

## LA PRIMA MECCANICA QUANTISTICA

### 1) I risultati teorici di Maxwell: la Fisica classica entra in crisi.

Lo scozzese James Clerk Maxwell, grandissimo fisico teorico (forse il più grande della seconda metà dell'ottocento) condusse uno studio sistematico dell'elettromagnetismo che culminò in un fondamentale trattato pubblicato nel 1873 contenente tutti i suoi risultati. Le equazioni su cui si trovò a lavorare erano di fatto il risultato del lavoro di vari scienziati, e riguardavano flusso e circuitazione di  $\vec{E}$  e di  $\vec{B}$ . Erano la **legge di Gauss**, la **legge di Ampère**, la legge secondo cui **non esistono le cariche magnetiche** e la **legge di Faraday-Neumann**: quattro equazioni. Maxwell ebbe il coraggio di vederle come la manifestazione di un **unico** fenomeno, considerandole un sistema di equazioni, come in realtà erano essendo in esse i due campi "mescolati"; quest'ultima circostanza diventò ancora più evidente con la generalizzazione (di cui fu scopritore Maxwell stesso) della legge di Ampère a campi elettrici dipendenti dal tempo. Maxwell usò allo scopo un ragionamento del tutto astratto; le verifiche sperimentali della sua "legge di Ampère generalizzata" furono realizzate solo dopo la sua morte. Lavorando sulle quattro equazioni nella loro formulazione definitiva (che hanno preso in suo onore proprio il nome di **equazioni di Maxwell**) egli ottenne risultati estremamente interessanti ricavando contemporaneamente  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  in varie situazioni fisiche significative. In particolare risolse le "sue" equazioni prendendo come sorgenti dei campi cariche in moto **accelerato**.

Possiamo dare solo pochi cenni dei suoi risultati: considerando il caso semplice di una sola carica  $q$  in moto, se questa si muove con velocità costante  $\vec{v}$  in un dato sistema di riferimento inerziale  $S$ , esisterà ovviamente un altro sistema inerziale  $S'$  in cui essa è ferma. Rispetto a  $S'$  la carica  $q$  genererà allora un campo  $\vec{E}$  coulombiano e un campo  $\vec{B}$  nullo non essendovi cariche mobili, e quindi correnti elettriche, in  $S'$ . Abbiamo già visto che i campi  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  possono trasformarsi se osservo lo stesso sistema fisico in riferimenti diversi (ricordare la macchina lineare in continua...), ma se passo a un altro sistema inerziale  $S'$  mi aspetto che un campo coulombiano in  $S$  si trasformi almeno in campi  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  indipendenti dal tempo (e così si può verificare, infatti). Ma se la carica  $q$  accelera? Maxwell trovò soluzioni al sistema delle quattro equazioni per una carica generatrice  $q$  **oscillante**, cioè in moto armonico di periodo  $T$  e quindi frequenza  $\nu = \frac{1}{T}$  e pulsazione

$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ . Considerando i campi generati in regioni di spazio abbastanza lontane da  $q$

(zona di radiazione) trovò che le soluzioni hanno la forma di **onde piane** del tipo

$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$ , dove  $\omega$  è proprio la pulsazione dell'oscillazione di  $q$ ; analoga

espressione di  $\vec{E}$  ha anche  $\vec{B}$ , con fase uguale anche se diverso fattore vettoriale. La grande sorpresa venne dalla velocità delle due onde generate da  $q$  (si dice che la carica accelerata  $q$  **irraggia un'onda elettromagnetica** o semplicemente **irraggia**): Maxwell

trovò per tale onda  $v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ ; sostituendo in questa espressione i valori allora noti

delle due costanti fondamentali  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$ , il valore di  $v$  era con ottima approssimazione quello misurato all'epoca per la velocità della luce  $c$ !

