

## CAPITULO V

### Influencia do campo magnetico sobre a emissão. — O phenomeno de Zeeman no caso geral

Summario.—1. Extensão da theoria elementar.—2. Experiencias de verificação.

1. **Extensão da theoria elementar** (1).—Passemos agora a estudar o phenomeno de ZEEMAN no caso geral em que a luz se propaga obliquamente ás linhas de força, começando por considerá-lo na sua fórma mais simples, tal como se pôde prever partindo da theoria de LORENTZ.

Portanto o que vamos dizer só é inteiramente verdadeiro para as riscas que dão o *triplet* normal, no caso da observação em direcção normal ás linhas de força. Pelo que diz respeito á polarisação das vibrações, ver-se-ha que a experiencia confirma as deducções theoricas, mesmo no caso de *quadruplets e sextuplets*.

Vejamos quaes são as deducções da theoria de LORENTZ.

a) Para encontrar a vibração emittida numa direcção qualquer por uma particula da origem — um ião —, collocada no campo magnetico, podemos proceder da maneira seguinte:

Decompõe-se a vibração natural do ião em tres compo-

---

(1) A. RIGHT— in; *Nouvo Cimento*. 11 pag. 177-206, março de 1900, *Mem. della R. Accad. de Bologna*, 17 de dezembro de 1899; *L'Éclairage Électrique*, 9 de junho de 1900.

mentes: uma componente rectilínea na direcção do campo, e duas componentes circulares collocadas num plano perpendicular a essa direcção.

O numero  $N$  de vibrações circulares, que têm o mesmo sentido que as correntes de Ampère, mudar-se-ha em  $N+n$ ; em  $N-n$  o das vibrações de sentido contrario. Feito isto, determinam-se as componentes das vibrações, assim em parte modificadas, segundo novos eixos, um dos quaes é a direcção de propagação. As componentes perpendiculares a esta direcção darão a vibração procurada.

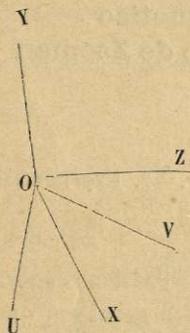


Fig. 12

Seja  $O$  (fig. 12) a posição do ião,  $OZ$  a direcção do campo,  $OV$  a direcção de propagação considerada,  $OX$  uma perpendicular ao plano  $ZOY$  e  $OU$  uma perpendicular ao plano  $VOY$ . As rectas  $OX$  e  $OU$  são situadas no plano  $ZOV$ ,

que chamaremos *plano meridiano*.

Sejam

$$x = a \operatorname{sen} (\theta - \alpha), \quad y = b \operatorname{sen} (\theta - \beta), \quad z = c \operatorname{sen} (\theta - \gamma) \dots (1)$$

as componentes segundo os eixos  $X$ ,  $Y$  e  $Z$ , da vibração, quando o campo não existe, e em que fazemos  $\theta = 2\pi \frac{t}{T}$   $= 2\pi Nt$ , sendo  $T$  o periodo.

Como o ião emite luz natural em todas as direcções, devemos pôr (\*)

$$M (a^2) = M (b^2) = M (c^2)$$

$$M [ab \cos (\alpha - \beta)] = 0, \quad M [ac \cos (\theta - \gamma)] = 0 \text{ etc.}$$

(\*) MASCART — *Traité d'Optique*, t. 1, pag. 544.

em que os symbolos  $M(a^2) \dots M[ab \cos(\alpha - \beta)] \dots$  representam os valores médios das quantidades  $a^2, \dots, ab \cos(\alpha - \beta), \dots$  para um intervalo de tempo muito curto, mas que comprehenda um grande numero de periodos.

Chamando  $\epsilon$  o angulo ZOV comprehendido entre a direcção da propagação e a direcção do campo, as componentes segundo os novos eixos U, Y e V, serão:

$$\begin{aligned} u &= a \cos \epsilon \sin(\theta - \alpha) - c \sin \epsilon \sin(\theta - \gamma) \\ y &= b \sin(\theta - \beta) \\ v &= a \sin \epsilon \sin(\theta - \alpha) + c \cos \epsilon \sin(\theta - \gamma). \end{aligned}$$

Façamos a decomposição das vibrações  $u$  e  $y$  de modo que sejam  $u = u_d + u_i$ ,  $y = y_d + y_i$  em que

$$\begin{cases} u_d = \frac{a}{2} \cos \epsilon \sin(\theta - \alpha) - \frac{b}{2} \cos(\theta - \beta) - \frac{c}{2} \sin \epsilon \sin(\theta - \gamma) \\ y_d = \frac{a}{2} \cos \epsilon \cos(\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \cos(\theta - \beta) - \frac{c}{2} \sin \epsilon \cos(\theta - \gamma) \end{cases}$$

$$\begin{cases} u_i = \frac{a}{2} \cos \epsilon \sin(\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \cos(\theta - \beta) - \frac{c}{2} \sin \epsilon \sin(\theta - \gamma) \\ y_i = \frac{a}{2} \cos \epsilon \cos(\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \cos(\theta - \beta) + \frac{c}{2} \sin \epsilon \cos(\theta - \gamma). \end{cases}$$

Substituímos assim ás componentes dadas (1) a vibração rectilínea  $v$  e as duas circulares  $(u_d, y_d)$  e  $(u_i, y_i)$ , das quaes a primeira é dextrogyra e a segunda levogyra.

Designemos agora por  $U_d, Y_d$  os valores de  $u_d$  e  $y_d$  quando se muda  $N$  em  $N + n$ , ou  $\theta$  em  $\theta + \omega$  ( $\omega = 2\pi n t$ ), e por  $U_i, Y_i$  os valores de  $u_i$  e  $y_i$  quando se muda  $\theta$  em  $\theta - \omega$ .

$U_d + U_i, Y_d + Y_i$  e  $V = v$  serão as componentes segundo

os eixos U, Y e V da vibração modificada pelo campo magnetico, suppondo o campo dextrogyro, isto é, susceptível de ser produzido por uma corrente dextrogyra, olhando de V para O.

Sejam, emfim, X, Y e Z as componentes segundo os eixos X, Y e Z. Teremos:

$$X = (U_d + U_l) \cos \varepsilon + V \sin \varepsilon,$$

$$Y = Y_d + Y_l$$

$$Z = -(U_d + U_l) \sin \varepsilon + V \cos \varepsilon.$$

Pondo  $X_d = U_d \cos \varepsilon$ ,  $X_l = U_l \cos \varepsilon$ ,  $X_r = V \sin \varepsilon$ , e desprezando a componente longitudinal Z, vem finalmente

$$(3) \left\{ \begin{array}{l} X_r = \sin \varepsilon (a \sin \varepsilon \sin (\theta - \alpha) + c \cos \varepsilon \sin (\theta - \gamma)) \\ X_d = \left( \frac{a}{2} \cos \varepsilon \sin (\theta + \omega - \alpha) - \frac{b}{2} \cos (\theta + \omega - \beta) \right. \\ \quad \left. - \frac{c}{2} \sin \varepsilon \sin (\theta + \omega - \gamma) \right) \cos \varepsilon \\ Y_d = \frac{a}{2} \cos \varepsilon \cos (\theta + \omega - \alpha) + \frac{b}{2} \sin (\theta + \omega - \beta) \\ \quad - \frac{c}{2} \sin \varepsilon \cos (\theta + \omega - \gamma) \\ X_l = \left( \frac{a}{2} \cos \varepsilon \sin (\theta - \omega - \alpha) + \frac{b}{2} \cos (\theta - \omega - \beta) \right. \\ \quad \left. - \frac{c}{2} \sin \varepsilon \sin (\theta - \omega - \gamma) \right) \cos \varepsilon \\ Y_l = -\frac{a}{2} \cos \varepsilon \cos (\theta - \omega - \alpha) + \frac{b}{2} \sin (\theta - \omega - \beta) \\ \quad + \frac{c}{2} \sin \varepsilon \cos (\theta - \omega - \gamma). \end{array} \right.$$

Quanto ás intensidades  $I_r$ ,  $I_a$ ,  $I_i$ , das tres vibrações  $X_r$ ,  $(X_a, Y_a)$ ,  $(X_i, Y_i)$ , pondo  $M(a^2) + M(b^2) = I$  e attendendo a (2), será :

$$I_r = \frac{1}{2} I \sin^2 \epsilon, \quad I_a = I_i = \frac{1}{4} I (1 + \cos^2 \epsilon) \dots (4).$$

Das formulas (3) e (4) tira-se a conclusão seguinte:

Quando existe campo magnetico, propagam-se na direcção considerada tres vibrações polarisadas: uma vibração rectilínea paralela ao *plano meridiano*, de intensidade  $\frac{1}{2} I \sin^2 \epsilon$

e de periodo  $\frac{1}{N}$ ; e duas vibrações ellipticas de intensidade

$\frac{1}{4} I (1 + \cos^2 \epsilon)$ , uma dextrogyra e de periodo  $\frac{1}{N+n}$ , outra

levogyra e de periodo  $\frac{1}{N-n}$ . Estas vibrações ellipticas têm o eixo menor no plano meridiano, e a relação dos eixos é igual a  $\cos \epsilon$ .

Attendendo ás relações que existem entre  $X_r$  e  $V_r$ ,  $X_a$  e  $U_a$ ,  $X_i$  e  $U_i$ , podemos tambem dizer que: suppondo a vibração natural do ião decomposta no espaço em tres componentes, uma, rectilínea na direcção do campo, e as outras duas, circulares, de sentido contrario, e de plano perpendicular áquella direcção, as tres vibrações que se propagam numa dada direcção são as projecções dessas componentes sobre o plano da onda.

Uma risca de emissão é portanto decomposta geralmente em tres, que formam um *triplet*. Só no caso de ser  $\epsilon = 0$  é que desaparece a componente media. As componentes exteriores são então polarisadas circularmente.

b) As formulas estabelecidas podem interpretar-se de outra maneira. Podemos, com effeito, decompor as componentes

transversaes  $x$  e  $y$  (1) em  $x = x_r + x_d + x_i$ ,  $y = y_d + y_i$ ,  
pondo

$$(5) \left\{ \begin{array}{l} x_r = \text{sen } \epsilon [a \text{ sen } \epsilon \text{ sen } (\theta - \alpha) + \cos \epsilon \text{ sen } (\theta - \gamma)] \\ x_d = \left( \frac{a}{2} \cos \epsilon \text{ sen } (\theta - \alpha) - \frac{b}{2} \cos (\theta - \beta) \right. \\ \quad \left. - \frac{c}{2} \text{ sen } \epsilon \text{ sen } (\theta - \gamma) \right) \cos \epsilon \\ y_d = \frac{a}{2} \cos \epsilon \cos (\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \text{ sen } (\theta - \beta) \\ \quad - \frac{c}{2} \text{ sen } \epsilon \cos (\theta - \gamma) \\ x_i = \left( \frac{a}{2} \cos \epsilon \text{ sen } (\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \cos (\theta - \beta) \right. \\ \quad \left. - \frac{c}{2} \text{ sen } \epsilon \text{ sen } (\theta - \gamma) \right) \cos \epsilon \\ y_i = -\frac{a}{2} \cos \epsilon \cos (\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \text{ sen } (\theta - \beta) \\ \quad + \frac{c}{2} \text{ sen } \epsilon \cos (\theta - \gamma). \end{array} \right.$$

Estas formulas transformam-se em (3) mudandô  $\theta$  em  $\theta + \omega$  nos valores de  $x_d$  e  $y_d$ , e  $\theta$  em  $\theta - \omega$  nos valores de  $x_i$  e  $y_i$ . Podemos portanto concluir que:

As componentes transversaes da vibração natural do ião podem ser substituidas por tres vibrações: uma rectilinea, parallela ao plano meridiano e de intensidade  $\frac{1}{2} I \text{ sen}^2 \epsilon$ , as duas outras ellipticas de sentido contrario e de intensidade  $\frac{1}{4} I (1 + \cos^2 \epsilon)$ , tendo o eixo menor no plano meridiano e  $\cos \epsilon$  para relação dos eixos. Feito isto, basta, para

obter as vibrações procuradas, mudar  $N$  em  $N+n$ , na vibração elliptica que tem o mesmo sentido que as correntes de AMPÈRE,  $N$  em  $N-n$ , na outra.

Para satisfazer ás condições de intensidade é preciso attender á componente longitudinal da vibração natural.

Teremos de recorrer a este enunciado no capítulo destinado ao estudo do phenomeno de ZEEMAN por absorpção.

c) Agora é facil comprehender a maneira segundo a qual o phenomeno de ZEEMAN se modifica gradualmente quando se passa do caso particular em que  $\epsilon=90^\circ$ , para o outro caso particular de  $\epsilon=0$ .

Para  $\epsilon=90^\circ$  cada risca de emissão dá um *triplet*. A componente média é devida a vibrações parallelas ás linhas de força e a sua intensidade é dupla da das componentes exteriores. Estas são formadas por vibrações perpendiculares ao campo.

Quando  $\epsilon$  diminue, a risca média do *triplet* diminue em intensidade, mas conserva o seu estado de polarisação. Ao mesmo tempo augmenta a intensidade das riscas lateraes e as vibrações d'estas riscas tornam-se ellipticas, de sentidos contrarios, com o eixo menor perpendicular ao plano meridiano.

Quando  $\text{tang } \epsilon = \sqrt{2}$  ( $\epsilon=54^\circ 44'$ ), as tres componentes do *triplet* têm intensidades iguaes.

Para  $\epsilon$  ainda menor, continua a diminuir a intensidade da risca média e a augmentar a das outras. Emfim, para  $\epsilon=0$ , desaparece a risca média e as duas outras attingem a maxima intensidade e são polarisadas circularmente.

**2. Experiencias de verificação.** — É preciso dispôr convenientemente o electro-magnete. Nas suas experiencias, usou RICHY de um apparelho com que era possivel estudar a luz emittida numa direcção tal que o angulo  $\epsilon$  com o eixo do electro-magnete era comprehendido entre

42° e 90°. O electro-magnete era collocado sobre uma plata-forma circular graduada e que podia girar em torno do seu eixo central, que, prolongado, passaria entre as duas peças polares. Esta disposição permittia variar e medir o angulo  $\epsilon$ .

Fez primeiro experiencias sobre riscas que apresentam o *triplet*, quando  $\epsilon = 90^\circ$ .

As primeiras experiencias tiveram por fim conhecer, de um modo geral, as diversas modificações do phenomeno. Em tudo confirmaram as previsões theoricas. Depois de observar o *triplet* que se obtem para  $\epsilon = 90^\circ$  e cuja componente central é mais intensa que as lateraes, reconheceu que, para um certo valor de  $\epsilon$ , todas apresentavam a mesma intensidade. Esse valor era um pouco maior do que o valor theorico (54° 44'), o que se explica naturalmente pelas perdas de intensidade devidas á reflexão (1). Quando  $\epsilon$  é menor do que aquelle valor, a componente média torna-se mais fraca do que as outras duas.

