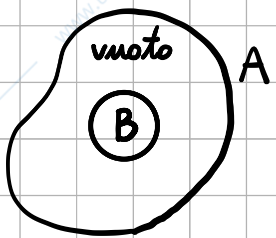
IRRAGGIAMENTO:

29/05

Fino ad oggi abbiamo sempre parlato di scambio termico per conduzione o convezione... All'inizio del capitolo sulla trasmissione del calore peró abbiamo detto che esiste un'ultima forma di scambio: quella per IRRAGGIAMENTO. Capiamo meglio cos'é...

Un esempio banale in cui si verifica questo fenomeno é quando si accende il camino: il calore che si sente NON é dovuto (solo) allo spostamento di aria calda per convezione, ma anche all'irraggiamento.

Per spiegare in che cosa consiste l'irraggiamento consideriamo il seguente problema: un corpo B é immerso nel vuoto ed é circondato da una superficie chiusa A.



$T_1^A = 20°C$
$T_1^B = 80°C$
$C = A \cup B$ con $C_1 \notin \{SES\}$

Il sistema C raggiungerá mai l'equilibrio anche se fra A e B non c'é un mezzo che permetta la propagazione del calore? (si supponga che A e B non si tocchino mai).

L'esperienza ci dice che $\exists\, C_2 : T_2^A = T_2^B \iff C_2 \in \{SES\}$.

<u>Com'é possibile?</u>

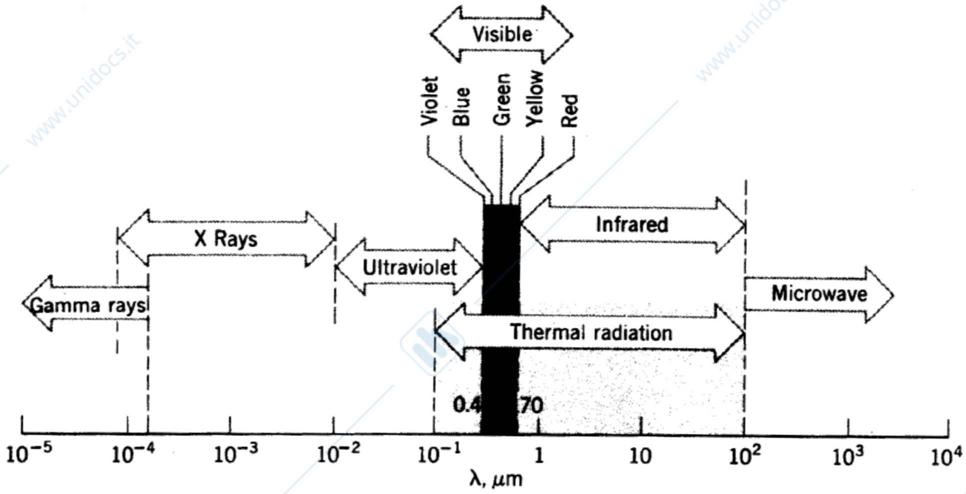
É l'effetto delle <u>radiazione termica</u>!

Qualsiasi corpo emette radiazioni elettromagnetiche, anche nel vuoto. Queste radiazioni trasportano energia, e rappresentano, quindi, a tutti gli effetti un meccanismo di scambio termico.

Comunque, la radiazione termica dipende da una serie di fattori:

- LUNGHEZZA D'ONDA: $\lambda \sim 0{,}1\,\mu m - 100\,\mu m$ (al di fuori di questo range non si ha irraggiamento)

  ⇝ il campo del visibile rientra nel range della radiazione termica: $0{,}4\,\mu m < \lambda < 0{,}7\,\mu m$.
  Anche gli infrarossi rientrano fra le radiazioni termiche, assieme ad alcuni ultravioletti...

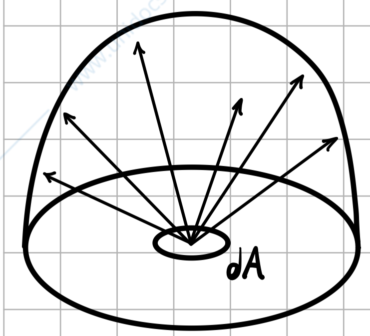


Il meccanismo con cui avviene lo scambio non é semplice da spiegare... In sostanza, lo scambio di calore avviene tramite EMISSIONE DI ONDE ELETTROMAGNETICHE da parte del corpo. Queste onde elettromagnetiche quando investono un altro corpo ne aumentano l'energia interna (letteralmente producono moti microscopici di tipo rotazionale, traslazionale e vibrazionale delle molecole, che vanno quindi ad aumentare l'energia interna del corpo stesso).
Qualsiasi corpo che possiede una temperatura diversa dallo zero assoluto emette radiazioni.