A questo punto era una tentazione enorme ipotizzare ragionevolmente che, se le onde elettromagnetiche si muovono alla velocità della luce, la luce stessa sia un'onda elettromagnetica... La luce "fatta di campi elettrici e magnetici", una natura fisica davvero sorprendente! Peraltro una qualche natura fisica convincente della luce non era ancora

chiarita, pur conoscendone i fisici molte caratteristiche, che della luce evidenziavano prevalentemente proprietà ondulatorie. In particolare, era già noto che la luce visibile ha una lunghezza d'onda  $\lambda \approx 0.5\mu m$ , e di conseguenza una frequenza  $\nu = \frac{c}{\lambda} \approx 10^{15} Hz$ . La

frequenza delle oscillazioni di q dovrebbe quindi essere altissima, se la luce è veramente un fenomeno elettromagnetico generato da quel meccanismo oscillatorio. Ma il fatto non si doveva considerare drammatico: i fisici all'epoca si stavano sempre più convincendo che la materia è organizzata in atomi, che sono strutture microscopiche i cui moti interni possono ben essere accelerati, e con accelerazioni molto alte (e conseguenti alte frequenze se il moto è armonico: si ricordi la formula  $\vec{a} = -\omega^2 \vec{r}$ ). Era naturale ai tempi di Maxwell ipotizzare un moto circolare degli elettroni attratti dal nucleo, come avrebbe fatto anche Bohr poco tempo dopo e come vedremo tra poco; in questo caso le componenti x e y del vettore posizione sono soggette alla legge del moto armonico, cioè una legge sinusoidale. Secondo i calcoli di Maxwell questo moto della carica, contenendo due componenti oscillanti, generava ancora un'onda elettromagnetica viaggiante alla velocità  $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ . Ma questa grande vittoria teorica era viziata da una grossa pecca proprio sul

piano concettuale, che peraltro Maxwell aveva subito individuato: se una carica accelerata irraggia, i campi  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  irraggiati trasportano energia, per cui è q che deve per forza perdere energia essendo la causa del fenomeno dell'irraggiamento (alla conservazione dell'energia crediamo troppo per non essere convinti di ciò); la carica q deve quindi perdere velocità. Dopo un certo tempo (Maxwell ne stimò l'ordine di grandezza: è di  $10^{-10} s$ !) gli elettroni, che rallentano progressivamente, dovrebbero allora cadere sul nucleo, essendo da esso attratti (la traiettoria dovrebbe essere una spirale). Come si spiega al contrario la capacità degli atomi, sperimentalmente evidente, di emettere luce mantenendo costanti le loro dimensioni, legate queste alla distanza degli elettroni dal nucleo? Il primo modello atomico in cui si dette una risposta, per quanto insoddisfacente, a questa questione fu quello di Bohr (1913), che sarà descritto nel seguito.

## 2) Il modello atomico di BOHR.

### 2a) Premessa.

Le nostre attuali conoscenze delle proprietà del campo elettrico e del momento della quantità di moto ci permettono di formulare delle ipotesi nuove, anche se ancora nell'ambito della Meccanica Newtoniana, che danno la possibilità di costruire il primo modello quantistico di un atomo: il modello di Bohr per l'atomo di idrogeno (1913). Quando si parla di un risultato teorico, di una grandezza fisica o di un dato sperimentale l'aggettivo "quantistico" è usato dai fisici come sinonimo di "discreto", cioè "variabile in modo discontinuo"; è contrapposto all'aggettivo "classico", che sta per "obbediente alle leggi della meccanica newtoniana". Nei primi anni del ventesimo secolo sono state fondate due teorie "non classiche" che hanno costituito un superamento della Fisica fondata sui tre principi imparati in terza: la teoria della Relatività (Meccanica Relativistica) e la teoria dei Quanti (Meccanica Quantistica). La prima (Einstein, 1905 e seguenti) ammettere ancora la **continuità** del moto dei corpi, ma modifica profondamente i tre principi formulati a suo tempo da Newton per ritrovarli come perfettamente validi (niente paura, ragazzi! Non avete sofferto finora per una cosa che non serve a niente...) nella situazione fisica particolare di velocità dei corpi piccole rispetto a quella della luce, che poi è quella più frequente nel nostro pianeta!

La meccanica Quantistica (con una sua versione relativistica, introdotta nel 1930 da Dirac e tuttora considerata il punto di partenza di ogni nuova costruzione teorica) inizia proprio con la teoria di Bohr, che è stato un primo tentativo fondamentale per quanto imperfetto (se ne accorse subito lo stesso Bohr ma ebbe il coraggio di “tapparsi il naso” e andare avanti) ; fu infatti superato presto da un apparato logico-matematico coerente e molto più complesso (Schrodinger, Heisenberg, 1927) che è quella chiamata comunemente Meccanica Quantistica (non relativistica). Essa spiega molto bene la maggior parte dei fenomeni fisici noti finora a proposito della struttura della materia (atomi, molecole, gas, liquidi, solidi) e quindi della Chimica, che è quindi sostanzialmente un’applicazione della Meccanica Quantistica. L’inquadramento storico fornito ora, forse un po’ noioso ma se non altro abbastanza breve, mi sembrava comunque utile in una prospettiva multidisciplinare (sto pensando alle vostre tesine) ed entro ora senz’altro nei dettagli.

