

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA NAZIONALE
DEI LINCEI

ANNO CCCXXI

1924

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXXIII.

2° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1924

Fisica. — *L'effetto del campo magnetico sulla polarizzazione della radiazione di risonanza.* Nota di FRANCO RASETTI, presentata dal Socio A. GARBASSO (1).

In un recente lavoro (2), R. W. Wood e A. Ellett riferiscono alcune interessanti osservazioni sull'effetto del campo magnetico sulla polarizzazione della radiazione di risonanza. Questi autori, lavorando sia sul vapore di mercurio, che presenta la risonanza (3) per la riga $\lambda = 2536 \text{ U. \AA.}$, sia su quello di sodio, eccitato con le righe D, trovano che la radiazione di risonanza, osservata normalmente al raggio primario, è ordinariamente polarizzata in misura più o meno elevata. Un campo magnetico può sia distruggere, sia aumentare la polarizzazione, a seconda della sua direzione e dello stato di polarizzazione del raggio primario. L'intensità del campo necessaria per produrre tali effetti è per il mercurio minore di un Gauss (si sente l'effetto del campo terrestre), per il sodio circa 100 Gauss.

Gli autori riferiscono i risultati ottenuti in diverse condizioni, e infine ne danno una interpretazione teorica, dovuta a C. Darwin, la quale però ci dice poco sulle cause del fenomeno.

Scopo di questa Nota è:

1°) di descrivere alcune esperienze da me compiute sul vapore di mercurio, in condizioni diverse da quelle dei predetti autori;

2°) di mostrare come tutti i fatti osservati si possano riassumere in modo molto semplice, e siano intimamente legati con l'effetto Zeeman e con l'orientamento degli atomi nel campo magnetico.

* * *

Il dispositivo da me usato era il seguente. La luce di una lampada a mercurio di Cooper Hewitt passava attraverso a uno spettrografo a quarzo usato come monocromatore, per isolare una immagine della fenditura data dalla riga $\lambda = 2536 \text{ U. \AA.}$ Prima dell'immagine si trovava un grosso cristallo di spato, per aver due fasci luminosi separati, polarizzati l'uno in un piano verticale, l'altro in un piano orizzontale. Essi poi entravano nella lampada di risonanza.

(1) Presentata nella seduta del 16 marzo 1924.

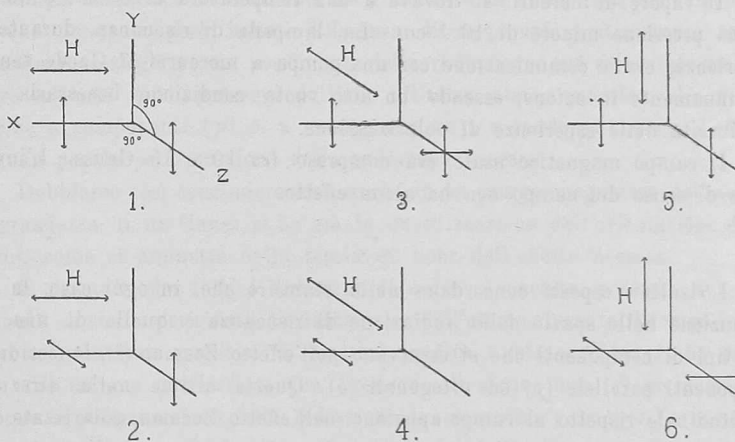
(2) R. W. Wood and A. Ellett, *On the influence of magnetic fields on the polarization of resonance radiation.* Proc. R. Soc., 103, 396, 1923.

(3) R. W. Wood, *Selective reflexion, scattering and absorption by resonating gas molecules.* Phil. Mag., 23, 689, 1912.

Questa portava due finestre di lamina di quarzo, disposte ad angolo retto, una per l'entrata del raggio primario, l'altra per l'osservazione della risonanza in una direzione ortogonale. Tali lamine erano tagliate parallelamente all'asse, e disposte in modo da non alterare le condizioni di raggi polarizzati in piani verticali od orizzontali.

La radiazione di risonanza infine era fotografata mediante un'opportuna camera, munita di lente di 12 cm. di distanza focale. Davanti alla lente si trovava un prisma di quarzo, tagliato in modo da dare del vapore luminoso due immagini, in parte sovrapposte, polarizzate in piani ortogonali; dal confronto fra le intensità di esse si ha un apprezzamento della percentuale di luce polarizzata. Tutto questo dispositivo evidentemente è adatto soltanto per studiare una radiazione il cui piano di polarizzazione sia orizzontale o verticale; ma si vedrà dal seguito, che per ragioni di simmetria tale doveva essere necessariamente il caso.

Nella figura, l'asse x ha la direzione del raggio primario, z è la direzione in cui si osserva la risonanza. Furono studiati i tre casi, che la



forza magnetica H avesse una di tali direzioni, oppure quella y normale ad ambedue. Potendo il vettore elettrico del raggio primario essere parallelo all'asse x o all'asse y , si hanno in tutto i sei casi della figura, in cui si vedono indicate le direzioni del campo, e del vettore elettrico del raggio primario e della radiazione di risonanza.

Se la direzione della forza magnetica H è parallela al raggio incidente, si ha in ogni caso radiazione di risonanza polarizzata col vettore elettrico normale al campo. Ciò sia che il raggio incidente abbia il vettore elettrico parallelo all'asse y (caso 1) o normale (caso 2). La risonanza è ugualmente intensa nei due casi. Se H è parallela alla direzione di osservazione, bisogna distinguere due casi. Se il vettore elettrico del raggio incidente è

parallelo all'asse y (3), si ha intensa radiazione di risonanza, non polarizzata (1); se è parallelo all'asse z (direzione del campo) (caso 4), la radiazione nella direzione in cui si osserva è debolissima, pure non polarizzata.