Verifica-se facilmente, por meio do nicol, que a componente média é totalmente polarisada, e que as suas vibrações são rectilineas e no plano meridiano.

As componentes exteriores são polarisadas ellipticamente. O nicol não as extingue; mas reduz a sua intensidade ao minimo, quando o plano que contem as pequenas diagonaes das suas faces é paralelo ao plano meridiano. Portanto os eixos maiores das vibrações ellipticas das componentes exteriores são realmente perpendiculares ao plano meridiano.

Emfim, collocando o nicol de maneira que deixe passar as vibrações verticaes, a intensidade das componentes exteriores do *triplet* tem um valor constante, seja qual fôr o angulo  $\epsilon$ . É pois independente de  $\epsilon$  o eixo maior das ellipses.

---

(1) RIGHT, *L'Éclairage Électrique*, t. XXIII, n.º 23, pag. 361.

Fez depois RIGBI experiencias mais detalhadas, umas, sobre intensidade das riscas, outras, com o fim de verificar o valor da relação entre os eixos das vibrações ellipticas. Vamos dizer resumidamente em que consistem.

*Primeiro grupo.* — A componente média do *triplet* extingue-se completamente, quando a secção principal do nicol é vertical. Fazendo-a descrever um certo angulo, vê-se augmentar a intensidade d'aquella componente, emquanto que a das componentes exteriores vae diminuindo. Não sendo  $\epsilon$  muito pequeno, é possível dar ao nicol uma orientação tal que as tres componentes do *triplet* tenham intensidades iguaes. Seja  $\sigma$  o angulo de que se faz girar o nicol. A vibração da risca do meio do *triplet* é  $X_r \text{ sen } \sigma$  e as das riscas lateraes são  $X_a \text{ sen } \sigma + Y_a \text{ cos } \sigma$ ,  $X_l \text{ sen } \sigma + Y_l \text{ cos } \sigma$ . As intensidades serão:

$$\text{Para a risca do meio} \dots\dots\dots \frac{1}{2} I \text{ sen}^2 \epsilon \text{ sen}^2 \sigma;$$

$$\text{Para as duas lateraes} \dots\dots\dots \frac{1}{4} I (\text{cos}^2 \epsilon \text{ sen}^2 \sigma + \text{cos}^2 \sigma).$$

$$\text{Estas intensidades são iguaes quando } \text{sen}^2 \sigma = \frac{1}{3 \text{ sen}^2 \epsilon}.$$

Por exemplo, quando  $\epsilon$  tem os valores:

$$35^\circ 16', 45^\circ, 54^\circ 44', 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ,$$

encontram-se para  $\sigma$  os valores:

$$90^\circ, 54^\circ 44', 45^\circ, 41^\circ 49', 36^\circ 42', 35^\circ 16'.$$

Dando a  $\epsilon$  os valores indicados, encontrou RIGBI, expe-

rimentalmente, valores para  $\sigma$ , cujo accordo com estes era quasi perfeito,

*Segundo grupo.* — Collocou uma lamina quarto de onda para a risca observada deante do nicol, de modo que uma das linhas de extincção fosse vertical. Esta lamina transforma as vibrações ellipticas das componentes exteriores do *triplet* em vibrações rectilneas inclinadas, dos dois lados da vertical, de um angulo cuja tangente é igual á relação dos eixos. Segundo a theoria, deve ser igual a  $\cos \epsilon$ .

O angulo  $\sigma$ , que mede a rotação do nicol a partir da orientação que extingue a componente média até á que extingue uma das componentes lateraes, será dado por  $\text{tang } \sigma = \frac{1}{\cos \epsilon}$ . Ora, se nesta formula dermos a  $\epsilon$  os valores:

$$50^\circ, 54^\circ 44', 60^\circ, 70^\circ, 90^\circ,$$

encontram-se para  $\sigma$ :

$$52^\circ 16', 60^\circ, 63^\circ 26', 71^\circ 7', 90^\circ.$$

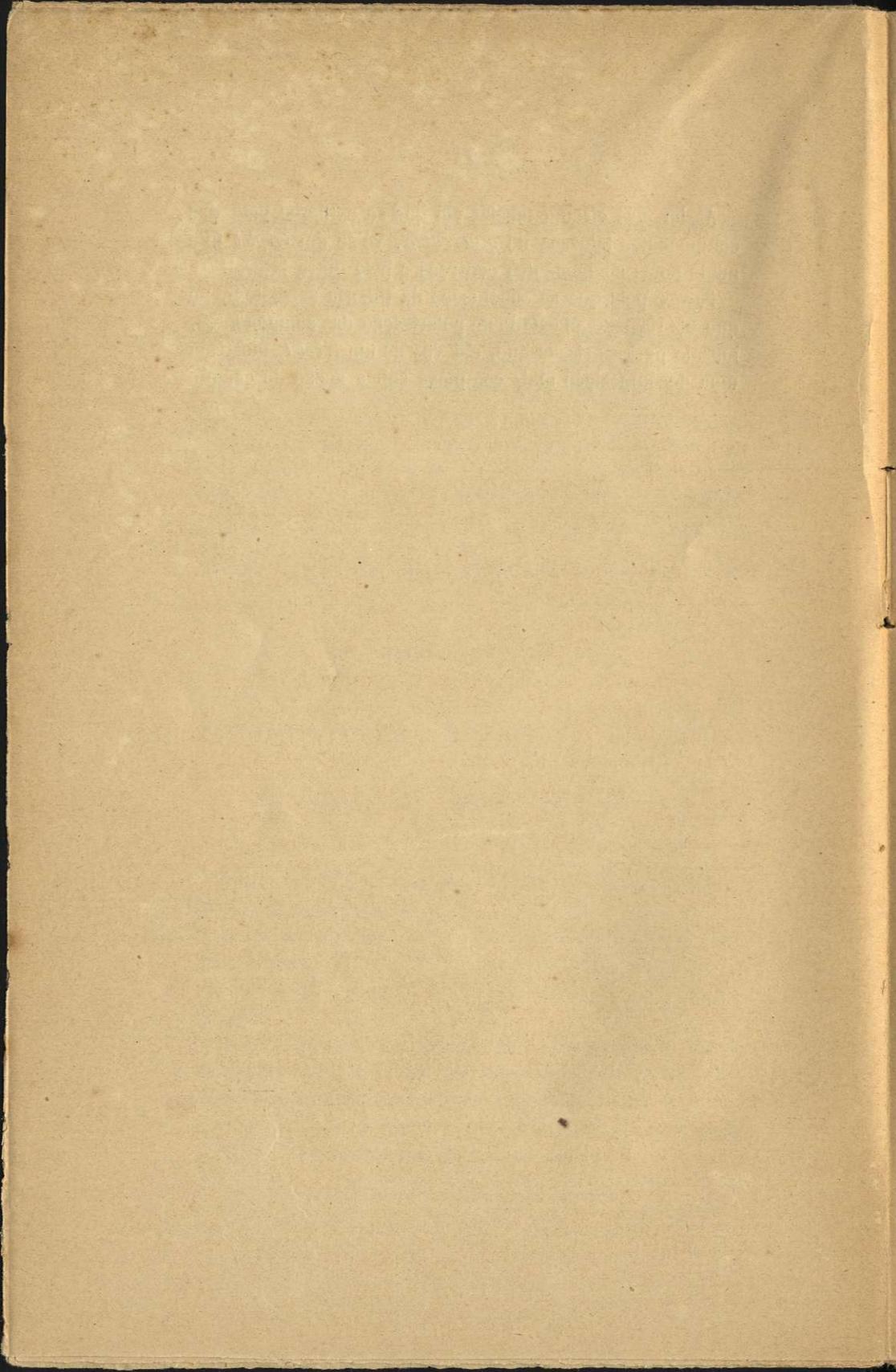
RIGBI deu a  $\epsilon$  os valores acima indicados, e encontrou para  $\sigma$  os valores previstos.

Todas as experiencias precedentes se referem a *triplets*; mas tambem já foram estudadas pelo physico italiano as riscas 4:800 do cadmio, e 4:722 de zinco que dão um *quadruplet*.

Resulta d'estas experiencias que, em relação ao estado de polarisação, as duas componentes centraes do *quadruplet* se apresentam como a componente média do *triplet* normal, e as duas componentes exteriores do *quadruplet* como as correspondentes do *triplet*.

Assim, nas circumstancias em que se extingue uma das componentes lateraes do *quadruplet*, vê-se um *triplet* formado pelas componentes centraes e pela outra lateral.

Parece pois que as conclusões da theoria subsistem, no que diz respeito ao estado de polarisação das componentes, mesmo para as riscas que, em vez de um *triplet*, mostram uma decomposição mais complexa sob a acção do campo.



## CAPITULO VI

### Absorpção num campo magnetico. Experiencias de Egoroff e Georgiewsky

**Summario.** — 1. Modificações magneticas das riscas invertidas. —  
2. Experiencias de KÖNIG e de COTTON. — 3. Experiencias de  
EGOROFF e GEORGIEWSKY.

**1. Modificações magneticas das riscas invertidas.** —  
Graças ao parallelismo entre os phenomenos de absorpção  
e de emissão, era de esperar que, sob a influencia de um  
campo magnetico, as riscas de absorpção apresentassem  
particularidades analogas ás riscas de emissão.

Numa das suas primeiras experiencias, que descrevemos,  
fazia ZEEMAN passar, em direcção normal ás linhas de  
força e atravez de um tubo encerrando vapor de sodio  
metallico, a luz de uma lampada electrica de arco voltaico.  
Nesta experiencia em que não empregava instrumento  
algum de polarisação, apenas reconheceu o alargamento  
das riscas de absorpção, sob a influencia do campo ma-  
gnetico.

W. KÖNIG (1) renovou este estudo das riscas invertidas,  
substituindo o tubo cheio de vapor por uma chamma córada

---

(1) *Wiedemann's Annalen*, t. LXII, n.º 10, pag. 240-248. Resumido  
in *Journal de Physique*, [3], VII, pag. 47.

com um sal de sodio. Estudando especialmente a polarisação das riscas de absorpção, empregou um analysador de modo a produzir duas regiões justapostas de estados diferentes de polarisação, rectilinea ou circular, segundo fazia a observação normal ou parallelamente ás linhas de força. Esta disposição permittia ver simultaneamente o estado de polarisação das diversas partes da risca modificada. Para as observações feitas perpendicularmente ás linhas de força, o analysador era constituido por um prisma birefringente.

Para as observações segundo as linhas de força, collocava antes do prisma uma lamina quarto de onda. Tambem empregou como analysador uma bilamina  $\left(\frac{1}{2}\lambda, \text{ ou } \frac{1}{4}\lambda\right)$  seguida de um nicol.

Os resultados obtidos foram inteiramente concordantes com os das observações feitas sobre as riscas de emissão.

Estas experiencias sobre as riscas invertidas são mais commodas porque o campo de visão apparece brilhantemente illuminado; não é necessario evitar toda a luz estranha; e, além d'isso, podem empregar-se chammas cujas riscas de emissão seriam muito pouco brilhantes.

A. COTTON (1) tambem fez observações e medidas por este methodo, especialmente sobre as riscas do sodio que, em boas condições experimentaes, é facil inverter sob a fórma de linhas negras e estreitas. Com um campo relativamente fraco e uma rede ROWLAND de pequenas dimensões, podem observar-se nitidamente as principaes perturbações magneticas.

Empregava uma rede ROWLAND de 4<sup>cm</sup>,5 de largura e um campo inferior a 10000 unidades C. G. S. Um fasciculo de luz branca, polarizado circularmente, passava por um

---

(1) A. COTTON — *Le Phénomène de Zeeman*, pag. 68.

canal segundo o eixo do electro-magnete, entre cujos polos estava collocada uma chamma córada. Antes de excitado o campo, viam-se as riscas de absorção no lugar occupado pelas riscas emittidas pela chamma; excitado elle, as riscas negras deslocavam-se para o lado violeta ou para o vermelho, segundo o sentido da vibração incidente era o mesmo ou opposto ao da corrente magnetisante.

Este deslocamento é muito pequeno. No caso considerado das riscas do sodio, a variação do comprimento de onda é da ordem de  $\frac{1}{40000}$  do comprimento de onda primitivo.

Se o campo de observação for dividido, como nas experiencias de Köhler, em duas regiões polarisadas circularmente em sentido contrario, em cada uma apparece a risca que corresponde ao seu estado de polarisação. O aspecto é inteiramente o mesmo que se apresenta fazendo o estudo das riscas de emissão, com a unica differença de ser negra a linha quebrada que se observa.

No caso das riscas de absorção ha uma particularidade que impede que possam ver-se nitidamente, sem apparelho de polarisação, as duas componentes do *doublet* magnetico. Com effeito, sabe-se que, para cada uma d'estas componentes, o corpo submettido á acção do campo só absorve uma especie de vibração circular, só actua sobre metade da luz natural incidente.

Deve, por isso, esperar-se observar um *doublet* formado por duas riscas menos escuras do que a risca primitiva, ou, se as duas componentes não são convenientemente separadas, uma risca diffusa de que só o centro é negro.

Acontece o mesmo nas observações feitas normalmente ao campo. É necessario o apparelho de polarisação para que possa estudar-se o phenomeno com as riscas invertidas.

Empregando um nicol de maneira que só passem vibrações verticaes, cada uma das riscas negras  $D_1$   $D_2$  produz

*doublet*, particularmente nitido para a risca  $D_1$ . A separação entre as componentes d'este *doublet* pôde ser medida com um campo magnetico inferior a 10000 unidades C. G. S.

Collocando o nicol de modo a só deixar passar vibrações horizontaes, parallelas ás linhas de força, a risca  $D_1$  apresenta um novo *doublet*, cujas componentes, de harmonia com as observações de PRESTON sobre as riscas de emissão, são menos separadas do que as componentes do *doublet* precedente. Num e noutro caso, a separação entre ellas augmenta quando cresce a intensidade do campo. Nas mesmas circumstancias, a risca  $D_2$  apenas se alarga.

Sem o emprego do nicol, com um campo fraco,  $D_2$  torna-se mais larga,  $D_1$  apparece desdobrada; com um campo mais intenso ambas ellas se desdobram. Os *doublets* assim produzidos são devidos á sobreposição parcial das componentes magnetisadas, exercendo-se, nas regiões communs, a absorpção sobre as duas especies de vibrações rectangulares.

Nos dois casos considerados, podemos supprimir uma das riscas magneticas de absorpção, polarisando convenientemente a luz incidente. Vejamos qual deve ser esta polarisação para fazer desaparecer quer a componente média do *triplet*, quer alguma das componentes lateraes, quando a direcção de observação faz um angulo qualquer  $\epsilon$ , com a direcção do campo.

Consideremos, em primeiro logar, as formulas (5) do capitulo anterior (p. 66). E vejamos como a regra de KIRCHHOFF permite, com o auxilio d'ellas, prever as modificações das riscas invertidas.

