

PHENOMENOS
MAGNETO-OPTICOS

POR

Anselmo Ferraz de Carvalho

LICENCIADO EM PHILOSOPHIA NATURAL



COIMBRA
IMPrensa DA UNIVERSIDADE
1901

Inst. Bot de Coimbra

A-5/11

RECEIVED

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

de W. van der Graaf

Dr. Julius Augusto Henriques

homenagem repentina

Coincha, maio de 1901

do autor

PHENOMENOS

MAGNETO-OPTICOS

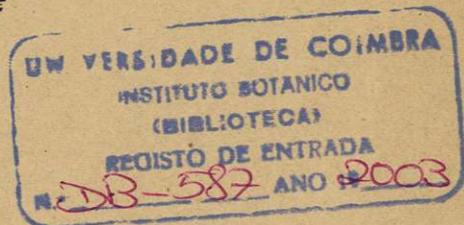
PHENOMENOS

MAGNETO-OPTICOS

POR

Anselmo Ferraz de Carvalho

LICENCIADO EM PHILOSOPHIA NATURAL



COIMBRA
IMPRESA DA UNIVERSIDADE
1901



216

APPROVED TO YOUR ORDER
BY THE BOARD OF DIRECTORS
OF THE BANK OF AMERICA
AND TRUST COMPANY OF N.C.
AT RALEIGH, N.C.



DISSERTAÇÃO INAUGURAL

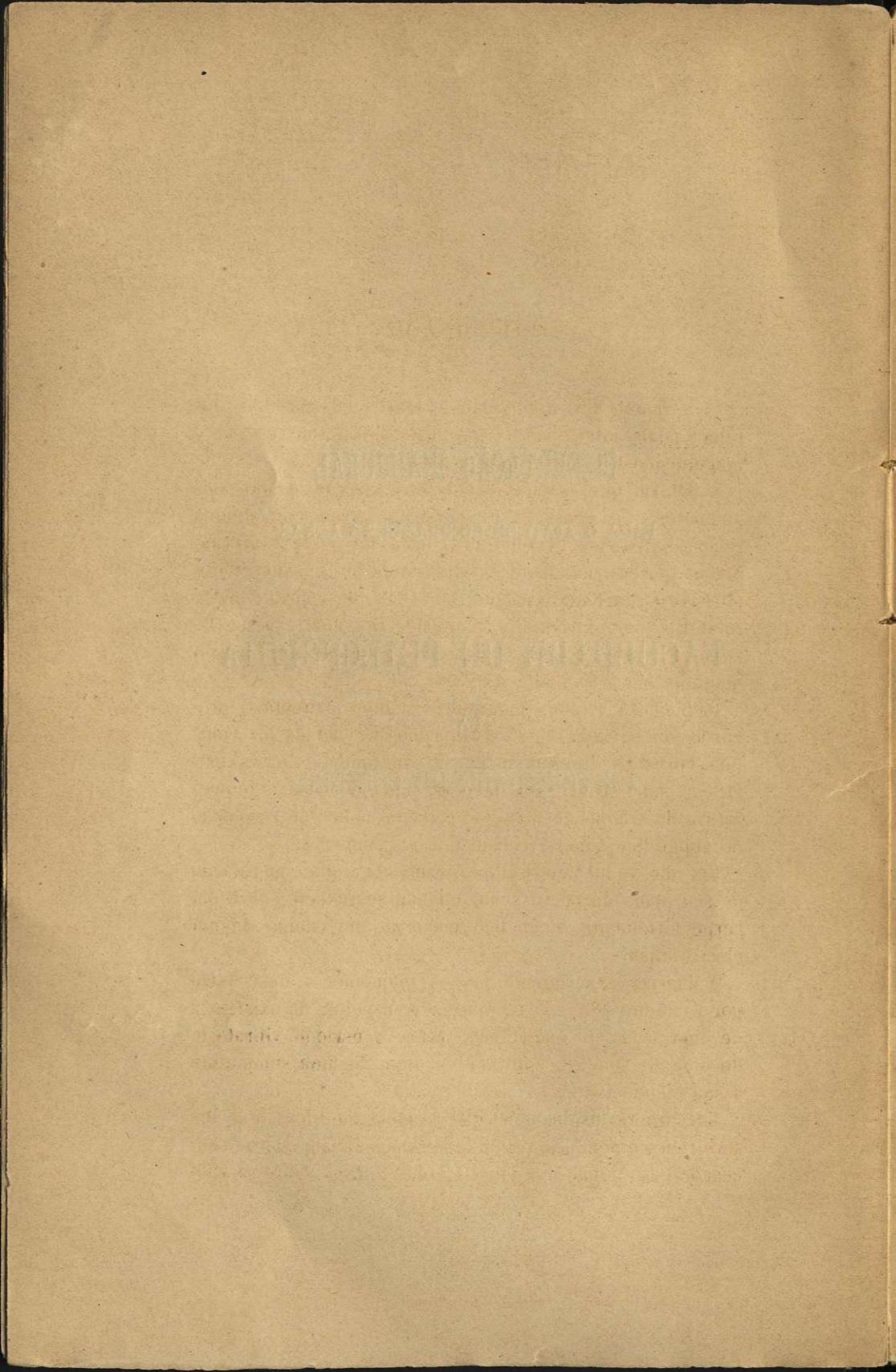
PARA O ACTO DE CONCLUSÕES MAGNAS

NA

FACULDADE DE PHILOSOPHIA

DA

UNIVERSIDADE DE COIMBRA



INTRODUÇÃO

O assumpto de que vamos tratar relaciona dois dos ramos mais interessantes da Physica — o que estuda o magnetismo e o que estuda a luz.

É natural que, apenas conhecidas as propriedades dos magnetes, procurassem os physicos reconhecer alguma relação entre o magnetismo e «as outras forças da natureza». Não ha, porém, noticia de tentativas anteriores ás do celebre physico inglez FARADAY, que, em 1845, descobriu o poder rotatorio temporariamente adquirido por uma espessa lamina de vidro, collocada entre os polos de um electro-magnete em actividade.

Dispondo a origem luminosa no campo magnetico, procurou ver se tinha logar alguma modificação da luz emitida. Foi esta a ultima investigação experimental de FARADAY (1862), cujo insuccesso deve attribuir-se á baixa temperatura da origem de luz, e ao pequeno poder de resolução do apparelho dispersivo com que a examinava.

Um raio de luz polarisada experimenta aiuda uma rotação do seu plano de polarisação, quando se reflecte sobre um corpo fortemente magnetico collocado no campo de um electro-iman.

A analyse experimental d'este phenomeno, descoberto por KERR em 1887, levou ZEEMAN a suspeitar da existencia de uma acção do magnetismo sobre o periodo vibratorio de uma luz simples, emittida por uma chamma submettida á sua influencia.

Elle proprio explicou (1) que as idéas theoricas, que lhe serviram de ponto de partida, se relacionavam com as concepções de CLERK MAXWELL e LORD KELVIN sobre os mo-

vimentos em turbilhão num meio magnetizado: «l'examen de ces systèmes m'amena à ne point rejeter, comme impossible *a priori*, une modification de la période vibratoire».

Foi esta a origem das suas experiencias, a primeira das quaes nada lhe revelou que confirmasse as suas suspeitas. Mas, influenciado por uma noticia dos trabalhos de FARADAY, não desistiu do seu intento; e, aproveitando os meios actuaes da analyse espectral, conseguiu, por fim, resolver affirmativamente o problema que se tinha proposto.

ZEEMAN desconhecia os trabalhos anteriores, comprehendidos por FIEVÉZ e cujos resultados não tinham um character decisivo.

Na continuação das suas inveetigações, foi ZEEMAN guiado por uma theoria electro-magnetica da luz, devida a LORENTZ.

*
* *

Depois de um capitulo sobre a espectroscopia, analysaremos successivamente as influencias de um campo magnetico sobre a emissão, absorpção e propagação da luz.

Não tencionando, neste trabalho, desenvolver as theorias propostas para relacionar os phenomenos magneto-opticos conhecidos, abrimos uma excepção para a theoria elementar, a primeira estabelecida por LORENTZ, a fim de não prejudicarmos, pela suppressão de uma das suas operações, o bello exemplo do methodo experimental em Physica apresentado pela descoberta de ZEEMAN.

(1) *Archives Néerlandaises*, [S. II], t. I, (1897), pag. 44.

CAPITULO I

Sobre espectroscopia

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

1. Definição das radiações.— A luz branca emittida pelo sol é composta por uma infinidade de luzes simples, caracterisadas physiologicamente pela sua coloração. Esta definição physiologica de cada radiação, — a primeira que se apresenta ao espirito, e a unica conhecida durante uma longa serie de seculos — é pouco precisa e illusoria, pois que a mesma sensação de côr pôde corresponder a phenomenos totalmente differentes. Deve portanto considerar-se como um immenso progresso a idéa de definir as radiações pelo seu indice de refração. As differentes côres são desigualmente desviadas quando passam atravez de um prisma, e a luz transmittida, quando recebida sobre um diaphragma branco, estampa sobre elle uma banda colorida ou um espectro.

Esta definição de radiação foi considerada perfeita emquanto as medidas foram tão pouco precisas, ou tão pouco variadas, que era permittido acreditar na *proporcionalidade* dos indices das diversas substancias transparentes para todas as radiações.



Mas a breve trecho se reconheceu como falsa a igualdade de dispersão. Foi então que a theoria das ondulações forneceu a nova variavel independente, característica de cada radiação — o comprimento de onda — de que o indice de refração é uma funcção, definida para uma substancia dada, variavel de um corpo para outro (1).

As linhas de referencia descobertas no espectro solar por WOLLASTON, estudadas cuidadosamente por FRAUNHOFER, deram aos comprimentos de onda uma significação metrologica precisa.

O comprimento de onda não é, comtudo, a mais simples e a mais immediata das noções precisas pelas quaes as radiações podem definir-se.

(1) Os physicos têm desde muito tempo procurado estabelecer a lei que liga os indices de refração aos comprimentos de onda nos corpos transparentes.

Em 1833, CAUCHY emite uma das primeiras hypotheses segundo a qual, num corpo transparente, o ether e as moleculas ponderaveis se comportam como um meio unico.

Em 1860, BRIOT suppõe, pelo contrario, que só o ether soffre uma vibração sensivel.

Estas duas principaes theorias tornadas classicas, e que convenientemente interpretadas representam satisfatoriamente o phenomeno na pequena região visivel do espectro, estão em completa desharmonia com os factos no caso das substancias absorventes que dão logar á dispersão anormal. As theorias mais recentes de SELMEIER (1871) e O. E. MEYER (1872), introduzindo nas formulas hypotheses novas, representam o phenomeno de uma maneira mais perfeita.

Desde alguns annos o estudo do espectro infra-vermelho, emprehendido por LANGLEY, SNOW, RUBENS, etc., com instrumentos de uma sensibilidade notavel, — o bolometro ou o radiometro, — tem permitido reconhecer que nenhuma das formulas propostas até hoje representa completamente a relação $n = f(\lambda)$ em toda a parte conhecida do espectro (de $0\mu,2$ a 20μ) e isto mesmo para os corpos considerados até aqui como completamente transparentes.

Antes de se espalhar no ether, em que toma pela primeira vez um certo comprimento de onda, a vibração luminosa recebe da origem uma qualidade fundamental: a frequência ou o periodo. É esta qualidade que a radiação conserva até á sua transformação completa, quaesquer que sejam as modificações que possa soffrer ulteriormente.

O raio luminoso poderá refractar-se ou reflectir-se, polarisar-se de todas as maneiras possiveis: uma oscillação completa effectuar-se-ha sempre no mesmo tempo. Mas não acontece o mesmo ao comprimento de onda, que muda com todos os meios atravessados e com a temperatura d'esses meios ou a pressão a que estão submettidos.

A frequência é, pois, mais immediata e mais primordial que o comprimento de onda e, ao mesmo tempo, é menos variavel.

Ora, nós não sabemos hoje medir directamente o periodo vibratorio T de uma radiação dada, e por isso definimos o logar que ella occupa na serie das radiações, por meio do comprimento de onda correspondente, λ , no vacuo.

Admitte-se que no espaço vasio de materia ponderavel, no ether livre, todas as côres se propagam com a mesma velocidade e, portanto, dada a relação $\lambda = vT$, nesse meio, os comprimentos de onda estarão entre si como os periodos de vibração.

Fazendo *no ar* experiencias de interferencia, podemos calcular o valor de λ , caracteristico da radiação estudada.

Alem do micrão, μ (10^{-3} mm), e da millesima de micrão, (10^{-6} mm), emprega-se muitas vezes para medir os comprimentos de onda a *unidade de ANGSTRÖM U. A.*, que corresponde ao quarto algarismo significativo dos comprimentos de onda do espectro visivel, expressos em micrões, e que vale $10^{-4} \mu$. Esta unidade, muitas vezes designada nas obras inglezas por μ' , é chamada por MICHELSON *tenth metre*, por ser $1 U. A. = 10^{-10}$ metro.

No estudo das radiações emprega-se o instrumento chamado espectroscopio.

Os espectroscopios ordinarios, formados por prismas, não podem ser empregados em investigações que demandem grande precisão e sensibilidade. No espectro a que dão logar, as diversas côres experimentam desvios differentes, que dependem do systema refringente adoptado e que não são proporcionaes aos comprimentos de onda, como acontece nos espectros chamados *normaes*. Para obter estes ultimos, devemos recorrer ás redes de difracção, as quaes, quando convenientemente empregadas, podem dar-nos indicações directas sobre as mudanças nos comprimentos de onda, o que facilita muito as investigações quantitativas.

No estudo das riscas espectraes é de grande alcance o celebre methodo de MICHELSON, — o da visibilidade das franjas de interferencia.

Notando o grande physico americano que este methodo tem o inconveniente de exigir medidas muito longas, propoz-se introduzir aperfeiçoamentos importantes na construcção das redes; com M. STATTON, construiu uma machina de dividir, em que se corrigem os defeitos do parafuso, pela observação das franjas de interferencia, e pensa poder dar aos traços uma fôrma tal que a maior parte da luz seja concentrada num só espectro. Por outro lado, imaginou um apparelho, a que chama *espectroscopio de degraus*, cujo principio consiste em collocar, umas sobre outras, laminas de vidro de equal espessura e dispostas como os degraus de uma escada.

O systema produz o effeito de uma rede muito poderosa.

Passando agora ao estudo das differentes origens luminosas, decompondo, por meio do espectroscopio, a luz que emittem, demorar-nos-hemos especialmente na analyse dos espectros dos gazes. Grande parte d'este trabalho é dedicado ás alterações experimentadas por certos d'estes espectros, quando a origem está submettida á influencia de um

campo magnetico e que representam a unica acção directa, conhecida, do magnetismo sobre a emissão luminosa.

2. Espectros emittidos pelos corpos solidos e pelos corpos liquidos.— Os solidos e liquidos incandescentes emittem espectros continuos e mais ou menos extensos, segundo a temperatura.

Quando se eleva progressivamente a temperatura de um corpo nestes dois estados physicos, mostra a observação que a irradiação é primeiro puramente calorifica; a incandescencia manifesta-se depois, no espectro, pelo apparecimento da região de maior intensidade luminosa e que apresenta uma côr indefinida, acinzentada, cujo comprimento de onda é approximadamente o da risca D do espectro solar. Elevando mais a temperatura, o espectro estende-se para um e outro lado da parte cinzenta que se transforma em amarella. A uma temperatura sufficiente, o espectro, alem de apresentar a parte luminosa comprehendida entre o vermelho e o violeta, prolonga-se para um e outro lado em duas regiões invisiveis— o espectro infra-vermelho e o espectro ultra-violeta. O segundo tem sido estudado por meio da photographia; o primeiro, com o auxilio de instrumentos muito sensiveis á acção calorifica, como o bolometro, a pilha thermoelectrica, o radiometro e o radiomicrometro.