Se infine H ha la direzione dell'asse y , a un raggio incidente polarizzato col vettore elettrico rispettivamente parallelo (5) o normale (6) al campo, corrisponde radiazione di risonanza polarizzata pure col vettore elettrico parallelo o normale al campo. L'intensità della radiazione è maggiore nel primo caso.

I casi (3) e (4) non erano stati studiati da Wood e Ellett; il (4) è particolarmente interessante, perchè ci mostra che in certe circostanze il campo magnetico non solo distrugge la polarizzazione, ma anche rende quasi nulla l'intensità della radiazione in certe direzioni.

Avvertiamo subito che in tutti i casi la polarizzazione non è totale, come pure non è completa l'assenza di radiazione nel caso (4): si ha soltanto una intensità 4 o 5 volte minore che nel caso (3). Vedremo in seguito come ciò sia perfettamente spiegabile.

Il vapore di mercurio si trovava a una temperatura di 6° - 8° , e quindi a una pressione minore di 10^{-4} cm. La lampada di risonanza, durante le esperienze, era in comunicazione con una pompa a mercurio di Gaede tenuta continuamente in azione, essendo un alto vuoto condizione necessaria per la riuscita delle esperienze di polarizzazione.

Il campo magnetico usato era compreso fra 10 e 15 Gauss. L'inversione di senso del campo non ha alcun effetto.

* * *

I risultati esposti concordano nello stabilire che, in ogni caso, la distribuzione nello spazio della radiazione di risonanza è quella di uno dei due tipi di componenti che si osservano nell'effetto Zeeman (2), le cosiddette componenti parallele (p) ed ortogonali (o). Queste ultime nella direzione longitudinale rispetto al campo appaiono, nell'effetto Zeeman, polarizzate circolarmente nell'uno o nell'altro senso; nel nostro caso avendosi sovrapposizione di ambedue, ne risulta luce non polarizzata. Lo stesso si verifica per le componenti (o) nell'effetto Stark.

Infatti si ha:

nei casi (1) e (2) un'onda del tipo (o);

nel caso (3) un'onda del tipo (o), che nella direzione del campo appare non polarizzata;

(1) Veramente col dispositivo da me usato non si può distinguere se la radiazione non è polarizzata, o lo è circolarmente. Vedremo che deve ritenersi con ogni probabilità non polarizzata.

(2) Vedi p. es. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, III Aufl., Cap. 5.

nel caso (4) un'onda del tipo (p), che ha intensità nulla nella direzione del campo (asse di simmetria dell'onda);

nel caso (5) un'onda del tipo (p);

nel caso (6) un'onda del tipo (σ).

Evidentemente i casi (1) e (2), (3) e (6), (4) e (5) rappresentano fenomeni identici, soltanto osservati in direzioni diverse; se ne conclude:

un raggio, comunque polarizzato, *parallelo* al campo, eccita un'onda di risonanza del tipo (o) = casi (1) e (2);

un raggio *normale* al campo, polarizzato col vettore elettrico *normale* al campo, eccita un'onda del tipo (o) = casi (3) e (6);

un raggio *normale* al campo, polarizzato col vettore elettrico *parallelo* al campo, eccita un'onda del tipo (p) = casi (4) e (5).

L'asse di simmetria dell'onda, ha in ogni caso la direzione del campo.

* * *

Immaginiamo che la riga di risonanza, quando gli atomi si trovano in un campo magnetico debolissimo, sia già costituita dalle diverse componenti Zeeman, le quali però hanno differenza di frequenza praticamente nulla. L'eccitazione degli atomi per mezzo della radiazione, può esser tale da produrre soltanto quei passaggi dall'uno all'altro stato quantico, che danno origine a componenti (p) o a componenti (o), e rendere visibile l'effetto Zeeman per la polarizzazione della radiazione emessa.

Dobbiamo così concludere che, anche in un campo magnetico dell'ordine di grandezza di un Gauss, si ha già la quantizzazione dell'orientazione degli atomi, come si ammette nella teoria di Bohr dell'effetto Zeeman.

È naturale che tutti i fenomeni di cui si è parlato, possano avvenire soltanto se si conserva fissa l'orientazione dell'atomo durante il tempo in cui si trova nello stato quantico di eccitazione. Ora, lo stesso Wood⁽¹⁾ ha osservato che un gas qualsiasi, a una pressione di alcuni mm. di mercurio, distrugge la polarizzazione della radiazione di risonanza, p. es. per l'aria occorrono circa 10 mm. Se facciamo il calcolo del tempo medio τ fra due urti per un atomo di mercurio in tali condizioni⁽²⁾, si trova $\tau = 1,6 \times 10^{-8}$ sec., il che come ordine di grandezza corrisponde al valore ammesso per la « vita media » (nel senso delle sostanze radioattive) dell'atomo nello stato di eccitazione. Gli urti spiegano così benissimo la distruzione della polarizzazione col crescere della pressione.

Per l'azione degli urti, e per la presenza di radiazione di risonanza secondaria, si comprende poi come la polarizzazione non sia mai totale.

(1) R. W. Wood, *Polarized resonance radiation of mercury vapour*. Phil. Mag., 44, 1107, 1922.

(2) Vedi p. es. Jeans, *The Dynamical Theory of Gases*. III Ed., Cap. 10.