

Insegnare la fisica moderna

La fisica quantistica - prima puntata

Che cosa insegnare? Come insegnare?

Affrontare la f.q. è molto più complesso della relatività, per varie ragioni:

- i prerequisiti sono assai più estesi
- i fatti e i fenomeni su cui basarsi sono parecchi
- idem per le verifiche sperimentali (fenomeni nuovi)
- è necessario padroneggiare dati numerici e ordini di grandezza
- l'interpretazione solleva questioni (anche filosofiche) non da poco, e bisogna combattere contro idee radicate
- non parliamo delle applicazioni, se volessimo anche solo accennarle.

Infatti:

- La f.q. è nata dall'esistenza di gravi problemi a conciliare la fisica classica con vari fatti noti o che si venivano scoprendo tra fine '800 e inizi del '900.
- Esiste una tradizione che occorrerebbe superare perché datata, ma che invece continua a farsi sentire e ci condiziona.
- Se non altro, dal puro punto di vista pratico, perché IN e Sy ne sono profondamente permeati.

Leggiamo le IN

L'affermarsi del modello del quanto di luce potrà essere introdotto attraverso lo studio della radiazione termica e dell'ipotesi di Planck (affrontati anche solo in modo qualitativo), e sarà sviluppato da un lato con lo studio dell'effetto fotoelettrico e della sua interpretazione da parte di Einstein, e dall'altro lato con la discussione delle teorie e dei risultati sperimentali che evidenziano la presenza di livelli energetici discreti nell'atomo. L'evidenza sperimentale della natura ondulatoria della materia, postulata da De Broglie, ed il principio di indeterminazione potrebbero concludere il percorso in modo significativo.

Questo è tutto, ma è anche troppo: per l'impostazione sottostante, per le scelte che suggerisce...

Potremmo consolarci con l'esistenza di alcuni verbi: “potrà” (non “dovrà”) “potrebbero”...

Ma leggiamo ora il Sillabo.

Leggiamo il Sy

Per cominciare, il Sy assegna alla f.q. il 30% del tempo.

Poi elenca i prerequisiti:

- *L'esperimento di Rutherford e il modello atomico.*
- *Spettri atomici.*
- *Interferenza e diffrazione (onde, ottica)*
- *Scoperta dell'elettrone.*
- *Urti classici.*

L'ordine di questi argomenti non è né storico né logico, ... ma sorvoliamo.

Il problema è che sono prerequisiti per modo di dire: in buona parte sono argomenti *nuovi*, che andranno trattati adeguatamente.

Seguono i “contenuti minimi irrinunciabili”.

I contenuti minimi irrinunciabili

L'elenco è il seguente:

- *L'emissione di corpo nero e l'ipotesi di Planck*
- *L'esperimento di Lenard e la spiegazione di Einstein dell'effetto foto-elettrico*
- *L'effetto Compton.*
- *Modello dell'atomo di Bohr e interpretazione degli spettri atomici.*
- *L'esperimento di Franck–Hertz.*
- *Lunghezza d'onda di De Broglie.*
- *Dualismo onda-particella. Limiti di validità della descrizione classica.*
- *Diffrazione/Interferenza degli elettroni.*
- *Il principio di indeterminazione.*

Seguirebbero, su altre colonne, le immancabili “abilità” e “competenze”.

Lascio a voi di dilettrarvi nella lettura...

Un mondo “incomprensibile”

La f.q. è spesso vista come un mondo pieno di paradossi, dove non si è mai sicuri di quello che sembra più ovvio e naturale, dove accadono cose che sfidano il senso comune, ecc.

È perciò essenziale mettere gli allievi al riparo da false impressioni, e far capire subito che *la fisica moderna è una scienza comprensibile*, razionale, con le sue *regole*, il suo *linguaggio*, e prima di tutto i suoi *fatti*.

Molti di questi fatti si sono imposti già *prima* della nascita della m.q. e si sono mostrati *inconciliabili* con la struttura teorica della fisica quale era conosciuta all'inizio del secolo scorso.