Seja um gaz susceptivel de absorver as radiações cujo periodo é  $\frac{1}{N}$ . Quando collocado num campo magnetico, absorverá de um fasciculo de luz branca que o atravesse na direcção OZ (fig. 11):

1.º As vibrações rectilíneas, paralelas ao plano meridiano, de período  $\frac{1}{N}$ ;

2.º As vibrações ellipticas direitas de período  $\frac{1}{N+n}$  e cujo eixo maior é perpendicular ao plano meridiano, e a relação dos eixos é  $\cos \epsilon$ .

3.º As vibrações ellipticas esquerdas, do período  $\frac{1}{N-n}$  e cujo eixo maior tem a mesma direcção do das vibrações anteriores, sendo tambem a mesma a relação dos eixos.

Se  $x = a \sin (\theta - \alpha)$ ,  $y = b \sin (\theta - \beta)$ , em que  $\theta = 2 \pi N t$ ,

são as componentes da vibração de período  $\frac{1}{N}$ , que atravessa o gaz, podemos, por meio das formulas (5) da pag. 66, substituil-as por :

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} x_r = a \sin^2 \epsilon \sin (\theta - \alpha) \\ x_d = \cos \epsilon \left( \frac{a}{2} \cos \epsilon \sin (\theta - \alpha) - \frac{b}{2} \cos (\theta - \beta) \right) \\ y_d = \frac{a}{2} \cos \epsilon \cos (\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \sin (\theta - \beta) \\ x_i = \cos \epsilon \left( \frac{a}{2} \cos \epsilon \sin (\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \cos (\theta - \beta) \right) \\ y_i = -\frac{a}{2} \cos \epsilon \cos (\theta - \alpha) + \frac{b}{2} \sin (\theta - \beta). \end{array} \right.$$

Será absorvida a componente  $x_r$ ; e as vibrações de período  $\frac{1}{N}$  ficarão representadas por  $X_N = x_d + x_i$ ,  $Y_N = y_d + y_i$ .

Chamando  $I_N$  a intensidade d'esta vibração residual, vem ;

$$X_N = a \cos^2 \varepsilon \operatorname{sen} (\theta - \alpha), \quad Y_N = b \operatorname{sen} (\theta - \beta),$$

$$I_N = 1 - a^2 (1 - \cos^4 \varepsilon).$$

As vibrações de periodo  $\frac{1}{N+n}$  e  $\frac{1}{N-n}$  poderão decompor-se por formulas semelhantes a (1), e para as vibrações residuaes teremos:

$$(2) \left\{ \begin{array}{l} X_{N+n} = \frac{a}{2} (1 + \operatorname{sen}^2 \varepsilon) \operatorname{sen} (\theta + \omega - \alpha) \\ \quad + \frac{b}{2} \cos \varepsilon \cos (\theta + \omega - \beta) \\ Y_{N+n} = -\frac{a}{2} \cos \varepsilon \cos (\theta + \omega - \alpha) + \frac{b}{2} \operatorname{sen} (\theta + \omega - \beta) \\ I_{N+n} = 1 - \frac{3 - \cos^2 \varepsilon}{4} \left( a^2 \cos^2 \varepsilon + b^2 - 2 ab \cos \varepsilon \operatorname{sen} (\beta - \alpha) \right) \end{array} \right.$$

$$(3) \left\{ \begin{array}{l} X_{N-n} = \frac{a}{2} (1 + \operatorname{sen}^2 \varepsilon) \operatorname{sen} (\theta - \omega - \alpha) - \frac{b}{2} \cos \varepsilon \cos (\theta - \omega - \beta) \\ Y_{N-n} = \frac{a}{2} \cos \varepsilon \cos (\theta - \omega - \alpha) + \frac{b}{2} \operatorname{sen} (\theta - \omega - \beta) \\ I_{N-n} = 1 - \frac{3 - \cos^2 \varepsilon}{4} \left( a^2 \cos^2 \varepsilon + b^2 + 2 ab \cos \varepsilon \operatorname{sen} (\beta - \alpha) \right). \end{array} \right.$$

As formulas (1), (2) e (3) permitem calcular os caracteres do *triplet* de absorção nos diversos casos particulares, luz natural, luz elliptica, etc.

Vejamos agora qual deve ser a polarisação para fazer desaparecer quer a componente média do *triplet*, quer uma das componentes lateraes, quando  $\varepsilon$  é qualquer.

Para fazer desaparecer a risca central, é preciso que seja  $I_N = I$ , isto é,  $a = 0$ . A luz que atravessa o gaz deve, pois, ser rectilineamente polarisada no plano que chamámos meridiano.

Obtem-se a condição necessaria para que a componente do *triplet* de absorpção de periodo  $\frac{1}{N+n}$  se apague completamente, pondo  $I_{N-\varepsilon} = I$ .

A terceira das formulas (3) dá então:

$$a^2 \cos^2 \varepsilon + b^2 = 2 ab \cos \varepsilon \sin (\beta - \alpha).$$

Para satisfazer a esta condição, é preciso que seja  $b = a \cos \varepsilon$ , e  $\sin (\beta - \alpha) = 1$ , ou  $b = -a \cos \varepsilon$ , e  $\sin (\beta - \alpha) = -1$ . Num e noutro caso as vibrações incidentes serão da fôrma:

$$x = a \sin (\theta - \alpha), \quad y = -a \cos \varepsilon \cos (\theta - \alpha).$$

Portanto, para que desapareça a componente do *triplet* cujo periodo é  $\frac{1}{N+n}$ , é preciso que a luz incidente seja formada por vibrações ellipticas levogyras, com o eixo maior da ellipse no plano meridiano e com  $\cos \varepsilon$  para relação entre os eixos.

A ellipse deveria ser dextrogyra, para fazer desaparecer a componente do *triplet* cujo periodo é  $\frac{1}{N-n}$ .

Para  $\varepsilon = 0$ , e  $\varepsilon = 90^\circ$ , transformam-se estes resultados nos

que nós conhecemos das vibrações circulares e das vibrações rectilineas.

RIGHI (1), a quem se devem as experiencias descriptas no capitulo anterior, procurou tambem verificar estas previsões, servindo-se dos apparatus que descrevemos, salvo algumas modificações necessarias.

Quiz experimentar sobre um gaz absorvente que desse logar ao *triplet* normal; mas, como os vapores que se prestam ás experiencias por absorpção não satisfazem a essa condição, fez as suas experiencias sobre as riscas  $D_1$  e  $D_2$  do sodio e sobre a risca verde do thallio  $\lambda = (5351)$ .

Esta ultima comporta-se em tudo como a risca  $D_1$ . Era de prever que mesmo com riscas que, como esta, dão logar a um *quadruplet*, ou outras produzindo um *sextuplet*, poderiam verificar-se as previsões theoricas relativas á polarisação.

Qualquer que seja o valor de  $\epsilon$ , comtanto que seja maior do que 0, a risca  $D_1$  dá um *quadruplet* e  $D_2$  um *sextuplet*. Quando  $\epsilon$  diminue a partir de  $90^\circ$ , as duas riscas médias tornam-se menos escuras, e as exteriores mais escuras. Portanto as componentes magneticas parecem apresentar-se como a theoria indica para as componentes de um *triplet* normal.

Se a luz incidente é polarisada e de vibrações verticaes, as duas riscas médias quer do *quadruplet*  $D_1$ , quer do *sextuplet*  $D_2$ , desaparecem.

Tendo, emfim, polarisado a luz com um nicol e uma lamina quarto de onda, de tal sorte que as suas vibrações eram ellipticas, com o eixo maior da ellipse no plano meridiano e  $\cos \epsilon$  para relação axial, viu RIGHI desaparecer as componentes lateraes de um e outro lado.

Está portanto a experiencia de accordo com a theoria

---

(1) *Science abstracts*, vol. III, n.º 33, pag. 689.

no que diz respeito ao estado de polarisação das riscas de absorpção, embora tenham as experiencias sido feitas sobre riscas a que não é directamente applicavel a theoria elemental.

O phenomeno de ZEEEMAN torna-se muito complicado, quando se regula a chamma de modo a produzir largas riscas de absorpção, e quando se emprega luz polarisada e um analysador (ordinario ou elliptico). As componentes magneticas da risca modificada sobrepõem-se em grande parte, de modo a formar uma banda em que se observam maximos e minimos de inteusidade. Em geral, estas franjas deslocam-se, modificando gradualmente o polarisador ou o analysador, approximando-se ou afastando-se do meio da banda.

Não me occuparei aqui destes phenomenos muito complexos para cuja explicação é necessario, entre outras coisas, attender a velocidades diferentes que pertencem a raios diversamente polarisados.

**2. Experiencias de König (1) e Cotton (2).** — Póde reconhecer-se muito facilmente a alteração do periodo vibratorio da luz do sodio, sob a influencia de um campo magnetico, por meio de um processo muito simples que dispensa o emprego de qualquer aparelho dispersivo. Funda-se este processo sobre uma propriedade particular das chammassas que dão a luz do sodio.

Uma chamma A de alcool contendo brometo de sodio em dissolução apparece orlada de negro, se é observada atravez de uma chamma B da mesma natureza, com a condição de

---

(1) W. KÖNIG. — *Wied. Annal.*, t. LXIII, pag. 268. Resumido in *Journal de Physique*, [3], t. VII, pag. 243.

(2) A. COTTON, loc. cit. pag. 65, e *Comptes rendus*, 2.º semestre de 1897, pag. 865.

ser a parte illuminante d'esta ultima delgada e muito pouco brilhante.

Collocando B entre as armaduras de um electro-magnete, se a direcção AB é a das linhas de força, a orla negra de A desaparece quando se excita o campo. A variação de periodo de B, resultante do campo magnetico, suprime a absorpção.

O processo é muito sensivel, sendo mais do que sufficiente um campo de 6000 unidades C. G. S.

Se, em lugar de B, fôr a chamma absorvente A collocada entre as armaduras do electro-magnete, ainda a absorpção é supprimida, sob a acção do campo, o que mostra que esta tambem altera o periodo vibratorio das riscas de absorpção.

W. KÖNIG fez a experiencia perpendicularmente ás linhas de força. A orla escura da chamma absorvente A, collocada fôra do campo, torna-se mais clara; mas não desaparece. Interpondo um nicol entre as duas chammass, orientado de maneira a que só passem vibrações parallelas ás linhas de força, não se observa alteração alguma, excitando o campo. Pelo contrario, aquella orla desaparece, imprimindo ao nicol uma rotação de  $90^\circ$ .

Neste caso a luz que reaparece é polarisada rectilineamente. Observando a luz emittida por meio de um prisma birefringente ou de um polariscopio de SAVART, reconhece-se que são predominantes as vibrações perpendiculares ao campo. As vibrações parallelas experimentam, com effeito, uma alteração de periodo nulla, na maior parte dos casos, e, exceptuando as riscas de polarisação invertida, sempre menor do que a experimentada pelas vibrações perpendiculares ás linhas de força.

**3. Experiencias de Égoroff e Georgiewsky.** — Estes physicos estudaram, por meio de um polariscopio, a luz

emittida normalmente ás linhas de força por uma chamma de sodio collocada num campo magnetico e reconheceram uma polarisação parcial nitida, mesmo no caso da intensidade do campo ser muito fraca.

Um campo mais intenso torna-a mais nitida e susceptivel de medida, para o que se compensa a polarisação produzida pelo magnetismo, pela que dá, por transmissão, uma lamina de vidro inclinada; determina-se o grau de polarisação por meio do angulo que a lamina faz com os raios.

Serve tambem a lamina para determinar a posição do plano de polarisação. Este é paralelo ás linhas de força, de modo que as vibrações predominantes são normaes ás mesmas linhas.

ÉGOROFF e GEORGIEWSKY repetiram a experiencia empregando outras origens luminosas: chammes encerrando lithio ou potassio, e tambem faiscas dando riscas de diferentes metaes.

Empregando um espectroscopio de visão directa, examinaram diversas riscas e reconheceram que a polarisação parcial só se observa no caso das riscas metallicas *susceptiveis de inversão espontanea*.

Pareceria á primeira vista, attendendo á constituição da luz emittida nestas circumstancias, que o campo magnetico favorecia as vibrações perpendiculares ás linhas de força, de preferencia ás vibrações parallelas.

Assim, referindo-nos ao *triplet* normal, e designando por  $I_2$  e  $I_3$  as intensidades das vibrações circulares, e  $I_1$  a das vibrações longitudinaes, seria

$$I_2 + I_3 > I_1,$$

resultado que não está de accordo com a theoria de LORENTZ, segundo a qual

$$I_2 + I_3 = I_1.$$

LORENTZ (1) repetiu as experiencias dos dois physicos russos; e explicou os phenomenos observados, fazendo intervir a absorpção que as radiações emitidas pela parte posterior soffrem na parte anterior da chamma. A intensidade observada depende não só da emissão das radiações num ponto da origem, mas tambem da *absorpção* que os raios experimentam atravessando camadas successivas da chamma. Excitado o campo, esta absorpção diminuiria para as vibrações perpendiculares ás linhas de força, cujo periodo é alterado.

Se o campo não é perfeitamente uniforme, explica se imme diatamente que a polarisação parcial deva observar-se no sentido indicado, e que tenha sido reconhecida para as riscas susceptiveis de inversão espontanea, isto é, para as que são nitidamente enfraquecidas pela absorpção.

Mas COTTON (2) observou que a polarisação parcial se manifesta ainda quando a origem está collocada inteiramente num campo magnetico uniforme. Além d'isso, parece que a alteração magnetica do periodo não depende do estado da origem. «Parece portanto que o phenomeno descoberto por ÉGOROFF e GEORGIEWSKY não possa explicar-se simplesmente por uma differença entre os periodos de vibração nos diversos pontos da origem, sem que se tenha de recorrer a um estudo profundo [das relações *quantitativas* que ligam a absorpção á emissão, ou de fazer, com LORENTZ, hypotheses sobre o mecanismo intimo da absorpção (3)».

Terminando, referir-me-hei a umas experiencias recentes de DONGIER (4).

ÉGOROFF e GEORGIEWSKY só tinham reconhecido o phe-

---

(1) *Archives Néerlandaises des Sciences*, (S. II), t. II, pag. 1.

(2) *Comptes rendus*, t. CXXV (1897), pag. 1170.

(3) A. COTTON — *Le phénomène de Zeeman*, pag. 73.

(4) R. DONGIER — *L'Éclairage électrique*, t. XXII, pagg. 238 e 474.

nomeno descripto nas chammas que davam riscas metallicas susceptiveis de inversão espontanea. DONGIER mostrou que o phenomeno se manifesta tambem na luz vermelha emitida por um tubo de GEISSLER com hydrogenio, submettido á acção de um campo magnetico normal ao seu eixo.

Verificou depois que, numa direcção normal ao eixo do tubo, differente da direcção do campo magnetico, ha de cada lado do tubo, para o mesmo sentido da descarga, proporções differentes de luz polarisada. Assim, excitando o tubo com uma bateria de accumuladores dando 4000 volts, e fazendo passar a corrente do electro-magnete num sentido tal que o filete luminoso seja, pelo campo, regeitado para o lado do tubo opposto ao observador, notam-se, por meio de um polariscopio, franjas de SAVART. Estas franjas desaparecem, invertendo o sentido da corrente no electro-magnete.

