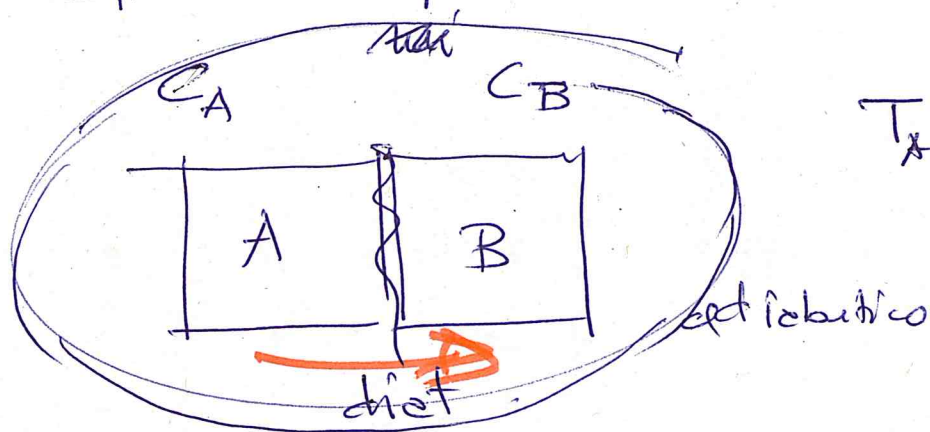
$$\int C_A(T) dT = \int C_A dT = C_A \Delta T$$

↑
diff. esatto indep. della
trasformazione.

indip. dalla temp.
(vero in buona appross
per molti solidi a
T lontane dai cambi
di fase)

Esempio Temp Equilibrio termico e calorimetria

(3)



$$T_A > T_e > T_B$$

— inoltre no scambi con l'est

$$\Delta U = 0 \text{ e } \Delta W = 0$$

⊗

$$\Rightarrow \Delta Q = 0 \text{ e}$$

$$\Delta U_1 = \Delta U_2$$

$$Q_1 = -Q_2$$

$$C_A(T_e - T_A) = C_B(T_B - T_e)$$

$$(C_A + C_B)T_e = C_B T_B + C_A T_A$$

$$T_e = \frac{C_B T_B + C_A T_A}{C_A + C_B}$$

La temp. di equilibrio è intermedia ma non è la temp. media semplice — Ricorda
 è la media "pesata" della capacità termica
 del corpo: Se $C_B \gg C_A$ e $T_B < T_A$
 $T_e \approx T_B$

Naturalmente, poiché $C_{A/B} = m_{A/B} c_{A/B}$ se $m_B \gg m_A$
 $T_e \approx T_B$ anche se i due corpi sono dello stesso
 materiale $\Rightarrow$ potere mitigatore dell'acqua

(4)

Uso statico e valori

def. calore:
 $\Delta T = 1^\circ \text{C}$ di $\text{kg H}_2\text{O}$
 da $14,5^\circ \text{C}$ a $15,5^\circ \text{C}$

$$c_s(\text{H}_2\text{O}) = 1 \text{ kcal/(kg K)} \\ = 4186 \text{ J/(kg K)}$$

solidi (metallici) $\approx 200 \text{ J/(kg K)}$ — valori
 molto inferiori all'acqua

NOTA:

— Per sistemi idratici descritti da
 P, V, T con $f(P, V, T)$ e $V = V(T, P)$
 non si può assumere $V \approx \text{costante}$
 e non è in generale vero che $W \ll Q$
 (indipendentemente dal processo)

In q.s. caso è possibile definire ancora
 dei calori specifici, ma è necessario
 specificare in quale condizioni
 avviene la transf. termodinamica.

c_p — $p = \text{costante}$

c_v — $V = \text{costante}$

Per ora ci occupiamo dei solidi

Cambio di Fase

(5)

Durante cambio di fase $T = \text{costante}$, ma
il sistema compie L (anche se non efficiente) in
termini meccanici macroscopici -