Comunque, noi parleremo di radiazione termica quando l'energia elettromagnetica si trasforma DIRETTAMENTE in energia interna.
Ad esempio, anche le microonde del forno a microonde scaldano, ma in questo caso il passaggio NON é diretto: sfruttando un campo elettromagnetico variabile nel tempo i bipoli delle molecole ruotano seguendo il campo stesso; quando questo moto ordinato si disomogeinizza, ossia quando i bipoli iniziano a ruotare "a casaccio", le radiazioni si trasformano in energia interna, e scaldano il corpo.

Per spiegare il fenomeno nella sua forma più corretta dovremmo studiare le equazioni di Maxwell... Noi faremo delle approssimazioni e studieremo la cosiddetta TEORIA DEI RAGGI.
Grazie a questa, possiamo trattare la radiazione termica in termini di raggi e lunghezza d'onda.
Vediamo quali sono le approssimazioni che facciamo...

Consideriamo un disco e valutiamone un'areola dA:



$E = \frac{d\dot{Q}^e}{dA}$ = potenza emessa dall'areola $\left[\frac{W}{m^2}\right]$

$G = \frac{d\dot{Q}^i}{dA}$ = potenza assorbita dall'areola $\left[\frac{W}{m^2}\right]$

E = POTERE EMISSIVO

G = IRRADIANZA

Comunque, in generale, tutto ciò che vediamo (che sono onde elettromagnetiche) non dipende dalla sola emissione del singolo corpo, ma anche dalla riflessione delle onde elettromagnetiche sulle superfici!

È per questo motivo che si introduce un'altra grandezza che tenga conto di questo effetto:

$J = \frac{dQ^{e+r}}{dA}$ = potenza emessa + potenza riflessa dall'areola $\left[\frac{W}{m^2}\right]$

J = RADIOSITÁ

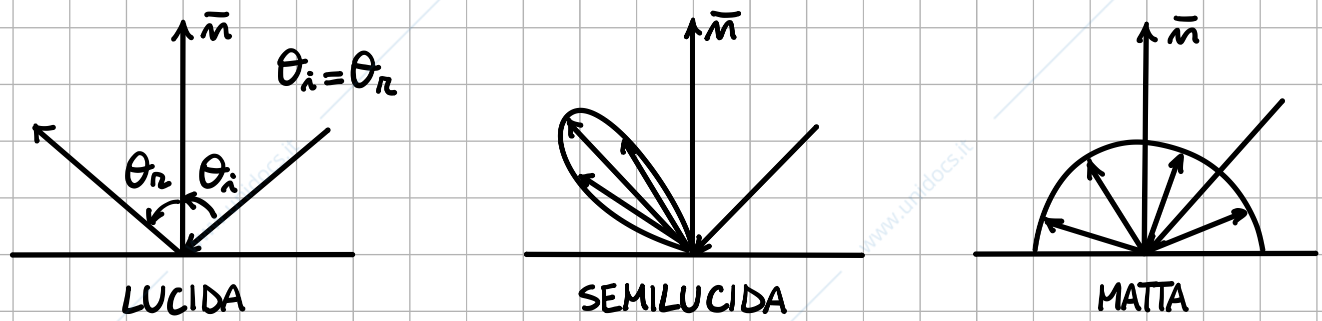
Vengono poi definite le stesse tre grandezze "monocromatiche":

$E_\lambda = \frac{d\dot{Q}^e}{dA\,d\lambda}$ = POTERE EMISSIVO MONOCROMATICO $\left[\frac{W}{m^2\,\mu m}\right]$

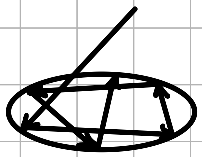
$G_\lambda = \frac{d\dot{Q}^i}{dA\,d\lambda}$ = IRRADIANZA MONOCROMATICA $\left[\frac{W}{m^2\,\mu m}\right]$

$J_\lambda = \frac{d\dot{Q}^{e+r}}{dA\,d\lambda}$ = RADIOSITÁ MONOCROMATICA $\left[\frac{W}{m^2\,\mu m}\right]$

Facciamo un passo avanti... Capiamo come avviene la riflessione delle radiazioni:



Oltre a queste tre ne esiste un'ultima più rara in cui non si ha riflessione.
Questo tipo di condizione prende il nome di IDEALE e coincide con il massimo assorbimento dell'onda, che rimane letteralmente imprigionata nel corpo investito:



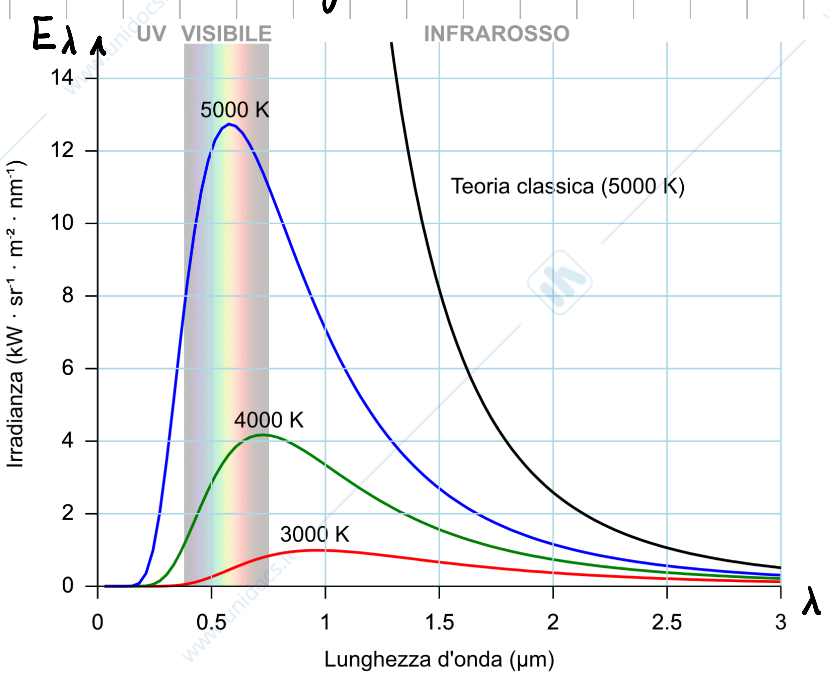
Questa condizione è tipica dei CORPI NERI, che non a caso sono quelli che assorbono più radiazioni (e che emettono anche più radiazioni).
Si vede sperimentalmente che la quantità di energia emessa da un corpo nero è ben precisa ed è uguale in tutte le direzioni:

$$E_b = \sigma T^4 \quad \text{con} \quad \sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \ \frac{W}{m^2 K^4}$$

La cosa strana è che questa quantità dipende esclusivamente dalla temperatura, e da nient'altro, neanche dal materiale di cui è fatta la superficie ideale ($\equiv$ corpo nero)!

SPETTRO SUP. IDEALE (NERA):

Possiamo costruire un grafico che relazioni il potere emissivo monocromatico con la lunghezza d'onda:



$$E_\lambda = \frac{dQ^e}{dA\, d\lambda} \quad \left[\frac{W}{m^2\, \mu m}\right]$$

$$\rightsquigarrow E_\lambda = \tilde{f}(\lambda, T)$$

$$\Longrightarrow E_b = \int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = \sigma T^4$$

E_b rappresenta l'energia emessa dallo spettro e si quantifica come l'area sottesa dalla curva.

Una cosa che si nota è che le curve formano tutte un andamento "a campana", e al diminuire della temperatura il massimo si sposta sempre più a DX.

⇝ per diverse temperature T_i, il massimo è raggiunto a lunghezze d'onda pari a $\bar{\lambda}_i$:

$$\bar{\lambda}_i :/ \left.\frac{\partial E_\lambda}{\partial \lambda}\right|_{\bar{\lambda}_i} = 0$$

Sperimentalmente si vede una cosa importante:

$\bar{\lambda}_i T_i = \text{cost.} = 2898\ \mu m \cdot K$ **LEGGE DI WEIN**

Il risultato è spettacolare: grazie a questa semplice formulina si può calcolare la temperatura superficiale del sole e di altre stelle! Si noti bene che questa relazione è valida esclusivamente per superfici approssimabili ad ideali.