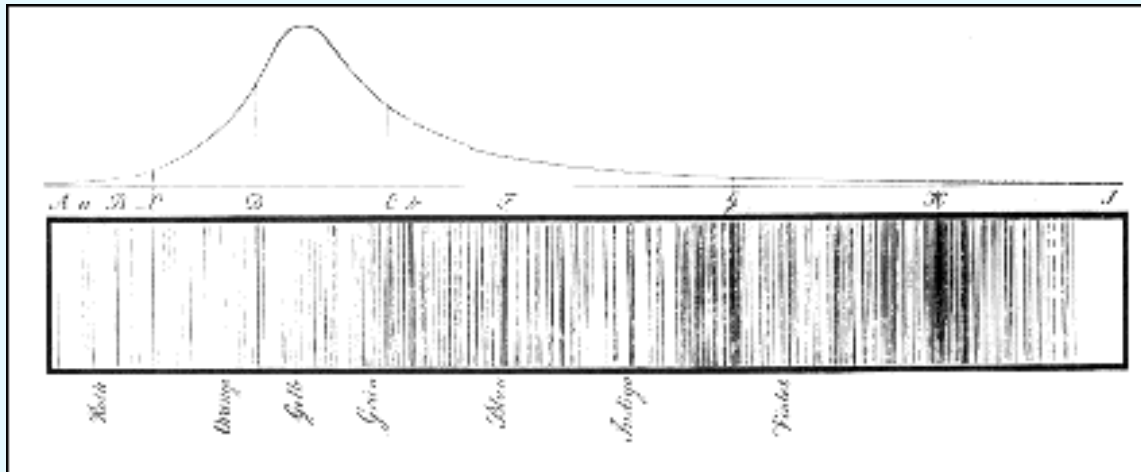
Penso agli *spettri di righe*, alle *anomalie dei calori specifici*, all'*effetto fotoelettrico*, e naturalmente al problema della *radiazione nera*.

Non sarebbe tutto, ma dobbiamo limitarci...

