

12. Sulla teoria della generazione e dell'assorbimento della luce;*

di A. Einstein.

In un lavoro pubblicato lo scorso anno¹⁾ ho mostrato che la teoria maxwelliana dell'elettricità porta, insieme alla teoria dell'elettrone, a risultati che sono in contraddizione con le esperienze sulla radiazione del corpo nero. Come spiegato là, fui condotto all'opinione secondo cui luce di frequenza ν possa essere assorbita ed emessa solamente in quanti di energia $(R/N)\beta\nu$, dove R rappresenta la costante assoluta dell'equazione dei gas applicata a una grammomolecola, N è il numero delle molecole effettive in una grammomolecola, β è il coefficiente esponenziale della formula di radiazione di Wien (o di Planck) e ν è la frequenza della luce in questione. Questa relazione fu sviluppata in un regime che corrisponde a quello di validità della formula di radiazione di Wien.

A quel tempo mi sembrava che la teoria di planckiana della radiazione²⁾ costituisse, in un certo senso, una controparte del mio lavoro. Nuove riflessioni, che sono comunicate nel § 1 di questo lavoro, mi mostrarono però che la base teorica sulla quale la teoria della radiazione del Sig. Planck poggia si differenzia da quella che risulterebbe dalla teoria maxwelliana e dell'elettrone, e proprio per il fatto che la teoria planckiana fa uso implicito dell'ipotesi dei quanti di luce appena menzionata.

Nel § 2 del presente lavoro viene derivato, con l'aiuto dell'ipotesi dei quanti luce, una relazione tra l'effetto Volta e la dispersione fotoelettrica.

§ 1. La teoria planckiana della radiazione e i quanti di luce.

Nel § 1 del mio lavoro citato sopra ho mostrato che la teoria molecolare del calore insieme alla teoria maxwelliana dell'elettricità e alla teoria dell'elettrone conduce alla formula per la radiazione del corpo nero:

$$\varrho_\nu = \frac{R}{N} \frac{8\pi\nu^2}{L^3} T, \quad (1)$$

che si trova in contraddizione con l'esperienza. Qui ϱ_ν è la densità della radiazione alla temperatura T , la cui frequenza si trova tra ν e $\nu + d\nu$.

*Titolo originale: *Zur Theorie der Lichtezeugung und Lichtabsorption*. Pubblicato in: *Annalen der Physik* 20 (1906): 199–206. Tradotto da Oliver F. Piattella.

¹A. Einstein, *Ann. d. Phys.* **17**, p. 132 1905.

²M. Planck, *Ann. d. Phys.* **4**, p. 561. 1901.

Com'è possibile che il Sig. Planck non sia arrivato alla stessa formula, ma all'espressione

$$\varrho_\nu = \frac{\alpha\nu^3}{\beta\nu} ? \quad (2)$$

$$e^{\frac{\alpha}{T}} - 1$$

Il Sig. Planck ha derivato¹⁾ che l'energia media \bar{E}_ν di un risonatore di frequenza propria ν che si trova in uno spazio riempito di radiazione disordinata è data dall'equazione

$$\bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8\pi\nu^2} \varrho_\nu . \quad (3)$$

Con ciò, il problema della radiazione del corpo nero era ridotto al compito di determinare \bar{E}_ν come funzione della temperatura. Tale compito è però risolto se si riesce a calcolare l'entropia di uno solo di un grande numero di risonatori che si trovano in equilibrio dinamico, interagenti l'uno con l'altro e della stessa fatta.

Immaginiamoci i risonatori come ioni, che sono in grado di eseguire oscillazioni sinusoidali lineari intorno a una posizione di equilibrio. Nel calcolo di questa entropia, il fatto che gli ioni posseggano una carica elettrica non ha alcun ruolo; dobbiamo considerare questi ioni semplicemente come delle masse puntiformi (atomi) il cui stato momentaneo è determinato dal loro momentaneo dislocamento x dalla posizione di equilibrio e dalla loro velocità istantanea $dx/dt = \xi$.

Affinché all'equilibrio termodinamico la distribuzione degli stati di questi risonatori sia una quantità univocamente determinata, bisogna assumere che, oltre ai risonatori stessi, ci sia un numero arbitrariamente piccolo di molecole in movimento libero, che possano trasferire energia da un risonatore all'altro collidendo con gli ioni; tali molecole non verranno considerate nel calcolo dell'entropia.

Potremmo ricavare \bar{E}_ν come funzione della temperatura a partire dalla legge di partizione di Maxwell-Boltzmann e arriveremmo così dunque alla formula di radiazione (1), che è errata. Per la strada battuta dal Sig. Planck si viene condotti nel seguente modo.

Siano $p_1 \dots p_n$ variabili di stato opportunamente scelte¹⁾ che determinano completamente lo stato di un sistema fisico (per esempio, nel nostro caso, le grandezze x e ξ di tutti i risonatori). L'entropia S di questo sistema alla temperatura T è rappresentata dall'equazione²⁾:

$$S = \frac{\bar{H}}{T} + \frac{R}{N} \lg \int e^{-\frac{N}{RT} H} dp_1 \dots dp_n , \quad (4)$$

dove \bar{H} rappresenta l'energia del sistema alla temperatura T , H è l'energia come funzione dei $p_1 \dots p_n$, e l'integrale è da estendersi su tutte le possibili combinazioni dei $p_1 \dots p_n$.