- x En. cinetica delle molecole (micro)
- x pressioni e espansioni del gas

$$\Delta U = 0 \quad \text{e} \quad \underline{Q = W}$$

Evaporation / Condensation
Fusion / Solidification
Sublimation

$$Q = L_m \cdot m$$

$L_m = \text{calore latente}$
di cambio di
fase

$$H_2O \quad \underline{L_m (\text{evap.}) = 540 \text{ kcal/kg}}$$

$$H_2O \quad L_m (\text{fus.}) \approx 80 \text{ kcal/kg}$$

→ non sono processi reversibili

$$L_m (\text{evap.}) \neq L_m (\text{condensazione})$$

Calcolo ~~FEBBRE~~
e qta calore

$$40 \rightarrow 37$$

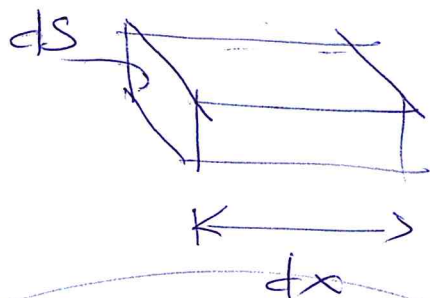
Rebba
54 kg
 $c_T = 1 \text{ kcal/kg} \cdot K$
 $\cdot 54 \text{ kg}$

$$Q = 54 \text{ kcal} \cdot 3 \text{ K} \Rightarrow m = Q / L_m = 3 / 10 = 54 \dots$$

TRASPORTO/SCAMBIO DI CALORE IN 3^{ra} FORME

1) CONDUZIONE

→ trasporto lungo un mezzo materiale — scambi termici microscopici



Potenza trasferita

$$\dot{Q} = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = -k dS \frac{dT}{dx}$$

Legge di Fourier

$$\Rightarrow \left| \frac{\Delta Q}{\Delta t} \approx \frac{A}{L} \Delta T \right| \text{ Macroscopico}$$

segno negativo ΔQ discorde da dT ; il calore fluisce dall' ~~est~~ parte più calda a quella più fredda — T_{est} per t lunghi se la diff. non è sostanziale —

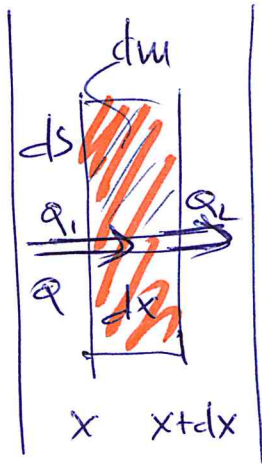
Posso penetrare al vol.

→ grad T — direzione lungo cui var. T normale alla surf.

k = caratt. del mezzo

- ~) metalli buoni conduttori (elettroni liberi)
- ~) per buoni isolanti
- ~) materiali pigradi conducono / molti non conducono

Amb.
 T_1



Amb.
 T_2

NON FATTO
me interessa
un po' meno?

(2)

$$\frac{dQ_1}{dx} = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_x ds dt$$

dominante
perché dx

$$dQ_2 = k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x+dx} ds dt$$

ceduta da dx

SVILUPPO SERIE DI TAYLOR di $\frac{\partial T}{\partial x}$ attorno a x

$$dQ = -k \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_x + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) dx \right] ds dt$$

calore netto scambiato da dx:

CALORE

$$dQ_1 - dQ_2 = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx ds dt = \text{ceduta}$$

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx ds dt = c(\rho ds dx) dT$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = f \frac{c}{k} \frac{\partial T}{\partial t}$$

VARIAZIONE di
T vs x e vs tempo

1) Se condizioni stazionarie $\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$

Quindi il profilo di $T(x)$ deve essere
lineare in condizioni stazionarie

$$T(x) = a + bx \frac{T_2 - T_1}{L}$$

Ricordato con continuità
ei bordi della parete (omogenea)

Convezione: $\rightarrow$

(3)

+ densità di un gas perfetto:

$$\phi X = n R T$$

$$\phi V = \frac{M}{A} R T \quad \rightarrow \quad \phi \frac{M}{V} = \frac{p A}{R T}$$

$\Rightarrow$ VARIAZIONI DI $T \Rightarrow$ variazioni di densità
 $\rightarrow$ trasporto (convezione) ~~macro~~ spostam.
microscopico di materia

$\rightarrow$ vero anche per i liquidi (in fase fluidi)

