

Sulle proprietà d'interferenza della luce emessa da raggi canale¹

A. Einstein

Finora ho sostenuto l'opinione che esperimenti sulla luce dei raggi canale possano dare risultati che non sono in accordo con i risultati della teoria ondulatoria classica². Comunicherò in quanto segue una semplice trattazione, secondo la quale una confutazione della teoria ondulatoria classica nell'ambito considerato appare pressoché esclusa. Questa trattazione è anche di un certo interesse, perché essa porta ad una conveniente esposizione dei fenomeni di interferenza che ci si deve aspettare. È essenziale per la trattazione che esporrò, che essa fa uso della teoria ondulatoria solo fin dove i risultati di questa sono riconosciuti come certi mediante l'esperienza.

Parto dalla seguente ipotesi, della cui verità si può difficilmente dubitare: una sorgente luminosa estesa, omogenea e in quiete può essere sempre sostituita in ottica con una sorgente in quiete a lei uguale, spostata parallelamente. Naturalmente questa ipotesi pretende validità fintanto che i bordi della sorgente luminosa non diventano importanti. La sua validità si mostra per esempio nel fatto che le "figure di interferenza di uno strato sottile" sono del tutto indipendenti dalla separazione della sorgente di luce dall'apparato di interferenza.

Consideriamo ora dei raggi canale omogenei nel vuoto. Essi costituiscono - visti dal sistema di coordinate K' solidale con le particelle - una sorgente di luce in quiete. Secondo i risultati prodotti per primo da Wien nella ricerca sulla variazione d'intensità della luce emessa dai raggi canale (a causa dell'assorbimento lungo il fascio di raggi canale) questa sorgente non è propriamente omogenea; ciò è tuttavia senza conseguenza per le proprietà d'interferenza della luce emessa. Secondo l'ipotesi precedente possiamo sostituire la sorgente di luce in quiete rispetto a K' con una spostata parallelamente, in quiete rispetto a K' . Se lo si considera dal sistema di coordinate "in quiete" K , questo fatto significa che possiamo sostituire ad un fascio di raggi canale uno ad esso parallelo, senza che ciò si possa riconoscere dalla luce emessa. Da ciò segue inoltre: un fascio di raggi canale, per quanto concerne le sue azioni ottiche, si può pensare sostituito da un altro infinitamente lontano di ugual natura e di ugual velocità.

Questa ipotesi ci mette in condizione di predire facilmente le figure d'interferenza della luce emessa da un fascio di raggi canale, poiché un fascio di raggi canale infinitamente lontano, per quanto riguarda la luce inviata ad un sistema ottico al finito, può essere evidentemente sostituito da un sistema di sorgenti luminose distribuite con continuità, in quiete, di colore opportuno.

Il fascio di raggi canale K considerato sia parallelo all'asse Y di un sistema di coordinate. Lo pensiamo sostituito da uno posto all'infinito dell'asse X negativo e ci limitiamo a quelle direzioni di propagazione che siano pressoché parallele al piano $X - Y$. Sia ν_0 la frequenza propria delle particelle dei raggi canale; allora la luce inviata sotto l'angolo α rispetto all'asse X ha in prima approssimazione la frequenza $\nu = \nu_0 [1 + (v/c) \sin \alpha]$. Possiamo quindi eseguire i calcoli come quando le sorgenti che corrispondono ad α sono in quiete all'infinito e posseggono la frequenza

¹Über die Interferenzeigenschaften des durch Kanalstrahlen emittierten Lichtes, S.B. Preuss. Akad. Wiss. **25**, 334-340 (1926).

²Vedi per esempio la mia Nota "Proposta di un esperimento che riguarda la natura dei processi elementari di emissione di radiazione", Naturwissenschaften 1926, tomo 14.

ν . Possiamo inoltre trattare l'intensità della radiazione come indipendente da α , se ci limitiamo ad angoli α piccoli, come faremo.