## 2b) Breve riepilogo sulle nostre conoscenze utili allo scopo.

Diamo per scontata la conoscenza delle proprietà del campo elettrico generato da una carica Q immobile nello spazio in un punto O. Dovremo studiare il moto di una carica q

in questo campo  $\vec{E} = k \frac{Q}{r^2} \hat{r}$  (con la notazione consueta). Tale campo è conservativo e

quindi ammette un potenziale; la formula data per buona nel primo quadrimestre si può dimostrare ora con l’uso degli integrali e vale la pena di farlo ora brevemente, dato che nel testo la dimostrazione non c’è. Per le proprietà del campo coulombiano, che è **radiale e conservativo**, si può calcolare la differenza di potenziale tra due punti qualunque A e B a distanze rispettivamente  $r_A$  e  $r_B$  da O scegliendoli allineati con O, cioè proprio in direzione radiale. Tutti i punti di una sfera di centro O e raggio r sono infatti equipotenziali per il nostro campo. Allora per definizione

$$V(A) - V(B) = \int_{\vec{r}_A}^{\vec{r}_B} \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_{r_A}^{r_B} \frac{kQ}{r^2} dr = \frac{kQ}{r_A} - \frac{kQ}{r_B} .$$

Scegliendo, come già dicemmo a suo tempo, lo zero del potenziale all’infinito, cioè ponendo  $\lim_{r \rightarrow \infty} V(r) = 0$  si ottiene la formula che fu già scritta senza dimostrazione:

$$V(r) = \frac{kQ}{r}$$

## 2c) Il modello.

Come poteva fare un fisico 100 anni fa a descrivere un atomo di idrogeno? Ormai l’esistenza degli atomi, come le particelle di dimensioni microscopiche costituenti la materia, era data per scontata; nel 1897 era stato scoperto l’elettrone (Thomson) e trovato in abbondanza in natura; Millikan (1909) scoprì che la carica elettrica è quantizzata e misurò la carica elementare normalmente chiamata **e**, che poi corrisponde in modulo a quella dell’elettrone ( $e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$ ). Come fu già accertato dalle indagini sperimentali di quel periodo, l’atomo più semplice (il più leggero) esistente in natura è l’idrogeno. Il suo nucleo positivo è costituito da un solo protone, avente carica e e massa che qui chiameremo M, tale che  $M \cong 1800m$ , dove m è il nome che daremo qui alla massa dell’elettrone. Il moto dell’elettrone nel campo del protone, che avendo massa molto maggiore sarà supposto con ottima approssimazione immobile, è governato, **secondo le leggi di Newton**, dall’equazione seguente:

$$\frac{-ke^2}{r^2} \hat{r} = m\vec{a} \quad (1)$$

Il danese Niels Bohr costruì il suo modello di atomo utilizzando ancora la (1), cioè la meccanica classica. Era già stato provato a suo tempo da Newton che applicando la (1) si dimostra che gli stati con energia totale  $E < 0$  corrispondono ad un moto su traiettoria ellittica, con il corpo che genera il campo (nel caso in esame il protone) ad occupare uno dei fuochi. Ovviamente, se ci si trasferisce al caso gravitazionale, sostituendo nella (1)  $ke^2$  con  $GMm$  si ottiene l'equazione del moto di un pianeta di massa  $m$  nel campo gravitazionale del sole di massa  $M$  e quindi la prima legge di Keplero, avendo il pianeta  $E < 0$  nel suo moto.

La prima ipotesi di lavoro semplificativa di Bohr fu di limitarsi a considerare orbite circolari per il moto dell'elettrone (Bohr trattò poi anche il caso generale di orbite ellittiche, ma non preoccupiamocene qui perché i risultati fisici delle due trattazioni sono molto simili). Dalle leggi del moto circolare uniforme si può allora scrivere, direttamente dalla (1):

$$\frac{ke^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (2)$$

utilizzando la formula dell'accelerazione centripeta, valida in questo caso, con  $v$  modulo della velocità dell'elettrone.