+ Fenomeno complesso e dipende dalle caratteristiche
di mantenere un gradiente $\rightarrow$ circuiti e affett. ventilazione

$$Q = h A (T - T_{\infty}) \Delta t$$

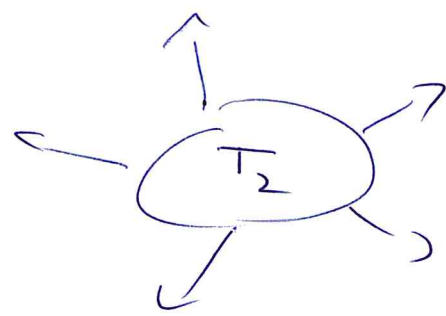
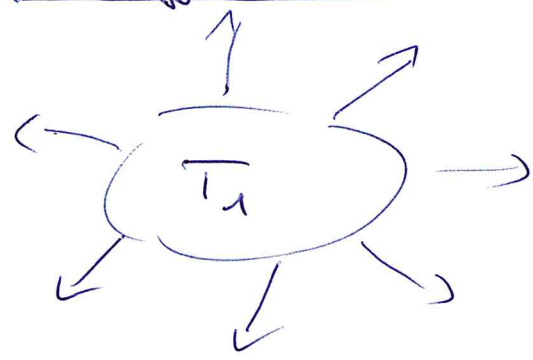
Legge empirica di Newton

caratt. del met

COEFF. DI
ADDUZIONE

$\rightarrow$ temp. e distanza fonde del
corp. da eff. (temp del
fluido refrigerante)

Irraggiamento



* Calore irraggiato (anche nel vuoto) sotto forma di radiazione elettromagnetica.

* Corpi ideali riflettono / assorbono

pot. assorbente = fac. di energia assorbita
($\alpha = 1$ corpo nero)

- α pu' essere funzione della lunghezza d'onda

- emissione λ dip da T $\lambda T = \text{cost}$ Wien 2

T elevato λ piccolo

T_{amb} $\rightarrow$ infrarosso

T_{sk} $\rightarrow$ visibile

Fenomeno da PIRANOMETRO
 $T = 800^\circ\text{C}$
~~incandescenza~~

Potere emissivo

$$\epsilon = e \cdot T^4$$
$$Q = \epsilon \cdot A \cdot \Delta t$$

stephan Boltzmann

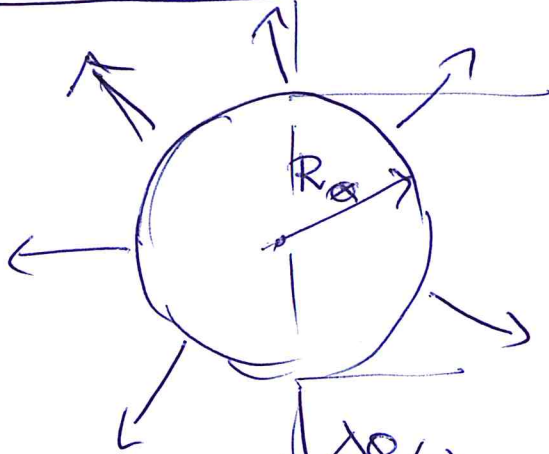
$e = 1$ C. NERO $e < 1$
 e indep da λ e e su corpo grigio

Esercizio 1

(7)

* Calcolare la temp. della Terra, nota la temp. del sole e la geometria. Si assumono sole e terra corpi grigi caldi (e ideali)

Solution:



$\frac{\Delta Q}{\Delta t}(e)$
emissione dalla terra

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t}(a)$$

dal sole
paralleli poichè $R_{orbita} \gg R_T$
 $e R_s$

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t}(e) = 4\pi R_T^2 e \sigma T_T^4$$

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t}(a) = \pi R_T^2 a e_s \sigma T_s^4 \frac{4\pi R_{\odot}^2}{4\pi R_{orbita}^2}$$

Siano $e = a$ e $e_s = 1$ - Equando!