3. Os diversos espectros emittidos pelos gazes.— A emissão dos gazes, como a dos corpos solidos e liquidos, não se limita ás radiações visiveis; estende-se pelo infra-vermelho e pelo ultra-violeta. Como é commodo applicar ao estudo do ultra-violeta o methodo photographico, tem esta região sido estudada quasi completamente. Pelo contrario, são poucos os trabalhos sobre os espectros dos gazes no infra-

vermelho. Nas questões de que tratamos, as investigações apenas se têm dirigido ao espectro visível; assim, occupar-nos-hemos sómente da *luz* emitida pelos gazes.

Podemos distinguir tres especies de espectros: os espectros *continuos*, os espectros de *bandas* e os espectros de *riscas*.

Alguns gazes e vapores dão espectros continuos, pelo aquecimento ou combustão; noutros gazes, os espectros de riscas, emitidos pela acção de descargas electricas, estendem-se de tal modo, quando a pressão augmenta, que, para pressões muito altas, têm absolutamente o aspecto de espectros continuos. Emfim, em quasi todos os casos em que os gazes fornecem espectros intensos de bandas ou de riscas, o espaço que separa as linhas brilhantes e as bandas não é completamente escuro, de modo que parecem collocadas sobre um fundo continuo fracamente luminoso. Não ha certeza a respeito da origem dos espectros continuos. Quando provêm de descargas electricas, não os considera CAZIN como espectros de gazes; attribue-os a particulas solidas ou liquidas que se destacam dos electrodos. As opiniões, comtudo, são desencontradas, não sendo por emquanto possivel uma solução definitiva.

Embora seja muitas vezes difficil distinguir os espectros de bandas dos espectros de riscas, e, em certas circumstancias, possivel obter simultaneamente estas duas especies de espectros, devemos admitir que a differença entre ellas é não só quantitativa, mas tambem qualitativa. O que torna muito verosimil esta hypothese, é que as notaveis leis de repartição, conhecidas nos espectros dos corpos simples, são essencialmente differentes para os espectros de riscas e os espectros de bandas.

Os espectros de riscas só se produzem com corpos simples; os espectros de bandas, com corpos simples e corpos compostos. Admittia-se que, no caso dos corpos simples, que produzem estas duas especies de espectros,

ões de bandas se produziram a temperaturas baixas, enquanto seria necessaria uma temperatura mais elevada para se produzir um espectro de riscas. Uma experiencia de van WONKHOEVEN tornou esta affirmação insustentavel. Tomou um tubo de GEISSLER com estrangulamento capillar, com quatro electrodos e que dava simultaneamente o espectro de bandas e o espectro de riscas do azote, quando este gaz era atravessado ao mesmo tempo por duas correntes: uma era uma corrente de indução; no outro circuito intercallava uma garrafa de LEYDE.

Van WONKHOEVEN attribuiu a differença observada á maneira de excitar o gaz. Julgam outros observadores que a differença entre os espectros de bandas e os de riscas provém de serem os primeiros produzidos pelas moleculas, e os segundos, pelos atomos, opinião refutada pelas experiencias sobre o mercurio, de moleculas monoatomicas, que mostram possuir este elemento as duas especies de espectros. Não é todavia impossivel ainda a hypothese de ser o espectro de bandas produzido por moleculas complexas.

a) *Differentes modos de produzir os espectros dos gazes.* — O methodo mais empregado para produzir a emissão dos gazes consiste no empregô das descargas electricas.

Podem usar-se tres processos: 1.º descarga nos gazes rarefeitos; 2.º as faiscas entre electrodos metallicos ou soluções salinas; 3.º o arco electrico.

1.º *Gazes rarefeitos.* — Os gazes muito rarefeitos no interior de tubos de vidro emittem radiações quando são a séde de descargas electricas. Empregam-se frequentemente tubos de GEISSLER da seguinte fôrma: duas grandes empolas unidas de electrodos reunidas por um tubo capillar. Como origem de electricidade — as machinas de influencia, as bobinas de indução, as baterias a alta tensão, as ondas hertzianas ou as correntes de TESLA.

No tubo de GEISSLER, que descrevemos, observa-se muitas vezes nas partes largas o espectro de bandas, no tubo capillar o espectro de riscas, podendo um e outro produzir-se a temperatura inferior à incandescencia, o que mostra não ser a luz sómente produzida por uma irradiação calorifica propriamente dita, mas pelas próprias descargas electricas.

Os espectros obtidos differem muito segundo a maneira porque se produz a emissão; dependem geralmente do modo de excitação. Em geral, podemos dizer que os espectros de bandas, correspondem a excitações mais fracas que os de riscas.

O espectro de bandas parece ligado tambem á presença de maiores quantidades de vapor.

Mostraram TROWBRIDGE e RICHARDS (1) que o character e a constituição da luz emittida se modificam completamente quando se passa de uma descarga continua a uma descarga oscillatoria. Na emissão dos gazes rarefeitos sob a acção das oscillações de TESLA, encontrou EBERT (2) que a intensidade relativa das riscas de um mesmo corpo se modifica com o numero de oscillações das ondas excitadoras.

Mostram estas observações e muitas outras de WIEDEMANN, SCHMIDT, etc., que a emissão dos gazes rarefeitos essencialmente depende, como já dissemos, do modo de excitação, e as differenças obtidas para os espectros de um mesmo corpo, segundo a maneira por que são produzidos, conduz a rejeitar completamente a hypothese segundo a qual estes phenomenos seriam função de uma só variavel: a temperatura. Póde haver emissão mesmo á custa de energia chymica (SCHUSTER e WARBOURG).

2.º *Descarga pela faisca.* — Quando uma faisca salta no

(1) J. TROWBRIDGE e TH. W. RICHARDS — *Phil. mag.*, 5.ª serie, t. VLIII, 1897.

(2) H. EBERT — *Wied. Ann.* t. LIII; citado in *Journal de physique*.

interior de uma massa gazosa, á pressão ordinaria, entre electrodos metallicos, não só o gaz é luminoso; destacam-se tambem pequenas particulas dos electrodos, que dão espectros caracteristicos. Aparecem, em geral, muito brilhantes as riscas spectraes dos metaes, tanto no caso de serem os electrodos metallicos como no caso de serem saes metallicos em dissolução. Pelo que diz respeito aos gazes luminosos, podemos admittir que o phenomeno é para elles o mesmo que no tubo de GEISSLER. Porque, aqui, como no caso precedente, são os vehiculos da electricidade que atravessa o espaço comprehendido entre os electrodos.

Como o espectro que emittem é de riscas, devem as particulas destacadas dos electrodos, pelo menos emquanto são luminosas, encontrar-se no estado gazoso, quer directamente por acção electrica, quer ainda pela grande elevação de temperatura que esta produz.

Devemos comtudo dizer que esta separação de particulas dos electrodos é considerada como um phenomeno secundario. É assim que, sendo a faisca bastante longa, e sobretudo muito pequena a pressão do gaz, deixa de predominar a influencia dos electrodos e o espectro acaba por ser exclusivamente composto pelas riscas caracteristicas do gaz.

3.^o *Arco electrico*. — Só se distingue da descarga pela faisca em ser muito mais intenso o transporte da electricidade. A descarga toma a fôrma continua, tornando-se os gazes entre os electrodos mais quentes e mais conductores. Além da energia electrica e da energia calorifica interveem aqui reacções chymicas muito vivas, que são muito importantes para a emissão. Só por acções chymicas se pôde explicar o seguinte facto importante: as riscas spectraes de certos metaes só apparecem depois de se introduzir no arco pequenas quantidades de outros metaes. Em todo o caso, devem os gazes luminosos no arco electrico conside-

rar-se em grande parte como os vehiculos da electricidade e, como nos tubos de GEISSLER, tornados luminosos pela descarga.

São estes dois ultimos processos os mais empregados para obter os espectros dos metaes.

Passemos a outro methodo para obter a emissão.

Chammas. — Uma chamma illuminante como a das velas, apresenta um cone interior obscuro que encerra em excesso os gazes combustiveis, depois um involucro brilhante, azul na sua parte interna, em que a combustão é incompleta, e, finalmente, um cone exterior pouco luminoso, tendo ar em abundancia.

No bico BUNSEN, em que o gaz combustivel é misturado com ar, desaparece o involucro intermedio e a chamma deixa de ser luminosa; o cone interior termina por uma ponta azul cujo espectro possui um systema muito complexo de riscas brilhantes, que se apresentam com o gaz de iluminação e todos os hydrocarbonatos e parecem devidas ao carbone no estado gazoso. Mas o carbone livre só pôde existir depois de transformações chymicas e, por consequencia, não podemos obter o seu espectro por simples aquecimento d'aquelles corpos.

Experiencias ha que demonstram serem phenomenos chymicos capazes de por si só produzir luz, sem intervenção de temperatura.

Pelo que diz respeito ao espectro infra-vermelho das chammas de hydrocarbonetos, é interessante notar que se compõe dos espectros do vapor de agua e acido carbonico nelles formados, espectros que coincidem com os emittidos por estes gazes quando quentes.

A chamma de BUNSEN fornece um meio muito commodo de obter origens de luz monochromatica.

Quando n'ella se introduzem certos vapores metallicos, toma uma côr caracteristica e vêem-se no espectro as riscas intensas dos metaes que figuram nos saes introdu-

zidos. Pensava-se que os vapores salinos eram dissociados em razão da alta temperatura e que o metal, tornado livre, manifestava a emissão correspondente à temperatura da chamma. Esta opinião não é exacta. Com effeito, não se descobre nenhuma risca metallica quando num forno se aquece a alta temperatura um tubo de porcelana, fechado dos dois lados por placas de vidro e contendo um sal metallico e gaz neutro. A emissão começa, se, em lugar d'este gaz, se empregar hydrogenio ou gaz de illuminação, gazes reductores. Demonstra isto que, nas chammas, a emissão de luz pelos metaes que entram nos saes introduzidos, tem por origem as reduções chymicas e não a volatilisação e a dissociação.

Não fica comtudo esclarecida a questão da natureza da emissão. Restaria saber, o que para nós não tem grande interesse, se o vapor metallico, produzido pela redução, emite uma irradiação calorifica propriamente dita por causa da alta temperatura, ou antes se a luz é uma consequencia directa do phenomeno de redução. Devemos no entanto dizer que PRINGSHEIM admite que a luz é emittida no momento da redução e, por conseguinte, emquanto o gaz está no estado nascente.

Podemos, em resumo, dizer que os gazes podem emittir espectros continuos e espectros de bandas por simples elevação de temperatura.

Para as temperaturas que até agora se têm podido attingir experimentalmente, nenhum gaz emite um espectro de riscas sem que tenham lugar phenomenos particulares (chymicos, electricos). Mesmo na producção dos espectros de bandas por descargas electricas interveem os phenomenos electricos que ainda podem complicar-se com transformações chymicas.

Estamos longe de uma theoria completa da emissão

espectral. Na ultima parte d'esta dissertação, exporemos as theorias actuaes e veremos como, excluida a idéa de a attribuir ás oscillações intramoleculares dos atomos, têm os physicos considerado as vibrações de particulas de muito pequena massa em relação á dos atomos chymicos e carregadas electricamente — os iões — cuja existencia são levados a admittir pelo estudo dos raios cathodicos e dos raios de GOLDSTEIN.

«Serão talvez estas particulas identicas aos vehiculos hypotheticos das perturbações luminosas dos atomos». Assim termina PRINGSHEIM a sua communicação sobre a emissão dos gazes ao Congresso de Physica, reunido em Paris em 1900 (1).

b) Constituição dos espectros de riscas. — Os espectros de riscas não são sempre da mesma estructura. Alguns ha em que as riscas se dispõem aos pares ou em grupos de tres ou, mais abreviadamente, em *doublets* e *triplets*, cujas componentes podem ordenar-se em series que convergem para um limite finito. Noutros é impossivel distinguir *doublets* ou series do mesmo character que no grupo precedente.

Consideremos os espectros do primeiro typo e a que podemos chamar *espectros de series convergentes*. As series podem ser de diferentes especies, formando grupos as da mesma especie. Qualquer d'ellas é constituida por uma sequencia de riscas cuja distancia e cuja intensidade diminuem igualmente quando diminue λ . Por isso o character de uma serie melhor se reconhece considerando a extremidade ultra-violeta do espectro; na parte visivel, as linhas que formam serie são muitas vezes de tal maneira desviadas, que é impossivel distingui-la.

(1) *Mois scientifique et industriel*, 2.º anno, n.º 2 (julho de 1900), pag. 147.

Os grupos de series podem reduzir-se a tres: grupo *principal* ou das series *principaes*, grupo *estreito* ou das *segundas series secundarias* e o grupo *nebuloso* ou das *primeiras series secundarias*. Os segundos nomes são empregados por KAYSER e RUNGE.

1.º O grupo *principal* é composto por duas ou tres series que convergem para um limite commum. A differença das frequencias das riscas correspondentes das differentes series, riscas que formam *doublets* ou *triplets*, diminue quando o numero de ordem dos termos augmenta.

As series principaes só são conhecidas nos espectros dos metaes alcalinos, e dos elementos do grupo do oxygenio.

As series differentes do Li e H não foram ainda separadas.

2.º O grupo *estreito* consiste em duas ou tres series simples cujos termos correspondentes formam *doublets* ou *triplets*, caracterizados pelas differenças constantes entre as frequencias das riscas. As series possuem limites separados, cujas differenças são expressas pelos mesmos numeros que as de dois ou tres termos correspondentes quaesquer.

A serie menos refrangivel é a mais forte.

3.º O grupo *nebuloso* é formado por series duplas ou triplas, como o grupo anterior, mas os dois primeiros termos dos *triplets* e o primeiro dos *doublets* são riscas compostas. Quando o poder da resolução do espectroscopio não é sufficiente para separar as componentes, apresenta-se a risca composta nebulosa do lado vermelho, em que estão situadas as componentes fracas.

Na constituição dos espectros de grande numero de metaes só entram series secundarias.

Todas as series possuem approximadamente a mesma forma. O comprimento de onda no vacuo é proporcional ao periodo vibratorio. A quantidade inversa d'aquella representa o numero dos comprimentos de onda comprehen-

didos na unidade de comprimento, ou a *frequencia* das vibrações durante o tempo gasto pela luz em percorrer o mesmo caminho.

Sejam n essa frequência, m o numero de ordem de um termo, numa serie, e $n = F(m)$ a equação da serie. A equação da outra serie pôde exprimir-se approximadamente pela equação $n - a = F(m - \mu)$.

Numa primeira approximação, qualquer serie pôde representar-se por uma equação da fôrma

$$n = n_{\infty} - \frac{N_0}{(m + \mu)^2}$$

em que N_0 é uma constante commum a todas as series ($= 10,97216$) (1), n_{∞} , o limite para que tendo o valor de n , quando m se torna infinito e μ outra constante especifica da serie.

Como exemplo, temos a formula de BALMER para a serie do hydrogenio

$$n = 10,97216 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Voltemos á consideração das series secundarias e designemos por d a differença de frequencia nos *doublets* e por d_1 e d_2 as differenças nos *triplets*. Em geral, é approximadamente $d_1 = 2d_2$.

Esta differença é a constante espectroscopica mais importante de um elemento dado, constante que está numa relação definida com o respectivo peso atomico.

