

EFFETTO ZEEMAN QUADRATICO NELLA SERIE PRINCIPALE DEL SODIO

Nota di E. SEGRÈ (4)

Sunto. - Si descrivono alcune esperienze sullo spettro di assorbimento del Na presso il limite della serie in un campo magnetico, che permettono di rivelare il termine quadratico nel campo magnetico dell'effetto ZEEMAN normale. Tale termine ha origine dalla forza centrifuga che si suol trascurare nella teoria elementare. I risultati sperimentali, finora qualitativi, sono in accordo colla teoria di seconda approssimazione.

Introduzione.

§ 1. La teoria classica dell'effetto ZEEMAN si fonda, come è ben noto, sul teorema di LARMOR che riduce in prima approssimazione l'azione di un campo magnetico H diretto secondo l'asse z su di un atomo ad una precessione degli assi di riferimento con frequenza

$$(1) \quad \omega = \frac{eH}{4\pi mc}.$$

Il teorema di LARMOR però è valido solo approssimativamente, in quanto che nella sua deduzione vengono trascurati i termini proporzionali a H^2 ; la frequenza ω fa riscontro alla accelerazione di CORIOLIS, mentre l'accelerazione centrifuga

$$(2) \quad 2\pi\omega(x^2 + y^2)$$

viene senz'altro trascurata di fronte alla accelerazione di CORIOLIS. In seconda approssimazione bisogna considerare che la precessione di LARMOR stessa cambia a sua volta il momento magnetico dell'orbita. La componente z del momento angolare dovuto alla precessione di LARMOR è evidentemente

$$(3) \quad M = \frac{eH}{2c} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)$$

in cui con x_i e y_i ; si indicano le coordinate degli elettroni.

(4) Lavoro eseguito nell'Istituto Fisico della R. Università di Roma.

A questo momento angolare corrisponde un momento magnetico medio

$$(4) \quad \mu = \frac{e^2 H}{4mc^2} \sum_i \overline{x_i^2 + y_i^2}$$

e un'energia magnetica di seconda approssimazione

$$(5) \quad E = \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \sum_i \overline{x_i^2 + y_i^2}.$$

I termini (5), quadratici in H , sono in generale molto piccoli e non si riesce ad osservare spettroscopicamente fenomeni a loro connessi. Essi danno luogo al diamagnetismo degli atomi, che viene però assai spesso mascherato dal paramagnetismo dovuto al momento angolare dell'atomo in assenza di campo e allo spin. Quando questi due ultimi effetti, per la speciale configurazione elettronica dello stato fondamentale, si annullano, come avviene p. es. nei gas nobili, appare il diamagnetismo prodotto dai termini di seconda approssimazione.

È interessante rivelare anche spettroscopicamente le anomalie che la (5) produce sull'effetto ZEEMAN. Per far questo occorrerà osservare righe spettrali corrispondenti alle orbite più larghe possibili perchè il termine sotto sommatorio diventi grande.

Scopo di questa nota è appunto riferire su di una ricerca sullo spettro di assorbimento del vapore di sodio in un campo magnetico presso il limite della serie, che ha permesso di porre in evidenza spettroscopicamente il termine quadratico (5).

Teoria.

§ 2. Precisiamo ora la (5) quantisticamente per poterne trarre risultati applicabili agli alcalini ⁽¹⁾. In questi atomi, l'elettrone luminoso è solo quello più esterno, che per orbite grandi si muove in un campo sensibilmente idrogenoide, per cui riteniamo lecito applicare anche per gli alcalini le formule dell'idrogeno, modificate sostituendo, ove occorra, il numero quantico totale n con quello efficace n^* .

L'influenza dello spin, in campi magnetici forti, ossia quando o è paragonabile alla differenza di frequenza fra le righe di uno stesso doppietto produce delle complicate anomalie, che però spariscono in campi ancora più forti (effetto PASCHEN-BACK completo); è allora lecito trascurare completamente lo spin e calcolare l'effetto ZEEMAN come se fosse normale. Ciò avviene quando $o \gg$ della separazione

(1) Cfr. O. HALPERN e TH. SEXL, « *Ann. d. Phys.* », **3**, 565, 1929; E. GUTH, « *ZS. f. Phys.* », **58**, 368, 1929; J. H. VAN VLECK, *Electric and magnetic susceptibilities*, Oxford, 1932, pag. 178.

dei doppietti, la quale varia proporzionalmente $1/n^{*3}$ circa. Per il Na un campo di 10^4 gauss ($\sigma = 0,467.c \text{ sec}^{-1}$) produce già un'effetto PASCHEN-BACK completo per n^* di una diecina.

