• Radiazione Termica: (Legge di Planck per corpo Nero)

Qualsiasi corpo ad una data Temperatura T emette radiazione elettromagnetica dovuta all'agitazione Termica dei costituenti del corpo stesso.

↳ gli atomi/molecole eccitati hanno una distribuzione continua di accelerazioni

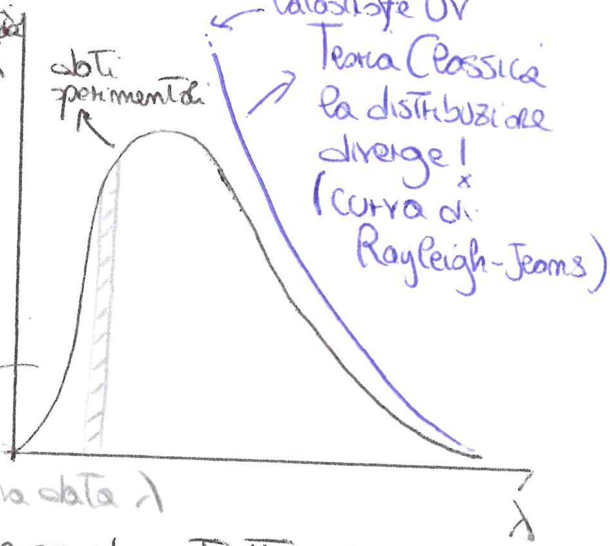
→ Lo spettro emesso appare continuo, e al crescere di T aumenta l'intensità emessa, così come il valor medio delle frequenze emesse (e.g. un oggetto, o una fiamma, all'aumentare della T appaiono, prima rosse, poi blu e infine bianche)

↳ ma l'intensità dipende da λ

→ Con una Trattazione classica NON e' possibile spiegare lo spettro delle lunghezze d'onda emesse da un corpo nero*

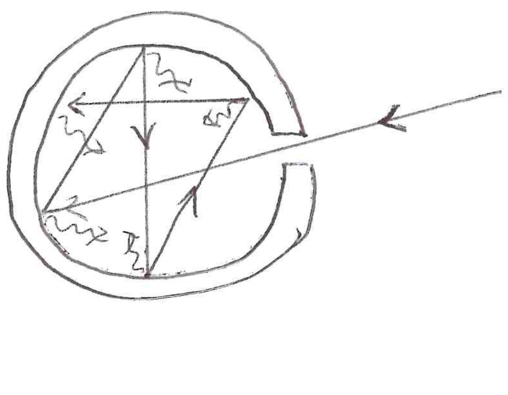
$\mathcal{E}_\lambda = \frac{\text{Energia}}{m^2 s \lambda}$

$dI(\lambda) = \mathcal{E}_\lambda \, d\lambda$ Rappresenta l'energia emessa x u. di tempo e $\mathcal{E}_\lambda$ ad una data λ