Extrahimos do livro de NERNST, *Theoretical Chemistry*,

(1) MASCART — *Traité d'optique*, t. III, pag. 557.

(trad. de PALMER), a seguinte tabella em que, na primeira columna, estão escriptas as differenças de frequencia d , (d ou d^1), na segunda, os pesos atomicos e , na terceira, os quocientes d'aquellas differenças pelo quadrado d'estes pesos.

Elementos	I d	II A	III $\frac{d}{A^2}$
Li	0	7	
Na	47	23	0,00321
K	57	39	375
Rb	234	85	324
Cd	545	133	308
Cu	348	63	625
Ag	921	108	769
Au	3877	196	999
Mg	41	24	717
Ca	104	40	645
Sr	394	87	517
Zn	388	65	921
Cd	1165	112	934
Hg	4633	200	1161

Poder-se-hia agora construir uma tabella mais completa. É assim que o oxygenio, enxofre e tellurio dão para $\frac{d}{A^2}$ os numeros bastante proximos, 0,00145, 0,00177 e 0,00166; o aluminio, o gallio, o indio e o thallio dão para o mesmo quociente os valores 0,00152, 0,00168, 0,00172 e 0,00187.

A periodicidade dos espectros de riscas, tanto quanto podemos julgar-o actualmente, é da mesma natureza que

a da maior parte das qualidades physicas e chymicas. Estudando a influencia do magnetismo sobre a emissão, veremos que, quando se examinam os espectros do mesmo grupo chymico, não só as riscas se dispõem em grupos semelhantes, mas tambem as riscas correspondentes dos differentes espectros são semelhantemente modificadas pelo campo magnetico.

5. Os espectros de absorpção. — Todos os corpos têm a propriedade de extinguir, de absorver mais ou menos energeticamente as vibrações luminosas que os atravessam. Se esta absorpção é fraca e sensivelmente a mesma para todos os raios do espectro visivel, o corpo será incolor, e, recebendo um fasciculo de luz branca, deixará igualmente passar luz branca, se a sua espessura for moderada. Na maior parte dos casos não é assim; a absorpção é muito desigual para as diversas côres, cujas proporções na luz transmittida dependem da espessura de corpo, e não são as mesmas que na luz branca; o corpo é então córado.

Se designarmos por I_0 a intensidade de uma radiação simples, pôde admittir-se que, depois de atravessar uma espessura z do corpo estudado, a sua nova intensidade é

$$I = I_0 e^{-\alpha z};$$

em que α é um coefficiente de absorpção que depende da natureza do corpo e do comprimento de onda da luz empregada.

Podemos fazer uma idéa geral da variação de α com o comprimento de onda numa substancia dada, collocando uma lamina d'esta substancia deante da fenda de um espectroscopio e illuminando-a com luz branca. O espectro

é então mais ou menos enfraquecido ou extinto nas regiões em que α tem o maior valor.

Encontra-se assim que a maior parte dos corpos solidos e liquidos só são transparentes para uma região limitada do espectro, tanto mais extensa, quanto maior fôr a espessura sob que se consideram. Algumas vezes transmittem muitas regiões distinctas, vê-se o espectro cortado por bandas escuras que correspondem às radiações absorvidas. Emfim, mesmo sob uma fraca espessura, o corpo pôde ser completamente opaco para todo o espectro.

É particularmente interessante este estudo da absorpção para os corpos no estado gazoso.

Quando estudados sob uma espessura sufficiente, todos elles, mesmo os incolores, exercem uma absorpção electiva caracterizada por riscas mais ou menos estreitas, como as de FRAUNHOFER, mas dispostas de maneira diversa, segundo a sua natureza. Para observar estes phenomenos é preciso que a origem da luz branca esteja a uma temperatura mais elevada que os gazes ou vapores absorventes. Os espectros de absorpção correspondem aos que estes gazes emittem e este phenomeno, conhecido pelo nome de inversão das riscas espectraes, é um caso particular da regra *qualitativa*, conhecida sob o nome de regra de KIRCHHOFF, e que não deve confundir-se (1) com a *lei de KIRCHHOFF*.

Esta lei estabelece uma relação entre todos os corpos que é funcção conhecida da temperatura e do comprimento de onda.

A *regra qualitativa* é mais geral e liga, para um dado corpo, a absorpção e a emissão. O seu enunciado é o seguinte: *Se um corpo emittre, numa direcção determinada, um fasciculo que propaga certas vibrações, definidas pelo*

(1) COTTON — *Revue générale des sciences*, 10.º anno, pag. 103.

seu periodo e pelo seu estado de polarisação, é esse corpo absorvente para um fasciculo que propague em sentido inverso as mesmas vibrações.

Como já dissemos, relacionam-se a esta regra, como casos particulares, os phenomenos de inversão das riscas espectraes dos gazes.

Já nos referimos á inversão *propriamente dita*. O que se chama a *inversão espontanea* consiste em apparecer uma risca escura no meio da risca brilhante emittida pelo gaz, que, ao mesmo tempo, se apresenta mais larga. Esta *inversão parcial* foi pela primeira vez observada na chamma do sodio ardendo no ar e é attribuida ao involucro exterior mais frio que a rodeia. Existe igualmente num grande numero de riscas dos metaes na faisca ou no arco.

Sob este ponto de vista ha differenças essenciaes entre as riscas de um mesmo corpo, differenças que, como veremos, se revelam tambem sob a acção de um campo magnetico.

CAPITULO II

Influencia do campo magnetico sobre a emissão

Summario.—1. Primeiras experiencias de ZEEMAN. — 2. Hypothese de LORENTZ, theoria elementar.

1. As primeiras experiencias de Zeeman.— Já nos referimos á origem das investigações que levaram ZEEMAN a mostrar de um modo irrefutavel a existencia de uma acção directa do magnetismo sobre a emissão.

Para chegar a este resultado, collocava a chamma de um maçarico oxyhydrico entre os polos de uma bobina de RUMKORFF, e introduzia nesta chamma um filamento de asbesto imbebido em chloreto de sodio. Por meio de uma rede ROWLAND de 10 pés inglezes de raio de curvatura e de 14438 traços por pollegada, produzia o espectro da chamma e observava-o, primeiro, na ausencia de campo magnetico, depois, enquanto a bobina funcionava. Na primeira observação as duas riscas D, vistas á lupa, desenhavam-se nitidas sobre o fundo escuro; sob a acção da corrente, que tinha uma intensidade media de 17 amperes, as duas riscas alargavam notavelmente e voltavam á sua largura primitiva logo que ella fosse interrompida. A acção era instantanea.

A risca vermelha do lithio, empregado sob a fôrma de carbonato, apresentava phenomenos analogos.

Ora, visto que a magnetisação modifica a fôrma da chamma e portanto tambem a sua temperatura, a uma elevação d'esta poderia attribuir-se a alteração observada. ZEEMAN eliminou esta interpretação por meio da seguinte experiencia:

Dentro de um grosso tubo de porcelana, aqueceu fortemente fragmentos de sodio afim de espalhar vapor d'este corpo por todo o tubo. Este era fechado, em cada uma das extremidades, por meio de peças de metal, munidas de placas de vidro de faces parallelas, e rodeadas de pequenos refrigerantes nos quaes passava uma corrente de agua fria, o que arrefecia sufficientemente as placas de vidro e as peças de metal, ainda mesmo que o tubo estivesse ao rubro.

Collocava-o horizontalmente, entre os polos de um electro-magnete em direcção perpendicular ás linhas de força, e dirigia, segundo o seu eixo, a luz de uma lampada electrica situada a 2 m. do electro-magnete, afim de evitar a acção d'este ultimo sobre o arco voltaico. Com auxilio de um mecanismo de relojoaria, imprimia ao tubo um movimento continuo de rotação em torno do eixo, de modo a evitar variações de densidade.

O espectro de absorpção mostrava as duas riscas D igualmente largas em toda a sua extensão. Fazendo funcionar o electro-magnete, alargavam consideravelmente. D'aqui naturalmente concluia que o campo magnetico alterava o periodo vibratorio da luz que examinava.

Em espectros com bandas de absorpção, não observou o phenomeno que tinha logar no espectro de riscas, o que achava de accordo com as suas idéas sobre a differença entre as duas especies de espectros (1). Um espectro de

(1) *Archives néerlandaises*. [II]. tomo 1, pag. 47.

bandas seria produzido por moléculas complexas; um espectro de riscas por moléculas com pequeno numero de átomos, e dissociadas. Nesta ordem de idéas, admittia que, sob a influencia do campo, ao lado das vibrações que produzem o espectro de riscas ordinario, tomavam logar vibrações com outros periodos. Foi então que recorreu á theoria electro-magnética de LORENTZ.

2. A hypothese de Lorentz. Theoria elementar. — Admitte-se, nesta hypothese, que as vibrações luminosas são vibrações de iões electricamente carregados e de massa definida. O estado do ether é inteiramente determinado pela carga, posição e movimento d'estes iões.

É natural pensar que, movendo-se um *ião* num campo magnetico, expermente, da parte d'este ultimo, forças mechanicas que produzam uma alteração no periodo de vibração. LORENTZ, a quem ZEEEMAN expoz as suas idéas, indicou-lhe a maneira de estabelecer a equação do movimento de um ião num campo magnetico e fez-lhe notar que, segundo a sua theoria, os bordos da risca espectral deviam apparecer polarisados circularmente.

A grandeza da mudança de periodo dependeria da relação $\frac{e}{m}$ entre a carga e e a massa m do ião e, inversamente, a medida da mudança de periodo poderia dar a conhecer aquella relação.

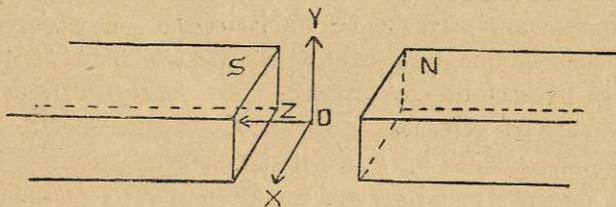


Fig. 1

Estabeleçamos agora as equações do movimento de um ião, vibrando no plano dos xy , num campo magnetico homogeneo, cuja força, de intensidade H , é dirigida segundo o eixo dos z positivos (fig. 1).

Seja e a carga (medida electro-magnetica) do ião carregado de electricidade e m a sua massa. As equações do movimento relativo a x , e a y , são

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -k^2x + eH \frac{dy}{dt} \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -k^2y - eH \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1).$$

k é o coefficiente de elasticidade do ião e o primeiro termo do segundo membro é a força elastica que solicita o ião para a sua posição de equilibrio; o segundo termo é a força mechanica proveniente do campo magnetico.

Satisfazemos a (1) pondo :

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha e^{st} \\ y &= \beta e^{st} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

comtante que

$$\left. \begin{aligned} ms^2\alpha &= -k^2\alpha + eHs\beta \\ ms^2\beta &= -k^2\beta - eHs\alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3).$$

As quantidades m , k , e e H são dadas.

O que nos importa conhecer é o periodo T de uma vibração.

Se $H = 0$, (3) dá

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} = i \frac{2\pi}{T}$$

d'onde

$$T = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \dots\dots\dots (4).$$

Se H é diferente de zero, (3) dá, approximadamente,

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} \left(1 \pm \frac{eH}{2k\sqrt{m}} \right),$$

e se T' representa neste caso a duração de uma vibração, temos

$$T' = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \left(1 \pm \frac{eH}{2k\sqrt{m}} \right) \dots\dots\dots (5)$$

de sorte que a relação entre a mudança do periodo e o periodo inicial é

$$\frac{eH}{2k\sqrt{m}} = \frac{e}{m} \frac{HT}{4\pi} \dots\dots\dots (6).$$

Das equações (4) e (5) deduz-se

$$T - T' = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \cdot \frac{eH}{2k\sqrt{m}} \dots\dots\dots (7),$$

equação que exprime a mudança de periodo do ião, e de (7) e (4)

$$\frac{T - T'}{T} = \frac{eH}{2k\sqrt{m}} = \frac{eHT}{m4\pi}$$

visto ser

$$k = \frac{2\pi\sqrt{m}}{T}$$

Finalmente, visto que $T = \frac{\lambda}{v}$ e $T' = \frac{\lambda'}{v}$, onde v = velocidade da luz, vem

$$\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda^2} = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi v} \dots \dots \dots (8)$$

onde λ = comprimento de onda de uma risca espectral quando o campo magnetico é nullo.

λ' = comprimento de onda da risca sob a acção do campo magnetico.

v = velocidade da luz, 300000000 cm.

H = intensidade do campo magnetico expressa em unidades C. G. S.

Consideremos as equações (4) e (5).

Podemos decompor o movimento de que o ião está animado, antes da existencia das forças magneticas, numa vibração rectilinea parallela ao eixo dos z , e duas vibrações circulares, dextro gyra e levogyra, no plano dos xy .

Se a origem luminosa é vista em direcção parallela ao campo magnetico, segundo o eixo dos z , não é effectiva

a componente cujo movimento é paralelo a esse eixo, ficando o raio composto por dois raios componentes, polarizados circularmente, cujos periodos de rotação, no caso do campo magnetico ser nullo, têm o mesmo valor, dado pela equação (4). Para um campo magnetico de intensidade H , os periodos são diferentes e dados pelas equações (5).

Ora, sendo a variação dos periodos igual e de signal contrario, a risca original é substituida por duas outras de intensidade igual, polarizadas circularmente em sentidos oppostos e symmetricamente collocadas em relação á primeira (fig. 2, BB').

Vista em direcção normal ao campo magnetico, a componente paralela ao eixo dos z e, portanto, paralela ao eixo das correntes solenoidaes, não é alterada por elle, conserva o seu periodo e revela-se por luz rectilineamente polarizada num plano normal ao campo. As duas componentes circulares produzem raios polarizados num plano paralelo ao campo.

Assim, nesta direcção, é a risca espectral substituida por tres componentes caracterisadas pelo seu estado de polarisação que, em muitos casos, se tornam bem distinctas, se o campo magnetico é de intensidade sufficiente e o aparelho espectroscopico de regular poder de resolução. Quando não são satisfeitas estas duas condições experimentaes, as tres componentes sobrepõem-se, apparecendo a risca mais larga. Podem, comtudo, ser separadas por meio de um nicol (fig. 3, \bar{A} , A').

Nas suas primeiras observações (1), apenas notou ZEEMAN

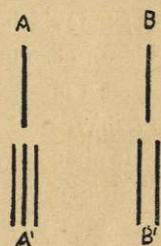


Fig. 2

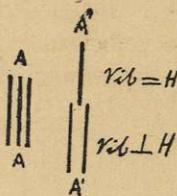


Fig. 3

(1) *Philosophical magazine*, (5), 43, pag. 226.

o alargamento das riscas; reconheceu depois o estado de polarisação particular das riscas modificadas pelo magnetismo; por fim (1), conseguiu obter o *doublet* e o *triplet* previstos pela theoria de LORENTZ.

Muitos physicos seguiram ZEEMAN no estudo d'estes phenomenos e, empregando methodos de observação variados, reconheceram não serem tão simples como o fazia suppôr a theoria elementar que expozemos. A maior parte das riscas até hoje examinadas mostram os *doublets* e os *triplets*; todavia ha numerosas excepções á regra geral. Sem duvida o caso mais interessante é o da risca D_1 , do sodio, na qual a observação normal ás linhas de força faz ver não um *triplet*, mas sim um *quadruplet*.

Este phenomeno, que foi descoberto por CORNU e PRESTON, encontra-se noutras riscas.

Algumas vezes o numero das componentes ainda é mais consideravel; MICHELSON, BECQUEREL e DESLANDRES e PRESTON têm assignalado, por exemplo, 6, 8 e mesmo 9 riscas.