Non resta quindi che calcolare $x^2 + y^2$. Si trova per l'idrogeno:

$$(6) \quad \overline{x^2 + y^2} = 2r^{-2} \left[\frac{l^2 + l + 1 + m_l^2}{(2l-1)(2l+3)} \right]$$

$$(7) \quad r^{-2} = a_0^2 n^4 \left[\frac{5}{2} - \frac{3l(l+1)}{2n^2} + \frac{1}{2n^2} \right]$$

in cui l, m_l, n sono rispettivamente i numeri quantici azimutale, magnetico e totale e $a_0 = \frac{\hbar^2}{4\pi^2 Z e^2 m}$ è il raggio della prima orbita di BOHR.

Per la serie di assorbimento la correzione (5) importa solo per termini P elevati ($l = 1, m_l = 0, \pm 1$). Da (5), (6), (7) si trova per lo spostamento del termine P , in cm^{-1} , e trascurando dei termini in $1/n^2$.

$$(8) \quad \nu_Q = \frac{H^2 e^2}{8m\hbar c^3} a_0^2 n^4 (1 + m_l^2) = 5,0 \cdot 10^{-15} H^2 n^4 (1 + m_l^2).$$

È plausibile che questa formula valga con buona approssimazione per gli alcalini purchè si sostituisca n con n^* .

Per un campo di 10500 Gauss come quello usato nelle nostre esperienze gli spostamenti delle varie componenti ZEEEMAN sono dati nella seguente tabella. Essi sono espressi in cm^{-1} riferiti alla riga in assenza di campo; il segno + significa spostamento verso le alte frequenze.

Passaggio	Polarizzazione	$n=15$	$n=20$	$n=25$	$n=30$	$n=35$	$n=40$
$m \rightarrow m+1$	σ	+ 0,54	+ 0,67	+ 0,82	+ 1,38	+ 2,14	+ 3,31
$m \rightarrow m-1$	σ	- 0,44	- 0,31	- 0,16	+ 0,40	+ 1,16	+ 2,33
$m \rightarrow m$	π	+ 0,02	+ 0,09	+ 0,17	+ 0,45	+ 0,82	+ 1,41

Si noti che lo spostamento medio delle due componenti σ , che distano tra di loro di 2σ , è uguale al doppio dello spostamento della componente π .

Parte sperimentale.

§ 3. Lo spettro del Na è stato osservato in assorbimento.

La sorgente era una lampada a idrogeno di pyrex alimentata con 5000 volt e 0,5 amp. (1).

(1) Z. BAY e W. STEINER, « ZS. f. Phys. », 49, 48, 1930.

E. SEGRÈ, *Effetto Zeeman quadratico nella serie principale del sodio.*

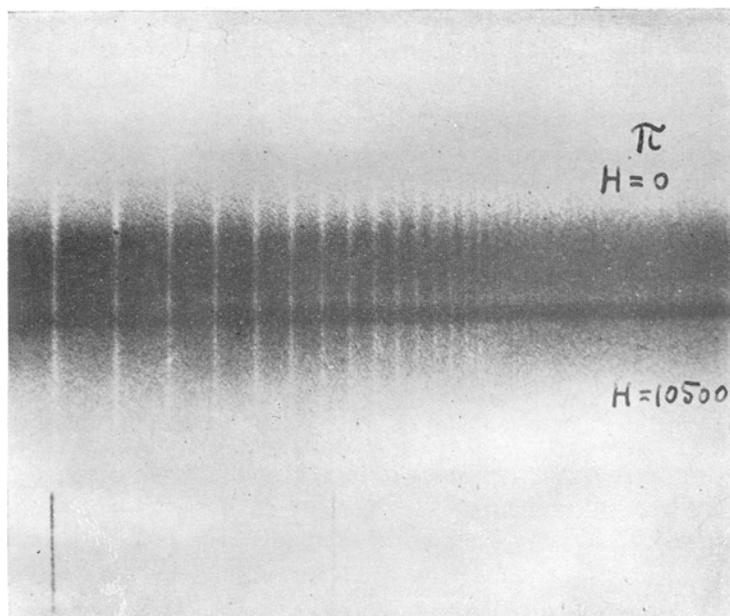


Fig. 1.