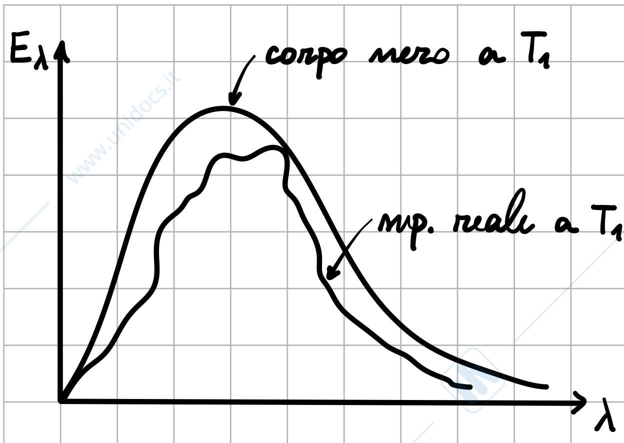
Era quindi necessario mettere in atto un modello teorico che giustificasse i risultati sperimentali trovati...
Il modello teorico più corretto è rappresentato dalla LEGGE DI PLANCK: questa afferma che l'energia associata alla radiazione elettromagnetica è trasmessa in unità discrete o quanti, successivamente indicati come fotoni. Il valore E di un quanto di energia dipende dalla frequenza ν della radiazione secondo la formula:

$E = h\nu$ con h = costante di Planck $= 6{,}62607015 \cdot 10^{-34}\ J \cdot Hz^{-1}$

$\rightsquigarrow E_\lambda = n \cdot h\nu$ con $n \in \mathbb{N}$

SUPERFICI REALI: EMISSIONE

Finora abbiamo parlato solo di emissioni del corpo nero, cioè per superfici ideali. Vogliamo capire ora come quantificare l'emissione delle superfici reali...
Per farlo confrontiamo lo spettro della superficie reale con quello ideale alla stessa temperatura.



Definisco una **EMISSIVITÀ MONOCROMATICA** che quantifichi questo confronto:

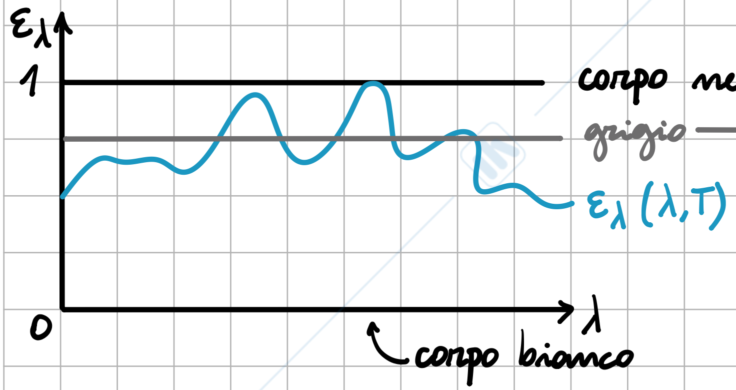
$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{\lambda b}} \leq 1$$

In maniera analoga a come fatto precedentemente si definisce l'**EMISSIVITÀ**:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_b} \leq 1$$

Le due grandezze ε e ε_λ sono sicuramente ≤ 1 siccome abbiamo detto che il corpo nero è la superficie che possiede il maggiore potere emissivo.

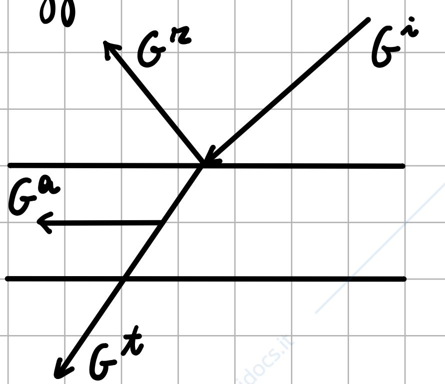
Vediamone una rappresentazione grafica:



grigio → è un CASO PARTICOLARE per cui $\varepsilon_\lambda(\lambda,T) = \varepsilon_\lambda(T)$ (no dipendenza da λ)

Questo comunque è un primo metodo per caratterizzare una sup. reale, ma non è l'unico...

Un altro metodo consiste nel vedere come risponde il corpo quando irraggiato:



$$G^r + G^t + G^a = G^i$$

dividendo per G^i:

$$\frac{G^r + G^t + G^a}{G^i} = \frac{G^i}{G^i}$$

$$\underbrace{\rho}_{\text{RIFLESSA}} + \underbrace{\tau}_{\text{TRASMESSA}} + \underbrace{\alpha}_{\text{ASSORBITA}} = 1$$

In maniera analoga a come fatto precedentemente si definiscono i coefficienti monocromatici:

$\rho_\lambda + \tau_\lambda + \alpha_\lambda = 1$

Ci possiamo poi chiedere se esiste una relazione fra la quantità di energia assorbita e la quantità di energia emessa...
La risposta è SI! È possibile dimostrare che:

$\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda \;\cancel{\Longleftrightarrow}\; \alpha = \varepsilon$ ⇝ SOLO SE IL CORPO È GRIGIO

EMISSIONI DI BANDA:

Prima di poter passare al prossimo argomento dobbiamo fare una considerazione sul corpo nero.
Consideriamo il corpo nero e il suo potere emissivo monocromatico E_λ:

⇝ definisco l'**EMISSIONE DI BANDA**: $F_{0\lambda} = \dfrac{\int_0^\lambda E_\lambda \, d\tilde{\lambda}}{\int_0^\infty E_\lambda \, d\tilde{\lambda}} = \dfrac{1}{E} \int_0^\lambda E_\lambda \, d\tilde{\lambda}$

È una funzione che esprime il potere emissivo di un corpo nero a una certa temperatura fino a una certa lunghezza d'onda rispetto al potere emissivo totale (E) del corpo nero.

È possibile dimostrare che $F_{0\lambda} = \tilde{F}_{0\lambda}(\lambda, T) = \tilde{F}_{0\lambda}(\lambda \cdot T)$ in funzione del prodotto $\lambda \cdot T$

Inoltre, è evidente che $F_{0\lambda} \leq 1$ con $\lim_{\lambda \to \infty} F_{0\lambda} = 1$

Ci interessano due valori di lunghezza d'onda particolari:
- λ_{01}: $F_{0\lambda}(\lambda_{01}, T) = 0{,}01 = 1\%$
- λ_{99}: $F_{0\lambda}(\lambda_{99}, T) = 0{,}99 = 99\%$

⟶ tra λ_{01} e λ_{99} si concentra il 98% dell'emissione del corpo nero alla temperatura T.

La funzione $F_{0\lambda}$ è nota e sappiamo che vale:

$F_{0\lambda}(\lambda_{01}, T) = F_{0\lambda}(\lambda_{01} \cdot T) \Longleftrightarrow \lambda_{01} T = 1500 \ \mu m \cdot K$

$F_{0\lambda}(\lambda_{99}, T) = F_{0\lambda}(\lambda_{99} \cdot T) \Longleftrightarrow \lambda_{99} T = 25000 \ \mu m \cdot K$

Quindi, fissata una certa temperatura T, possiamo conoscere gli "estremi" λ_{01} e λ_{99} del corpo nero a quella temperatura:

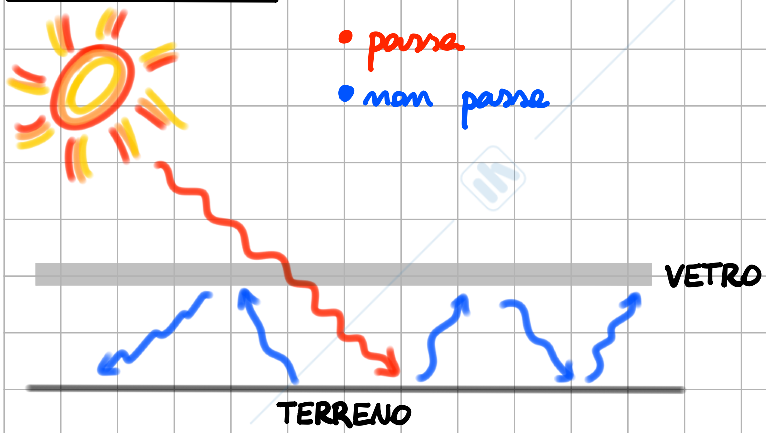
[K] T	λ_{01}	λ_{99}
T_{amb}	5,0	83,3
T_S	0,26	4,3

con T_{amb} = temperatura ambiente = 300 K
T_S = temperatura sole = 5800 K

Quindi, per il sole quasi la totalità dell'emissione è concentrata nella regione $\lambda \in [0{,}26\ \mu m - 4{,}3\ \mu m]$, mentre i corpi a temperatura ambiente nella zona $\lambda \in [5\ \mu m - 83{,}3\ \mu m]$.

$\Longrightarrow$ i due spettri sono totalmente disgiunti, non si intersecano mai.