Pertanto ogni problema d'interferenza è ricondotto ad uno con sorgenti in quiete. Nel seguito parleremo schematicamente di alcuni problemi di questo tipo. L'apparato d'interferenza sia costituito da due piani paralleli semiriflettenti, la cui separazione sia $d/2$. Si osservi con l'occhio o con questo in combinazione con un telescopio impostato all'infinito. Ciò corrisponde formalmente a cercare senza apparato ottico al di là dell'apparato di interferenza l'intensità su un piano perpendicolare all'asse X posto all'infinito ($x = \infty$).

1° caso. Tra il fascio di raggi canale e l'apparato di interferenza non è interposto nulla che devii il fascio di luce.

La differenza di fase tra due raggi per il massimo di intensità è per l'angolo α

$$\frac{d \cos \alpha}{\lambda_0 \left[1 - \frac{v}{c} \sin \alpha\right]},$$

nel caso che il fascio di raggi canale e gli specchi riflettenti siano esattamente perpendicolari all'asse X . Per angoli α sufficientemente piccoli essa è uguale a

$$\frac{d}{\lambda_0} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\alpha - \frac{v}{c}\right)^2\right].$$

Il moto delle particelle dei raggi canale ha per conseguenza semplicemente uno spostamento della figura d'interferenza dell'angolo $+v/c$. Esso fornisce un comodo metodo per la misura della velocità dei raggi canale.

Si risolve in modo altrettanto facile il caso, quando tra il fascio di raggi canale e l'apparato di interferenza è interposto un sistema ottico, che sia equivalente ad un telescopio impostato all'infinito e che ingrandisca l'angolo z volte. In questo caso lo spostamento angolare della figura d'interferenza è $1/z$ volte quello del caso prima trattato.

2° caso. Tra il fascio di raggi canale e l'apparato di interferenza è interposta una lente o un sistema di lenti di lunghezza focale f .

La lente o il sistema di lenti produce del fascio fittizio di raggi canale pensato all'infinito un'immagine fittizia di sorgenti in quiete, perpendicolare all'asse X . Rispetto ad Y quest'immagine presenta la lunghezza d'onda $\lambda_0 [1 - (v/c) \alpha]$, dove $\alpha = y/f$, e quindi la lunghezza d'onda $\lambda_0 [1 - (vy/cf)]$. L'effetto dei due specchi si può calcolare pensando che la sorgente di luce sia sdoppiata per riflessione; la seconda immagine così costruita sarà separata in ascissa di $-d$ rispetto alla prima, in modo tale che ogni coppia di punti delle sorgenti luminose con ugual y sia coerente. Le due immagini funzionano come sorgenti luminose coerenti.

Se queste due sorgenti fossero monocromatiche, tutte le loro coppie di punti corrispondenti darebbero all'infinito la stessa figura di interferenza. Per questo è necessario che i punti di tutte le coppie abbiano la stessa distanza misurata in lunghezze d'onda. Se ciò non accade, non può esistere all'infinito un'interferenza distinta.

Si può ripristinare un'interferenza netta, qualora si dia all'immagine costruita per riflessione negli specchi dell'interferometro un'inclinazione β rispetto all'altra, come in figura. L'angolo β è determinato dalla condizione che

$$\frac{d - \beta y}{\lambda_0 \left[1 - \frac{vy}{cf}\right]}$$

sia indipendente da y . Dev'essere quindi $\beta = vd/(cf)$. Una tale rotazione della sorgente luminosa riflessa virtuale attorno all'intersezione con l'asse X si può produrre se si inclinano reciprocamente le superfici riflettenti dell'angolo $\beta/2$. Perché la rotazione dell'immagine riflessa avvenga attorno all'intersezione con l'asse X è necessario che questo punto stia sulla superficie riflettente che viene ruotata dell'angolo $\beta/2$.

Si dovrebbe poter provare questo risultato nel modo migliore per mezzo dell'interferometro di Michelson. La disposizione sarebbe la seguente: la lente L è così disposta, che essa (al di qua di S_0) produce nel piano di riflessione di S_1 l'immagine di un oggetto infinitamente lontano. Gli specchi S_1 ed S_2 sono così posti, che nel telescopio F impostato all'infinito sono visibili anelli di interferenza, quando si ha a che fare con una sorgente di luce in quiete. La differenza di cammino ottico³ sia l . Si ponga ora come sorgente di luce il fascio di raggi canale K . Gli anelli di interferenza spariscono. Essi si possono tuttavia ripristinare quando si ruoti lo specchio S_1 attorno ad A dell'angolo $\beta/2$ nella direzione della freccia.