Ma la prima ipotesi rivoluzionaria formulata da Bohr fu la seguente:

“ Il modulo del momento della quantità di moto (preferirò chiamarlo con il sinonimo di **momento angolare**) dell'elettrone, che in questo caso vale  $mvr$ , è quantizzato, e precisamente assume valori che sono **multipli interi positivi** di una costante fondamentale, che vale  $\frac{h}{2\pi}$ , dove  $h$  è la costante di Planck”.

Qui bisogna spiegare: la costante  $h$  era stata introdotta alcuni anni prima da Max Planck, altro padre della Meccanica Quantistica, per interpretare effetti fisici connessi alla radiazione elettromagnetica emessa da particolari sorgenti (il cosiddetto corpo nero). Il valore di questa costante è  $h = 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  (verificare che le dimensioni sono giuste!). La costante  $\frac{h}{2\pi}$  viene denotata dai fisici con  $\hbar$ , simbolo introdotto da Dirac

che in lingua corrente prende il nome di “acca tagliato”. Con questa notazione l'ipotesi di quantizzazione del momento angolare si può quindi scrivere così:

$$mvr = n\hbar \quad (3)$$

con  $n$  numero naturale maggiore di zero (escludiamo che il momento angolare sia nullo; in quel caso l'elettrone dovrebbe “cadere” sul nucleo e l'atomo “collasserebbe”, cosa non osservata sperimentalmente).

Il sistema di equazioni costituito dalla (2) e dalla (3) ha due incognite  $r$  e  $v$ , con  $n$  come parametro. Se ricavo  $v$  dalla (3) e la sostituisco nella (2) ottengo per  $r$ :

$$r_n = \frac{\hbar^2}{kme^2} \cdot n^2 = a_0 \cdot n^2 \quad (4)$$

Ho chiamato il raggio delle orbite circolari ammesse dal calcolo  $r_n$  perché come si vede dipende da  $n$ , come del resto il momento angolare. Come si vede e come a questo punto ci potevamo aspettare, dunque anche il raggio dell'orbita è quantizzato (!) ed è proporzionale a  $n^2$ . Nella (4) ho chiamato la costante di proporzionalità

$a_0 = \frac{\hbar^2}{kme^2}$  , che è detto **raggio di Bohr** e vale  $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-10} m$  ; tale valore fornisce

l'ordine di grandezza delle dimensioni dell'atomo di idrogeno ed è utilizzato regolarmente dai fisici per stimare le dimensioni di un atomo qualsiasi (in effetti l'atomo di idrogeno è il più piccolo ma almeno per l'ordine di grandezza ci possiamo fidare di questa stima).

A tale proposito vale la pena di introdurre l'unità di misura adoperata comunemente dai fisici che si occupano di atomi e molecole: si chiama **Angstrom** (in sigla  $\text{\AA}$ ) ed è definito dalla seguente equivalenza:  $1\text{\AA} = 10^{-10} m$ , per cui il raggio di Bohr corrisponde a circa mezzo Angstrom.

Tornando alla (4), le orbite circolari dell'elettrone possono avere solo particolari raggi:  $r_1 = a_0; r_2 = 2^2 \cdot a_0 = 4a_0; r_3 = 3^2 \cdot a_0 = 9a_0$  e così via... Un raggio come  $r = 3a_0$  o  $r = 5a_0$  è **proibito** dalla nuova Meccanica anche se del tutto possibile secondo le leggi di Newton (posso portarmi su un raggio maggiore aumentando a piacere il modulo della velocità, cioè variando il momento angolare...). Il problema è che ora, secondo Bohr, proprio al momento angolare non è consentito assumere valori di modulo arbitrario ma solo quelli dettati in modo "spietato" dalla (3).

Dobbiamo ora tirare le somme sull'altra grandezza fisica fondamentale (forse la più importante di tutte) che non è ancora entrata nel problema: l'energia totale  $E$  dell'elettrone nel campo del protone. Ovviamente si può scrivere:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - k \frac{e^2}{r} \quad (5)$$

Usiamo ora la (2): semplificando si ottiene  $k \frac{e^2}{r} = mv^2$  da cui

$$E = \frac{1}{2}k \frac{e^2}{r} - k \frac{e^2}{r} = -\frac{1}{2}k \frac{e^2}{r} \quad (6)$$

Faccio notare che dalla (6) si ha  $E < 0$  e che nel caso di orbite circolari  $E = \frac{1}{2}U$  , dove

$U$  è l'energia potenziale dell'elettrone nel campo del protone, e  $E_c = -\frac{1}{2}U$  .