EFFETTO SERRA:



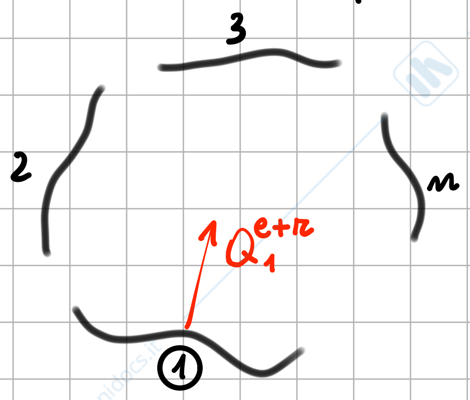
L'atmosfera è assimilabile in molti problemi ad un mezzo trasparente. Questa ipotesi è valida fino a qualche centinaio di metri. Oltre, non è possibile ignorare la presenza di gas come H_2O e CO_2 che assorbono e quindi emettono nell'infrarosso.

Per questo motivo il cielo viene spesso assimilato a un corpo con una temperatura $T_{sky} = 230 - 280$ K.
Possiamo pensare al cielo come un corpo semitrasparente, come il vetro o la plastica: lascia passare la radiazione nel visibile e quella nel vicino infrarosso (fino a $2\ \mu m$), ma assorbe tutte le altre ($\lambda \geq 2\ \mu m$).
Poiché, abbiamo visto prima, la luce solare è compresa fra $0{,}26 - 4{,}3\ \mu m$, nell'intervallo $0 \longmapsto 2\ \mu m$ ne passa ben il 94%! La radiazione che passa (quasi tutta quella incidente, abbiamo visto) viene assorbita dal terreno che a sua volta (come tutti i corpi) emette. Ma questa emissione avviene a Tamb, per la quale abbiamo visto che i valori di lunghezza d'onda sono compresi fra $5 \longmapsto 83{,}3\ \mu m$, cioè valori per cui il vetro NON è trasparente: le onde emesse dal terreno rimangono intrappolate

fra vetro e terreno, aumentando la temperatura dell'ambiente compreso fra vetro e terreno.

SCAMBIO TERMICO RADIATIVO:

Consideriamo n superfici che non si toccano e fra cui c'è il vuoto:



$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{1\to2} + \dot{Q}_{1\to3} + \ldots + \dot{Q}_{1\to n}$$

Inoltre, $J \doteq \frac{d\dot{Q}^{e+r}}{dA} \rightsquigarrow \dot{Q}^{e+r} = \int d\dot{Q}^{e+r} = J\int dA = JA$

$$\dot{Q}_{1\to2} + \dot{Q}_{1\to3} + \ldots + \dot{Q}_{1\to n} = J_1A_1$$

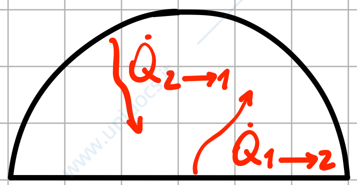
$$\rightsquigarrow \underbrace{\frac{\dot{Q}_{1\to2}}{J_1A_1}}_{F_{12}} + \underbrace{\frac{\dot{Q}_{1\to3}}{J_1A_1}}_{F_{13}} + \ldots + \underbrace{\frac{\dot{Q}_{1\to n}}{J_1A_1}}_{F_{1n}} = 1$$

$$F_{12} + F_{13} + \ldots + F_{1n} = 1$$

$F_{ij} \doteq \frac{\dot{Q}_{i\to j}}{J_iA_i}$ = **FATTORE DI VISTA**

Comunque, in generale $F_{12} \neq F_{21}$ MA $F_{12}A_1 = F_{21}A_2$ (1)

CASO PARTICOLARE: superfici formanti una cavità.



$\dot{Q}_{12} = \dot{Q}_{1\to2} - \dot{Q}_{2\to1}$ = potenza termica scambiata fra sup. 1 e 2

$$\rightsquigarrow \dot{Q}_{12} = F_{12}A_1J_1 - F_{21}A_2J_2 = \text{dalla (1)}$$
$$= F_{12}A_1J_1 - F_{12}A_1J_2$$

quindi, $F_{12}A_1(J_1 - J_2) = \frac{J_1 - J_2}{\frac{1}{F_{12}A_1}} = \frac{J_1 - J_2}{Req}$

Possiamo, allore, riconoscere l'analogia elettrica in cui $Req = \frac{1}{F_{12}A_1}$

Il problema è che non so calcolarmi J_1 e J_2...
Se le superfici 1 e 2 sono superfici nere $J_1 \equiv E_1 = \sigma T_1^4$ e $J_2 \equiv E_2 = \sigma T_2^4$.

$$\rightsquigarrow \dot{Q}_{12} = F_{12}A_1\sigma(T_1^4 - T_2^4)$$