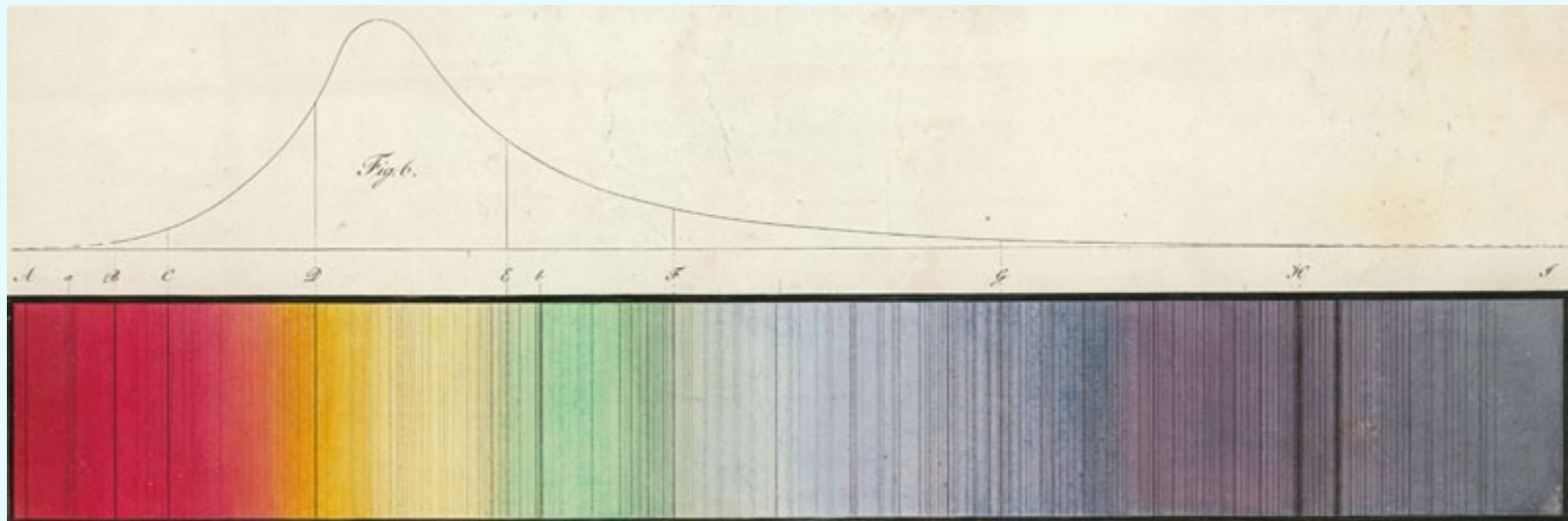
Gli spettri di righe

Nel 1814 Fraunhofer (1787-1826) inventa lo *spettroscopio*, e studia lo spettro del Sole.

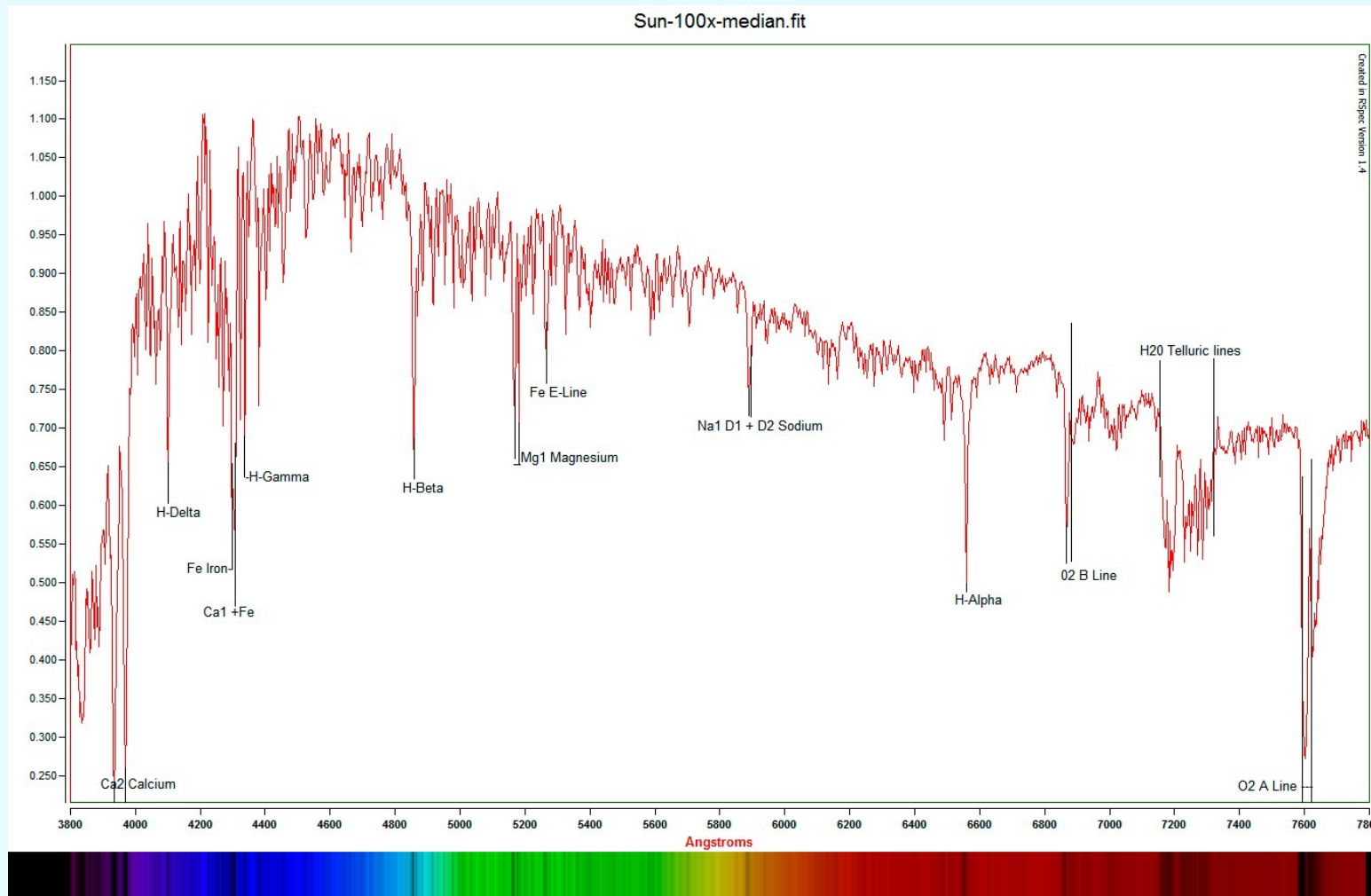
La figura qui sotto è l'originale di Fraunhofer, dove è riportato un grafico dell'intensità dello *spettro continuo*, e sotto le *righe di assorbimento* (che si trattasse di assorbimento, Fraunhofer non lo sapeva ancora).