(1) *Philosophical magazine*, (5), 44, pagg. 55 e 125; 45, pag. 197.

CAPITULO III

Influencia do campo magnetico sobre a emissão.—Methodos

Summario. — 1. Campo magnetico. — 2. Origem luminosa. — 3. Methodo espectro-photographico. — 4. Methodo interferencial.

No desenvolvimento experimental do problema, têm sido empregados dois methodos radicalmente differentes que passamos a expôr e a comparar.

O primeiro, que podemos chamar espectro-photographico, foi o seguido por ZEEMAN e muitos outros investigadores.

Consiste em photographar as riscas espectraes e, em seguida, medir a separação das componentes «magnetizadas», por meio do comparador. O phenomeno é observado directamente e fixo por meio da photographia.

O segundo é devido ao professor MICHELSON — é o methodo interferencial.

Usado com campos magneticos tão fracos que, pelo primeiro methodo, não eram sensiveis as alterações produzidas, possui delicadeza e sensibilidade muito superiores a qualquer photographia.

Consiste em obter as curvas de visibilidade das riscas

espectraes, com o campo magnetico nullo e com campos de differentes intensidades. A analyse d'estas curvas dá a conhecer a distribuição da luz na origem. Por meio de um nicol, é possível observar separadamente os dois planos de polarisação.

São a applicação, ao caso actual, dos methodos mais seguidos no estudo dos espectros de riscas.

Antes de passarmos a descrever a parte dos apparatus de observação que caracteriza cada um d'estes methodos — a parte optica, — digamos alguma coisa sobre as origens luminosas e a produção do campo magnetico.

1. Campo magnetico. — Nem os magnetes permanentes, nem as correntes por si só são susceptíveis de produzir os campos magneticos intensos e uniformes de que ha necessidade no estudo dos phenomenos magneto-opticos. Para esse fim, associa-se a acção de uma corrente muito intensa com a da magnetisação desenvolvida por influencia em massas de ferro macio, convenientemente collocadas. Os electro-magnetes mais espalhados são formados por uma peça de ferro macio, em forma de ferradura, cujos ramos são envolvidos por bobinas enroladas no sentido conveniente para produzir nas suas extremidades polos de signal contrario. Mas, para obter um campo magnetico uniforme, emprega-se de preferencia a disposição realisada por **RUHKORFF**, por meio da qual se podem produzir campos superiores a 30000 unidades C. G. S. Esta disposição e a de **WEISS** têm sido as mais empregadas pelos physicos no estudo do phenomeno de **ZEEMAN**.

Apenas se modificam as peças polares dando-lhe ordinariamente a fôrma de um cylindro sobre cuja base se assenta um tronco de cone de cerca de 60° e que termina por uma face de um centimetro de diametro.

No caso da observação parallelá ás linhas de força, uma

das peças polares tem, segundo o eixo, um canal cylindrico de um millimetro de diametro.

2. Origem luminosa.—Têm sido empregadas, com modificações adequadas, todas as disposições de que se lança mão na producção dos espectros de riscas.

Um processo que parece dar riscas muito finas consiste em utilizar os tubos de GEISSLER com vapores metallicos, como os empregaram MICHELSON, depois HAMY, cujo apparelho é muito commodo. Regulando convenientemente a densidade do vapor e as condições da descarga, podem tornar-se muito estreitas e nitidas muitas riscas de emissão, observadas com uma rede ROWLAND, por exemplo.

Usando das chammas, devem córar-se de um lado apenas e utilizar-se os raios que, partindo d'esse lado, atravessaram o resto não córado da chamma. Isto para evitar os effeitos da inversão espontanea.

3. Methodo espectro-photographico.—A parte optica do apparelho é, neste methodo, constituida por um espectroscopio photographico de rede plana ou concava. As redes mais frequentemente utilizadas têm sido as celebres redes traçadas com o auxilio da machina construida pelo professor ROWLAND, de Baltimore. São, como é sabido, redes *por reflexão*, traçadas sobre um espelho metallico plano ou concavo, mas, neste caso, de grande raio de curvatura.

O valor d'estes instrumentos está no seu *poder de resolução*, isto é, o poder de separar nitidamente as componentes muito proximas de uma risca multipla e que não deve confundir-se com a *dispersão* ou o desvio angular, depois de difracção, de dois raios monochromaticos dados. A dispersão é proporcional ao numero de traços por millimetro, o poder de resolução é proporcional ao producto

do numero total dos traços pela ordem do espectro observado. Ha portanto vantagem em tomar redes muito largas e em observar espectros de *ordem* elevada. Obtem-se o mesmo poder de resolução com uma rede de grande numero de traços por millimetro e de que se observam os primeiros espectros, do que com uma em que se augmenta o intervallo dos traços e de que se observa um espectro de ordem elevada.

«Se o erro absoluto do intervallo devido á machina de dividir é $0^{\text{mm}},00025$, obter-se-ha nitidez identica, quer com uma rede de 800 traços por millimetro, utilizando o primeiro espectro, quer com uma de 160 traços por millimetro, de que se utilise o quinto espectro». (1)

A última rede é muito mais facil de construir. O brilho dos espectros parece ser dependente da maneira por que são feitos os traços.

Para as melhores redes conhecidas, o valor do poder de resolução ($r = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{2l}{\lambda}$, l = largura da rede = 13 centimetros) é igual a 375000, e permite separar duas radiações cujos λ differem de $0\mu,0000016$. Essas redes não podem, comtudo, rivalisar com o refractometro interferencial de MICHELSON.

Alem de introduzir aperfeiçoamentos notaveis na construcção das redes, tambem imaginou este physico um novo instrumento de difracção por meio do qual é possivel concentrar toda a luz em espectros de ordem muito elevada. Consiste numa serie de laminas de vidro de igual espessura e de largura constante, empilhadas de maneira a formar um conjuncto apresentando a fôrma de uma escada (fig. 4).

O fasciculo que transmite é quasi exclusivamente for-

(1) WADSWORTH — *Journal de physique*, [3], v. 6, pag. 411.

mado de raios difractados pouco inclinados sobre a direcção geometrica de propagação; em geral só se veem dois es-

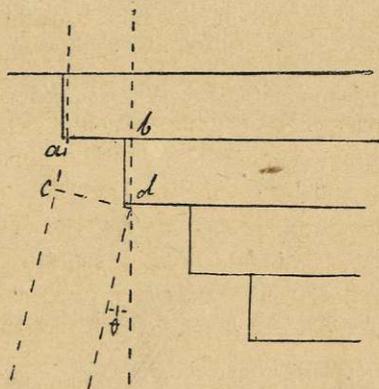


Fig. 4

pectros, ou duas riscas, se supozermos a radiação estudada sensivelmente monocromatica, caso a que se deve limitar o emprego d'este instrumento. Póde fazer-se desaparecer um dos espectros modificando ligeiramente a incidencia.

O espectro observado corresponde a raios difractados para os quaes a differença de marcha é um multiplo exacto do comprimento de onda. Esta differença de marcha é muito grande, por causa da differença dos indices do ar e do vidro, de modo que aquelle espectro é de ordem muito elevada e tanto mais, quanto maior fôr a espessura das laminas.

O poder de resolução é proporcional, por um lado, á ordem do espectro observado, por outro, á espessura total. Um d'estes instrumentos, construido por MICHELSON per-

mitte desdobrar riscas cuja distancia é $\frac{1}{900}$ da das riscas D_1 e D_2 do sodio (1).

(1) É interessante notar que é necessario um pequeno numero de elementos para obter resultados comparaveis aos das melhores redes (*).

Seja abd um degrau, e façamos $ab = s$, $bd = t$. Sendo m a ordem do espectro observado, $m\lambda = \mu \cdot bd - ac$, ou

$$m\lambda = \mu t - t \cos \theta + s \sin \theta.$$

Portanto

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m - t \frac{d\mu}{d\lambda}}{t \sin \theta + s \cos \theta}, \quad \frac{d\theta_1}{dm} = \frac{\lambda}{t \sin \theta + s \cos \theta};$$

e, se $d\theta$ é o desvio correspondente a $\delta\lambda$, e $d\theta_1$, o que corresponde a $\delta m = 1$, empregando a formula de CAUCHY,

$$\mu = a + \frac{b}{\lambda^2},$$

e tomando o valor approximado

$$m = (\mu - 1) \frac{t}{\lambda},$$

vem

$$\frac{\partial\theta}{\partial\theta_1} = [(\mu - 1) + 2(\mu - a)] \frac{t}{\lambda} \cdot \frac{\partial\lambda}{\lambda}.$$

Para o *flint-glass* o coefficiente de $\frac{t}{\lambda}$ é approximadamente igual á unidade; de modo que, no caso de ser $\frac{\partial\lambda}{\lambda} = 001$, como acontece para as duas riscas amarellas do sodio, e $t = 5^{\text{mm}} = 10000 \lambda$, será $d\theta = 10 d\theta_1$; isto é, podem as riscas do sodio ser separadas por um comprimento dez vezes maior do que a distancia entre os espectros successivos.

(*) MICHELSON — *The Astrophysical Journal*, vol. VIII, pag. 38.

Apesar de ser o poder de resolução independente do numero das laminas, é conveniente que este seja grande; porqué, nesse caso, é maior a separação dos espectros. A sobreposição d'estes limita o emprego do instrumento ao estudo de uma região muito restricta do espectro, ao estudo de uma risca estreita.

MICHELSON na America, LORD BLYTHSWOOD e o Dr. W. MARCHANT, na Inglaterra, têm-no applicado, com successo, ao estudo das modificações experimentadas pelas riscas sob a influencia de um campo magnetico.

Representamos na fig. 5 a disposição do aparelho, quando se emprega uma rede como instrumento dispersivo, e se faz a observação parallelamente ás linhas de força do campo magnetico.

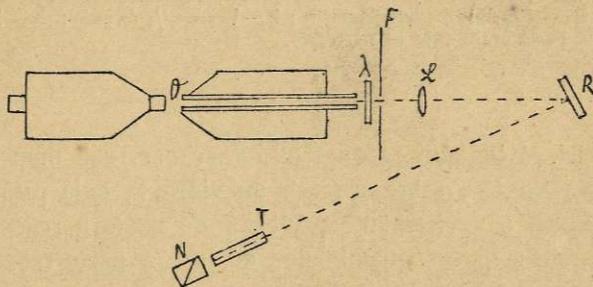


Fig. 5

O — Origem; λ — Lamina $\frac{1}{4}$ de λ ; F — Fenda; R — Rede.

4. O methodo interferencial. — O professor MICHELSON mostrou a adaptabilidade particular do interferometro a esta classe de investigações (1).

(1) *Nature* (Londres), vol. 59, pag. 440.

Compõe-se este aparelho (fig. 6) de uma placa de vidro com faces planas e paralelas E, e de dois espelhos planos

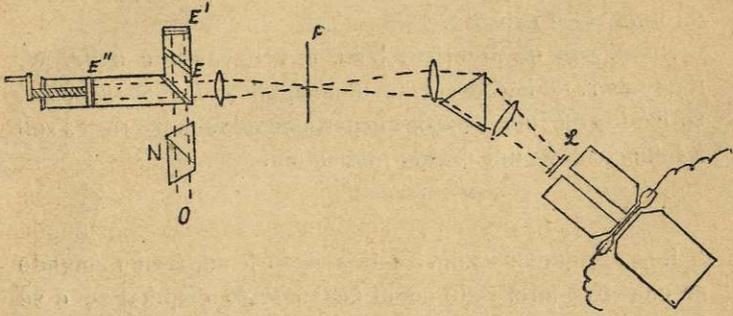


Fig. 6

E, E' E'' — Espelhos do interferometro; L — Lamina $\frac{1}{4}$ de onda; N — Nicol;
F — Fenda; O — Olho ou telescópio.

E' e E''. A luz que se quer examinar cae, sob uma incidência de 45° , sobre a placa de vidro E, cuja primeira superfície é ligeiramente prateada de modo a reflectir e transmitir iguaes quantidades de luz. A parte reflectida é reenviada pelo espelho E' e, em seguida, atravessa a placa de vidro; a outra, reflectida pelo espelho E'', reflecte-se de novo sobre a placa E e propaga-se na mesma direcção, EO, que a primeira.

Considerações elementares mostram que esta disposição equivale á sobreposição de dois fasciculos, um dos quaes seria reflectido sobre o espelho E', o outro sobre a imagem de E'' em relação á placa E, imagem que chamaremos *plano de referencia*.

Em vez de se observar, como nas redes, a interferencia

dê uma *serie* de ondas diffractadas successivas, observam-se os aneis dados por *duas ondas* sômente e cuja differença de marcha designamos por Δ . Consegue-se deduzir a distribuição de luz na origem, pela avaliação da visibilidade das franjas, quando Δ cresce progressivamente.

Supponhamos que se estuda uma origem que emitta dois systemas de radiações differindo pela millesima parte do seu comprimento de onda. Quando o *plano de referencia* e o espelho *E'* estão muito proximos, a differença de marcha é sensivelmente a mesma para as duas radiações e as franjas apparecem com a maior nitidez, visto que os maximos dos dois systemas coincidem. Á medida que aquellas superficies se afastam, diminue a nitidez até que a differença de marcha de uma das radiações tome, sobre a differença de marcha da outra, um avanço de meio comprimento de onda; a partir d'esta posição, continuando a distancia a augmentar, as franjas tornam-se mais claras, e, a uma distancia que corresponde ao avanço de um comprimento de onda, os dois systemas de franjas coincidem de novo, e assim successivamente.

Reciprocamente, se, pela observação, são reconhecidas taes variações de nitidez das franjas, poder-se-ha concluir que a luz é composta de duas radiações, medir a distancia das componentes e mesmo achar a lei de distribuição das intensidades. Este ultimo problema é muito difficil e a sua resolução obtem-se por processos graphics.

Foi este o methodo que MICHELSON e, depois d'elle, J. SHEDD applicaram ao estudo do phenomeno de ZEEMAN. A fig. 6 representa a disposição geral do apparelho para esse fim. Do trabalho experimental de SHEDD, «*An Interferometer Study of Radiations in a magnetic Field*» (1), ex-

(1) *The Physical Review*, vol. XI, n.^{os} 1, e 11.

trahimos as fig. 7 e 8 que representam as curvas de visibilidade em que a origem luminosa é uma chamma de BUNSEN impregnada de sodio, e a luz é vista perpendicular e parallelamente ao campo.

Indiquemos as vantagens e inconvenientes dos dois methodos.