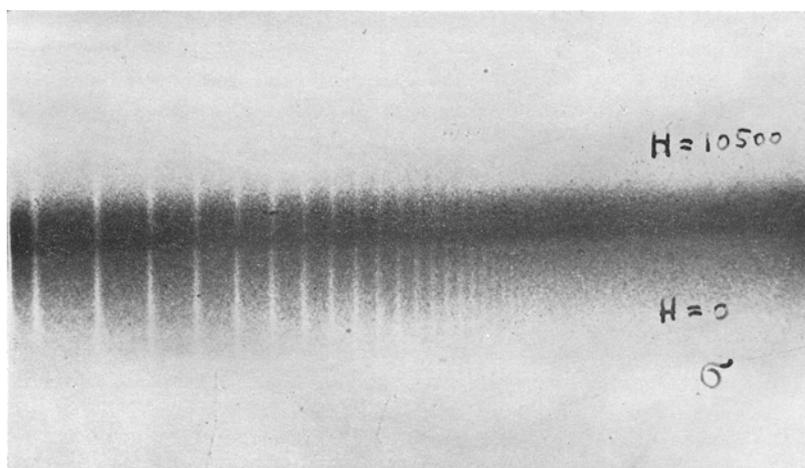


Fig. 2.

Il vapore assorbente era contenuto in un tubetto di pyrex lungo circa 20 cm. e del diametro esterno di 1 cm. Esso era riscaldato elettricamente nel tratto mediano lungo circa 10 cm che si trovava tra le espansioni polari del magnete.

Il tubetto, era chiuso con lastre di quarzo fuso masticiate e in esso si lasciava una pressione costante di alcuni cm di H_2 , per evitare la distillazione del Na . Il tubetto veniva scaldato fino a che il vapore assumeva una caratteristica colorazione azzurra e poi mantenuto a temperatura costante.

Il magnete del tipo di WEISS, raffreddato ad acqua, aveva espansioni polari cilindriche e le faccie piani terminali avevano un diametro di 10 cm. Il campo è stato misurato dalla variazione di resistenza di una spirale di Bismuto di HARTMANN e BRAUN.

Il massimo campo raggiunto era di 10500 Gauss.

La luce veniva fatta passare attraverso a un cristallo di calcite in modo da avere sulla fenditura dello spettrografo contemporaneamente due immagini della sorgente polarizzate σ e π . Tali immagini, con apposito diaframma posto sulla fenditura, venivano ancora divise in 2 in modo tale che nella lastra si potevano ottenere spostando solo il diaframma, 4 spettri distinti, formanti due coppie adiacenti. I due spettri di una coppia sono polarizzati nello stesso modo e leggermente giustapposti. Con questo dispositivo è agevole rilevare anche piccoli spostamenti tra le righe dei due spettri di una coppia. Alcune righe di emissione della sorgente, che si osservano sullo sfondo continuo permettono di controllare rigorosamente che i due spettri non si spostino per cause accidentali.

Lo spettrografo usato è l' $E1$ di HILGER che in quella regione dà una dispersione di circa 40 cm^{-1} per mm. Le lastre fotografiche erano Cappelli rosse. I tempi di posa circa 10.

Le fig. 1 e 2 riproducono, fortemente ingrandite 2 coppie di spettri. Precisamente in fig. 1, che corrisponde alla polarizzazione π , lo spettro superiore è senza campo, mentre in fig. 2, che corrisponde alla polarizzazione σ , lo spettro inferiore è senza campo. La prima riga a sinistra corrisponde al salto $3S - 20P$ $\lambda = 2429 \text{ \AA}$. Le due fotografie sono state fatte contemporaneamente.

Si vede bene, specialmente nello spettro σ , che le ultime righe della serie, col campo, sono spostate verso il violetto rispetto a quelle senza campo.

L'effetto, in grado minore, è anche percettibile nella fotografia in polarizzazione π . Le righe più basse non sono invece spostate. Una valutazione grossolana degli spostamenti dà valori corrispondenti, per quanto si può misurare, alla tabella del § precedente.

Tutto ciò è in accordo qualitativo colla teoria. Con i mezzi sperimentali a nostra disposizione non riteniamo possibile ottenere risultati quantitativi. Le esperienze potranno essere perfezionate impiegando un campo magnetico più forte, il che, dato che l'effetto è quadratico in H , porta un grande vantaggio. Viceversa riteniamo che dal punto di vista ottico non si potranno fare perfezionamenti essenziali.

Poichè per ora non possiamo ripetere le esperienze con mezzi più adeguati, abbiamo ritenuto opportuno riferire i risultati qualitativi raggiunti.

Ringraziamo il Dott. B. Pontecorvo per il valido aiuto prestato.