Qui alla figura di Fraunhofer sono stati sovrapposti i colori dello spettro continuo, e le righe sono riprodotte con maggior dettaglio.



Ecco invece lo spettro del Sole sotto forma di grafico (intensità – lunghezza d'onda) dove le righe di assorbimento appaiono come “picchi negativi”.



Nota didattica

È molto importante, non solo per questo caso, che gli studenti *sappiano leggere un grafico*, e collegare le due rappresentazioni: quella “pittorica” di uno *spettrogramma* e quella “matematica” di un *diagramma cartesiano*.

La spettroscopia

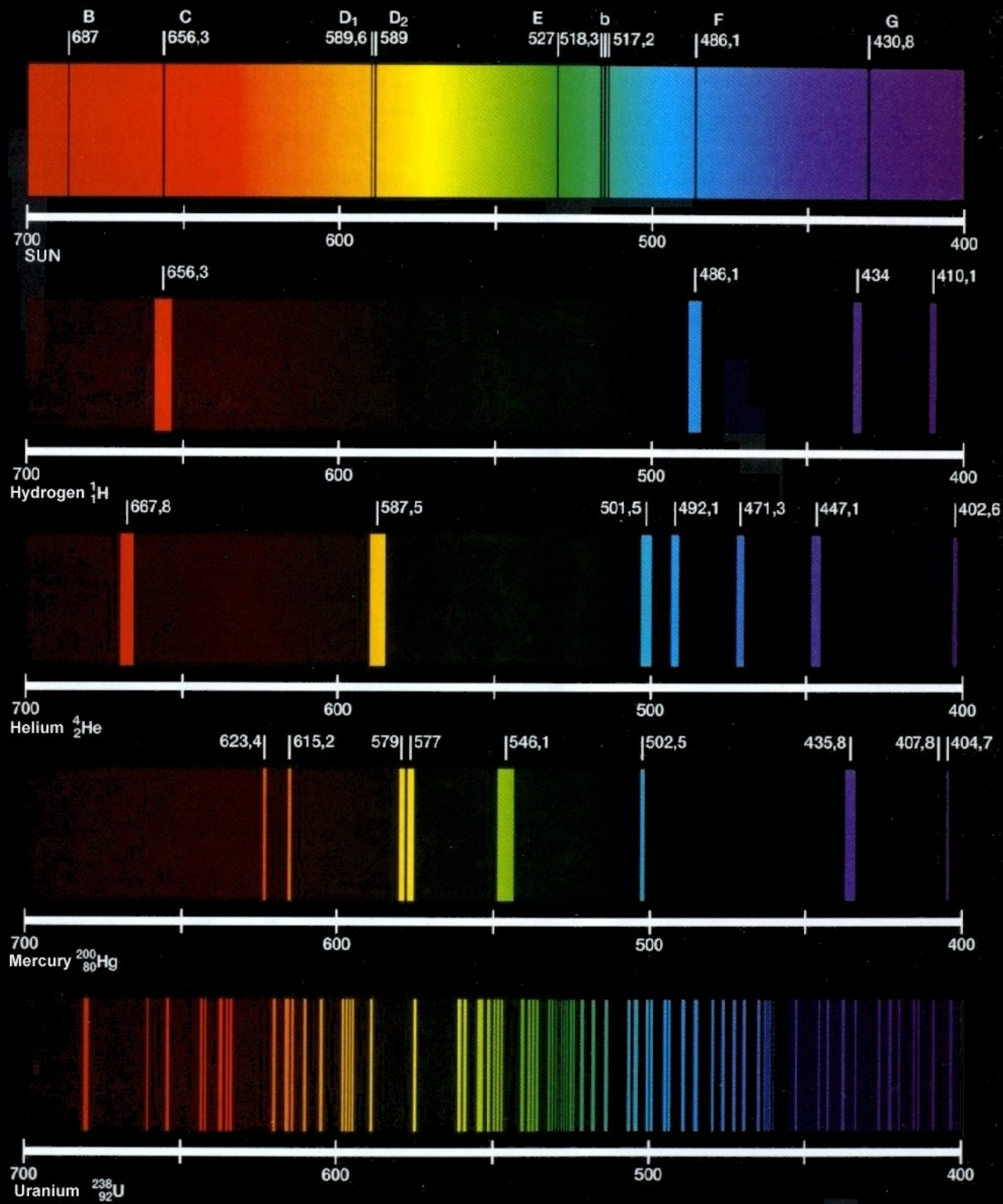
A metà dell'800 Bunsen e Kirchhoff iniziano a usare sistematicamente gli spettri di *emissione* delle *fiamme* come mezzo di *analisi chimica*.