O principal merito do methodo espectro-photographico está em fixar o phenomeno por meio da photographia. A

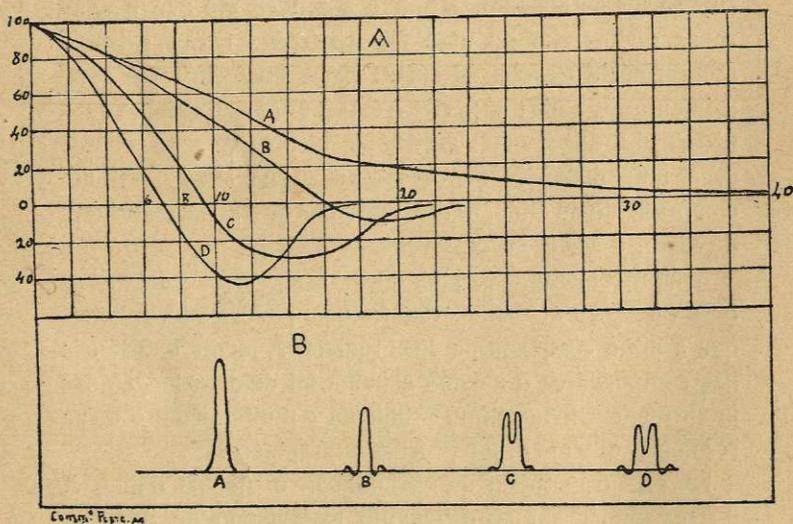


Fig. 7

Na em chamma de BUNSEN. Observação normal ao campo

A — Curvas de visibilidade

B — Curvas de distribuição

Curva	II
A	0
B	6800
C	8050
D	8950

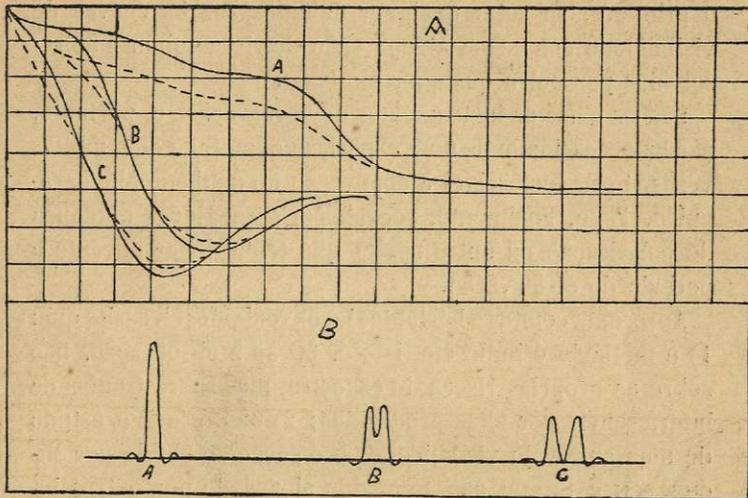


Fig. 8

Na em chamma de BUNSEN. Observação paralela ao campo

A — Curvas de visibilidade

B — Curvas de distribuição

Curva	H
A	0
B	3000
C	7700

observação faz-se directamente. É, contudo, limitado: 1) em alcance, por causa do poder de resolução praticamente obtido por meio das redes, muito pequeno em relação á delicadeza das alterações que devem medir-se; 2) em exactidão, pela larga margem para erros offerecida pelo ajustamento do micrometro, especialmente quando se pretendem medir linhas pouco nitidas. Devemos notar que, fazendo uso do espectroscopio de degraus, de MICHELSON, desaparece o primeiro d'estes inconvenientes.

O segundo methodo é sensível a campos magneticos muito fracos em relação aos que são necessarios para, com

o primeiro, se notar qualquer modificação. As curvas de visibilidade conduzem á separação de riscas ainda não resolvidas por outro qualquer methodo.

São os olhos os instrumentos de observação; e, portanto, não ha necessidade de uma exposição demorada que, muitas vezes, torna impossivel a applicação do methodo photographico. Pode, finalmente, reconhecer-se qualquer mudança de polarisação ou outro effeito que tenha logar durante o periodo de observação.

Apresenta comtudo bastantes inconvenientes. É assim que: 1) o methodo é indirecto, isto é, faz-se a observação, não sobre as proprias riscas do espectro, mas sobre franjas de interferencia por ellas produzidas; 2) não é facil o estudo de uma curva de visibilidade, e o successo obtido por MICHELSON e SHEDD não tem sido alcançado por outros investigadores; 3) não sendo o instrumento automatico, está sujeito aos erros pessoaes do observador.

CAPITULO IV

Influencia do campo magnetico sobre a emissão. — Resultados experimentaes

Summario. — 1. Observação segundo as linhas de força. — 2. Observação na direcção normal ás linhas de força. — 3. Medidas quantitativas das mudanças de comprimento de onda e da relação $\frac{e}{m}$ e classificação baseada nestas medidas.

Neste capitulo, referir-nos-hemos, apenas, ao resultado obtido quando a observação é feita nas duas direcções principaes — parallela e perpendicular ás linhas de força do campo magnetico. Já deduzimos, para estes dois casos, as consequencias da theoria elementar de LORENTZ, theoria que se não adapta a todas as modalidades do phenomeno e que, por isso, tem de soffrer alterações profundas.

Dividiremos esta exposição em duas partes:

Na primeira, apresentaremos as diversas fórmulas por que o phenomeno se manifesta, estudando grande numero de riscas espectraes que emanem do maior numero estudado de substancias differentes, com uma classificação segundo o typo da modificação produzida.

Na segunda, condensaremos as medidas das mudanças do comprimento de onda e da relação $\frac{e}{m}$, e apresentaremos a classificação baseada nestas medidas.

1. **Observação segundo as linhas de força.** — Neste caso os phenomenos observados são muito simples. Uma risca espectral separa-se sempre em duas partes da mesma intensidade e polarizadas circularmente em sentidos opostos em toda a sua largura.

Esta separação entre as duas partes componentes, para cada linha, varia proporcionalmente á intensidade do campo. Se ella não fôr sufficiente para as separar nitidamente; observa-se uma só risca, cujas margens são polarizadas circularmente e de que a parte central emite luz natural. O valor do campo necessario para produzir a separação completa depende da risca estudada e do methodo seguido na sua observação. O methodo de MICHELSON permite reconhecer a duplicidade por meio de forças magneticas relativamente fracas.

Cada uma das partes em que se divide a risca primitiva póde apresentar uma constituição complexa, se estudada com apparelho de grande poder de resolução. Após estudos, por meio do interferometro, de muitas riscas emittidas por varias origens, principalmente tubos de GEISSLER encerrando vapores metallicos, MICHELSON chega á conclusão de que, no caso geral, cada uma d'aquellas partes é um *triplet*. Para a risca verde do cadmio foi essa constituição reconhecida tambem pelo espectroscopio de degraus e pelos espectroscopios de rede ROWLAND.

Noutros casos, apresentam-se sob a fôrma de *doublets*; ex.: as riscas de ferro e muitas outras estudadas por BECQUEREL e DESLANDRES. Não nos deve surprehender esta complexidade; as riscas apparecem muitas vezes multiplas fôra da acção de todo o campo magnetico.

Seja qual fôr a constituição das duas partes da risca, a existencia d'estas duas partes, polarizadas em sentido contrario, apparece como um factio geral; de sorte que

podemos ainda, em todos os casos, fallar de *doublet* magnetico» (1).

Poderia julgar-se que a banda escura situada entre as duas componentes fosse uma risca de absorpção ordinaria. Neste caso estaria essa banda situada precisamente sobre a parte da risca de emissão, alargada pela acção do campo, que emite luz natural. Ora, diminuindo a intensidade do campo, a banda retrahe-se. Nada se oppõe, é verdade, a que uma banda de absorpção apresente o mesmo phenomeno; mas, então, deveria emittir luz natural uma parte maior da risca alargada, e a banda de absorpção só poderia cobrir uma parte d'esta ultima. Por outro lado, está estabelecido de um modo incontestavel que, mesmo no caso de ser muito estreita a porção escura, as componentes do *doublet* se apresentam polarisadas circularmente em toda a sua largura, de sorte que é impossivel admittir que a banda a que nos referimos seja uma banda de absorpção. Ha, contra esta hypothese, outro argumento. Poderia, com effeito, esperar-se encontrar esta absorpção em direcção perpendicular ás linhas de força; segundo as observações de PRESTON, nada apparece que justifique a sua existencia.

Para reconhecer o estado de polarisação das duas partes do *doublet*, faz-se passar o fasciculo que se estuda atravez de um analysador circular collocado antes do espectroscopio (2).

BECQUEREL e DESLANDRES empregavam um rhomboedro de espatho da Islandia munido de uma lamina quarto de onda apropriada á região do espectro que queriam photographar. Este analysador só deixa passar a parte que é polarisada circularmente num sentido determinado.

CORNU (3) emprega uma disposição que permite observar simultaneamente as duas componentes e que é de grande

(1) COTTON — *Le phénomène de ZEEMAN*. (*Scientia*), pag. 43.

(2) COTTON — pag. 21.

(3) C. R. 44.º semestre de 1897, pag. 556.

vantagem quando o campo magnetico ou o poder separador do instrumento de observação são insufficientes para que sejam bem desviadas as componentes do *doublet*.

Faz a observação das riscas no plano focal de uma ocular. Fixa nesse plano uma agulha de aço em direcção normal ás riscas. Atraz da ocular colloca um prisma birefringente de WOLLASTON, que desdobra a imagem da agulha; o diametro d'esta é escolhido de modo que as duas imagens tenham um bordo commum. Assim se obtêm duas bandas contiguas polarisadas, uma parallelamente, outra perpendicularmente ás riscas espectraes. Entre a ocular e o prisma birefringente, introduz-se uma lamina de mica quarto de onda, cujas secções principaes façam um angulo de 45° com as do prisma.

Excitado o campo magnetico, vê-se adelgaçar a risca nas duas bandas, e quebrar-se na linha que as separa.

Imprimindo á lamina quarto de onda uma rotação de 90° , a quebradura faz-se em sentido inverso.

A inversão dos polos inverte tambem o seu sentido. Reconhece-se alem d'isso que uma linha, situada no meio das duas riscas assim produzidas, occupa sensivelmente a posição da risca primitiva: as duas alterações no comprimento de onda são portanto iguaes e de signal contrario. Este ultimo facto tambem se reconhece facilmente, dispondo o espectroscopio de maneira que os desvios sejam proporcionaes aos comprimentos de onda; verifica-se que a separação das duas componentes do *doublet* mede o dobro da mudança do comprimento de onda experimentada por cada uma d'ellas.

Reconhecido que as duas componentes são polarisadas circularmente em sentido inverso, vejamos a relação que existe entre este sentido e o das correntes de AMPÈRE ou o da corrente que circula nas bobinas do electro-magnete.

Tem grande importancia, no caso actual, a determinação do sentido das vibrações circulares. Segundo a theoria electro-magnetica de LORENTZ, admittia ZEEMAN a existencia de cargas electricas na origem, cargas que suppoz positivas, emquanto não reconheceu o erro que tinha commettido na determinação das vibrações que se propagam segundo as linhas de força.

O facto de serem as cargas negativas está de accordo com o que pôde deduzir-se do estudo das descargas electricas, a saber, que os iões carregados negativamente têm a maior mobilidade.

São devidos a CORNU (1) e a COTTON (2) processos para reconhecer, com segurança, o sentido de uma vibração circular.

O processo de CORNU é baseado na dupla refração circular do quartzo.

Um dos de COTTON consiste no seguinte: toma-se uma lamina de espatho perpendicular ao eixo e observa-se, por meio de um nicol, o fasciculo de luz convergente polarisada circularmente que a tenha atravessado. Aparecem, em logar de um, dois systemas de anneis, de maneira que os arcos de um quadrante não correspondem aos dos quadrantes adjacentes. As partes de anneis mais proximas do centro reduzem-se a duas manchas negras que se distinguem facilmente. A linha que as une faz sempre um angulo de 45° com a secção principal do nicol; para a direita ou para a esquerda, segundo o sentido da vibração circular.

Attendendo á regra de AMPÈRE, segundo a qual uma linha de força magnetica equivale ao eixo de um solenoide cujo polo austral está para a esquerda da corrente, CORNU e KÖNIG enunciaram, independentemente, a regra seguinte: *O movimento circular de mais curto periodo tem o mesmo*

(1) *L'Eclairage électrique*, XIII, pag. 241-249, 6 nov. 1897.

(2) *Journal de physique*, VII, pag. 81 (1898).

sentido que a corrente do solenoide equivalente ao campo magnetico, ou, o que vale o mesmo, a risca situada do lado do violeta é formada por vibrações circulares cujo sentido é o da corrente magnetisante que circula nas bobinas enroladas em torno dos polos.

Sob a influencia do campo magnetico, o numero N de vibrações torna-se, em $N+n$ para as vibrações circulares que têm o sentido das correntes de AMPÈRE, em $N-n$ para as vibrações circulares que têm sentido contrario áquellas correntes.

Não se conhece excepção a esta regra.

2. Observação na direcção normal ás linhas de força. —

A maior parte das riscas espectraes, entre as quaes se observou o phenomeno de ZEEMAN, transformam-se, sob a influencia das forças magneticas, em *triplets* , conforme a theoria elementar, quando se observam em direcção normal ás linhas de força. Muitas riscas, todavia, apresentam phenomenos mais complicados.

PRESTON (1) e CORNU (2) mostraram que a risca D do sodio, em vez de um *triplet* , apresenta um *quadruplet* , cujas componentes extremas são polarizadas parallelamente ás linhas de força, as componentes medias perpendicularmente a estas linhas. *Quadruplets* analogos se têm observado em outros casos. A risca D_2 produz um *triplet* nebuloso de que cada componente parece ser um *doublet* .

PRESTON assignalou sete typos differentes, e MICHELSON (3) com o interferometro mostrou tres typos irreductiveis.

Apesar d'estas complicações, que em parte poderiam

(1) PRESTON. — *Trans. Roy. Dublin Society*, vol. VI, serie II, pag 385 (1897). Ver *Nature* (Londres), vol. LXI, pag. 41.

(2) CORNU, *Comptes rendus*, t. 126, pag. 181.

(3) MICKELSON — *Nature* (Londres), vol. LIX, pag. 44 e *The Astro physical Journal*, vol. VIII, pag. 45.

depende da complexidade da risca primitiva, tal como ella se mostra fóra da acção do campo magnetico, poder-se-hia, em geral, fallar de um *triplet*, intendendo por isso que, no grupo de riscas observadas perpendicularmente ao campo, a parte média é polarisada como a risca média do *triplet* normal, e as partes lateraes conservam a polarisação característica das riscas exteriores. Mas existem alguns casos, de que BECQUEREL e DESLANDRES (1) estudaram o primeiro numa das riscas de ferro, em que as partes média e exteriores trocaram entre si os estados habituaes de polarisação ou, por outras palavras, em que as riscas polarisadas perpendicularmente ao campo comprehendem entre si as riscas polarisadas parallelamente.

Portanto, o facto mais geral póde enunciar-se da seguinte maneira: *Sob a acção de um campo magnetico, uma risca de emissão separa-se em varias riscas componentes, polarisadas rectilineamente de uma maneira completa e com que se podem formar dois grupos caracterisados, um, pela sua polarisação parallela ás linhas de força, outro, pela sua polarisação perpendicular ás mesmas linhas.*

Podemos com um nicol annullar um d'estes grupos, examinando-os, assim, separadamente. Mas a melhor maneira de estudar o phenomeno, por meio do espectroscopio, consiste em collocar, antes da fenda, um prisma birefringente de WOLLASTON, ou mesmo um rhomboedro de espatho. D'este modo produzem-se na fenda duas imagens da origem, das quaes, uma corresponde a um grupo, a outra, ao outro grupo (fig. 3), vendo-se os grupos simultaneamente, e podendo photographar-se nas mesmas condições de producção. Mas a principal vantagem em os separar está em serem, muitas vezes, tão pequenas as diferenças de comprimento de onda, que se sobrepõem as componentes ainda que o campo magnetico tenha grande intensidade.

(1) BECQUEREL e DESLANDRES — *Comptes rendus*, 4 de abril de 1898.

De harmonia com a theoria elemental, devem as duas componentes lateraes do *triplet* normal corresponder ás duas componentes do *doublet* observado na direcção parallela ao campo.

Representam estas quatro riscas dois movimentos na origem, ambos elles circulares, de trajectoria situada num plano normal ás linhas de força, movimentos que se propagam conservando o seu character.