Ora sostituendo la (4) nella (6) si ottiene finalmente

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{ke^2}{\left(\frac{\hbar^2}{kme^2}\right)} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{1}{2} \frac{k^2me^4}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2} \quad (7)$$

La costante  $R = \frac{k^2me^4}{2\hbar^2}$  è detta costante di Rydberg; prima di darne il valore numerico,

vorrei brevemente introdurre l'unità di misura di energia comunemente adottata in fisica atomica: l'**elettronvolt** (in sigla, **eV** ). Per definizione, 1eV è l'energia necessaria ad un elettrone (fermo) per superare la differenza di potenziale di 1V, per cui

$1eV = e\Delta V = 1.6 \cdot 10^{-19} J$  . Tenendo conto di questa equivalenza e sostituendo le costanti

fondamentali che compaiono in  $R = \frac{k^2me^4}{2\hbar^2}$  , otteniamo il valore numerico  $R = 13.6eV$  .

La formula (7) è importantissima in fisica atomica: a dispetto del modello un po' "abborracciato" dal quale l'abbiamo ricavata, è capace di interpretare molti dati sperimentali e risulta valida per l'atomo di idrogeno anche nell'ambito della Meccanica Quantistica (non relativistica) "definitiva" di Heisenberg e Schrodinger. Come si vede

dalla (7),  $E$  è inversamente proporzionale al quadrato di  $n$ , che è detto **numero quantico principale**; la minima energia dell'elettrone atomico si ha per  $n=1$  e vale  $E_1 = -R = -13.6eV$ . La Meccanica Quantistica prevede, per atomi comunque complessi, dei valori di  $E$  (detti in generale **livelli energetici** dell'atomo) dipendenti da più numeri quantici (forse vi è stata data qualche informazione nel Corso di Chimica l'anno scorso, ma è sinceramente proibitivo entrare davvero nei dettagli dell'argomento!); possiamo accontentarci di questa descrizione dell'atomo di idrogeno, che per fortuna è descritto dal solo numero quantico  $n$  con una formula semplice come la (7). Tornando alla (7), il livello (con  $n=1$ ) di minima energia prima citato viene detto **livello fondamentale**; l'energia cresce poi con  $n$ , e i livelli con  $n>1$  si dicono **livelli eccitati**; l'energia poi tende a 0 per  $n$  tendente all'infinito. In quella condizione l'elettrone abbandona il nucleo e l'atomo si riduce al solo protone (l'atomo si dice **ionizzato**).

Abbiamo detto che la (7) verifica molti dati sperimentali: vale la pena concludere questa breve trattazione, altrimenti veramente molto "monca", con un ultimo paragrafo contenente dei semplici elementi di **spettroscopia dei gas** (tecnica citata spesso anche nel corso di Scienza della Terra parlando di Cosmologia, per cui credo che l'intervento non guasti..) nella quale la teoria di Bohr fu messa alla prova con notevole successo. Prima di farlo ci manca ancora da chiarire il problema, suscitato dai risultati di Maxwell, della stabilità delle dimensioni di un atomo nonostante l'irraggiamento di un'onda elettromagnetica. Bohr risolse momentaneamente il problema evitandolo...Postulò cioè che un atomo, trovandosi in una delle orbite circolari di raggio dato dalla (4), non irraggia (questa, e Bohr lo sapeva benissimo, era un'ipotesi arbitraria e poco convincente fisicamente); solo compiendo una **transizione** da un'orbita all'altra l'atomo può emettere luce ma anche assorbirla, modificando la propria energia. Chiamando  $n_1$  il numero quantico della prima orbita e  $n_2$  quello della seconda, la variazione di energia dell'elettrone sarà ovviamente