Per questa via scoprono *due nuovi elementi*: il **rubidio** e il **cesio**.

L'invenzione dei tubi a scarica a bassa pressione permette misure molto più precise e dettagliate, su molti elementi.

Però gli spettri sono molto complicati ...



Però gli spettri sono molto complicati ...

... e non si riesce a trovare una chiara regolarità per le lunghezze d'onda delle righe.

Solo nel 1885 Balmer trova una formula empirica per le righe dell'idrogeno:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}.$$

Nel 1888 Rydberg generalizza la formula di Balmer alle righe fuori del visibile:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

(la serie di Balmer si ottiene per $m = 2$).

R è nota da allora come “costante di Rydberg”.

Il problema

Anche nel caso dell'idrogeno, che dovrebbe essere semplice (un solo elettrone) lo spettro è *incomprensibile*.

L'elettrone dovrebbe percorrere un'orbita ellittica attorno al nucleo.

(Attenzione all'anacronismo: l'esperimento di Rutherford è venuto dopo!)

L'elettromagnetismo maxwelliano prevede che una carica accelerata irraggi, ma se il moto è periodico anche le *onde* emesse dovrebbero essere *periodiche*, con la *frequenza del moto* dell'elettrone ed eventualmente con *armoniche*.

Invece la formula di Rydberg, *che descrive i dati sperimentali*, dice tutt'altro:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = R c \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Nel 1908 Ritz scopre una generalizzazione della formula di Rydberg: tutte le righe spettrali, di qualsiasi atomo, si possono rappresentare nella forma

$$\frac{1}{\lambda} = T_m - T_n.$$

T_m , T_n sono detti “termini spettrali”.

Per l'idrogeno:

$$T_n = R/n^2.$$

È chiara la semplificazione: relativamente *pochi* termini bastano per calcolare *molte* righe.

Ma l'interpretazione fisica resta oscura.

I calori specifici

La storia può essere fatta iniziare col 1859, quando Maxwell enuncia il *teorema di equipartizione*:

In un sistema materiale all'equilibrio termico, l'energia cinetica media per ogni grado di libertà vale $RT/(2N_A)$.

Qui $R = 8.3145 \text{ J}/(\text{mol K})$ è la *costante dei gas* e N_A è la *costante di Avogadro*.

(Non “numero” di Avogadro! Nel SI *non* è un numero puro!)

$$N_A = 6.0221 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}.$$

La grandezza $k = R/N_A$ è detta *costante di Boltzmann*:

$$k = 1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K}.$$

A volte si trova indicata con k_B . Più che il valore di k , è utile memorizzare kT in eV per $T = 300 \text{ K}$: $kT \simeq 0.026 \text{ eV}$.