Questo risultato abbisogna naturalmente di verifica sperimentale, sebbene la sua validità sia resa assai verosimile dalla trattazione precedente. Il significato teorico di questo risultato per la teoria della luce risulta chiaro dalla considerazione seguente. Il risultato vale anche nel caso che la distanza del fascio di raggi canale K dalla lente L sia uguale alla distanza focale di quest'ultima. In questo caso esso assume un significato particolarmente rilevante. Nel telescopio F possono venire ad interferenza solo quelle parti di un treno d'onda che arrivano simultaneamente e dalla stessa direzione. Ma queste sono provenute (a causa dell'inclinazione di S_1) da due punti di K che distano tra loro $f \cdot \beta$ ovvero vd/c . Vi possono essere pochi dubbi che esse originino in tempi diversi da una particella che si muova con la velocità v . Si concluderebbe così che il campo che determina l'interferenza non può essere generato da un processo istantaneo, come viene proposto dalla teoria dei quanti; per la generazione del campo d'interferenza appare piuttosto aver piena validità la teoria ondulatoria, secondo la concezione di Bohr e Heisenberg⁴.

3° caso. Tra fascio di raggi canale e apparato d'interferenza si interpone una fenditura o un reticolo.

Il caso che il fascio di raggi canale passi al di là di una fenditura di larghezza b ha attratto per primo la mia attenzione sul problema qui trattato. Si pensi ad una particella dei raggi canale, che passi direttamente al di là dello schermo S in corrispondenza della fenditura b . Il tempo di passaggio è b/v , la lunghezza del treno d'onde che secondo la teoria ondulatoria passa attraverso lo schermo è uguale a bc/v . Se l'apparato di interferenza produce una differenza di cammino d , che sia uguale o maggiore di bc/v , non dovrebbe essere percettibile alcuna interferenza. Nel trarre questa conclusione avevo tuttavia dei dubbi, perché supponevo, secondo i fatti della teoria quantistica, che la luce emessa dai raggi canale con un processo elementare di emissione in una data direzione fosse rigorosamente monocromatica. Credevo che il fatto che l'atto elementare dell'emissione avesse luogo nella fenditura b non potesse essere determinante per la natura della luce emessa, poiché pensavo che anche la

³si assume l positivo, quando lo specchio S_1 è più lontano dello specchio S_2 .

⁴In particolare non si può accettare che il processo quantico dell'emissione, che è determinato energeticamente mediante posizione, tempo, direzione ed energia, sia determinato da queste quantità anche nelle sue proprietà *geometriche*. L'interessante nella concezione di Bohr, Kramers e Slater pare quindi solo consistere nel fatto che questi autori vorrebbero abbandonare la validità rigorosa delle leggi di conservazione.

produzione del campo d'onda si dovesse ricondurre ad un atto istantaneo. Che ciò non sia in accordo con l'ipotesi di fondo di questo lavoro, è stato mostrato poc'anzi nel 2^o caso. Lo si mostrerà ora qui con maggior chiarezza.

Studiamo il comportamento della radiazione che provenga da un punto infinitamente lontano dell'asse in funzione della differenza di cammino d . A questo scopo pensiamo di nuovo al fascio di raggi canale spostato all'infinito e sostituito con sorgenti ferme di frequenza $\nu_0 (1 + v\alpha/c)$, quando si debba tener conto della diffrazione della fenditura. La fenditura sia larga, ma non infinitamente larga rispetto alla lunghezza d'onda λ_0 . Secondo la teoria della diffrazione, l'intensità della luce diffratta in una direzione d'incidenza caratterizzata da un angolo α rispetto alla direzione positiva dell'asse X è proporzionale alla quantità

$$\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi b\alpha}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi b\alpha}{\lambda}\right)} \right]^2.$$