Embora isso não seja susceptivel de uma demonstração experimental rigorosa, para o que concorre a desigualdade de condições de intensidade e uniformidade do campo magnetico, parece averiguado que, todas as vezes que as componentes do *doublet*, na observação parallela ás linhas de força, se apresentam multiplas, tambem assim se mostram as duas partes que, na observação perpendicular áquellas linhas, são polarisadas num plano que lhes é parallelo.

Tem este facto uma confirmação valiosa na progressiva mudança de polarisação, desde a recta até ao circulo, atravez de ellipses cada vez menos excentricas, que experimentam as componentes lateraes do *triplet* normal, quando a direcção da observação faz successivamente, com as linhas de força, angulos comprehendidos entre 90° e 0° .

a) Modalidades do phenomeno. — Passamos a analysar os varios aspectos apresentados pelas riscas espectraes, referindo-nos, para maior facilidade de exposição, ás fig. 9, 10 e 11.

Nas duas primeiras é dada a classificação segundo PRESTON. Na fig. 9, são eschematicamente representadas photographias obtidas collocando antes da fenda do espectroscopio um prisma birefringente, correspondendo as riscas superiores ás vibrações parallelas ás linhas de força, e as inferiores ás vibrações normaes ás mesmas linhas.

A A' e 1 representam o *triplet* normal, como se apresenta nas riscas 4678 do Cd; 5167,5 do Mg; 4680 do Zn

e na vasta maioria das outras riscas espectraes. O qualificativo de normal é justificado, pelo menos, em razão da sua frequencia.

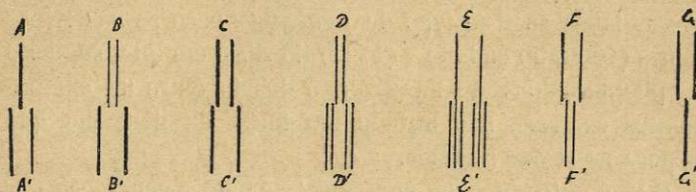


Fig. 9

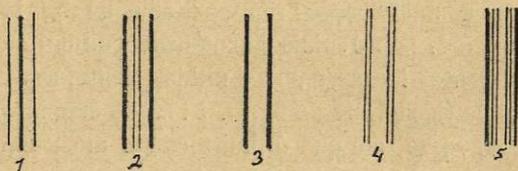


Fig. 10

Este caso nem sempre se observa com facilidade, sendo necessarios campos muito mais intensos do que os suficientes para a separação completa das componentes do *doublet* observado parallelamente ao campo. Supprimindo o aparelho de polarisação, como está representado na fig. 10, é preciso estudar riscas muito finas, particularmente favoraveis, como a risca azul do cadmio, para que se observe de uma maneira bem nitida o *triplet* 1. Se as forças magneticas não têm a intensidade sufficiente, ou as riscas não são finas, ou uma e outra coisa, observam-se os casos que ZEEMAN chama de transição (1) e que foram os que primeiro observou.

(1) *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles*, S. II, tom. 1, pag. 384

O segundo typo, representado por 2 (fig. 10) e BB' (fig. 9) é um *quadruplet* em que, em lugar de uma risca média simples, apparecem duas riscas muito junctas e fracas, parecendo que quasi toda a luz se concentra nas duas riscas lateraes. Este typo de *quadruplet* occorre nas riscas azues (4800) do cadmio e (4722) do zinco em que, segundo as photographias de PRESTON, o desvio entre as componentes centraes não attinge um terço da distancia que separa as riscas lateraes.

C C' é outro typo de *quadruplet* no qual a separação das duas riscas médias é quasi tão grande como a das duas lateraes, de modo que, não usando o prisma birefringente, apparecem as modificações representadas na (fig. 10), pelos numeros 3 e 4, isto é: dois finos *doublets* ou um só *doublet* de componentes largas e pouco nitidas. Esta fôrma é apresentada pela risca 4934 do bario, 5172 do magnésio e pela risca D₁ do sodio, em que é muito clara, mostrando-se as componentes tão finas e tão brilhantes que, estudadas directamente, apparecem nitidas e separadas por intervallos obscuros.

O quarto typo DD' e 5, é formado por seis riscas finas e uniformemente separadas, correspondendo cada par a uma das componentes do *triplet*. Observa-se na risca D₂ do sodio.

Em EE' ha duas riscas polarisadas num plano perpendicular ao campo e dois *triplets* formados de riscas cujo plano de polarisação é paralelo ás linhas de força do campo magnetico: é exemplo d'este typo a risca 5850 do bario.

Serão todas estas modificações realmente um effeito do campo magnetico, produzidas exclusivamente por elle? ou antes terão por causa acções secundarias que alterem o *triplet* produzido pelo campo magnetico? Poderiam varias d'estas fôrmas ser devidas á inversão parcial causada por absorpção na parte externa da faisca ou outra origem

luminosa empregada. B, por exemplo, derivaria de A por inversão, e o mesmo a respeito de C e de D e D'.

Ora, em primeiro lugar, nota PRESTON (1) que o aspecto d'estas riscas não é o que geralmente apresentam as riscas modificadas pela absorção em vapores que envolvem a origem luminosa. Mas poderia este facto ter uma justificação nas condições especiaes a que ella estava submettida, e, por isso, tratou de invalidar tal explicação de uma maneira mais precisa. Examinou muitas riscas, que apresentam fôrmas diferentes do *triplet* normal, em campos magneticos cuja intensidade crescia gradualmente, e notou que as componentes da parte central, B, C e D, não se conservavam á mesma distancia. Pelo contrario, a distancia entre ellas augmentava, quando crescia a intensidade do campo. A distancia entre as componentes B ou C, como a distancia entre as riscas lateraes B' ou C', é proporcional á intensidade do campo magnetico. O mesmo tem lugar em relação aos typos DD' EE'.

Parece portanto estabelecido, fóra de duvida, que todas estas fôrmas do phenomeno são verdadeiras perturbações magneticas, da mesma natureza que o *triplet* normal, e que podem as vibrações parallelas ao campo, como as perpendiculares, formar um *doublet* muito nitido, que pôde mesmo ser formado de riscas mais separadas do que o outro, como vamos ver.

São as fôrmas representadas em FF' e GG', observadas em certas riscas do espectro de ferro e a que BECQUEREL e DESLANDRES chamam riscas de polarisação invertida (2)

Em EE' as vibrações parallelas ao campo formam um *doublet*; as vibrações perpendiculares formam tambem um

(1) *Nature* (de Londres), vol. 59, pag. 226.

(2) *Comptes rendus*, 2.º semestre de 1898, pag. 22.

doublet nitido, menos desviado do que o das vibrações parallelas. Tal é o caso da risca 2411 do ferro.

Em GG' o *doublet* das vibrações parallelas ao campo é nitido, mas as vibrações perpendiculares formam uma banda diffusa; taes são as riscas de ferro

$$\lambda = 3888, \lambda = 3587, \lambda = 2730.$$

Esta fôrma foi tambem estudada por AMES, EARHART e REESE (1).

É digno de nota um caso particular d'este ultimo, observado por BECQUEREL e DESLANDRES nas riscas 3865,67, 3733,44, 2566,99, 2517,25 e 2413,37 de ferro. O *doublet* das vibrações parallelas ao campo é formado de riscas finas e intensas; as vibrações perpendiculares apresentam uma risca média forte, depois, quando a pose é sufficiente, apparecem duas riscas novas, fracas, no prolongamento das duas riscas fortes do *doublet* das vibrações parallelas ao campo. As vibrações perpendiculares constituem, pois, um *triplet*.

Mostram todas estas observações que o phenomeno está longe de apresentar a simplicidade que se suppunha e a unica conclusão geral a tirar é que nas riscas modificadas se distinguem sempre duas partes: a que é formada por vibrações perpendiculares ao campo e que corresponde exactamente ao *doublet* estudado segundo as linhas de força; e uma parte formada por vibrações parallelas ás linhas de força, que coincide muitas vezes com a risca primitiva, mas que pôde tambem ser muito nitidamente modificada. A esta nada corresponde nas observações feitas segundo a direcção das linhas de força do campo magnetico.

Num dos seus ultimos trabalhos (2), PRESTON restringe

(1) *Astro. Phys.* 8, pag. 48, junho de 1898.

(2) *Phil. Mag.* (5), 45, pag. 330.

a sua classificação a tres typos, attendendo á frequencia com que se apresentam: *triplets* diffusos, *quadruplets* e *triplets* puros.

São muito interessantes os trabalhos de MICHELSON (1), porque, além de se servir de instrumentos de grande poder de resolução — o interferometro e o espectroscopio

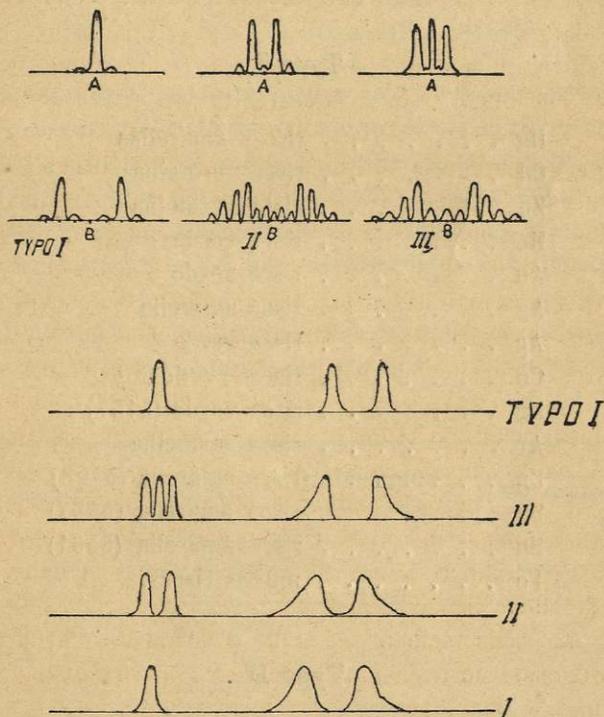


Fig. 1

(1) *Nature* (Londres), vol. 59. pag. 441.

*



de degraus—, se referem a um grande numero de riscas. Classifica os seus resultados em tres typos representados na fig. 11. As curvas superiores foram construidas segundo as observações feitas com o interferometro, e as inferiores segundo as observações feitas por meio do espectroscopio de degraus.

Os typos I e II são fundamentalmente o *triplet* puro e o *quadruplet* da classificação de PRESTON.

Eis uma lista de exemplos de cada um dos tres typos:

Typo I

Hg	riscas amarellas
Cd	risca vermelha
Zn	risca vermelha
He	risca verde
Au	risca verde
Ag	risca amarella
Ag	risca verde
Cu	riscas verdes
Mg	risca verde (5167)
Ar	risca vermelha
Sn	risca amarella (5798)
Sn	risca amarella (5587)
Sn	risca amarella (5564)
Fe	multas riscas.

Typo II

Hg	risca violeta
Cd	risca azul
Zn	risca azul
Na	riscas amarellas

Tl	risca verde
Au	risca amarella
Mg	risca verde (5172)
Sn	risca vermelha (6450).

Typo III

Hg	risca verde
Cd	risca verde
Mg	risca verde (5183).

A estes accrescenta um quarto de typo, a que pertencem as riscas amarellas do cobre e verde (5340) do manganésio, e em que uma risca complexa, ou larga, se simplifica, ou torna mais fina, sob a acção de um campo magnetico.

Nas riscas vermelhas do lithio e hydrogenio e amarella do helio apenas notou um alargamento sob a influencia do campo.

Tentando uma comparação entre os resultados alcançados por varios investigadores, construimos a seguinte tabella.

Riscas	Typo	Intensidade do campo	Observadores
Zn 4810	<i>Triplets</i> diffuso	—	PRESTON
Zn »	Typo II	10000	MICHELSON
Cd 5086	<i>Triplets</i> diffuso	—	PRESTON
Cd »	Typo III	10000	MICHELSON
Cd 4300	<i>Quadruplet</i>	—	PRESTON
Cd »	Typo II	10000	MICHELSON
Na D ₁	Typo II	10000	MICHELSON
Na »	<i>Quadruplet</i>	13000	CORNU
Na D ₂	Typo II	10000	MICHELSON
Na »	<i>Sexteto</i>	13000	CORNU

O resultado d'esta comparação é de pequeno valor pela insufficiencia de dados sobre a origem luminosa e intensidade do campo magnetico.

Devemos, terminando esta exposição, assignalar o facto notavel da insensibilidade dos espectros de bandas á acção do campo magnetico, facto reconhecido por MICHELSON nas riscas que compõem o espectro de bandas do carbono, e por BECQUEREL e DESLANDRES (1) nesse e no do azote. Num campo magnetico muito intenso, não mostram as riscas das bandas nem desdobramento nem alargamento apreciaveis, apesar de, em condições identicas, as riscas do espectro do ar serem, pelo contrario, fortemente divididas.

b) Dissymetria do triplet de Zeeman. — O espectro do ferro é muito rico em riscas. Entre estas, ha algumas que, num campo magnetico, apresentam o *triplet* normal; nota-se então uma symetria perfeita das componentes lateraes em relação á risca média, symetria que subsiste mesmo sob o ponto de vista das intensidades respectivas.

Mas ha outras que produzem *triplets* mais fracos do que os primeiros e cujas componentes lateraes não têm a mesma intensidade, outras apresentam a symetria das distancias entre a risca central e as exteriores e, emfim, encontrou ZEEMAN um pequeno numero de riscas que apresentam dissymetria de intensidades e de distancias.

A ordem de grandeza do phenomeno é excessivamente pequena. As riscas estudadas por ZEEMAN e que apresentam as asymetrias indicadas são: 3490; 3687,60; 3909,40; 3735; 3763,91; 3878,71.

Este estudo foi emprehendido com o fim de verificar

(1) C. R., 2.º semestre de 1898, pag. 20.

umas previsões theoricas de W. VOIGT, segundo as quaes a componente do lado do vermelho deve ter maior intensidade do que a componente do lado do violeta, a qual deve ser a mais afastada da risca média do *triplet*. Esta dissymetria, preponderante num campo fraco, deveria desaparecer num campo intenso.

Posteriormente ás investigações referidas, verificou ZEE-MAN que, no caso do *triplet* e do *quadruplet* 4678 e 4800 do cadmio e no caso do *triplet* e do *quadruplet* 4680 e 4722 do zinco, é manifesta a asymetria das intensidades, tal como fôra prevista por VOIGT. As componentes exteriores do lado do vermelho são mais intensas do que as do lado do violeta.

3. Medidas quantitativas das mudanças de comprimento de onda e da relação $\frac{e}{m}$ e classificação baseada nestas medidas. — As varias fórmulas de perturbações que acabámos de assignalar mostram que a influencia de um campo magnetico põe em evidencia diferenças até aqui desconhecidas entre as riscas de um mesmo espectro, e revela assim um novo conjuncto de factos que interessam á physica, á chymica e mesmo á astronomia. Este phenomeno póde, em particular, fornecer distincções importantes entre as riscas de um mesmo corpo, ou de corpos diferentes, e patentear grupos naturaes de riscas até aqui procurados em vão num certo numero de espectros.

Já nos referimos á insensibilidade que, sob a influencia de campos magneticos intensos, apresentam as riscas em que se decompõem os espectros de bandas do carbono e azote.

Num mesmo corpo, as alterações magneticas não são as mesmas para as diversas riscas, mesmo quando se trata de riscas muito vizinhas. É desnecessario insistir neste ponto; o exame dos exemplos apresentados na pag. 52

torna-o bem claro. Apontaremos, comtudo, alguns casos interessantes.