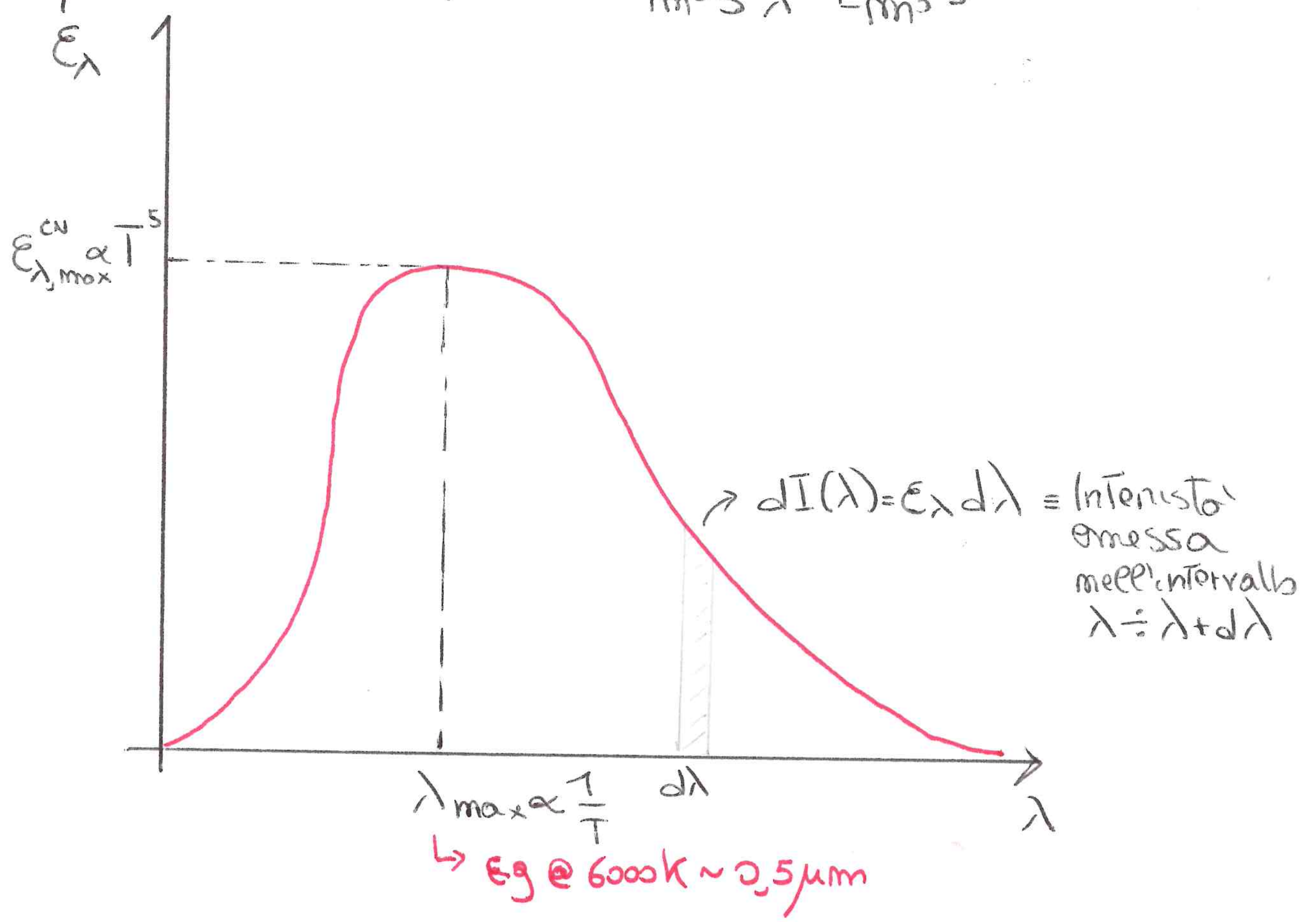
* Corpo nero: Sistema fisico ideale che assorbe Tutta la radiazione che lo colpisce. Esso può essere approssimato con un piccolo foro sulla superficie di un oggetto cavo.

Ovvero NON riflette la radiazione incidente



La luce che penetra nel foro colpisce le pareti della cavità venendo assorbita e riflessa. Le pareti re-irradiano con una λ che dipende solo dalla T ~~pareti~~ della cavità.

Potere emissivo specifico $= \frac{\text{Energia}}{m^2\, s\, \lambda}\ \left[\frac{W}{m^3}\right]$



Sperimentalmente si osserva per un corpo nero:

- Potere emissivo totale risulta:

$$\varepsilon^{CN} = \underbrace{\int_0^\infty \varepsilon^{CN}_\lambda\, d\lambda}_{\text{Area sottesa alla curva}} = \sigma T^4$$

Quindi la potenza emessa dipende fortemente da T

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

Legge di Stefan-Boltzmann

- La λ a cui si ha il massimo potere emissivo:

$$\lambda_{max} T = 2{,}8978 \cdot 10^{-3}\ mK = 2{,}8970\ mm\,K$$

Prima Legge di Wien

ovvero $\lambda_{max} \propto \frac{1}{T}$, quindi al crescere di T la curva si sposta verso sinistra (ovvero il picco si sposta a ν maggiori)

- Il massimo potere emissivo è:

$$\varepsilon^{CN}_{\lambda, max} = a T^5 \qquad a = 1{,}287 \cdot 10^{-5} \frac{W}{m^3 K^5}$$

Seconda legge di Wien

nuovamente molto sensibile alla temperatura

=> Queste evidenze sperimentali NON possono essere spiegate con una trattazione classica; in particolare la cosiddetta catastrofe ultravioletta è legata all'assunzione (classica) che gli atomi costituenti la cavità potessero assorbire ed emettere energia in modo continuo (nel senso di qualsiasi valore).