Se il sistema consiste in molte strutture molecolari — e solo in questo caso la formula ha significato e validità, allora contribuiscono al valore dell'integrale che appare in S in maniera rilevante solamente quelle combinazioni di valori dei

¹⁾M. Planck, Ann. d. Phys. **1**. p. 99. 1900.

¹⁾A. Einstein, Ann. d. Phys. **11**. p. 170. 1903.

²⁾l. c. § 6.

$p_1 \dots p_n$ il cui H si discosta molto poco da \bar{H} .³⁾ Prendendo ciò in considerazione, si arriva facilmente a vedere che, a parte quantità trascurabili, si può stabilire:

$$S = \frac{R}{N} \lg \int_H^{H+\Delta H} dp_1 \dots dp_n , \quad (5)$$

dove ΔH venga scelto sì molto piccolo, ma anche abbastanza grande affinché $R \lg(\Delta H)/N$ sia una quantità trascurabile. Dunque, S è indipendente dalla grandezza ΔH .

Inserendo ora le variabili x_α e ξ_α dei risonatori al posto di $dp_1 \dots dp_n$ nell'equazione e considerando che per l' α -esimo risonatore vale l'equazione

$$\int_{E_\alpha}^{E_\alpha+dE_\alpha} dx_\alpha d\xi_\alpha = \text{cost. } dE_\alpha , \quad (6)$$

(dato che E_α è una funzione quadratica e omogenea di x_α e ξ_α), si ottiene per S l'espressione:

$$S = \frac{R}{N} \lg W , \quad (7)$$

dove si è posto

$$W = \lg \int_H^{H+\Delta H} dE_1 \dots dE_n . \quad (8)$$

Se si calcolasse S secondo questa formula, si otterrebbe di nuovo la formula di radiazione sbagliata (1). Si giunge però alla formula di Planck supponendo che l'energia E di un risonatore non possa assumere ogni valore arbitrariamente, ma solamente valori che sono multipli interi di ε , dove

$$\varepsilon = \frac{R}{N} \beta \nu . \quad (9)$$

Mettendo ora proprio $\Delta H = \varepsilon$, si vede subito dall'equazione (8) che ora W diventa, a parte un fattore irrilevante, proprio quella quantità che il Sig. Planck ha chiamato "numero dei complexions".

Dobbiamo quindi da ciò considerare la seguente affermazione come base della teoria planckiana della radiazione:

L'energia di un risonatore elementare può assumere solamente valori che sono multipli interi di $(R/N)\beta\nu$; l'energia di un risonatore varia a salti attraverso assorbimento ed emissione, e proprio di un multiplo intero di $(R/N)\beta\nu$.

Questa presupposizione ne coinvolge però anche una seconda, in quanto si trova in contraddizione con il fondamento teorico dal quale l'equazione (3) è sviluppata. Se l'energia di un risonatore può cambiare solo a salti, allora l'usuale teoria dell'elettricità non può essere usata per calcolare l'energia media di un risonatore che si trova in uno spazio irradiato, dato che questo non conosce nessun particolare valore di energia di un risonatore. Quindi giace alla base della teoria planckiana anche l'assunzione:

³Segue dal § 3 e dal § 4 l. c.

Sebbene la teoria maxwelliana non possa essere applicata al caso di risonatori elementari, l'energia *media* di un risonatore elementare che si trova in uno spazio irradiato è proprio uguale a quella che si calcola con la teoria maxwelliana dell'elettricità.

L'ultima proposizione sarebbe senz'altro plausibile se in tutte le parti dello spettro, che sono considerate nell'osservazione, ovvero se $\varepsilon = (R/N)\beta\nu$ fosse piccolo rispetto al valore medio dell'energia \bar{E}_ν di un risonatore; questo però non è assolutamente il caso. Dentro il limite di validità della formula di radiazione di Wien è infatti $e^{\beta\nu/T}$ grande rispetto a 1. Ora, si prova facilmente che, secondo la teoria planckiana della radiazione, \bar{E}_ν/ε ha il valore $e^{-\beta\nu/T}$, nel regime di validità della formula di radiazione di Wien; quindi \bar{E}_ν è molto più piccolo di ε . Tocca quindi a un numero veramente piccolo di risonatori un valore dell'energia diverso da zero.

I ragionamenti sopra non confutano, secondo me, la teoria planckiana della radiazione; mi sembrano invece mostrare che il Sig. Planck abbia introdotto nella sua teoria della radiazione un nuovo ipotetico elemento — l'ipotesi dei quanti di luce.

§ 2. Una relazione quantitativa da aspettarsi tra la dispersione fotoelettrica e l'effetto Volta.