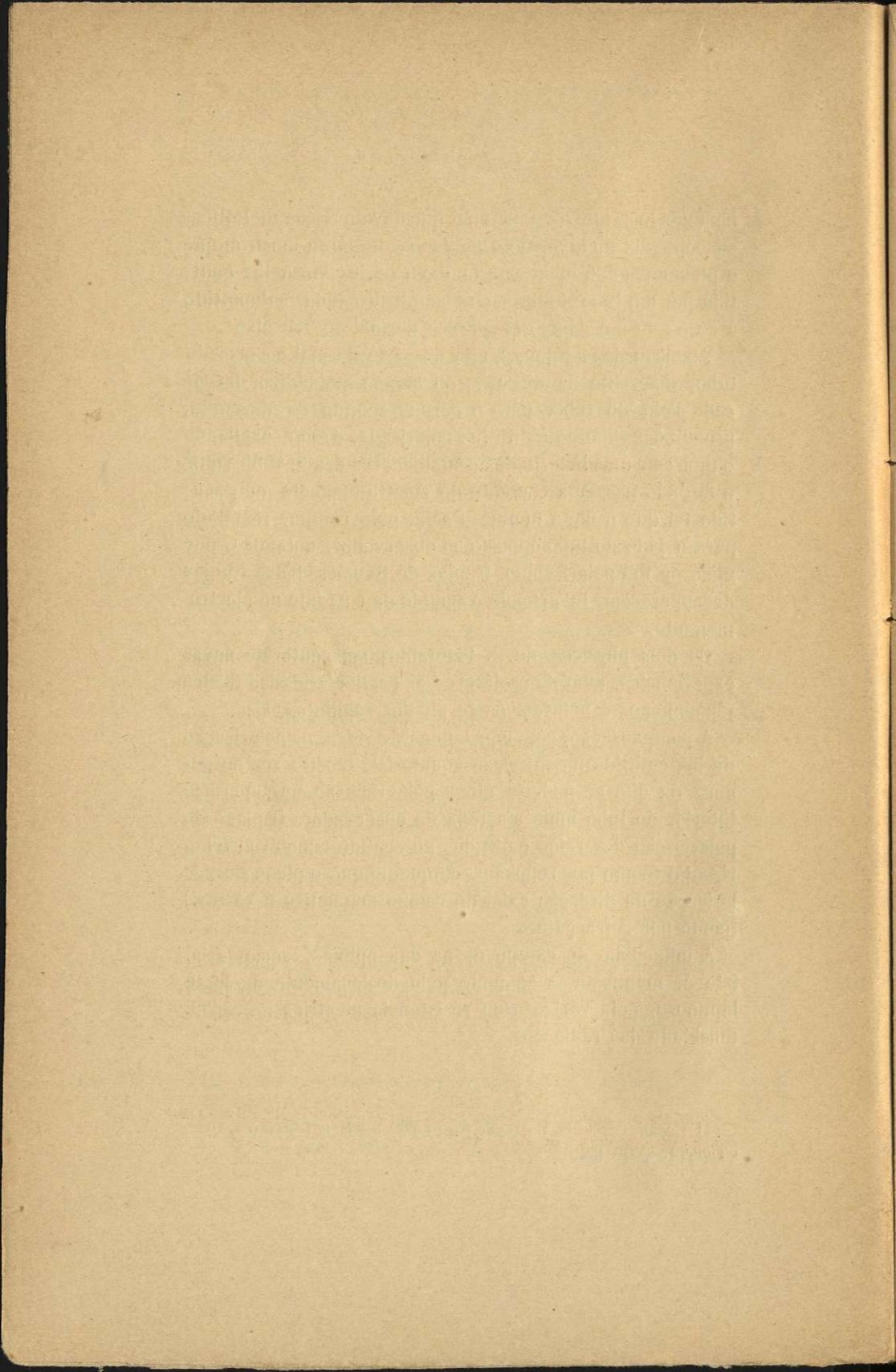
Os dois physicos de S. Petersburgo executaram novas experiencias, afim de esclarecer as particularidades destes phenomenos e notaram os resultados seguintes (1):

A compensação, com uma lamina de vidro, da polarisação da luz emittida na direcção equatorial, mostra ser do genero da que se poderia obter pela reflexão na superficie interior do tubo mais afastada do observador. O plano de polarisação dos raios emittidos no sentido equatorial é horizontal (como por reflexão), enquanto que o plano de polarisação na direcção axial do campo magnetico é vertical (como por refração).

A influencia do campo é, na sua opinião, secundaria, isto é, manifesta-se sómente pelo deslocamento do filete luminoso, pela variação de resisteneia electrica e pela intensidade das radiações.

---

(1) *Comptes rendus*, t. cxxx, pagg. 900 e 901 e *L'Éclairage électrique*, t. xxiii, pag. 78.



## CAPITULO VII (1)

### Propagação num campo magnetico. — Phenomenos de Faraday e de Kerr

**Summario.**—1. Descoberta de FARADAY.—2. Corpos positivos e negativos.—3. Leis de VERDET.—4. Interpretação de FRESNEL—5. Dispersão rotatoria magnetica —6. Phenomeno de KERR.

Muitos meios possuem a propriedade de fazer girar o plano de polarisação da luz que os atravessa, quando collocados num campo magnetico cujas linhas de força não são perpendiculares á direcção do raio luminoso. Este phenomeno, descoberto por FARADAY em 1845, é conhecido sob o nome de rotação magnetica do plano de polarisação.

Depois das de FARADAY, novas experiencias foram comprehendidas por grande numero de physicos e as leis do phenomeno cuidadosamente estudadas. Foi primeiro observado em todos os solidos e liquidos transparentes isotropicos, comprehendendo os que já possuem poder rotatorio natural e mesmo nos meios birefringentes; mas muitos annos decorreram antes que fosse descoberto nos gazes. Só em 1878 é que KUNDT e RÖNTGEN o observaram no

---

(1) Para a elaboração d'este capitulo consultámos principalmente o *Traité d'Optique*, de MASCART.

vapor de sulfureto de carbono; sendo este primeiro successo seguido de medidas relativas a differentes gazes.

**1. Descoberta de Faraday.** — Um fasciculo monochromatico, rectilineamente polarisado por meio de um nicol, atravessa o campo magnetico parallelamente ás linhas de força. Neste campo é collocada, normalmente ao fasciculo luminoso, uma lamina com faces parallelas da substancia estudada (borosilicato de chumbo, nas primeiras experiencias de FARADAY). No trajecto da luz emergente, é disposto um segundo nicol, servindo de analysador e com a secção principal normal á do primeiro. Imaginando o campo magnetico produzido por um electro-magnete ou por um helice magnetisante no interior do qual estivesse collocada a substancia transparente, estabelecida a corrente, reaparece a luz extincta pelo analysador, sendo preciso fazel-o girar de um certo angulo para de novo produzir a extincção. O sentido da rotaçção muda com o sentido da corrente; com a mesma corrente lançada em sentido contrario, obtêm-se rotaçções iguaes, mas contrarias.

Para mostrar estes phenomenos de polarisação rotatoria magnetica, emprega-se hoje um aparelho construido por RÜHMKORFF e a que tambem já fizemos referencia na pag. 28.

A polarisação rotatoria magnetica distingue-se por differentes caracteres da do quartzo e dos corpos naturalmente activos.

Em primeiro logar, o sentido absoluto da rotaçção depende unicamente da direcção do campo e da natureza do corpo estudado; um observador immovel, olhando na direcção da força magnetica, vê o plano de polarisação girar no mesmo sentido, tanto num raio que d'elle se afaste, como num que para elle se dirija.

A rotaçção magnetica é temporaria, apparece e desappa

rece com a magnetisação do systema. Segundo as delicadas experiencias de H. ABRAHAM e J. LEMOINE (1), a polarisação rotatoria magnetica não tem uma centesima-millionessima de segundo de atraso sobre a corrente. Tendo encontrado um limite mais favoravel ainda para o phenomeno de KERR, de que nos occuparemos, acham muito verosimil que: «*O phenomeno da polarisação rotatoria magnetica e o phenomeno de Kerr seguem sêm atraso as variações dos campos que os produzem*».

**2. Corpos positivos e negativos.** — O sentido da rotação não é o mesmo para todos os corpos. A maior parte d'elles são *positivos*, intendendo por sentido positivo da rotação o das correntes de AMPÈRE. Outros corpos são *negativos*. De um modo geral, póde dizer-se que o signal do poder rotatorio está relacionado com as propriedades magneticas dos corpos, sendo positivo para as substancias não magneticas, negativo para as substancias magneticas.

Comtudo esta regra soffre excepções. E assim é que, sendo nitidamente magneticos, são positivos os saes de *nickel*, de *cobalto*, o *cyaneto vermelho* de *ferro* e *potassio*. Pelo contrario, são negativos e diamagneticos o *chlorato de potassio*, o *bichloreto de titanio*, o *nitrato de uranio* e os saes de *magnesio*.

A rotação magnetica de grande numero de saes foi estudada nas suas soluções aquosas, attendendo ao facto, descoberto por VERDET, de que o *poder rotatorio se conserva nas misturas e dissoluções*, isto é, a rotação final é a somma das rotações individuaes, calculadas para cada substancia em razão da sua densidade real na mistura.

---

(1) *L'Éclairage Électrique*, t. xxii, pag. 360.

**3. Leis de Verdet.**—As leis da polarisação rotatoria magnetica foram estabelecidas por VERDET. Vamos enuncial-as, sem insistir nos detalhes da sua demonstração experimental. Suppõe-se monochromatica a luz empregada e que se põe de parte o caso particular das laminas delgadas de *ferro, nickel e cobalto*, substancias que tanto se desviam das outras pelas suas propriedades magneticas.

A rotação magnetica do plano de polarisação produzida por uma substancia transparente qualquer é proporcional á espessura atravessada. É proporcional á intensidade do campo magnetico, supposto uniforme. É proporcional ao coseno do angulo formado pela direcção das linhas de força do campo magnetico com a direcção do raio luminoso, isto é, á componente do campo magnetico na direcção do raio. A rotação é proporcional a um coeﬃciente caracteristico da natureza do corpo, coeﬃciente positivo ou negativo.

Designando gor  $\omega$  este coeﬃciente, por  $\beta$  o angulo referido e por  $H$  e  $e$ , respectivamente, a intensidade do campo, e a espessura da substancia atravessada pelo raio, póde a rotação  $\rho$  exprimir-se pela equação

$$\rho = \omega H e \cos \beta. \dots (1)$$

O coeﬃciente  $\omega$ , conhecido sob o nome de *constante de Verdet*, é uma constante physica tão caracteristica da substancia como o indice de refração ou o poder dispersivo.

Como  $H e \cos \beta$  é a differença de potencial magnetico entre o ponto A em que a onda entra no meio e o ponto B em que o deixa, será

$$\rho = \omega (V_B - V_A) \dots (2)$$

$$\omega = \frac{\rho}{V_B - V_A} \dots (3)$$

por meio de que se póde calcular a *constante de Verdet* em unidades C. G. S.

Mostra a formula (2) que a rotação entre dois pontos é proporcional á differença dos seus potenciaes magneticos.

Resulta de (1) que a rotação é nulla, se o raio luminoso é perpendicular á direcção das linhas de força do campo. Esta particularidade já tinha sido notada por FARADAY.

Mostrou BICHAT que o poder rotatorio magnetico dos liquidos diminuia com a temperatura. Póde, em geral, ser representado por uma formula parabolica

$$\rho = \rho_0 (1 - at - bt^2)$$

em que  $\rho$  é a rotação  $t^\circ$ ,  $\rho_0$  a  $0^\circ$ , e  $a$  e  $b$  constantes positivas.

O poder rotatorio diminue primeiro como a densidade, mas a diminuição é muito mais rapida na vizinhança da temperatura de ebullicão.

Para os solidos, pelo contrario, mostraram experiencias de JOUBERT sobre o *flint* que  $\rho$  augmenta quando a temperatura se eleva de  $18^\circ$  a  $582^\circ$ , ponto de fusão do vidro.

No caso das laminas delgadas de *ferro, nickel e cobalto*, deixa de ter applicação a formula (1). A rotação que é positiva para os tres metaes, não cresce proporcionalmente á intensidade do campo. No ferro não varia sensivelmente a partir de  $H$  igual a 2000 unidades C. G. S. e para este valor a rotação é muito grande, apesar da pequena espessura das laminas que se podem empregar. Além d'isto o phenomeno é mais complexo, pois que uma vibração rectilínea que atravessa estas laminas é deformada, transformando-se, segundo RIGHI (\*), n'uma vibração elliptica muito achatada, do mesmo sentido que a corrente magnetisante.

---

(\*) RIGHI — *Mem. Ac. de Bologna*, 1896.

4. **Interpretação de Fresnel.** — Pôde applicar-se á polarisação rotatoria magnetica a interpretação cinematica de FRESNEL para a polarisação rotatoria natural, e considerar a rotação do plano de polarisação como devida ás diferenças de phase experimentadas, atravez de uma substancia collocada num campo magnetico, pelos dois raios circulares inversos cuja sobreposição é equivalente a uma onda polarisada rectilineamente.

Esta differença de phase pôde explicar-se de muitas maneiras: pôde admittir-se que, para os dois raios, o periodo se conserve invariavel com uma velocidade de propagação differente; ou antes que, conservando se a mesma velocidade de propagação, deixe o periodo de ser igual para os dois raios e differente para cada um d'elles do que era no meio exterior; ou, emfim, que haja ao mesmo tempo modificação do periodo e da velocidade de propagação.

Ora, emquanto que o phenomeno de ZEEMAN consiste numa mudança do periodo de uma origem luminosa collocada num campo magnetico, não tem sido observada modificação semelhante no phenomeno de FARADAY.

As experiencias de CORNU e BROCA têm confirmado esta differença essencial que existe entre os dois phenomenos.

Por outro lado, RIGHI, CORNU e H. BECQUEREL reconheceram experimentalmente que a polarisação rotatoria magnetica corresponde a uma variação na velocidade da luz polarisada circularmente; tendo a rotação logar no sentido do movimento do raio circular que se propaga mais depressa.

Se se faz, por exemplo, interferir um fasciculo circular com outro identico, mas sobre o qual não tenha acção o campo magnetico, reconhece-se pelo deslocamento das franjas que a magnetisação de uma substancia positiva produz um *avanço* das vibrações circulares que têm o sentido das correntes de AMPÈRE, e um *atraso* das vibrações de sentido opposto.