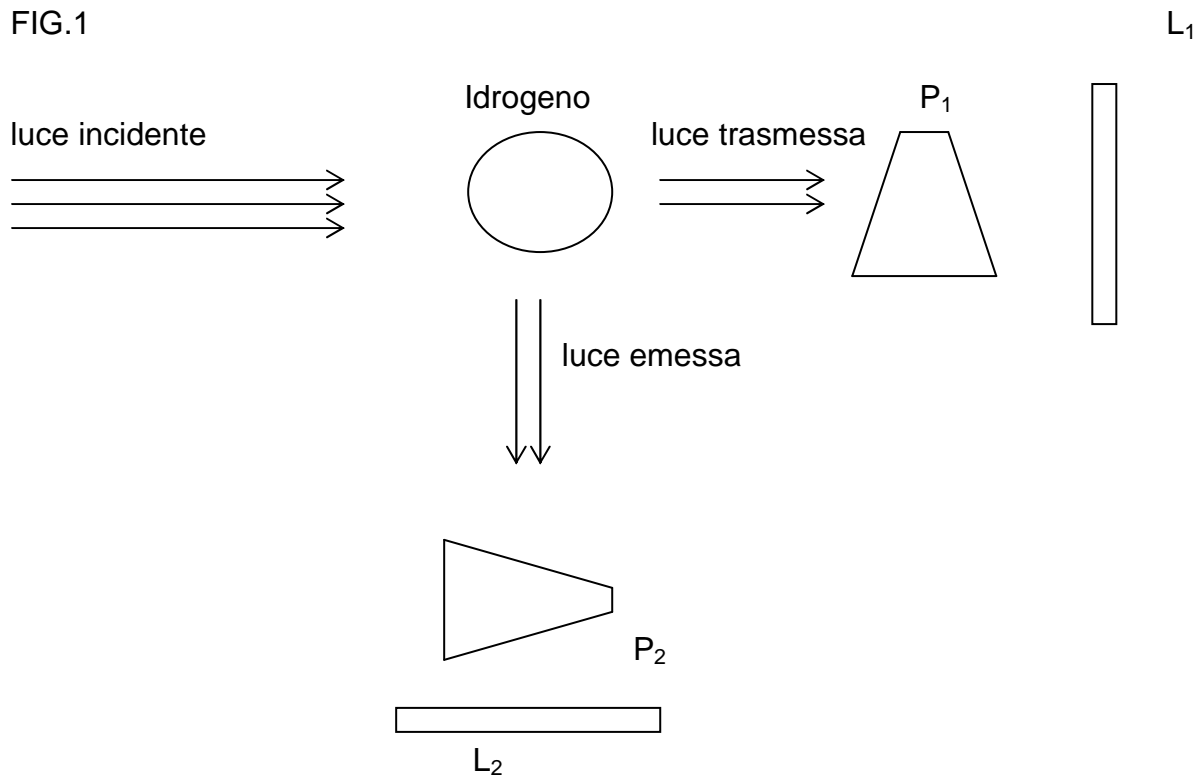
$$\Delta E = -\frac{R}{n_2^2} + \frac{R}{n_1^2} \quad (8)$$

Si noti che se  $n_1 > n_2$ ,  $\Delta E < 0$  e che se  $n_1 < n_2$ ,  $\Delta E > 0$ ; come è evidente a priori, l'atomo può perdere o guadagnare energia a seconda che  $n$  diminuisca o aumenti. Nel primo caso si ha emissione di radiazione elettromagnetica, tipicamente per un atomo luce visibile o ultravioletta, nel secondo caso assorbimento. Chiariremo ulteriormente la questione nel prossimo paragrafo.

### 3) Lo spettro dell'atomo di idrogeno e i fotoni

E' il momento di descrivere i fatti sperimentali indispensabili nel nostro problema: l'emissione e l'assorbimento della luce da parte di atomi. Studieremo ovviamente atomi di idrogeno, visto che è l'elemento più semplice e soprattutto è l'unico di cui sappiamo dire qualcosa. Consideriamo a questo scopo l'apparato sperimentale in figura 1 a pagina seguente: un fascio di luce bianca, contenente cioè un'ampia gamma di frequenze, incide su un campione di atomi di idrogeno, allo stato gassoso, contenuti nel palloncino schematizzato in figura. E' possibile misurare le frequenze assorbite facendo passare la luce trasmessa attraverso il prisma  $P_1$ , che devia la luce incidente su di esso ad angoli diversi in quanto l'indice di rifrazione, in questo caso del vetro di cui è costituito il prisma, dipende dalla frequenza: è il fenomeno della dispersione della luce. La luce emergente oltre il prisma impressiona la lastra fotografica  $L_1$ , che presenta varie righe scure, corrispondenti alla luce assorbita: le posizioni di tali righe permettono di calcolarne le frequenze  $\nu$ , che sono ben precise e che costituiscono il cosiddetto spettro di