In questa espressione si può sostituire senza perdita di precisione λ con λ_0 . Di contro si deve tener presente che lo scostamento di λ da λ_0 ha un'influenza importante sul risultato del processo di interferenza con la differenza di cammino d . Una radiazione monocromatica che attraversi perpendicolarmente l'apparato di interferenza possiede al di là dell'apparato un'intensità proporzionale alla quantità

$$\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right).$$

In questa espressione la dipendenza della quantità λ da α è essenziale. L'intensità della radiazione che arriva ad $x = \infty$ è, tenendo conto della sua dipendenza da d secondo quanto detto, determinata dall'integrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b\alpha}{\lambda_0}\right)}{\left(\frac{\pi b\alpha}{\lambda_0}\right)} \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) d\alpha,$$

dove

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{v\alpha}{c}\right).$$

L'esecuzione dell'integrale produce, a prescindere da una costante moltiplicativa priva di significato, il valore

$$1 + \left[1 - \frac{dv}{bc}\right] \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda_0}\right),$$

ovvero il valore 1, a seconda che sia $d < 2bc/v$, oppure $d > 2bc/v$.

Nel secondo caso non si osserverà interferenza. Nel primo l'intensità dell'interferenza rispetto alla parte che non interferisce è data dalla funzione lineare

$$1 - \frac{vd}{bc}.$$

L'intensità relativa dell'interferenza va a zero linearmente al crescere della differenza di cammino. Questo risultato si fonda essenzialmente sulla diffrazione della fenditura.

Se la nostra ipotesi sulla non influenza di uno spostamento parallelo della sorgente di luce sulle figure di interferenza è giusta, questo risultato vale anche per l'emissione da parte di particelle di raggi canale, che passino immediatamente al di là della fenditura, in contrasto con la mia aspettativa originaria.

Mostrerò ora che questo risultato corrisponde esattamente alle aspettative della teoria ondulatoria, secondo la quale le particelle di raggi canale emettono come un oscillatore di Hertz. Secondo questa una particella dei raggi canale, quando transita davanti alla fenditura, invia un'onda con la frequenza ν_0 lungo la direzione positiva dell'asse X attraverso la fenditura. L'apparato di interferenza da questo treno d'onda ne produce due di uguale ampiezza, che sono separati temporalmente di d/c . I due treni d'onda interferiscono mutuamente in un punto prescelto solo durante un tempo $b/v - d/c$, e ciò solo per d così piccoli, che questa quantità sia positiva. In questo caso l'integrale temporale del quadrato dell'ampiezza in un punto dell'asse X è proporzionale a

$$2 \int_0^{\frac{d}{c}} \cos^2(2\pi\nu_0 t) dt + \int_0^{\frac{b}{v} - \frac{d}{c}} \left[\cos(2\pi\nu_0 t) + \cos\left(2\pi\nu_0 \left(t - \frac{d}{c}\right)\right) \right]^2 dt.$$

Poiché questo è proporzionale all'intensità totale nel punto prescelto, si ottiene di nuovo con il calcolo, a meno di un fattore di proporzionalità inessenziale, il valore

$$1 + \left[1 - \frac{dv}{bc}\right] \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda_0}\right),$$

che coincide esattamente con il risultato precedente.

L'analogo esame di un reticolo regolare avrebbe dato diminuzioni e aumenti lineari e periodici dell'intensità dell'interferenza in funzione di d invece di una diminuzione lineare unica. Se b/d indica la densità delle righe ovvero dei solchi vuoti del reticolo, le differenze di cammino per i massimi e per i minimi d'interferenza sarebbero caratterizzate dalle equazioni

$$d_{\max} = 2n \frac{bc}{v}, \quad d_{\min} = (2n + 1) \frac{bc}{v},$$

dove n indica un numero intero (zero compreso).

Conclusione. Se l'ipotesi della non influenza dello spostamento parallelo della sorgente di luce sulle figure di interferenza di sorgenti luminose estese è corretta, le figure d'interferenza osservabili prodotte da raggi canale omogenei devono aver luogo secondo la teoria classica dell'emissione della luce, cioè come se le particelle dei raggi canale fossero oscillatori di Hertz in moto. Non ci si deve aspettare un'influenza della struttura quantica della radiazione.

Addendum

Il presente lavoro è stato scritto nel maggio 1926 ed è servito a Rupp da guida per ricerche descritte nel lavoro che segue. Esse hanno confermato interamente la teoria.