Chamando  $V$  a velocidade de propagação no ar,  $V'$  e  $V''$  as velocidades no meio considerado relativas ás duas ondas de vibrações circulares direita e esquerda,  $n_1$  e  $n_2$  os índices de refração correspondentes,  $\Delta_1$  e  $\Delta_2$  os atrasos produzidos por uma lamina de espessura  $e$  e  $\Delta$  a diferença de marcha final, temos

$$\Delta_1 = V \frac{e}{V'} = n_1 e \qquad \Delta_2 = V \frac{e}{V''} = n_2 e;$$

e, designando por  $\delta$  a diferença de phase e por  $\lambda$  o comprimento de onda no vacuo (ou no ar) da luz incidente,

$$\rho = \frac{\delta}{2} = \pi \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{\lambda} = \frac{\pi e}{\lambda} (n_2 - n_1) \dots (4)$$

A rotação é direita ou esquerda segundo  $\Delta_2 \gtrless \Delta_1$ .

Designando por  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  os comprimentos de onda *no meio considerado* das duas vibrações circulares, será

$$\lambda = n_1 \lambda_1 = n_2 \lambda_2,$$

transformando-se (4) em

$$\rho = \pi e \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = \pi e \left( \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \right).$$

Como a polarisação rotatoria natural, a polarisação rotatoria magnetica afasta-se da lei de BIOT, segundo a qual  $\rho$  teria a forma  $\frac{\text{constante}}{\lambda^2}$ .

Admittindo que, entre certos limites, a diferença  $\lambda_1 - \lambda_2$

é pequena e independente de  $\lambda$ , a fracção  $\frac{\pi e (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2}$  pouco differe da forma  $\frac{\text{constante}}{\lambda^2}$ .

**5. Dispersão rotatoria magnetica.** -- Os phenomenos de dispersão rotatoria magnetica são intimamente ligados aos phenomenos de dispersão ordinaria.

Chama-se *formula de dispersão* de um corpo uma expressão da forma  $n = f(\lambda)$  que dê a conhecer o indice de refração  $n$  do corpo para as radiações definidas pelo seu comprimento de onda  $\lambda$ .

Sob o ponto de vista da dispersão, parece que os corpos se podem dispôr em tres grupos distinctos.

No primeiro ficam os corpos transparentes ordinarios, que não apresentam bandas de absorpção na parte visivel do espectro. Uma curva figurativa das variações do indice de um destes corpos, em funcção do comprimento de onda, apresenta forma hyperbolica, não tem pontos de inflexão.

Supponhamos que se trata de um corpo dotado de polarisação rotatoria magnetica e figuremos as duas curvas que representam os indices  $n_1$  e  $n_2$  dos dois raios circulares em funcção de  $\lambda$ , ou antes os valores de  $\frac{n_1}{\lambda}$  e  $\frac{n_2}{\lambda}$ ; estas curvas não apresentam ponto de inflexão e ser-lhes-ha semelhante a que representa o poder rotatorio, visto que este é proporcional á differença das ordenadas das duas curvas precedentes:

$$\rho = \pi e \left( \frac{n_1}{\lambda} - \frac{n_2}{\lambda} \right).$$

Portanto os corpos d'este grupo seguem approximadamente a lei da inversa dos quadrados.

Pertencem ao segundo grupo corpos absorventes. Estes corpos offerecem no espectro visível bandas de absorpção cuja influencia sobre a dispersão se traduz por anomalias da curva que a representa. A curva obtida por PFLÜGER com a fuchsina solida e outras curvas, obtidas por elle e por outros auctores, apresentam todas o mesmo caracter: quando se seguem os  $\lambda$  crescentes, atravessando uma banda de absorpção, encontra-se um minimo seguido de um maximo, de sorte que, fóra da banda, o indice diminue sempre quando o comprimento de onda augmenta. Encontram-se sempre indices muito grandes á entrada da banda do lado do vermelho, indices fracos na outra margem da banda e dos dois lados uma variação rapida. A curva apresenta um ponto de inflexão situado na região em que a absorpção é mais energica.

Collocado o corpo no campo magnetico, os indices  $n_1$  e  $n_2$  terão valores diferentes; e as curvas que representam os valores de  $\frac{n_1}{\lambda}$  e  $\frac{n_2}{\lambda}$  apresentarão uma sinuosidade na banda de absorpção. Se a absorpção dos dois raios é a mesma, estas duas curvas terão a mesma forma geral. Encontrar-se-ha uma modificação correspondente na curva que representa o poder rotatorio, e assim se explica que ella apresenta anomalias como as curvas de dispersão. Foi isto demônstrado experimentalmente por A. COTTON (1).

Resta-nos fallar da dispersão anomala apresentada por uma chamma córada por meio de vapores de sodio ou de lithio.

De um e outro lado das riscas  $D_1$  e  $D_2$ , o vapor do sodio apresenta uma dispersão anomala notavel, diferente para cada uma d'estas bandas, que assim manifestam individualidade propria; o valor do coefficiente angular das tangentes

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique* (1896), (S. 7), vol. 8, pag. 347.

às curvas augmenta consideravelmente para os comprimentos de onda cada vez mais visinhos das bandas. O andamento das curvas é bem differente do que se encontra no caso anterior; sendo sempre crescentes os valores de  $\frac{dn}{d\lambda}$ , do exterior para as margens das bandas.

O poder rotatorio magnetico cresce muito rapidamente à approximação de cada uma das riscas, como crescem os valores de  $\frac{dn}{d\lambda}$  na curva de dispersão anomala.

«O estudo do poder rotatorio magnetico dos corpos absorventes, feito junctamente com o dos seus indices, apresentaria um interesse particular. Poderia servir para verificar as formulas propostas para a dispersão rotatoria magnetica» (COTTON).

**6. Phenomeno de Kerr.** — Quando um raio luminoso, polarisado normal ou parallelamente ao plano de incidencia é reflectido sobre um espelho de ferro, de nickel ou de cobalto, o raio reflectido é geralmente polarisado da mesma maneira que o raio incidente. Se, todavia, o espelho está magnetisado numa direcção que não é exactamente perpendicular ao plano de incidencia, observa-se no raio reflectido, além da luz empregada, uma componente luminosa polarisada perpendicularmente á primeira, isto é, a luz reflectida é em geral polarisada ellipticamente.

A phase e a amplitude d'aquella compenente dependem do angulo de incidencia, do valor e da direcção da magnetisação, e das constantes opticas do espelho.

O estudo do phenomeno, nos dois casos principaes da reflexão polar (magnetisação normal á superficie) ou equatorial (magnetisação parallelá á superficie e ao plano de incidencia), foi objecto de investigações experimentaes de KUNDT, R GHI, etc., das emprehendidas por SISSINGH e ZEE-

MAN nestes ultimos annos, e, ao mesmo tempo, de numerosos trabalhos theoricos.

As theorias de LORENTZ permittiam explicar o phenomeno não attendendo a detalhes. Modificadas por WIND (1), que estabelecia uma relação intima entre este phenomeno e o de HALL, davam conta das observações sobre a phase da componente magneto-optico. Mas faziam prever, como as theorias de DRUDE, GOLDHAMER, etc., um resultado, que não tinha sido observado, relativo ao caso da magnetisação perpendicular ao plano de incidencia.

Achava WIND que, mesmo neste caso, devia a magnetisação alterar, ainda que muito ligeiramente, as propriedades da luz reflectida. Segundo os seus calculos, não deve ser modificada a componente vibratoria do raio reflectido que é parallela á magnetisação perpendicular ao plano de incidencia; mas a componente situada neste plano devia ser ligeiramente alterada na amplitude e phase, sendo o sentido das alterações dependente do da magnetisação. Se, por exemplo, um raio, polarizado a  $45^\circ$  do plano de incidencia, chega ao espelho sob incidencia obliqua, a vibração elliptica reflectida não deve ser a mesma para os dois sentidos da magnetisação.

ZEEMAN (2) observou a alteração prevista, e achou que ella era pouco superior aos erros de experiencia. Apesar desta circumstancia, a experiencia tinha grande interesse. Os raios luminosos propagam-se *perpendicularmente* á direcção de magnetisação, emquanto que em todas as experiencias feitas até então, ou lhe eram parallelos, ou faziam com ella um angulo inferior a  $90^\circ$ .

(1) WIND, *Archives Néerlandaises* (S. II), t. I, pag. 119 (1898).

(2) *Archives Néerlandaises* (S. II), t. I, pag. 221.

The first part of the book is devoted to a general introduction to the subject of the history of the English language. It discusses the various influences that have shaped the language over the centuries, from Old English to Modern English. The author also touches upon the role of literature and the standardization of the language.

The second part of the book is a detailed study of the development of the English language from its roots in Old English. It covers the Middle English period, the influence of French and Latin, and the emergence of the modern English language. The author provides a comprehensive overview of the changes in grammar, vocabulary, and pronunciation.

The third part of the book is a study of the English language in the United States. It discusses the influence of American English on the world and the unique features of the American dialect. The author also touches upon the role of the media and the internet in the development of the language.

The fourth part of the book is a study of the English language in the context of global communication. It discusses the role of English as a lingua franca and the challenges of teaching and learning the language in a global context. The author also touches upon the role of English in the world of business and technology.

The fifth part of the book is a study of the English language in the context of cultural identity. It discusses the role of the language in the formation of national identity and the challenges of maintaining a distinct cultural identity in a globalized world. The author also touches upon the role of the language in the development of a national literature.

The sixth part of the book is a study of the English language in the context of social and political change. It discusses the role of the language in the development of a democratic society and the challenges of using the language as a tool for social and political change. The author also touches upon the role of the language in the development of a global society.

The seventh part of the book is a study of the English language in the context of the future. It discusses the challenges of the future of the English language and the role of technology in the development of the language. The author also touches upon the role of the language in the development of a sustainable future.

## CAPITULO VIII

### Modificações da luz polarisada através de uma chamma collocada num campo magnetico

**Summario.** — 1. Experiencia de RIGHI. — 2. Experiencias de MACALUSO e CORBINO. — 3. Birefringencia produzida por um campo magnetico.

**1. Experiencia de Righi (1).**—Imaginemos que um raio de luz branca atravessa, segundo o eixo, o electro-magnete de RUMKORFF munido de dois nicoes com as secções principaes em angulo recto, collocados, um á entrada, outro á sahida do raio luminoso. Entre os polos está uma chamma de sodio.

Vejamos o que deve acontecer, excitando o electro-magnete.

Consideremos a luz, rectilineamente polarisada, de  $N$  vibrações, correspondente a uma das riscas do sodio, isto é, uma luz que a chamma absorve quando não existe campo magnetico. Excitado elle, em vez de radiação  $N$ , serão absorvidas pela chamma duas radiações circulares inversas, uma dextrogyra de  $N_1$  vibrações, outra levogyra de  $N_2$  vibrações; sendo um dos numeros  $N_1$  e  $N_2$  maior, e o outro menor do que  $N$ . É nisto que consiste o phenomeno de ZEMAN por absorpção.

Portanto duas radiações circulares poderão chegar ao

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXXVII, pag. 216. *Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei*, S. V, vol. VII, 2.º Sem., 1898, pag. 41.

analysador; uma levogyra de  $N_1$  vibrações, outra dextrogyra de  $N_2$  vibrações, que não são extinctas por elle, mas sómente diminuidas de metade da intensidade. Como  $N_1$  e  $N_2$  differem muito pouco de  $N$ , no caso do sodio deve apparecer no analysador luz amarella, da mesma natureza da que é absorvida pelo vapor de sodio.

Estes resultados foram confirmados por experiencias dispostas da maneira indicada. Regulado o analysador para a extincção, só passava a luz, relativamente pouco intensa, enviada pela chamma, em quanto não era excitado o electro-magnete. Estabelecida a corrente, apparecia luz muito viva, córada de amarello.

Feito o estudo d'esta luz por meio de um espectroscopio de visão directa, pouco dispersivo, reconheceu RIGHI ser ella constituida pelas radiações das riscas amarellas do sodio, bem mais brilhantes do que as dadas directamente pela chamma. Um campo magnetico de 300 unidades C. G. S. é sufficiente para a observação do phenomeno.

Córando a chamma por meio de um sal de lithio ou de thallio, a luz que apparece, sob a acção do campo, é vermelha no primeiro caso, verde no segundo.

Encontrou RIGHI que podia repetir-se a sua experiencia com corpos em que não é observavel o phenomeno de ZEEMAN. Com effeito, o raciocinio acima indicado, para uma luz de  $N$  vibrações, pode repetir-se para outras quaesquer luzes absorvidas, ainda que os seus comprimentos de onda se sigam com continuidade. Para toda a luz de  $N$  vibrações absorvida pelo corpo, quando não existe campo magnetico, atravessam o analysador duas radiações de  $N_1$  e  $N_2$  vibrações, logo que elle existe; e como  $N_1$  e  $N_2$  pouco differem de  $N$ , pode dizer-se que a luz que apparece, creando o campo, é identica á absorvida, seja qual fôr o modo por que esta esteja distribuida no espectro.

Assim, substituindo a chamma de sodio por um tubo de vidro fechado por duas faces parallelas e cheio de hypo-

azotido bem secco á temperatura ordinaria, quando a espessura tem um valor conveniente, a luz que reaparece tem uma côr verde-azulada, isto é, uma côr complementar da amarello-avermelhada, que o hypoazotido apresenta por transparencia.

Se a luz que sahe do aparelho é recebida num espectroscopio ordinario, pode observar-se o espectro d'aquella luz verde-azulada; e assim se reconhece que elle é complementar do espectro de absorpção do vapor empregado.

Uma camada espessa de vapor, atravessada pelo fasciculo luminoso antes do electro-magnete, supprime toda a acção do campo, o que mostra serem *radiações absorvidas* as radiações que apparecem.

Pode dizer-se que esta experiencia produz o curioso resultado de *mostrar o espectro de emissão de um gaz não luminoso*, admittindo para o hypoazotido a lei da identidade entre a emissão e a absorpção. De resto, pode tambem obter-se o *espectro de emissão do vapor de sodio não luminoso*, modificando convenientemente as disposições experimentaes.

**2. Experiencias de Macaluso e Corbino.** — Neste campo de investigações foi RIGHI seguido por outros physicos (1) que reconheceram, sob uma forte dispersão, que o phenomeno de ZEEMAN é acompanhado de uma rotação das vibrações cujos comprimentos de onda são visinhos dos das radiações absorvidas.

Vamos expôr summariamente as experiencias de MACALUSO e CORBINO e veremos depois como deve ser modificado o raciocinio que serviu de base ás experiencias de RIGHI.

(1) MACALUSO e CORBINO — *Comptes rendus*, t. cxxvii, 6. 548 e 951, *Rend. della. R. Acc. dei Lincei*, S. v, vol. vii, pag. 293.



Por um canal cylindrico aberto nas armaduras de um electro-magnete e munido de dois nicoes, faz-se ainda passar, parallelamente ao campo magnetico, um fasciculo de luz branca, que se analysa por meio de um espectroscopio de rede ROWLAND, ou outro aparelho muito dispersivo. Dispõe-se entre as armaduras uma chamma córada por meio de chloreto de sodio, e observam-se então, no espectro, as duas bandas de absorpção  $D_1$  e  $D_2$  que convem obter *largas*. Nestas condições, estabelecendo a corrente no electro-magnete, vêem-se apparecer, de um e outro lado de cada uma das riscas D, bandas alternadamente obscuras e brilhantes, que se deslocam quando se faz girar o analysador.