$$4\pi R_T^2 \cdot T_T^4 = \pi R_T^2 T_s^4 \frac{R_{\odot}^2}{R_{orbita}^2}$$

$$T = \left[\frac{1}{4} \frac{R_{\odot}^2}{R_{orbita}^2} \right]^{1/4} \cdot T_s$$

$$T \approx \left[\frac{1}{2} \cdot \frac{0.7 \times 10^6 \text{ km}}{150 \times 10^6 \text{ km}} \right]^{1/2} \cdot 6000 \text{ K} \approx 280 \text{ K}$$

Esercizio

(8)

Bilancio tra emissioni e assorbimento per temp. simili (caso dell'ingegnere uomo)

$$\Delta H = H_{irr} - H_{ass} = \epsilon A \sigma (T_a^4 - T_b^4)$$

Sia $T_a = T_b + \Delta T$ con $\Delta T \ll T_a$ e T_b
(es. $T_a = 310 \text{ K}$ (37°C)
 $T_b = 300 \text{ K}$ (27°C))

$$\Delta H = \epsilon A \sigma [(T_b + \Delta T)^4 - T_b^4] =$$

$$\approx \epsilon A \sigma T_b^4 \Delta T$$

$$= \epsilon A \sigma T_b^4 \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_b}\right)^4 - 1 \right] \approx \epsilon A \sigma 4 T_b^3 \Delta T$$

$\Rightarrow$ In ps. limite tutti i processi di trasferimento di energia dipendono solo da ΔT

$\Rightarrow$ Es. dissipazione del calore di un uomo
omeotermo

$$T = 37^\circ \text{C} \text{ costante} \quad T_{ext} < 37^\circ \text{C}$$

$$\Rightarrow \text{dissipazione } Q < 0$$

$$\Rightarrow \text{lavoro } W_{ext} \downarrow > 0$$

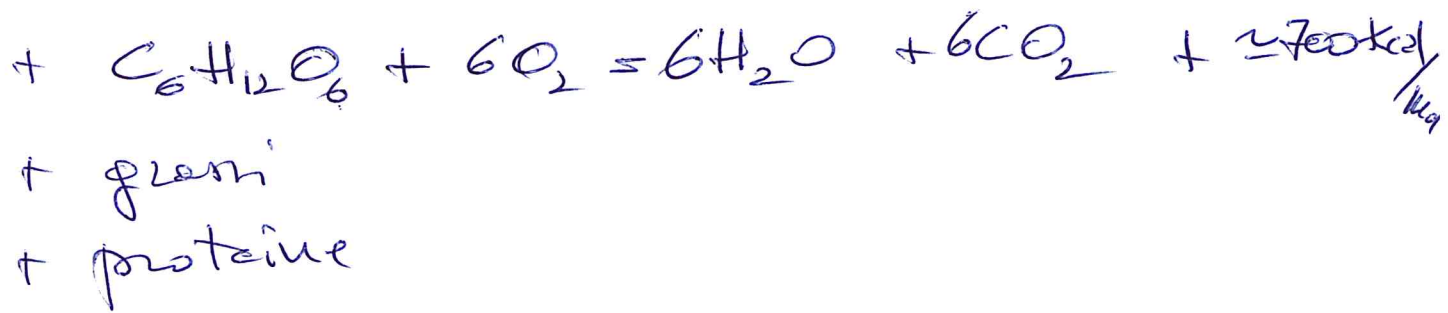
Bilancio

$$\Delta U = Q - L < 0$$

Consumo (metabolico) di energia
interna $\leftarrow$ Notrimento

(9)

Reazioni di combustione -



→ Eq. calorico oss. $\approx 4.8 \text{ Kcal/l}$

Es. Apnea $\approx \underline{t=200s}$ per 1l O_2 ~~prodotti~~

$$\text{Consumo metab. } \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{4.8 \text{ Kcal} \times 4.2 \times 10^3 \text{ J/Kcal}}{200s} =$$

$$= \frac{2 \times 10^4 \text{ J}}{2 \times 10^2 \text{ s}} = 100 \text{ W}$$

→ metabolismo basale $\approx 1.2 \text{ W/kg}$
Attività $\approx 2.0 \text{ W/kg}$

→ correre $\approx 18 \text{ W/kg}$
↙
 $\approx 1 \text{ Kcal/km/kg}$

→ calore in eccesso dissipato per

SUDORAZIONE

1 kg 540 Kcal ($\approx 10 \text{ km}$)