Se si ordinano i metalli in una fila secondo la loro sensibilità fotoelettrica si ottiene così, come si sa, la serie galvanica, dove i metalli sono tanto più fotosensibili quanto più vicini si trovano all'estremità positiva della serie.

Si comprende questo fatto fino ad un certo punto sotto la sola ipotesi di base che le forze, che non tratteremo qui, che danno origine ai doppi strati elettrici non si trovano alla superficie di contatto tra metallo e metallo, ma alla superficie di contatto tra metallo e gas.

Quelle forze possono generare un doppio strato elettrico alla superficie di un pezzo di metallo adiacente a un gas, al quale doppio strato elettrico corrisponde una differenza di potenziale V tra metallo e gas — contatto positivo se il metallo possiede il potenziale più alto.

Siano V_1 e V_2 le differenze di tensione di due metalli M_1 e M_2 all'equilibrio elettrostatico, nel caso in cui i metalli siano isolati l'uno dall'altro. Portando entrambi i metalli in contatto viene così perturbato l'equilibrio elettrostatico ed ha luogo un completo livellamento della tensione tra i due metalli.¹⁾ Nel contempo, si sovrapporranno degli strati semplici sui doppi strati elettrici menzionati prima alle superfici di separazione metallo-gas; a questi strati semplici corrisponde un campo elettrostatico nello spazio, il cui integrale di linea corrisponde alla differenza di voltaggio.

Chiamando, rispettivamente, V_{l_1} e V_{l_2} i potenziali elettrici nei punti del gas che sono immediatamente adiacenti ai metalli in contatto, e V' il potenziale nell'interno dei metalli, così si ha:

$$V' - V_{l_1} = V_1, \quad (10)$$

¹Trascuriamo l'effetto delle forze termoelettriche.

$$V' - V_{l_2} = V_2 , \quad (11)$$

dunque

$$V_{l_2} - V_{l_1} = V_1 - V_2 . \quad (12)$$

La differenza di potenziale misurabile è quindi numericamente uguale alla differenza dei potenziali che i metalli assumono nel gas, quando sono isolati uno dall'altro.

Ionizzando il gas ha così luogo una migrazione degli ioni causata dalle forze elettriche ivi presenti, la quale corrisponde a una corrente nei metalli, che al punto di contatto dei metalli è direzionata dal metallo con maggiore V (più debolmente elettropositivo) verso il metallo con minore V (più fortemente elettropositivo).

Si trovi ora un metallo M isolato in un gas. Sia V la sua differenza di potenziale rispetto al gas, corrispondente al doppio strato elettrico. Per estrarre l'unità di elettricità negativa dal metallo nel gas dev'essere fornito un lavoro numericamente uguale al potenziale V . Quanto maggiore V , cioè quanto meno elettropositivo è il metallo, tanta più energia è dunque necessaria per la diffusione fotoelettrica e tanto meno fotoelettricamente sensibile sarà il metallo.

Fino a qui si considerano i fatti senza fare ipotesi sulla natura della diffusione fotoelettrica. L'ipotesi dei quanti di luce porta però anche una relazione quantitativa tra l'effetto Volta e la diffusione fotoelettrica. Deve essere difatti fornita un'energia di per lo meno $V\varepsilon$ a un quanto elementare negativo (con carica ε) per muoverlo fuori dal metallo, nel gas. Sarà quindi possibile che un tipo di luce estragga elettricità negativa dal metallo solamente se il "quanto di luce" della luce incidente possiede per lo meno il valore $V\varepsilon$. Otteniamo quindi:

$$V\varepsilon \leq \frac{R}{N}\beta\nu , \quad (13)$$

o

$$V \leq \frac{R}{A}\beta\nu , \quad (14)$$

dove A è la carica di una grammomolecola di un ione monovalente.

Assumiamo ora che una parte degli elettroni assorbenti è in grado di abbandonare il metallo, non appena l'energia dei quanti di luce supera $V\varepsilon^1$) — la quale supposizione è perfettamente plausibile —, otteniamo quindi

$$V = \frac{R}{A}\beta\nu , \quad (15)$$

dove ν rappresenta la più piccola efficace frequenza fotoelettrica.

Siano quindi ν_1 e ν_2 le più piccole frequenze di luce che agiscono sui metalli M_1 e M_2 , così dovrebbe valere per la differenza di voltaggio V_{12} dei due metalli l'equazione:

$$-V_{12} = V_1 - V_2 = \frac{R}{A}\beta(\nu_1 - \nu_2) , \quad (16)$$

o, se V_{12} viene misurato in Volt:

$$V_{12} = 4,2 \cdot 10^{-15}(\nu_2 - \nu_1) . \quad (17)$$

¹Si trascura qui l'energia termica degli elettroni.

In questa formula è contenuta la seguente affermazione, valida in generale: quanto maggiormente è elettropositivo un metallo, tanto minore è la più bassa frequenza di luce efficace per il metallo in questione. Sarebbe di grande interesse sapere se la formula è da considerarsi in accordo sperimentale anche quantitativamente.

Berna, marzo 1906.

(Ricevuto il 13 marzo 1906)