I calori specifici dei gas

Dal teorema di equipartizione si ricavano subito i *calori specifici* (meglio, i *calori molari*) per certi gas perfetti.

Dato che l'energia interna U di un gas perfetto dipende solo dalla temperatura, possiamo scrivere

$$C_V = dU/dT$$

e la relazione di Mayer

$$C_P = C_V + R$$

1. Gas perfetto monoatomico: l'energia interna è solo cinetica, 3 gradi di libertà per atomo (molecola). Quindi per una mole

$$U = 3RT/2, \quad C_V = 3R/2, \quad C_P = 5R/2 = 20.786 \text{ J/(mol K)}.$$

2. Gas perfetto biatomico: l'energia interna è solo cinetica, 5 gradi di libertà per molecola. Quindi per una mole

$$U = 5RT/2, \quad C_V = 5R/2, \quad C_P = 7R/2 = 29.101 \text{ J/(mol K)}.$$

Nota: Conviene usare i calori specifici a P costante, che sono più facili da misurare.

Attenzione: quali ipotesi sono state fatte oltre quella che l'energia interna sia solo cinetica?

Gas monoatomico.

Abbiamo assunto 3 gradi di libertà, ossia trattiamo gli atomi come *punti materiali, senza struttura interna*. Ricordiamocelo.

Gas biatomico.

Come si arriva a 5 gradi di libertà? Non solo i due atomi sono punti materiali, ma il loro legame nella molecola è supposto *rigorosamente rigido*.

Non si tratta di una schematizzazione innocua: se supponiamo che la distanza fra gli atomi possa cambiare, per quanto rigido sia il legame *i gradi di libertà diventano 6*. Non si scappa: o sono 5, o sono 6...

Che cosa dicono le misure?

Ecco i C_p misurati a 25°C.

He: 20.786 H₂: 28.836

Ne: 20.786 N₂: 29.124

Ar: 20.786 O₂: 29.378

Kr: 20.786 F₂: 31.304

Xe: 20.786 Cl₂: 33.949

Rn: 20.786 Br₂: 36.057

I₂: 36.888

Valori teorici:

20.786

29.101

C'è qualcosa di strano: nei gas biatomici, qualche volta C_p è troppo piccolo (H₂), altre volte (soprattutto alogeni) è troppo grande.

I calori specifici dei solidi

La teoria dei calori specifici dei solidi differisce da quella dei gas.

Non possiamo più usare $C_V = dU/dT$, perché non è detto che U dipenda solo da T . Dovremo scrivere

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V .$$

Inoltre non è più vero che l'energia interna sia solo cinetica. C'è anche da considerare l'*energia potenziale* delle forze agenti fra gli atomi.

Tuttavia approssimando i legami fra gli atomi nel solido come elastici, si dimostra che in media (all'equilibrio) energia cinetica ed energia potenziale *sono uguali*.

Quindi l'energia media per grado di libertà è kT . Una mole, che contiene N_A atomi, ha $3N_A$ gradi di libertà:

$$U = 3RT, \quad C_V = 3R.$$

La differenza tra C_V e C_P è molto piccola, perché il lavoro nella dilatazione a pressione costante è piccolo.

Quindi non ha importanza distinguere tra C_V e C_P : scriverò semplicemente C .

Arriviamo così alla previsione (Boltzmann):

$$C = 3R = 34.94 \text{ J/(mol K)}.$$

La legge di Dulong e Petit

Già nel 1819 D–P avevano scoperto che per molti solidi il calore specifico è inversamente proporzionale al “peso atomico”; il che equivale, in termini moderni, a dire che C è *costante*.

Più tardi si vide che la costante non era lontana da $3R$.

Però...