Do exame minucioso da disposição d'estas bandas e do seu movimento, deduziram MACALUSO e CORBINO que são devidas ao phenomeno de polarisação rotatoria magnetica; constituem, de um e outro lado de cada risca D, um espectro cannelado de FIZEAU e FOUCAULT, mostrando que, atravez da chamma do sodio, as radiações visinhas das bandas de absorpção experimentam uma rotação magnetica consideravel, cujo valor augmenta á medida que o comprimento de onda é mais proximo do da risca de absorpção.

Quando os nicoes têm as secções principaes parallelas, a banda obscura mais afastada da risca corresponde a uma rotação do plano de polarisação egual a  $90^\circ$ . Neste caso, o espectro e a posição das bandas não se altera, invertendo a corrente. O mesmo tem logar quando as secções principaes dos nicoes são perpendiculares, e então a experiencia é ainda mais frisante. Com effeito, na ausencia da corrente, a luz branca que atravessa a chamma é interceptada pelo analysador, o campo é obscuro, e as riscas emittidas são muito fracamente luminosas: estabelecendo a corrente, vêem-se apparecer no espectro duas bandas muito brilhantes dos lados de cada uma das riscas D, exactamente no logar em que se observavam bandas obscuras no caso

dos nicoes parallellos. São as radiações cujo plano de polarisação girou de  $90^\circ$  no campo magnetico.

Quando o angulo das secções principaes dos nicoes é de  $45^\circ$ , o aspecto das bandas e a sua posição differem segundo o sentido da corrente e o da rotação dos nicoes. Se o movimento destes é no sentido da rotação magnetica, as bandas escuras approximam-se das riscas  $D_1$  e  $D_2$ . Afastam-se no caso contrario.

A separação das bandas em torno de  $D_1$  é cerca de tres quartos da das que rodeiam  $D_2$ .

A rotação magnetica, que começa já a manifestar-se para a risca  $D_2$  a uma distancia de mais de dois terços do intervallo entre as duas riscas, cresce de uma maneira continua e rapidamente á medida que os comprimentos de onda se approximam da margem das riscas, ponto em que parece attingir  $270^\circ$ .

Procedendo, no espectro, dos pontos mais afastados para os pontos mais proximos da risca, a rotação dos planos de polarisação correspondentes, á direita e á esquerda d'esta, produz-se no sentido da corrente magnetisante; invertendo-se quando se inverte o sentido d'essa corrente.

De um trabalho de BECQUEREL (1) extrahimos os dados seguintes:

Rotacão magnetica	Comprimentos de onda medios	
$45^\circ$	$0^{\mu},58975$	$0^{\mu},58920$
$90^\circ$	$0,58971$	$0,58915$
$270^\circ$	$0,58963$	$0,58905$
—	$D_1$	$D_2$
$270^\circ$	$0,58947$	$0,58894$
$90^\circ$	$0,58949$	$0,58886$
$45$	$0,58945$	$0,58880$

(1) *Comptes rendus*, t. cxxvii, pag. 649.

Mostram estes numeros que o poder rotatorio cresce muito rapidamente na visinhança das riscas.

Vê-se, pois, que os phenomenos não são tão simples como os imaginava RIGHI e que não pode dizer-se que a sua experiencia mostre facilmente o phenomeno de ZEEMAN, quando se considere em si, independentemente da rotação das vibrações, que agora sabemos o acompanha.

Offerece, pelo contrario, um meio de demonstrar um phenomeno mais complexo, sendo preciso, para dar conta da sua experiencia, assignalar a parte da luz que, excitado o campo, é devida á alteração do comprimento de onda e a que é devida á rotação das vibrações.

A exemplo de MACALUSO e CORBINO, examinou RIGHI, por meio de uma rede, os aspectos muito variados que tomam as riscas mais ou menos largas, para diversas orientações dos nicoes; e procurou estudar, de modo tão preciso quanto possivel, o estado vibratorio das radiações que atravessam a chamma.

Verificou as conclusões de MACALUSO e CORBINO. É preciso considerar, para uma vibração emergente, não só a desigual intensidade de duas componentes circulares inversas, resultante do phenomeno de ZEEMAN, e que RIGHI só tinha considerado primeiro, mas tambem a sua differença de phase, isto é, o poder rotatorio magnetico particular de vapor de sodio.

Os dois effeitos sobrepõem-se sempre, mesmo no caso das chammas muito ricas, que dêm riscas de absorpção cuja largura seja a quarta parte da distancia das riscas  $D_1$ , é possivel, com um campo sufficiente (1300), pôr em evidencia a existencia de vibrações ellipticas e mesmo circulares, em certas regiões das riscas modificadas; emquanto que, noutras regiões, as vibrações rectilineas incidentes soffrem uma rotação sem deformação notavel.

O facto de a vibração emergente ser, em geral, elliptica, isto é, terem desigual intensidade as suas componentes

circulares inversas, resulta immediatamente do phenomeno de ZEE MAN.

Resta examinar se o poder rotatorio magnetico particular das chammas ricas em sodio está, de algum modo, ligado ao phenomeno de ZEE MAN. Mas, antes de nos occuparmos d'esse assumpto, vamos expôr as experiencias de VOIGT e COTTON em que se estudam as modificações da luz polarisada quando atravessa perpendicularmente ás linhas de força uma chamma de sodio collocado num campo magnetico.

**3. Birefringencia produzida por um campo magnetico.** — Descreveremos em primeiro logar a experiencia de COTTON, analoga á de RIGHI para o caso da observação segundo a direcção do campo magnetico.

Uma chamma de sodio, collocada entre as armaduras de um electro-magnete, é atravessada por um fasciculo intenso de luz branca. A chamma está entre dois nicoes á extincção, cujas secções principaes estão a  $45^\circ$  das linhas de força. Como no caso da luz parallela ao campo, o estabelecimento d'este faz reaparecer luz córada de amarello.

Se o primeiro nicol gira de um angulo igual a  $45^\circ$ , de modo a ter a secção principal parallela ou normal ás linhas de força, uma vez estabelecida, a extincção persiste quando se excita o campo.

Apresentava-se immediatamente a seguinte explicação:

As vibrações do fasciculo de luz branca são inclinadas de  $45^\circ$  sobre as linhas de força. Ora todas as observações do phenomeno de ZEE MAN mostram que a chamma emite, nestas condições, riscas completamente polarisadas, formadas por vibrações, quer parallelas, quer perpendiculares áquellas linhas. Consideremos uma risca formada por vibrações verticaes. Em relação a esta risca, a chamma absorve a componente de uma vibração incidente identica

às suas próprias vibrações, isto é, a componente vertical; deixa passar, pelo contrario, a componente horizontal, que tambem não é completamente extincta pelo analysador. É uma applicação da regra qualitativa de KIRCHHOFF, que na realidade relaciona a *natureza* das vibrações absorvidas á das vibrações emittidas.

Parece assim que, não sendo esta experiencia acompanhada da rotação das vibrações, revela, pura e simplesmente, o phenomeno de ZEEMAN por absorção; mas isso não é verdade, porque W. VOIGT previu e demonstrou depois experimentalmente uma dupla refração que vem sobrepor-se áquelle phenomeno.

Baseando-se em considerações theoricas sobre o phenomeno de ZEEMAN, chegou VOIGT á conclusão de que uma chamma de sodio, collocada num campo magnetico e atravessada por um fasciculo luminoso polarizado, devia apresentar em direcção normal ao campo uma birefringencia analoga á de uma lamina crystallina. O auctor conseguiu pôr este phenomeno em evidencia, projectando a luz polarizada a  $45^\circ$  do campo sobre um compensador de BABINET, collocado na fenda de um espectroscopio, de maneira que as franjas fossem perpendiculares á fenda. O espectrô, visto atravez de um nicol, apresenta bandas horizontaes escuras, perpendiculares ás riscas  $D_1$  e  $D_2$ , bandas que se deslocam e deformam, desde que se excite o campo, tomando uma forma analoga á das curvas de dispersão anomala (1).

Esta experiencia de VOIGT, em collaboração com WIECHERT, mostra que um raio polarizado rectiligneamente e de periodo visinho do das riscas  $D_1$   $D_2$  não tem á sahida da chamma o mesmo estado de polarisação; mas que apresenta polarisação elliptica devida a uma differença de marcha introduzida entre as componentes parallelas e perpendiculares ao campo.

---

(1) COTTON — *Comptes rendus*, t. cxxvii, pag. 149.

Além d'isso, mostra o deslocamento da banda que as vibrações ellipticas são de sentido contrario dos lados de cada risca, o que tambem era conforme as previsões de VOIGT.

COTTON estudou esta birefringencia magnetica, fazendo uso de outras disposições experimentaes.

Da communicação á Academia das Sciencias de Paris (1), relatando as suas experiencias, traduzimos as conclusões seguintes:

«As vibrações que sahem da chamma, cujo periodo é visinho dos de uma risca, são ellipticas, levogyras de um lado da risca, dextrogyras do outro. O seu sentido é regido pela regra seguinte: Para as radiações mais refrangiveis que uma das riscas D, a componente perpendicular ao campo de uma vibração incidente está em avanço em relação á outra. O inverso tem logar para as radiações menos refrangiveis.

«A differença de marcha cresce, procedendo no espectro na direcção da risca, perto da qual pode exceder um quarto de onda. Para uma radiação determinada, cresce naturalmente com a expeitura da chamma e com a sua riqueza: mas não deve julgar-se que assim se possam augmentar, tanto quanto se queira, as differenças de marcha observaveis, porque se augmenta ao mesmo tempo a largura da risca de absorpção.

«Para as radiações, tendo o periodo das riscas emittidas pela chamma, ella apresenta as propriedades de uma turmalina cujo eixo seja parallelo ou perpendicular ás linhas de força; para as radiações um pouco distantes das riscas, comporta-se como um crystal que tivesse uma dispersão de dupla refração anomala, e cujo signal não fosse o mesmo em todo o espectro; emfim, para as radiações muito visi-

---

(1) *Comptes rendus*, t. cxxviii, pag. 296,

nhas das riscas, começaria a fazer-se sentir o dichroismo d'aquelle crystal, traduzindo-se por uma deformação progressiva das vibrações ellipticas observadas».

Ha portanto, na experiencia feita sem espectroscopio e com dois nicoes cruzados, sobreposição de dois effeitos, cuja importancia relativa varia com a riqueza da chamma e o valor do campo; acontece o mesmo que na experiencia ds RIGHT feita segundo as linhas de força, em que, como vimos, ha a considerar tanto a differença de absorpção, como a differença de marcha das duas vibrações circulares inversas.

## CAPITULO IX

### Considerações theoricas

**Summario.**— 1. Reciprocidade nos phenomenos magneto-opticos.  
— 2. Relação entre o phenomeno de ZEEMAN e a rotação magnetica anomala do plano de polarisação da luz.—3. Considerações theoricas.

**1. Reciprocidade nos phenomenos magneto-opticos.**— FITZGERALD (1) e GRAY (2) previram a possibilidade de crear um campo magnetico pela propagação de um raio circular num meio absorvente, e julgaram ter verificado este facto por meio da experiencia. RIGHI (3), pelo contrario, mostrou, pelas suas experiencias anteriores e por outras mais recentes, que a verificação não pode fazer-se com os meios de que se pode dispôr.

Volta assim á discussão o phenomeno de SHELDON (4), isto é, a creação de um campo magnetico por meio de um fasciculo de luz com plano de polarisação animado de movimento giratorio. Com esta questão ainda se relaciona a seguinte: Sendo dada a acção exercida por um meio transparente collocado num campo magnetico sobre a luz pola-

---

(1) *Nature* (Londres), 5 de janeiro de 1899, pag. 222.

(2) *Nature* (Londres), 16 de fevereiro de 1899, pag. 367.

(3) *Rend. Lincei*, pag. 325, 1899.

(4) *The American Journal of Science*, t. xc, pag. 196, 1899.

risada que o atravessa, terá logar sobre o meio magnetizado alguma reacção da luz que modifique a intensidade do campo?

Com o fim de tratar este ultimo assumpto, e verificar o phenomeno de SHELDON, emprehendeu CORBINO (1) diferentes experiencias. Os resultados foram completamente negativos.

Se a luz convenientemente polarisada, pode crear um campo magnetico, atravessando um meio absorvente, parece natural que possa modificar a intensidade de um campo preexistente, quando aquelle meio estiver já magnetizado. Para verificar este ultimo ponto, empregou o auctor tres disposições experimentaes.

1.º Numa bobina de RUHKORFF de grandes dimensões, o circuito primario e o nucleo são substituidos por um tubo de vidro cheio de agua e rodeado por cinco camadas de fio que possa supportar, durante alguns minutos, uma corrente de 14 ampères.

As extremidades do circuito secundario estão ligadas, uma, com o solo, a outra, com um par de quadrantes de um electrometro de que o outro par e a agulha communicam com o solo; o aparelho permite apreciar  $\frac{1}{100}$  de volt.

Interrompendo a comunicação com o electrometro, faz-se passar uma corrente de 14 ampères no circuito primario; cortada a corrente, restabelece-se a comunicação: a agulha do electrometro fica immovel.

Faz-se passar pelo tubo um fasciculo de luz polarisada rectilinea ou circularmente e interrompido 300 vezes por segundo.

Se a illuminação produzisse modificações na intensidade do campo magnetico, produzir-se-hia uma força electro-

---

(1) *Il Nuovo Cimento*, pag. 408.

motriz periodicamente variavel no polo isolado do secundario. Pelo contrario, a agulha continúa immovel. A sensibilidade do methodo permittiria apreciar uma variação do campo de  $\frac{1}{10000}$  do seu valor primitivo.

2.º Entre os polos de um grande electro-magnete é collocado um parallelipedo de *shint* rodeado por uma bobina. Esta é ligada a um galvanometro balistico, sendo de 40 ohms a resistencia d'este circuito. Um desvio de quatro divisões corresponde a uma variação de campo de  $\frac{1}{125000}$  do seu valor primitivo. D'esta grande sensibilidade resulta um fraco movimento oscillatorio.

Enviando atravez do parallelipedo um fasciculo de luz solar polarisada rectilinea ou circularmente, não se nota variação alguma nas excursões da agulha, emquanto que uma variação do campo de  $\frac{1}{100000}$  do seu valor produzirá uma perturbação muito nitida.

3.º Na mesma experiencia é o fasciculo interrompido periodicamente. Ligam-se as extremidades da pequena bobina á bobina interior de um grande electro-magnete RUHMKORFF que tem uma das extremidades do secundario ligada ao solo, e a outra a um par de quadrantes de um electrometro. Esta disposição é mais sensivel do que o telephonio ás correntes alternadas muito fracas; assim uma corda metallica estendida no sonometro, ligada ao circuito primario e que vibra transversalmente no fraco campo residual do electro-magnete, dá um desvio de 15 divisões, emquanto que, nas mesmas condições, não faria ouvir som algum. A sensibilidade é de  $\frac{1}{50000}$ ; é menor do que a precedente, mas os resultados têm mais interesse por causa da immobilidade da agulha.