=> Planck riuscì a spiegare i dati osservativi ipotizzando che gli atomi (assunti comportarsi come oscillatori) avessero energia quantizzata. Ovvero che ogni oscillatore potesse assumere solo valori discreti di energia:

come nei modelli classici

$$E_n = n h \nu \quad = nhc/\lambda$$

n: # intero positivo (# quantico)

ν: frequenza oscillazione

h: Costante di Planck $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s$

→ Partendo da questa assunzione Planck derivò la relazione:

↳ considerando una distribuzione di Boltzmann per le energie $\propto e^{-nh\nu/k_BT}$ in quanto sono in eq. termico

↳ Anche se derivato da una trattazione classica! tuttavia una derivazione più rigorosa porta allo stesso risultato

$$\varepsilon_\lambda^{CN} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_BT} - 1} \quad \text{o} \quad \varepsilon_\nu^{CN} = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_BT} - 1}$$

legge di Planck (1900)

→ Le varie leggi ed evidenze scientifiche sono facilmente derivabili dalla legge di Planck

(e.g. $\lambda_{MAX} = \lambda : \left.\frac{d\varepsilon_\lambda^{CN}}{d\lambda}\right|_\lambda = 0$, $\varepsilon_{\lambda_{MAX}}^{CN} = \varepsilon_\lambda^{CN}(\lambda_{MAX})$,

$\varepsilon^{CN} = \int_0^\infty d\lambda\, \varepsilon_\lambda^{CN}$)

↓

È interessante notare che lo stesso concetto di quantizzazione applicato al modello atomico permetta di spiegare la stabilità dell'atomo e lo spettro di emissione discreto (righe spettrali) e di assorbimento.

↓ Ovvero l'atomo può assorbire o emettere solo fotoni con un livello definito di energia multiplo di $h\nu$, pari al salto quantico tra due livelli energetici.

Nota: la radiazione termica è anch'essa dovuta ad emissioni atomiche, ma nella materia condensata, l'interazione tra atomi fa aumentare il numero e la densità di stati quantici: le righe spettrali sono così fitte da apparire continue!

→ Le stelle, con ottima approssimazione, emettono uno spettro di corpo nero: le uniche onde e.m non assorbite sono quelle con $\lambda \sim R_\odot$, e gli atomi sulla superficie (o meglio atmosfera solare) emettono per agitazione termica.

→ Anche i pianeti emettono una radiazione che con buona approssimazione è rappresentata da un corpo nero: la radiazione proveniente dal sole viene parzialmente assorbita dai pianeti i quali la riemettono a equilibrio termico raggiunto (e.g. La Terra ha un'emissione planckiana di 300K)

→ L'esempio più preciso di corpo nero trovato in natura è quello della radiazione cosmica di fondo (CMB); scoperta casualmente nel '65 dagli ingegneri della Bell, Arno Penzias e Robert Wilson, essa rappresenta la radiazione termica, emessa dopo il disaccoppiamento tra materia e radiazione (ca 100.000 anni dopo il Big Bang), che ci raggiunge da ogni direzione dell'Universo. A seguito dell'espansione dell'Universo, la temperatura attuale del CMB è di 2.725 K*

• Effetto Fotoelettrico - Natura corpuscolare della luce

→ Sperimentalmente si osserva che un metallo emette e^- se illuminato con onde e.m.
In particolare:

- la luce incidente deve avere una $\nu > \nu_0$ (frequenza di soglia) perchè ci sia emissione di e^-.
- Sotto soglia, $\nu < \nu_0$, qualunque sia l'intensità della radiazione incidente, non c'è emissione.
- Per $\nu > \nu_0$, l'emissione di e^- è praticamente istantanea indipendentemente dall'intensità della radiazione

→ Queste proprietà, non spiegabili con una trattazione classica della radiazione e.m. (cioè un campo $\vec{E}$ che cede energia all'e^- per estrarlo), furono spiegate da Einstein nel 1905 estendendo l'ipotesi di Plank:

a) la radiazione e.m. è composta da quanti di energia $E = h\nu$, detti fotoni.

b) nell'interazione radiazione-materia, un e^- può assorbire 1 solo fotone.