Dati sperimentali a 25°C (teorico 34.94)

C (grafite)	8.517	È chiaro che la legge di D–P è valida solo in modo <i>grossolano</i> ; che C è sempre $< 3R$, con uno scostamento molto rilevante per alcuni tra gli elementi più <i>leggeri</i> .
B	11.087	
Be	16.443	
Si	19.789	L'accordo migliora se si fanno misure a temperatura <i>più alta</i> , ma questo apre un nuovo problema: come può dipendere C dalla temperatura?
Al	24.200	
Cu	24.440	
Li	24.860	
Ag	25.350	
Zn	25.390	
Pb	26.650	
Sn (bianco)	27.112	
Na	28.230	
K	29.600	
Rb	31.060	
Cs	32.210	

Calori specifici e struttura atomica

Il problema dei calori specifici era destinato ad aggravarsi con la scoperta dell'*elettrone* e della *struttura atomica*.

La teoria di Maxwell–Boltzmann funziona (più o meno bene) se si trattano gli atomi come *punti materiali*.

Ma se sono composti, e quindi hanno *gradi di libertà interni*, come mai questi gradi di libertà *non contribuiscono*, secondo il teorema di equipartizione, ai calori specifici?

Non è cosa da poco: per es. un atomo di H invece di 3 gradi di libertà ne ha 6, quindi dovrebbe avere calore specifico *doppio*!

L'effetto fotoelettrico

Intorno al 1890 Hertz e poi altri scoprono e studiano il nuovo effetto, che alla fine viene interpretato come *emissione di elettroni* da una superficie metallica illuminata da opportuna radiazione (meglio UV).

Lenard (1900) esegue misure più quantitative, e determina le “leggi” dell'effetto fotoelettrico:

- per ogni metallo esiste una *soglia*: una lunghezza d'onda *max*, al disopra della quale l'effetto non si produce (una frequenza *min* ecc.)
- la corrente prodotta è *proporzionale* all'intensità della luce
- la *massima energia* degli elettroni emessi non dipende dall'intensità, ma cresce con la *frequenza* della luce.

Tutto questo è incomprensibile in base alla fisica classica.

a) Non si spiega l'esistenza di una soglia.

Un'onda e.m. (un campo elettrico oscillante) può cedere a un elettrone un'energia crescente nel tempo, *qualunque sia la sua frequenza*.

b) Non si capisce perché l'intensità della luce influisca sul numero di elettroni emessi, anziché sull'energia di ciascuno.

Ci si aspetterebbe, al contrario, che con luce *più intensa* un elettrone possa catturare facilmente *più energia*.

c) Non si capisce perché debba esserci un'energia max degli elettroni emessi, né (soprattutto) perché debba dipendere dalla frequenza.

Il motivo è lo stesso detto in a): qualunque sia la frequenza, un campo elettrico oscillante può cedere a un elettrone un'energia *grande a piacere*, pur di lasciarlo agire per un tempo sufficiente.

Ulteriori indagini sperimentali dimostrarono che l'emissione di elettroni *inizia subito* (tempo inferiore al ns) anche se la luce applicata è assai debole.

Anche questo *non è spiegabile* con un modello classico dell'effetto.

Per i dettagli rimando a [1], pag. 7.

La radiazione nera

La tradizione (cui si attengono le IN) fa partire il discorso sulla f.q. dal lavoro di Planck sulla radiazione nera (1900).

Ritengo invece opportuno lasciare da parte questo problema, anche se storicamente è stato il punto di partenza.

Farò comunque un veloce richiamo, solo per non dimenticare del tutto la successione storica degli eventi.

Kirchhoff

Siamo a metà dell'800.

Il problema alla base è quello di determinare da che cosa dipenda l'emissione di radiazione e.m. (agli inizi, di luce o di “infrarosso”).

In particolare, perché il colore della luce emessa da un corpo caldo cambia con la temperatura del corpo.

L'approccio più completo e produttivo è quello di Kirchhoff (1859).

K. ha scoperto sperimentalmente che ciò che un gas è capace di assorbire (righe di assorbimento) coincide con ciò che può emettere in altre condizioni (righe di emissione).

Affronta il problema generale dell'emissione termica come un problema *termodinamico*.