Assim o grupo *b* do magnésio é formado pelas tres riscas verdes b_1 (5183), b_2 (5172), b_4 (5167); observando normalmente ao campo, separa-se a primeira num *quadruplet* diffuso, a segunda divide-se nitidamente em quatro e a terceira fórma o *triplet* normal, isto é, pertencem respectivamente aos typos III, II e I, de MICHELSON. A mais nitida e fina é b_4 .

As riscas D_1 e D_2 do sodio tambem apresentam diferenças características. A mais fina e tambem a menos refrangível — D_1 — apresenta um *quadruplet* ou o typo II de MICHELSON; D_2 — transforma-se em tres *doublets* por divisão pouco accentuada das riscas do *triplet*. D'estas duas riscas é D_1 a que apresenta menos facilidade de inversão expontanea, e, assim, somos levados por diversos caminhos a admittir diferenças características entre as riscas de um mesmo espectro.

Os resultados têm já um grande interesse, se, em logar de compararmos as fórmas das modificações produzidas, passarmos a fazer um estudo comparado da grandeza da acção magnetica.

Segundo a theoria elemental, vista em direcção normal ás linhas de força, cada risca espectral, transformar-se-hia num *triplet*, de maneira que, para todas as riscas de uma substancia dada, fosse constante a relação $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$, entre a diferença de comprimento de onda das duas componentes exteriores do *triplet* e o quadrado do comprimento de onda da risca primitiva.

Por outras palavras, devia $d\lambda$ ser inversamente proporcional ao quadrado do comprimento de onda da risca considerada.

Examinado experimentalmente este ponto, em breve se reconheceu que aquella lei nem mesmo tinha o valor de uma ap-

proximação; porque, emquanto que algumas riscas mostram uma separação consideravel no campo magnetico, outras de quasi o mesmo comprimento de onda, são muito pouco influenciadas por elle.

Tem este facto muita importancia theorica, visto que mostra não ser o mechanismo, que produz as riscas espectraes de qualquer substancia, dotado da simplicidade postulada na theoria elementar d'este phenomeno.

Do grande numero de trabalhos feitos com o fim de verificar esta theoria e outras ideias theoricas dos seus auctores, podemos tirar as conclusões seguintes:

Medida a acção magnetica por meio das mudanças do comprimento de onda das riscas espectraes, 1.º, não se apresenta como uma funcção simples do comprimento de onda; 2.º, não é constante para todos os comprimentos de onda; 3.º, não é constante para todas as riscas de uma substancia dada; 4.º, não é uma funcção simples do comprimento de onda para todas as riscas de uma substancia determinada.

As investigações feitas noutra direcção têm levado a resultados valiosos.

Examinando as riscas espectraes de uma substancia, nota-se que umas são nitidas emquanto que outras são nebulosas ou diffusas, e que umas são longas e outras curtas, ou, de um modo geral, que as riscas apresentam differenças caracteristicas difficilmente explicaveis, admitindo que sejam devidas ao movimento de um unico ião.

Tratando da constituição dos espectros de riscas, referimo-nos ás *series* de KAYSER e RUNGE. Assim, as riscas que formam o espectro de um corpo dispõem se em grupos dotados de caracteres semelhantes. Designando as riscas d'estes grupos por $A_1 B_1 C_1 \dots A_2 B_2 C_2 \dots, A_3 B_3 C_3 \dots$, podemos considerar os grupos successivos como repetição

do primeiro e chamar *serie* á successão das riscas $A_1 A_2 A_3 \dots, B_1 B_2 B_3 \dots C_1 C_2 C_3 \dots$

As riscas $A_1, A_2, A_3 \dots$ dão o mesmo valor para a relação $\frac{d\lambda}{\lambda_2}$, ou $\frac{e}{m}$, de que aquella differe por um factor constante para um campo magnetico dado, facto que, na linguagem da theoria elementar, se exprimiria dizendo que aquellas riscas possuem uma origem commum ou são produzidas pelo mesmo ião.

As outras riscas $B_1 B_2 B_3 \dots$ têm outros valores communs para $\frac{e}{m}$ e assim para as outras series.

Consideremos, por exemplo, o espectro de zinco. As riscas brilhantes que o formam dispõem-se naturalmente em *triplets*.

Designando estes grupos, na ordem ascendente de refrangibilidade por $A_1 B_1 C_1, A_2 B_2 C_2$, etc., as riscas $A_1, A_2, A_3 \dots$ mostram a mesma fôrma do effeito magnetico e têm o mesmo valor de $\frac{e}{m}$. Da mesma maneira, as riscas B_1, B_2, B_3 etc., formam outra serie caracterisada pela relação constante $\frac{e}{m}$, e semelhantemente se caracteriza a successão das riscas $C_1, C_2, C_3 \dots$

O valor de $\frac{e}{m}$ para a serie A é differente dos valores da mesma relação para as series B e C.

O espectro do cadmio é homologico do do zinco e, além d'isso, *as riscas correspondentes dos dois espectros são semelhantemente influenciadas pelo campo magnetico*. Não só o character do effeito magnetico é o mesmo para as riscas correspondentes, mas tambem o valor da relação $\frac{e}{m}$ é o mesmo para as series correspondentes de riscas, nos dois espectros.

É isto representado na tabella seguinte (1):

Efeito magnetico	Triplets complexos	Sextetos	Triplets
Cadmio..... $\lambda =$	5086	4800	4678
Zinco..... $\lambda =$	4811	4722	4680
—	—	—	—
Valor de $\frac{e}{m} =$	55	87	100

Reproduzimos do trabalho de J. SHEDD (2) a tabella seguinte, que mostra, mais completamente do que a anterior, a relação entre o valor de $\frac{e}{m}$ e a fôrma da modificação magnetica, referindo nos aos typos de MICHELSON.

Substancia	Risca	$\frac{e}{m}$	Typo de Michelson
Na	Amarella	$22,45 \times 10^6$	Typo II
Hg	Violeta	$23,81 \times \text{»}$	
Cd	Azul	$22,41 \times \text{»}$	
Zn	Azul	$23,46 \times \text{»}$	
Hg	Verde	$18,59 \times \text{»}$	Typo III
Cd	Verde	$17,48 \times \text{»}$	
Hg	Amarella	$14,35 \times \text{»}$	Typo I
Cd	Vermelha	$11,93 \times \text{»}$	

O valor $\frac{e}{m}$ é calculado por meio da formula

$$\frac{e}{m} = \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda^2} \cdot \frac{2 \pi v}{H}$$

(1) PRESTON — *Nature*, 22 de junho de 1899, pag. 179.

(2) *Physical Review*, vol. ix, pag. 109.

O valor numerico, expresso em unidades electro-magneticas, calcula-se por meio dos valores $\lambda - \lambda'$ e H .

Entrando em especulações theoricas, somos levados a suspeitar de que, não só o atomo é formado pela associação de iões diferentes, mas que os atomos das substancias que pertencem ao mesmo grupo chymico serão talvez compostos por iões para os quaes o valor de $\frac{e}{m}$ é o mesmo.

O estudo das mudanças de comprimento de onda e dos valores de $\frac{e}{m}$ leva ás seguintes conclusões (1):

1) É de pouco valor uma classificação das riscas espectraes sómente baseada nas mudanças de comprimento de onda.

2) Tem significação uma classificação baseada nos valores de $\frac{e}{m}$. Esta agrupa as riscas segundo o typo da modificação produzida, dado pela analyse das curvas de visibilidade.

Quanto menor é o valor de $\frac{e}{m}$, menor é tambem a separação das riscas componentes e mais simples a sua estructura; reciprocamente, quanto maior o valor de $\frac{e}{m}$, maior é a separação e mais complexa a estrutura.

3) A acção magnetica é proporcional á intensidade do campo, sendo, comtudo, limitada pela pressão e temperatura; e parece possivel uma classificação segundo a classificação chymica de MENDELEJEFF e de KAYSER e RUNGE.

(1) JOHN SCHEDD — *The Physical Review*, vol. IX, pag. 411.

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*.

Vejamus 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.

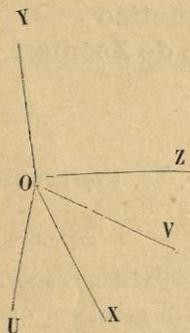


Fig. 12

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 ϵ 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 θ 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 θ 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) mudando θ em $\theta + \omega$ nos valores de x_d e y_d , e θ 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 ϵ 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 ϵ 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 RIENI de um apparelho com que era possivel estudar a luz emittida numa direcção tal que o angulo ϵ 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 ϵ .

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 ϵ , 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 ϵ 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 ϵ . É pois independente de ϵ 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 ϵ muito pequeno, é possível dar ao nicol uma orientação tal que as tres componentes do *triplet* tenham intensidades iguaes. Seja σ 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 ϵ tem os valores:

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

encontram-se para σ os valores:

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

Dando a ϵ os valores indicados, encontrou RIGBI, expe-

rimentalmente, valores para σ , 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 σ , 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 ϵ os valores:

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

encontram-se para σ :

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

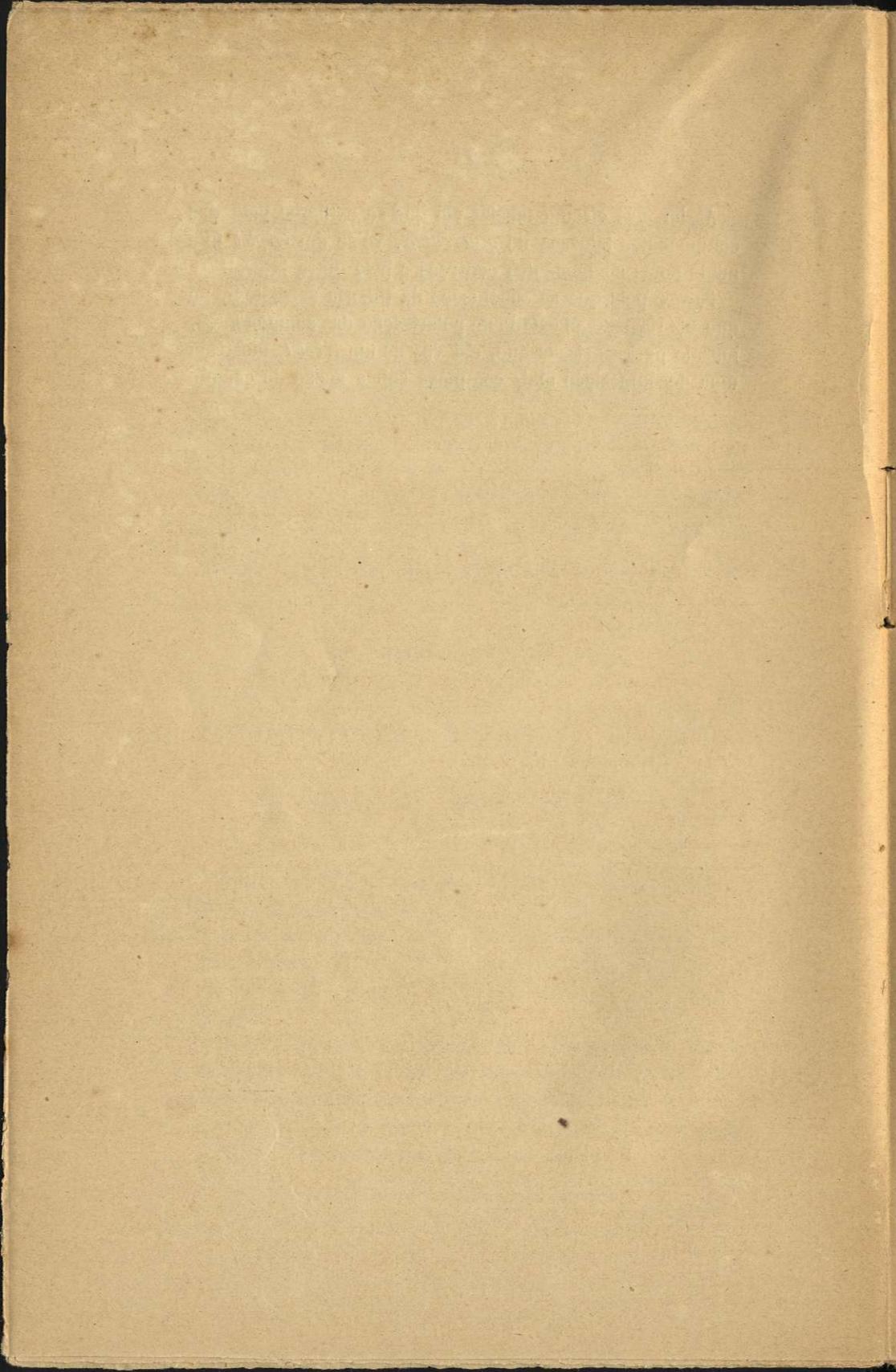
RICH deu a ϵ os valores acima indicados, e encontrou para σ os valores previstos.

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^{cm},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 Köng, 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 ϵ , 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 $\theta = 2\pi Nt$,

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 scmelhantes 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 ε 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 ϵ , comtanto que seja maior do que 0, a risca D_1 dá um *quadruplet* e D_2 um *sextuplet*. Quando ϵ diminue a partir de 90° , 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 chammass 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° .

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.

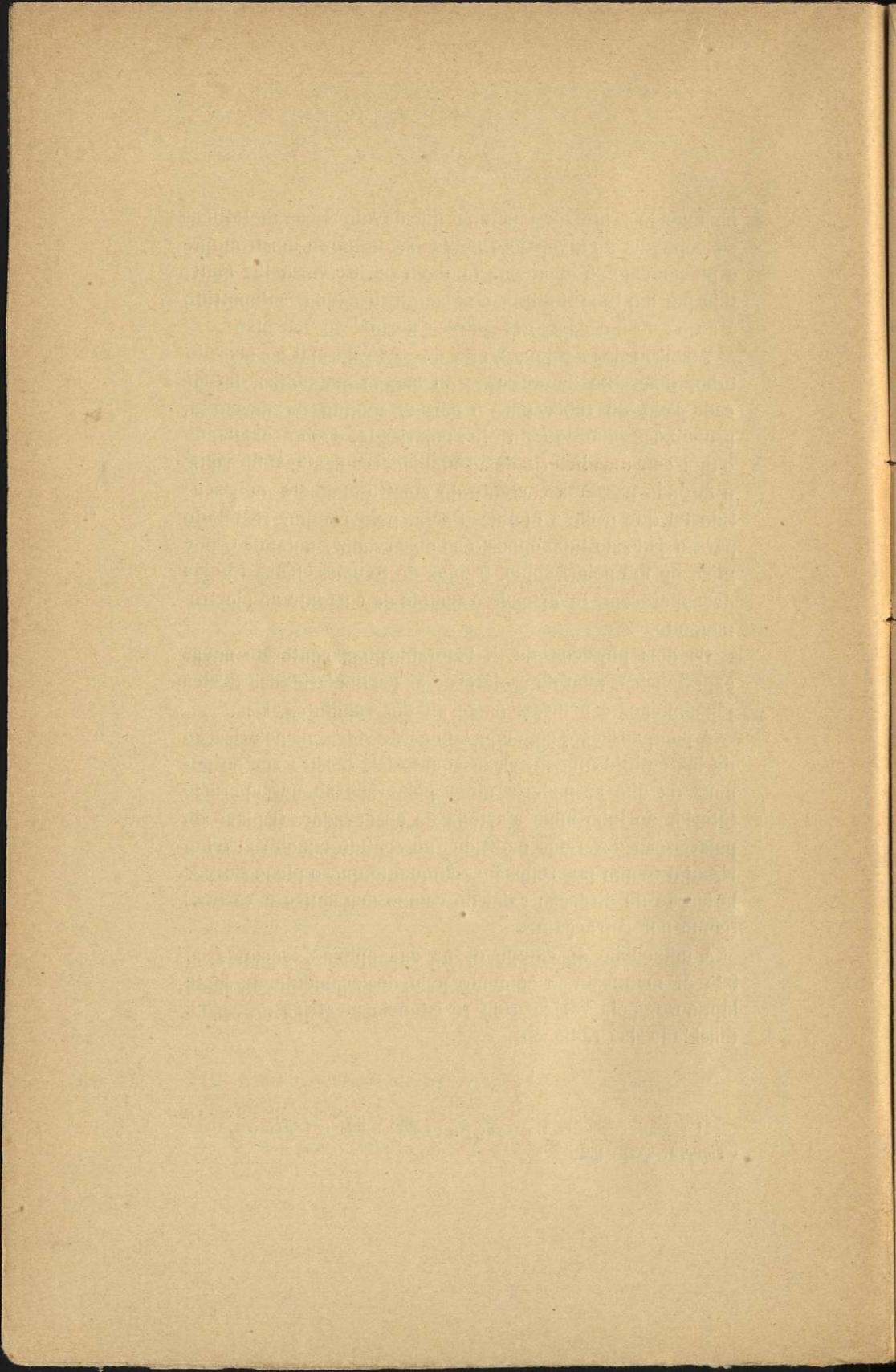
Verificou depois que, numa direcção normal ao eixo do tubo, differente da direcção do campo magnetico, ha de cada lado do tubo, para o mesmo sentido da descarga, proporções differentes de luz polarisada. Assim, excitando o tubo com uma bateria de accumuladores dando 4000 volts, e fazendo passar a corrente 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 extinção. O sentido da rotaçãõ muda com o sentido da corrente; com a mesma corrente lançada em sentido contrario, obtêm-se rotações 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 rotaçãõ 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 rotaçãõ 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 ω este coeﬃciente, por β o angulo referido e por H e e , respectivamente, a intensidade do campo, e a espessura da substancia atravessada pelo raio, póde a rotação ρ exprimir-se pela equação