A fim de mostrar a producção de um campo magnetico

em torno de um raio de luz com plano de polarisação animado de movimento de rotação, empregou SHELDON um fasciculo luminoso reflectido por um pequeno espelho sob o angulo de polarisação e atravessando um solenoide. O espelho executava 300 oscillações por segundo em volta de um eixo convenientemente orientado; o solenoide estava ligado a um telephone, em que se percebia um som attribuido ás correntes induzidas pela alternação do campo magnetico gerado.

Objectou GRAY (1) que podia o som produzido ter por origem acções photophonicas resultantes de deslocamentos inevitaveis do raio reflectido, durante as oscillações do espelho.

Evidentemente o phenomeno annunciado por SHELDON será tanto mais facil de observar quanto maior fôr o numero de voltas por segundo executadas pelo plano de polarisação. Pela disposição optica seguinte, chega CORBINO a obter 2 milhões de voltas por segundo.

A luz proveniente de uma lente cylindrica estreita é polarisada horizontalmente e recebida num biprisma de FRESNEL, a que estão encostadas as duas partes de uma lamina quarto de onda de BRAVA'S, de modo a obter duas imagens virtuaes conjugadas da origem, polarisadas circularmente em sentido inverso.

O fasciculo emergente é reflectido quasi normalmente por um pequeno espelho que dá 50 voltas por segundo; e, com o plano de polarisação executando 2 milhões de voltas por segundo, atravessa uma bobina muito longa, em cujo eixo está um tubo de vidro cheio de sulfureto de carbone. O espelho é posto em rotação por um movimento de relojoaria, a bobina é ligada a um electrometro MASCART, tornado idiostatico ou a um telephone.

---

(1) *Philos. Mag.*, pag. 494, dezembro de 1890. Noticia in *Journal de Physique*.

O illustre physico italiano não ouviu som algum no telephone, nem observou desvio no electrometro; ora o effeito devia ser 6000 vezes mais forte do que o encontrado por SHELDON. Conclue que devia ser este produzido por causas perturbadoras. Todavia, é pena que não tivesse sido repetida, pelo menos em condições analogas, a experiencia de SHELDON, afim de serem reconhecidas as causas perturbadoras.

## 2. Relação entre o phenomeno de Zeeman e a rotação magnetica anomala do plano de polarisação da luz.—

Num trabalho theorico apresentado á Academia de GÖTTINGEN em outubro de 1898, chamava VOIGT a attenção dos physicos para a dependencia reciproca dos phenomenos de FARADAY e ZEEMAN. Servindo-se de formulas geraes que exprimem as condições do movimento vibratorio do ether no interior dos corpos dotados de absorpção selectiva e subjeitos á acção de um campo magnetico, poude prever uma serie de phenomenos magneto-opticos caracteristicos, referindo-nos nós já aos que tiveram posterior verificação experimental.

Para dar ás suas considerações a maxima generalidade possivel, não quiz VOIGT ligal-as a nenhuma hypothese sobre o mechanismo do phenomeno, servindo-se de um modo *neutral* de representação, e limitando-se a investigar, entre um dado numero de grandezas vectoriaes, relações taes que possam representar-se os factos conhecidos.

Já antes de VOIGT a relação íntima entre os dois phenomenos havia sido posta em relevo tanto por BECUREL (1) como por J. FITZ GERALD (2). Este toma para base das

(1) *Comptes rendus*, t. cxxv, pag. 678, 1897 e *Journal de Physique*, [S. III], t. vi, pag. 681.

(2) *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. LXIII, pag. 31.

suas considerações as theorias modernas da dispersão, que ligam a velocidade de propagação e a frequencia das vibrações das ondas luminosas; e BECQUEREL parte de hypotheses especiaes em relação com a influencia dos vortices magneticos sobre as vibrações luminosas.

Algumas consequencias da theoria d'este physico não estão de accordo com particularidades experimentaes sobre o phenomeno de ZEEMAN; não sendo, por exemplo, conforme os resultados experimentaes as suas previsões ácerca da acção do campo magnetico sobre as diversas riscas da mesma substancia.

Collocando-se no mesmo ponto de vista que FITZ GERALD, e fundando-se sobre uma hypothese verosimil, MACALUSO e CORBINO (1), chegaram á conclusão de que os phenomenos por elles observados são uma consequencia necessaria do phenomeno de ZEEMAN, e que, portanto, devem sempre e sómente observar-se no caso de riscas que o apresentem.

Lembrando a disposição que permite observar o phenomeno de ZEEMAN por absorpção e a theoria da dispersão anomala, admittem os physicos italianos que, se se representa por uma curva o indice de refracção  $n$  de uma radiação em funcção do seu comprimento de onda, póde esta curva ser considerada como *deslocando-se paralelamente a si mesma, quando se excita o campo*. É esta a unica hypothese que fazem.

O deslocamento faz-se no sentido dos  $\lambda$  decrescentes, se a vibração da luz circular incidente se faz no sentido da corrente; e tem o mesmo valor  $\delta$  que o desvio da risca de absorpção por effeito do phenomeno de ZEEMAN.

Para a luz circular de sentido opposto, o deslocamento terá o mesmo valor; mas será feito em sentido opposto ao do primeiro.

---

(1) *L'Éclairage Électrique*, t. xxii, pag. 151.

Portanto, se a corrente é destrogryra, teremos, designando por:

$$n = f(\lambda) \dots \dots (1)$$

a curva antes da passagem da corrente,

$$n_1 = f(\lambda + \delta),$$

se a luz é dextrogryra, e

$$n_2 = f(\lambda - \delta),$$

se ella é levogyra. Desenvolvendo em serie de TAYLOR e desprezando os termos que contêm  $\delta$  com expoente superior a 2, vem

$$n_1 = f(\lambda) + \delta \frac{dn}{d\lambda} + \frac{1}{2} \delta^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2},$$

$$n_2 = f(\lambda) - \delta \frac{dn}{d\lambda} + \frac{1}{2} \delta^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2}.$$

Se a luz incidente é polarizada rectilineamente, depois de atravessar uma espessura  $e$  do meio, o plano de polarisação girará no sentido dextrorsum de

$$\rho = \frac{\pi e}{\lambda} (n_2 - n_1) = -\frac{2\pi e}{\lambda} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \delta,$$

e como a experiencia mostra que  $\delta$  é proporcional á intensidade  $H$  do campo,

$$\rho = -\frac{2A\pi e}{\lambda} \cdot \frac{dn}{d\lambda} H \dots \dots \dots (2)$$

em que  $A$  é uma constante *differente de risca para risca*.

\*

Terminam os auctores mostrando o accordo entre esta formula e os dados de experiencia.

Das investigações de BECQUEREL (1) resulta que, no caso dos vapores de sodio e lithio, é a rotação  $\rho$  proporcional a  $\frac{dn}{d\lambda}$ .

Além d'isso, attendendo á fórma geral da curva de dispersão, fóra da banda de absorpção a expressão  $\frac{dn}{d\lambda}$  é sempre negativa e, em valor absoluto, crescente de ambos os lados do exterior para as margens da mesma banda. Tendo o sentido da corrente magnetisante, a rotação  $\rho$  varia da mesma maneira.

Deve notar-se que a formula (2) é muito semelhante á que BECQUEREL estabelece por meio da sua theoria. Porém em (2) entra a constante A que dá a medida do effeito de ZEEMAN para cada risca, que, como se sabe, é differente ainda para as riscas da mesma substancia.

Pela maneira por que foi deduzida a formula (2) só é applicavel aos corpos que apresentam o phenomeno de ZEEMAN. Muitos são, porém, os corpos dotados da propriedade de fazer girar o plano de polarisação da luz, sob a acção de um campo magnetico, sem que apresentem riscas de absorpção na parte visivel do espectro.

Na theoria da dispersão de HELMHOLTZ, admitte-se, como é sabido, que esses corpos dão riscas de absorpção no espectro invisivel, e por meio de tal hypothese póde applicar-se-lhes a formula deduzida d'aquella theoria. Ora, suppondo, como faz FITZ GÉRALD (2), que estas riscas invisiveis apresentam tambem o phenomeno de ZEEMAN, ter-se-hia, para a luz circular, segundo a hypothese de MACALUSO e CORBINO, um deslocamento da curva dos indices

(1) *Comptes rendus*, t. CXXVII, pag. 899; CXXVIII, pag. 145.

(2) *Proceedings of Roy. Soc. of London*.

e, por consequencia, para a luz polarisada rectilineamente, uma rotação do plano de polarisação expressa pela formula (2), proporcional ao valor  $\frac{dn}{d\lambda}$ , como foi verificado experimentalmente em muitos casos (1).

Mas, como já vimos, o estudo da dispersão rotatoria magnetica tambem foi feito para algumas substancias que dão bandas de absorpção no espectro visivel. Para essas não conseguim COTTON (2) encontrar acção alguma do magnetismo sobre a absorpção dos raios circulares. Ás suas experiencias não é applicavel a formula (1), e, em consequencia d'isto, a curva de dispersão rotatoria magnetica d'estes corpos nas visinhanças das riscas de absorpção é diversa, no seu andamento geral, da que se encontra experimentalmente para os corpos que apresentam o phenomeno de ZEEMAN. Para estes, como dissemos, os valores da rotação crescem de ambos os lados do exterior para as margens da banda, como crescem os valores de  $\frac{dn}{d\lambda}$  na curva de dispersão anomala, o que não tem logar nos corpos estudados por COTTON.

**3. Considerações theoreticas.** — Abordamos agora o estudo das idéas theoreticas emittidas para interpretar os phenomenos.

Um primeiro facto a explicar é a existencia de tres radiações polarisadas rectilineamente normalmente ao campo, emquanto que só ha duas parallelamente ao campo, e polarisadas circularmente. Estamos em presença de um facto paradoxal.

---

(1) BECQUEREL — *Comptes rendus*, DXXV, pag. 679.

(2) *Ann. de Chim. et de Phys.*, serie VII, t. VIII, pag. 347, (1896).

Parece que ha cinco radiações e que a propagação só se faz numa direcção para cada uma d'ellas. O principio da incompressibilidade do ether vae mostrar-nos que podem reduzir-se a tres, por simples considerações cinematicas.

A vibração material parallela ás linhas de força não poderá, com effeito, transmittir nenhum movimento assim orientado na direcção d'aquellas linhas, porque seria longitudinal, o que é incompativel com a incompressibilidade do ether.

Quanto aos dois movimentos circulares propagados no sentido das linhas de força, são vistos de perfil por um observador que olhe em direcção normal áquellas linhas, e, por consequente, dão logar a uma vibração rectilinea.

Resta saber o que será a superficie de onda para vibrações d'esta natureza; a questão está aberta e talvez longe de ser resolvida.

Taes são, simplesmente, as idéas cinematicas que podem emittir-se a respeito das experiencias de ZEEMAN. Estamos até aqui em terreno solido. Vamos entrar agora nas idéas dynamicas, isto é, nas tentativas feitas para conhecer a natureza intima das coisas. Nesta questão, como em todas as outras semelhantes, vamos encontrar-nos num terreno bem incerto.

Vimos, no capitulo segundo, que, segundo LORENTZ e ZEEMAN, os phenomenos, por este ultimo descobertos, se explicavam por certas fórmulas de equação obtidas considerando um ião como animado de um movimento pendular simples dotado de periodo proprio, *independente do movimento das partes visinhas*, mas ao qual se addiciona um termo proporcional á velocidade.

Este ultimo é devido a que o ião considerado é carregado de electricidade, e que, estando em movimento, deve, segundo as idéas de MAXWELL, estar submettido á acção de um campo magnetico, sendo o termo correspondente proporcional á força magnetica e á velocidade do ião.

Nestas idéas, considera-se cada ponto da chamma como a sêde de um movimento de pequenas particulas mantido constantemente pela transformação da energia que produz o phenomeno, e sobre o qual o movimento das partes vizinhas exerce uma acção despresavel. Isto é a traducção do facto experimental de serem incoherentes as ondas provenientes dos diversos pontos de uma chamma.

Mas qual é nos gazes este elemento oscillante que emite a luz?

Segundo a theoria cinetica, as moleculas movem-se de um modo singular e desordenado, emquanto que os atomos executam um movimento oscillatorio. Esta consideração conduziu a attribuir a emissão da luz, tomando como base a theoria ondulatoria ás oscillações intramoleculares dos atomos. Mas uma grande difficuldade se apresenta. Nos gazes monoatomicos, não podem produzir-se oscillações intramoleculares, e, todavia, estes gazes, como o vapor de mercurio, podem tambem emittir um espectro de riscas muito rico. Se portanto quizermos considerar os atomos como os vehiculos da emissão luminosa, não podemos figural-os como sendo homogeneos, rigidos, em fôrma de pontos, como o faz a theoria cinetica dos gazes; devemos, pelo contrario, attribuir-lhe uma constituição mais complicada.

O estudo dos raios cathodicos e dos raios de GOLDSTEIN tem ultimamente feito entrar em consideração particulas carregadas electricamente — os iões — cuja massa é muito fraca em relação á dos atomos chymicos. Ora a existencia da ionisação nas chammas parece decorrer dos dois factos experimentaes seguintes: 1.º os gazes da chamma descarregam os corpos electrizados; 2.º a passagem dos gazes da chamma num ozoanizador faz-lhe perder a sua propriedade especial (VILLARI). Isto, comtudo, é completamente independente das theorias electro-dynamicas de LORENTZ e ZEEEMAN, contra que se podem oppôr objecções de enorme valor.

Como sabemos, a observação deu, em muitos casos, um numero de componentes superior a 3, 6, 8 e mesmo 9 nas experiencias de MICHELSON, BECQUEREL e DESLANDRES e PRESTON. A theoria de LORENTZ deve portanto ser modificada, e é preciso recorrer a hypotheses menos simples sobre a constituição das particulas radiantes.

E é assim que, na sua comunicação ao Congresso de Physica reunido no anno passado em Paris, LORENTZ (1), depois de estudar os casos das vibrações infinitamente pequenas de um systema com um numero qualquer de graus de liberdade, segue uma vibração de systema espherico e, em seguida, uma vibração secundaria, conforme as idéas emittidas por JULIUS a fim de explicar as diferenças constantes de frequencia nos *doublets* dos espectros de riscas de um grande numero de corpos simples. «Poderia acontecer que vibrações primarias, incapazes por si proprias de emittir luz, produzissem vibrações secundarias e que estas ultimas fossem a origem da radiação. Poderia d'esta maneira comprehender-se a existencia de fôrmas complicadas do phenomeno de ZEEMAN».

Apesar de tudo isto, não consegue LORENTZ explicar o *quadruplet* de CORNU e PRESTON.

Levar-nos-hia muito longe a analyse das idéas de LARMOOR, PRESTON e VOIGT.