Introduce il concetto di *corpo nero*: una superficie capace di assorbire completamente a qualsiasi lunghezza d'onda.

Dimostra (appunto per via termodinamica) il fondamentale teorema:

Il rapporto fra potere emissivo e potere assorbente di qualunque corpo, a qualunque lunghezza d'onda, è una funzione universale della lunghezza d'onda [della frequenza, se preferite] e della temperatura.

Pertanto, dato che il corpo nero ha per definizione potere assorbente = 1, quel rapporto è il *potere emissivo del corpo nero*.

La cavità

La via adottata da K. è di studiare il problema parallelo dell'equilibrio della *radiazione termica* in una *cavità chiusa*, e di esaminare le condizioni perché un *corpo di prova* non alteri quell'equilibrio.

Si arriva così al detto teorema e in più al risultato che la *densità di correnti di energia* nella cavità eguaglia il *potere emissivo* del corpo nero.

Di qui l'idea: se si pratica un forellino nella parete, *quel forellino* emette come un corpo nero (e si comporta come un corpo nero per la radiazione che gli arriva).

Di qui anche la *confusione* frequente fra cavità e corpo nero...

In seguito l'idea del forellino come corpo nero sarebbe servita anche per costruire strumenti capaci di *misure* accurate sul potere emissivo.

Successive ricerche teoriche

A questo punto il solo (!) problema è di determinare il detto potere emissivo del corpo nero, ossia la *funzione universale*.

Qui entrano in gioco Bartoli, Stefan, Boltzmann, Wien, Rayleigh e Jeans (e siamo arrivati agli inizi del '900).

Il risultato di Rayleigh e Jeans è *assurdo*: porta a un'emissione totale *infinita*.

Nel frattempo Lummer, Pringsheim e altri hanno realizzato corpi neri *reali* (per mezzo di cavità) e misurato la funzione che si cerca.

Questo succede negli stessi anni del lavoro di Planck.

Planck

Planck (1900) affronta il problema e lo risolve in un primo tempo mediante un'interpolazione tra le espressioni di d^2S/dU^2 fra i due casi estremi (alte frequenze, regime di Wien, e basse frequenze, regime di Rayleigh-Jeans).

In un secondo tempo scopre che allo stesso risultato si arriva se si assume che gli *scambi di energia* fra materia e radiazione siano *quantizzati* con la ben nota relazione $\varepsilon = h \nu$.

Il confronto coi dati sperimentali gli permette di determinare il valore della nuova costante h (costante di Planck).

Però Planck non si azzarda ad affermare né che le energie dei suoi oscillatori materiali siano quantizzate, né che lo sia la radiazione e.m.: ci arriverà Einstein, nei lavori dal 1905 al 1909.

Per un approfondimento su tutto questo, rimando a [2].

Perché no alla radiazione nera?

A questo punto la risposta dovrebbe essere chiara: che cosa è possibile trasmettere di tutta questa storia a degli studenti di 5^a liceo?

Ci sono essenziali argomenti *termodinamici* (e già basterebbe).

C'è l'idea *astratta* della radiazione nella cavità come *sistema termodinamico*.

C'è la necessaria *integrazione* di termodinamica ed elettromagnetismo..

Qualunque tentativo di affrontare l'argomento non può che ridursi a *raccontare favolette* da imparare a memoria.

Al massimo (ma è una concessione generosa ...) si può *accennare* al problema della radiazione nera (ed è già difficilissimo) e poi asserire — *senza tentare alcuna giustificazione* — che Planck lo risolve (per modo di dire) come ho detto sopra.

Ci sono diversi argomenti più accessibili...

... per motivare la necessità di una nuova fisica. E altri ancora dobbiamo vederne (nella seconda puntata).

Contentiamoci di quelli!

[1] Sui “fatti” della fisica quantistica:

<http://www.sagredo.eu/fq/fq21p1.pdf>

(le figure sono in [fq21f1.pdf](#)).

[2] Sulla radiazione nera e più in generale sulla storia del concetto di fotone:

<http://www.sagredo.eu/varie/fotoni.pdf>