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

O coeﬃciente ω , 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 ρ é a rotação t° , ρ_0 a 0° , 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 ρ augmenta quando a temperatura se eleva de 18° a 582° , 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, Δ_1 e Δ_2 os atrasos produzidos por uma lamina de espessura e e Δ 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 δ a diferença de phase e por λ 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 λ_1 e λ_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 ρ teria a forma $\frac{\text{constante}}{\lambda^2}$.

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

é pequena e independente de λ , 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 λ .

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 λ , 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 λ 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, differente 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 dos 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° 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° .

(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 world, and to a description of the various methods which have been employed by historians in the collection and arrangement of their materials. The second part of the book is devoted to a detailed account of the history of the world, from the earliest times to the present day. The third part of the book is devoted to a description of the various methods which have been employed by historians in the collection and arrangement of their materials.

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 ZEMMAN 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° . 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° no campo magnetico.

Quando o angulo das secções principaes dos nicoes é de 45° , 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° .

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°	$0^{\mu},58975$	$0^{\mu},58920$
90°	$0,58971$	$0,58915$
270°	$0,58963$	$0,58905$
—	D_1	D_2
270°	$0,58947$	$0,58894$
90°	$0,58949$	$0,58886$
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° 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° , 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° 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° 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 expeçura 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 refracção 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 polarizada, 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 polarizada 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 *flint* 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 BRAVAIS, 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 parallelamente a si mesma, quando se excita o campo*. É esta a unica hypothese que fazem.

O deslocamento faz-se no sentido dos λ decrescentes, se a vibração da luz circular incidente se faz no sentido da corrente; e tem o mesmo valor δ 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 δ 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 δ 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 ρ 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 ρ 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 figurar-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.

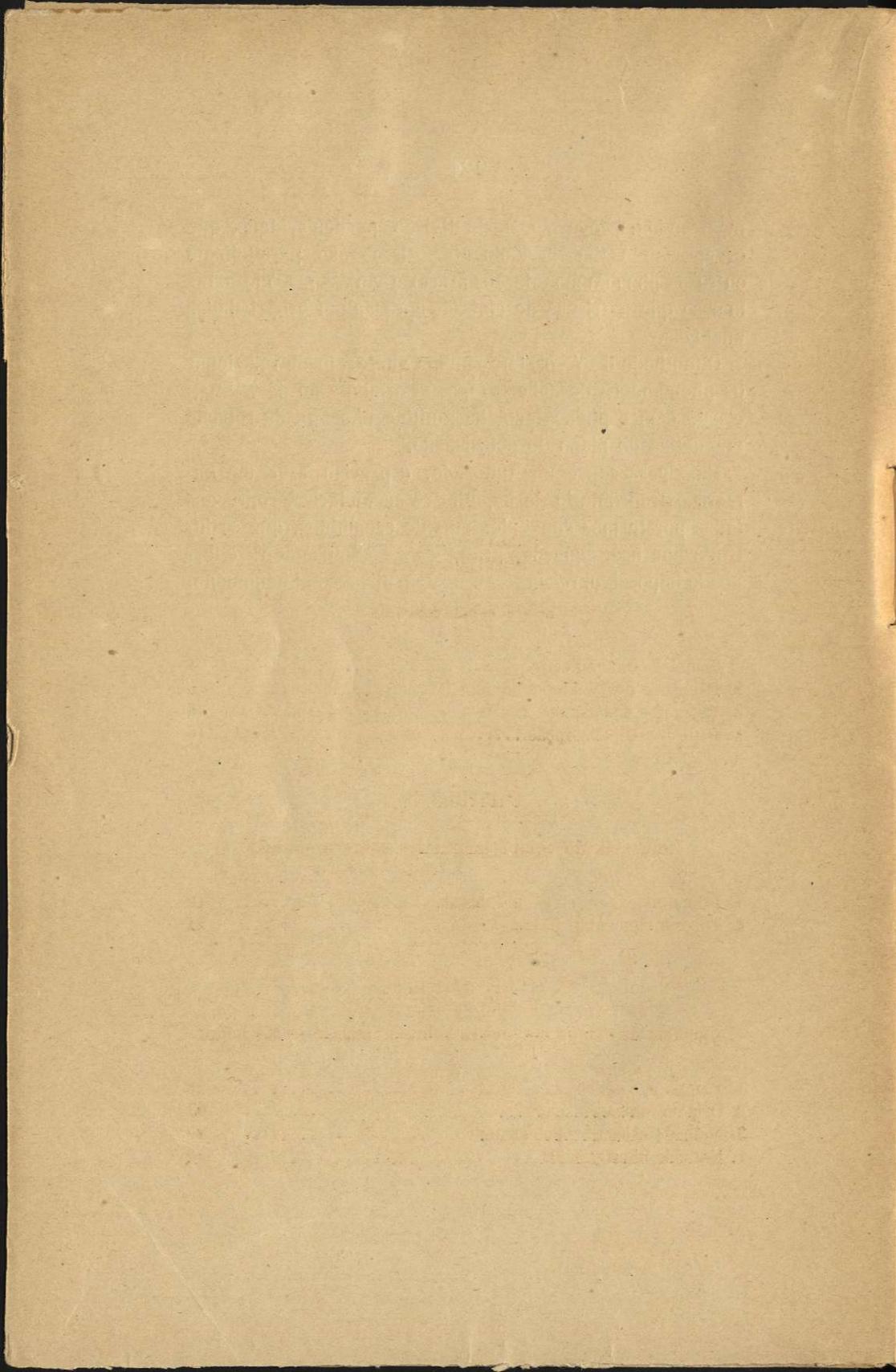
A theoria d'este ultimo physico é, por certo, a mais completa. Em logar de estudar a emissão, estabelece a theoria da absorpção. Em equações conhecidas da optica, sob a fôrma que tomam para os corpos imperfeitamente transparentes, introduziu certos termos novos que podem exprimir a acção de um campo 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 elemental. 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**

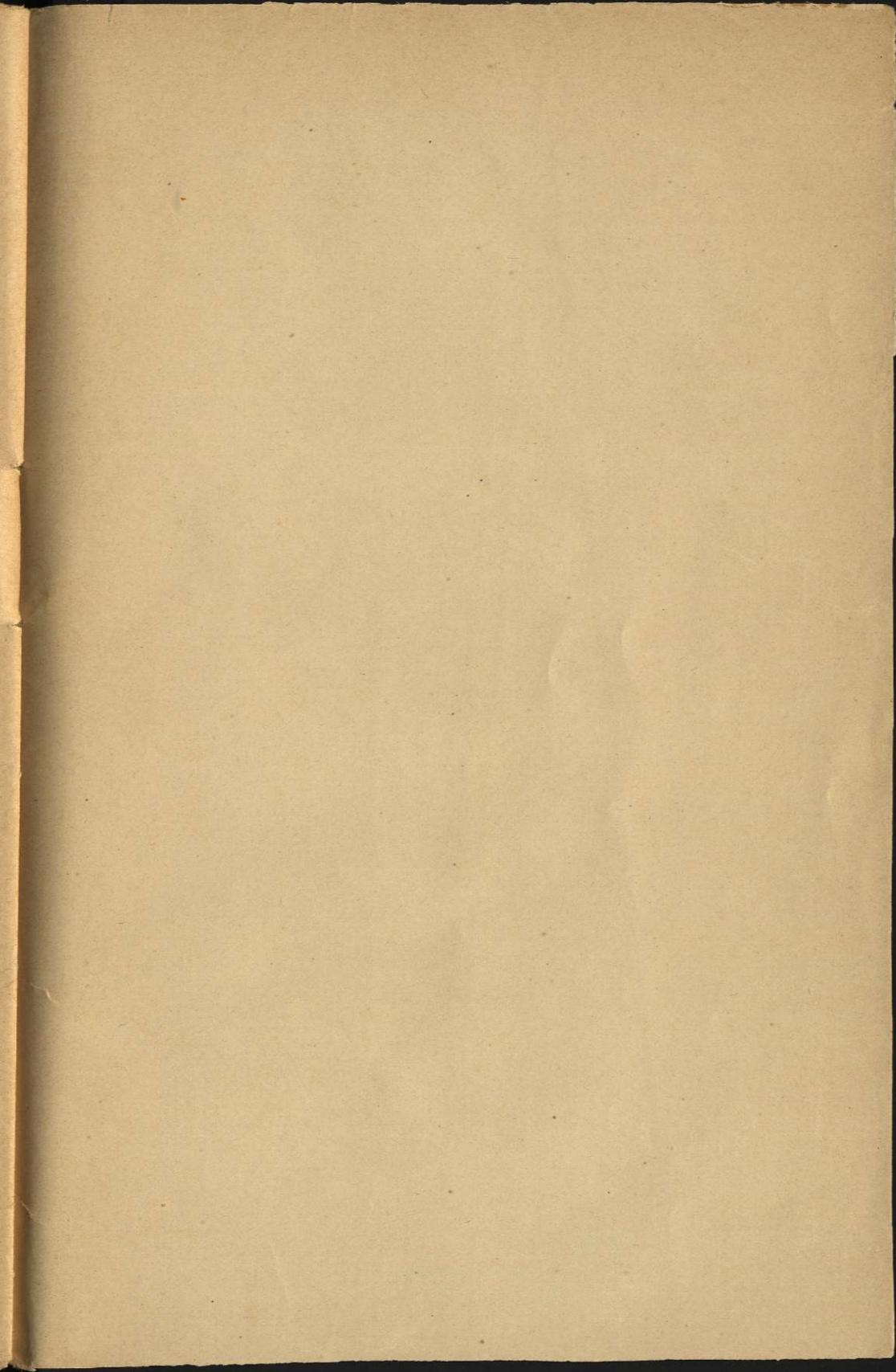
1. Experiencia de RICH.	98
2. Experiencia de MACALUSO e CORBINO.....	100
3. Birefringencia produzida por um campo magnetico..	104

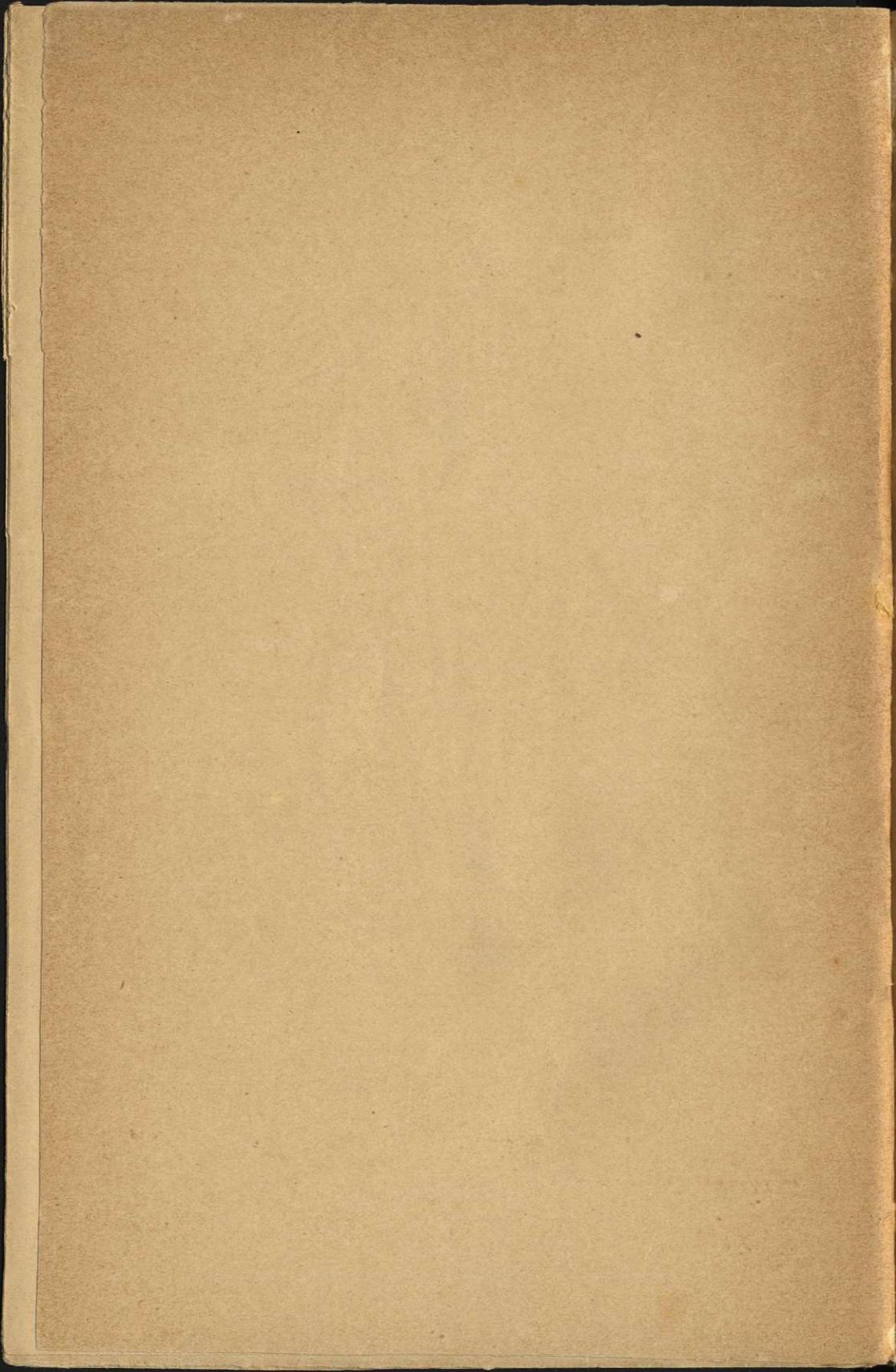
CAPITULO IX

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