assorbimento dell'idrogeno e sono una specie di "carta di identità", che permette di riconoscere questo elemento anche in presenza di altri. Per rivelare la radiazione emessa, la osserviamo in direzione ortogonale a quella assorbita, per non esserne disturbati, con apparato sperimentale analogo: un prisma  $P_2$  che seleziona le frequenze emesse, e una lastra fotografica  $L_2$  che le misura (vedi ancora fig.1). Su  $L_2$  troveremo un certo numero di righe stavolta colorate (le frequenze dello spettro di emissione) scoprendo che sono più numerose di quelle dello spettro di assorbimento; le righe di assorbimento sono comunque tutte presenti nello spettro di emissione, che però ne contiene anche altre.



Voglio far notare che ho disegnato in fig. 1 solo dei simboli per le due lastre fotografiche: nella prima ci dovrebbero essere righe scure su uno sfondo colorato, nella seconda delle righe colorate su uno sfondo scuro.

Gli sperimentatori che per primi ottennero questi risultati ,cercarono e trovarono delle relazioni matematiche tra le frequenze trovate, ma ci voleva qualcuno che interpretasse queste leggi empiriche, motivando lo strano comportamento degli atomi nell'assorbire ed emettere solo alcune ben precise frequenze.

Einstein, pochi anni prima dell'avvento della teoria di Bohr, aveva formulato un'ipotesi rivoluzionaria sul comportamento della luce, che ne evidenzia una duplice natura: ondulatoria e corpuscolare. L'ipotesi è la seguente: la luce è costituita da corpuscoli (**FOTONI**) ognuno di energia

$$\varepsilon = h\nu \quad (9)$$

dove  $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$  è la frequenza dei due campi dell'onda elettromagnetica e  $h$  è la

costante di Planck , da noi già utilizzata. Un'equazione simile alla (8) era già stata di fatto concepita da Planck stesso, ma usata in un contesto meno generale (la radiazione del corpo nero), con un'interpretazione diversa e comunque non in termini di fotoni. Anche Newton molto tempo prima aveva formulato per il comportamento della luce una struttura

corpuscolare, ma era una luce che doveva obbedire per l'appunto alle leggi della "sua" Meccanica e Einstein aveva da poco dimostrato che ciò non è possibile.

L'ipotesi di Einstein fu fatta propria da Bohr: la variazione dell'energia dell'atomo durante la transizione, data dalla (8), deve essere proprio uguale all'energia del fotone emesso (o assorbito):

$$\Delta E = h\nu \quad (10)$$

Le frequenze che si possono determinare dalla (10) attribuendo ai due numeri quantici tutti i possibili valori naturali (che sono infiniti...) sono, nel caso dell'idrogeno, tutte quelle compatibili con la conservazione e con la quantizzazione dell'energia; le frequenze degli spettri di assorbimento e di emissione finora misurati per l'idrogeno fanno tutte parte dell'insieme dei valori dati dalla (10). E' un risultato di grande importanza, che avvalora senz'altro le ipotesi di Bohr, pur perfettibili (cosa, come già detto, fatta da altri pochi anni dopo). Non mi posso addentrare in ulteriori particolari perché ciò comporterebbe di uscire dalla teoria di Bohr, che più di tanto non può ottenere. Concludo chiarendo solo una questione rimasta in sospeso: perché lo spettro di emissione è più ricco di quello di assorbimento? Gli sperimentatori si accorsero che ciò avveniva perché le frequenze assorbite erano solo quelle per le quali  $n_1 = 1$  nella (10). Ciò significa che sono solo gli atomi nel livello fondamentale ad assorbire la luce bianca incidente; questi atomi, una volta compiuta la transizione ad un livello eccitato, emettono uno o più fotoni ritornando in tempi brevissimi al fondamentale. Adoperando concetti di Fisica Statistica si può provare che a temperature non troppo alte, come è quella del nostro esperimento, la probabilità che il campione di idrogeno contenga atomi in livelli eccitati è troppo bassa per avere transizioni con  $n_1 > 1$  in numero sufficiente da misurarne la frequenza; questo comportamento statistico spiega la differenza osservata tra spettro di emissione e spettro di assorbimento.