A theoria d'este ultimo physico é, por certo, a mais completa. Em logar de estudar a emissão, estabelece a theoria da absorpção. Em equações conhecidas da optica, sob a fôrma que tomam para os corpos imperfeitamente transparentes, introduziu certos termos novos que podem exprimir a acção de um campo magnetico. Não só se encontra a representação do phenomeno de ZEEMAN sob a fôrma inversa, isto é, a divisão das riscas de absorpção,

---

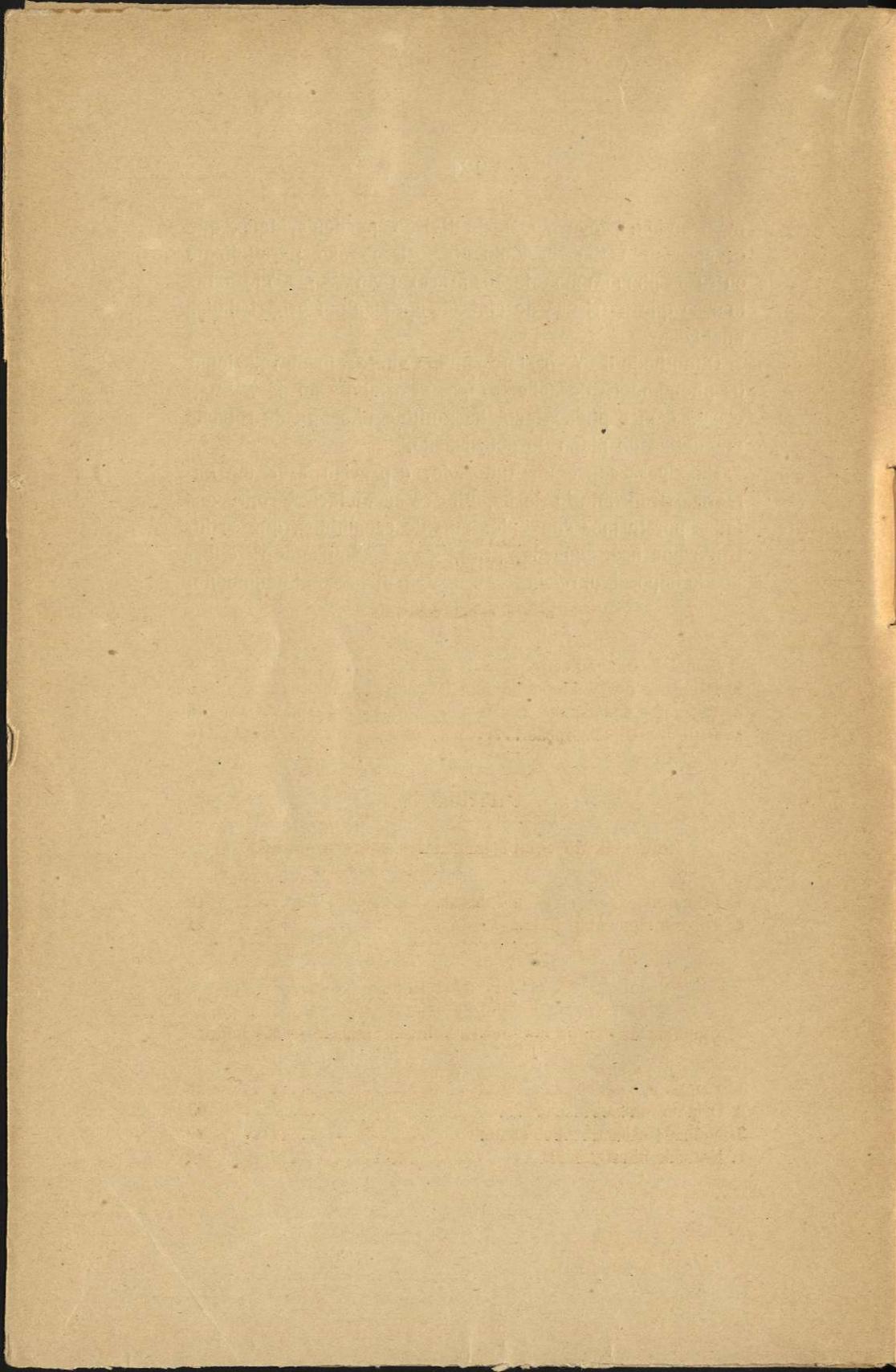
(1) *Rapports présentés au Congrès International de Physique* (1900), t. III, pag. 1.

mas, podem prever-se, nesta divisão, particularidades que escapavam á theoria elementar. Graças ao parallelismo entre os phenomenos de absorpção e emissão, pôde affirmar-se que as riscas de emissão apresentam propriedades analogas.

O methodo de VOIGT tem ainda a vantagem de relacionar os phenomenos descobertos posteriormente ao de ZEEMAN e este com o phenomeno, ha muito conhecido, da rotação magnetica do plano de polarisação.

Mas, para conseguir tudo isto, é preciso fazer um numero extraordinario de hypotheses secundarias, representadas por termos convenientemente escolhidos, que se introduzem nas equações primitivas, complicando-as e tornando impossivel reconhecer o mechanismo do phenomeno.

---



# INDICE DAS MATERIAS

---

Introdução.....	Pag. VII
-----------------	----------

## CAPITULO I

### Sobre espectroscopia

1. Definição das radiações.....	1
2. Espectros dos solidos e liquidos.....	5
3. Espectros dos gazes.....	5
4. Espectros de absorpção.....	16

## CAPITULO II

### Influencia do campo magnetico sobre a emissão

1. Primeiras experiencias de ZEEMAN.....	19
2. Theoria elementar de LORENTZ.....	21

## CAPITULO III

### Influencia do campo magnetico sobre a emissão. — Methodos

1. Campo magnetico.....	28
2. Origem luminosa.....	29
3. Methodo espectro-photographico.....	29
4. Methodo interferencial.....	33

## CAPITULO IV

Influencia do campo magnetico sobre a emissão. —  
Resultados experimentaes

	Pag.
1. Observação segundo as linhas de força .....	40
2. Observação em direcção normal ás linhas de força.....	44
3. Estudo quantitativo das mudanças de comprimento de onda e da relação $\frac{e}{m}$ .....	55

## CAPITULO V

Influencia do campo magnetico sobre a emissão —  
O phenomeno de Zeeman no caso geral

1. Extensão da theoria elemental.....	61
2. Experiencias de verificação.....	67

## CAPITULO VI

Absorção num campo magnetico. —  
Experiencias de Egoroff e Georgiewsky

1. Modificações magneticas das riscas invertidas.....	73
2. Experiencias de KÖNIG e COTTON.....	81
3. Experiencias de EGOROFF e GEORGIEWSKY.....	82

## CAPITULO VII

Propagação num campo magnetico —  
Phenomenos de Faraday e de Kerr

1. Descoberta de FARADAY.....	88
2. Corpos positivos e negativos.....	89
3. Leis de VERDET.....	90

	Pag.
4. Interpretação de FRESNEL .....	92
5. Dispersão rotatoria magnetica.....	94
6. Phenomeno de KERR .....	96

## CAPITULO VIII

**Modificações da luz polarisada através de uma chamma  
collocada num campo magnetico**

1. Experiencia de RICH. ....	98
2. Experiencia de MACALUSO e CORBINO.....	100
3. Birefringencia produzida por um campo magnetico..	104

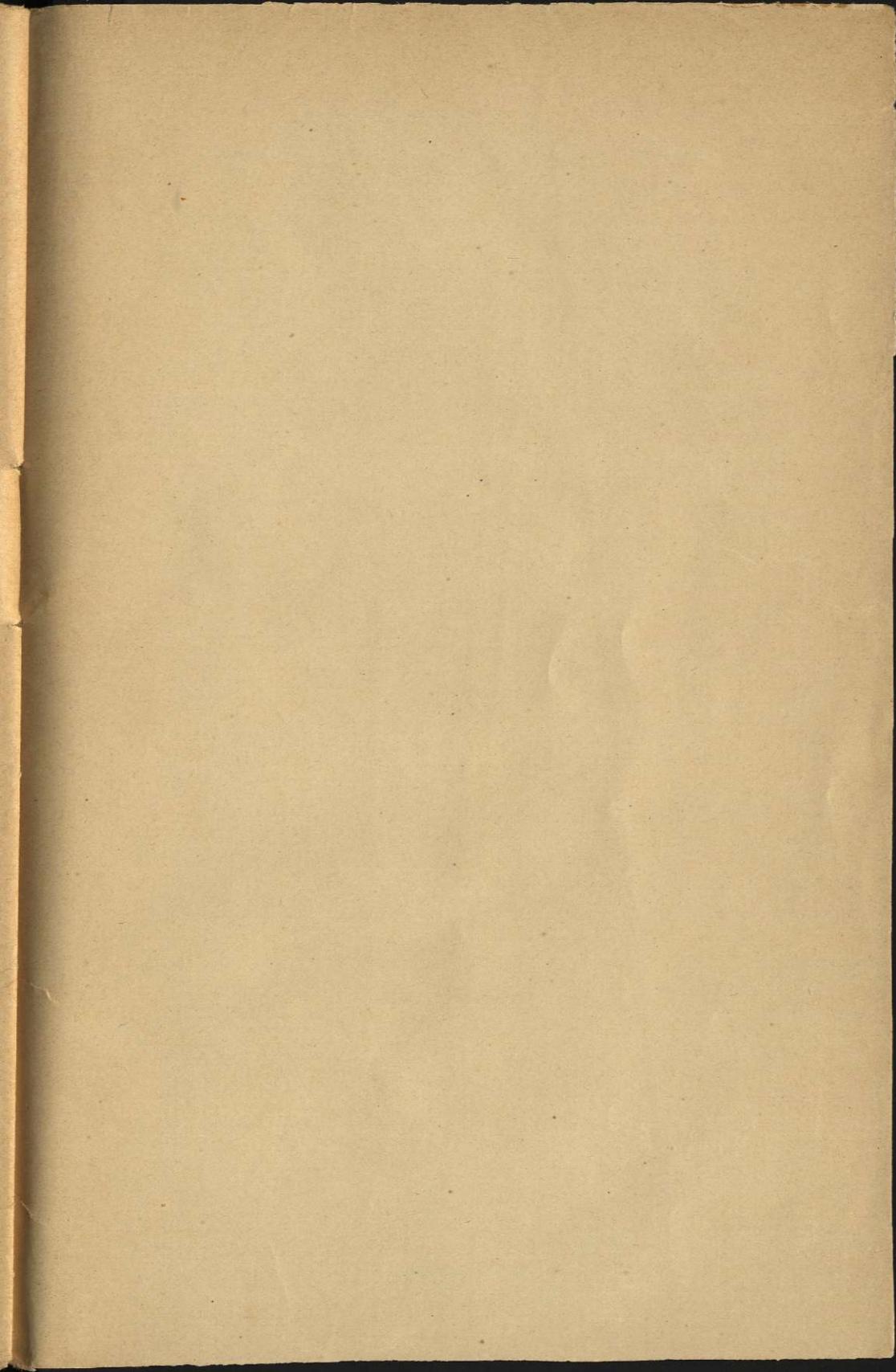
## CAPITULO IX

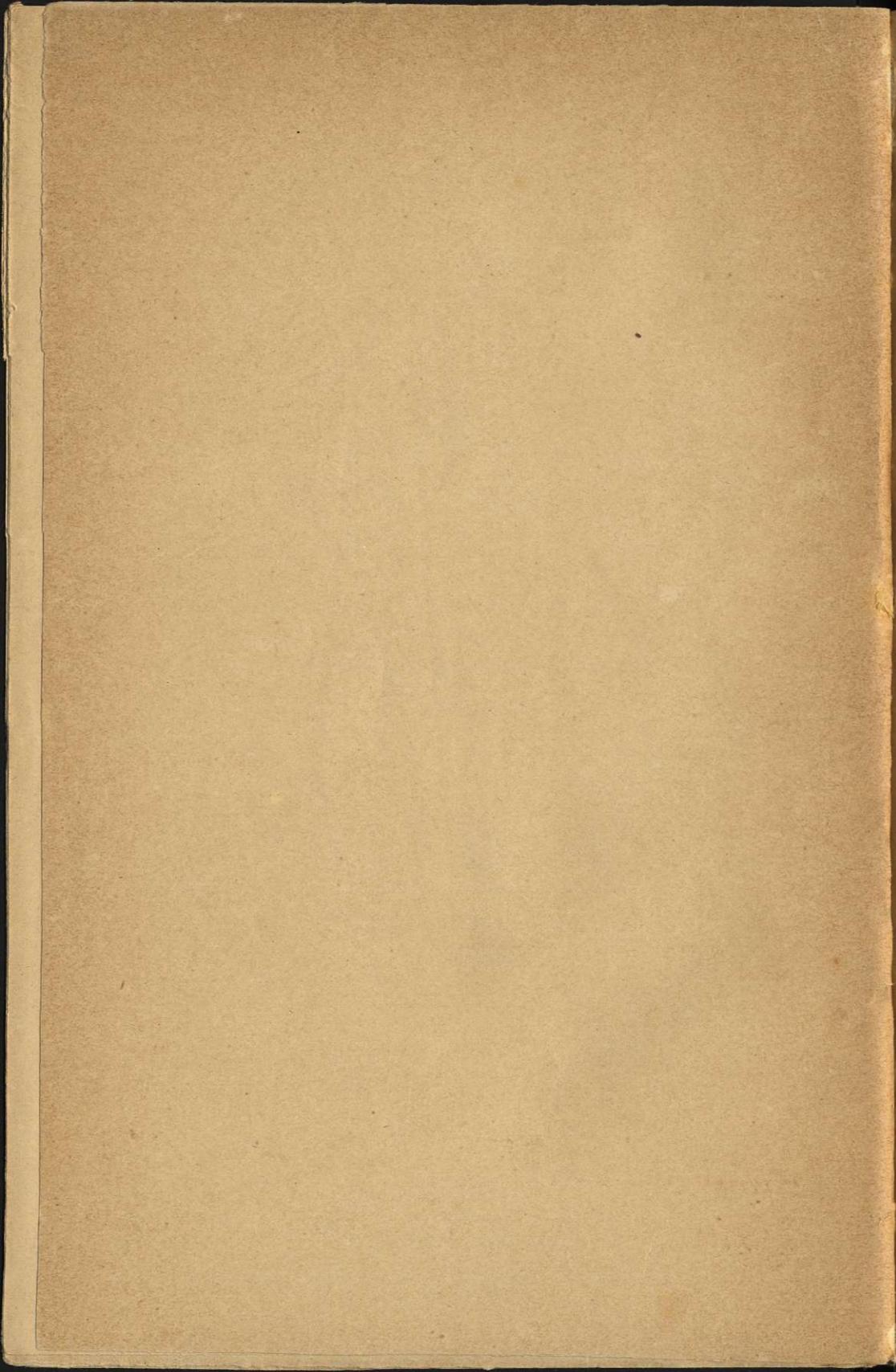
**Considerações theoricas**

1. Reciprocidade nos phenomenos magneto-opticos .....	109
2. Relação entre o phenomeno de ZEEMAN e a rotação magne- tica anomala do plano de polarisação da luz.....	113
3. Considerações theoricas.....	117













Universidade de Coimbra  
Departamento de Botânica



1322608459