↳ quindi emissione può avvenire solo se $h\nu \geq W_e$, con W_e energia minima da fornire all'e^- per rompere il suo legame con il metallo

lavoro estrazione e^-

→ Il successo della Teoria di Einstein porta ad assegnare alla radiazione e.m. una natura (o proprietà) corpuscolari: la radiazione viene rappresentata con un flusso di fotoni, ognuno con energia $E = h\nu$, e velocità c (nel vuoto), e dunque massa nulla.

→ Ne segue che la q.d.m: $\boxed{p = \frac{U}{c} = \frac{h\nu}{c} = h/\lambda}$

dalla Rel. Ristretta

Coincide con la q.d.m trasportata da un'onda EM! I/c

intensità onda composta da N fotoni per m^2 e s
$I = N h\nu$

→ La natura corpuscolare della radiazione è tanto più evidente quanto più è elevata l'energia del singolo fotone (e.g. raggi X e Y natura corpuscolare predomina)

⇒ Il dualismo onda-corpuscolo non si limita alla radiazione, ma anche alla materia. Ad una particella di massa m possiamo quindi associare

$\lambda = h/p$ $\qquad \nu = U/h$ $\qquad$ (Relazione di de Broglie 1924)

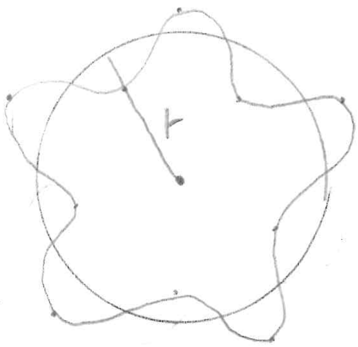
→ ovvero ad una particella in moto possiamo associare un pacchetto d'onde

→ Sperimentalmente si osservano infatti i fenomeni ondulatori (figure di diffrazione) anche per particelle (a bassa energia) come l'elettrone o il neutrone e protone.

→ Oggetti macroscopici non evidenziano la loro natura ondulatoria in quanto la lunghezza d'onda a loro associata è troppo piccola. E.g. una palla da baseball, $m = 140\,g$, $v = 27\,m/s$ $\Rightarrow$ $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6{,}63 \cdot 10^{-34}\,Js}{0{,}14\,Kg\; 27\,m/s} \cong 1.7 \cdot 10^{-34}\,m$

⇒ Non esistono particelle elementari così piccole da diffrarre una lunghezza d'onda tanto piccola!

→ È interessante applicare questo principio ad un e^- con un orbita ~~in modo~~ stazionaria circolare intorno al nucleo: Se pensiamo all'e^- come ad un onda stazionaria, la lunghezza dell'orbita deve essere uguale ad un multiplo della lunghezza d'onda:



$$n\lambda = 2\pi r \Rightarrow n\frac{h}{p} = 2\pi r \Rightarrow pr = L = n\frac{h}{2\pi}$$

Il momento angolare risulta quantizzato!

→ Si noti che sia nel caso della radiazione che nel caso di una particella, certi fenomeni possono solo essere spiegati ricorrendo al concetto di onda o corpuscolo; però, per un dato fenomeno/esperimento è possibile mettere in evidenza uno solo dei due aspetti! Questo aspetto è riassunto dal PRINCIPIO DI COMPLEMENTARIETÀ di Bohr: gli aspetti corpuscolare ed ondulatorio sono complementari - non appena si mette in evidenza un aspetto l'altro non è più osservabile contemporaneamente.

⇓

→ La natura ondulatoria di una particella implica un'irriducibile incertezza sulla precisione con cui è possibile determinare due variabili "coniugate":

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{4\pi} = \frac{\hbar}{2} \qquad \Delta t \Delta U \geq \frac{\hbar}{2}$$

$\hbar = h/2\pi$

Principio di Indeterminazione di Heisenberg

Nota: Non si tratta di una limitazione strumentale, ma di un effetto intrinseco alla misura, che deriva dalla natura ondulatoria della materia