

NOTICE

SUR LES

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. JEAN BECQUEREL,
en chef
INGÉNIEUR DES PONTS ET CHAUSSÉES,
Professeur AU MUSÉUM D'HISTOIRE NATURELLE.



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1908

NOTICE

SUR LES

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. JEAN BECQUEREL,
(en chef)
INGÉNIEUR DES PONTS ET CHAUSSÉES,
Professeur
AU MUSÉUM D'HISTOIRE NATURELLE.
Répartiteur à l'École Polytechnique

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1908

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
42279 Quai des Grands-Augustins, 55.

TABLE DES MATIÈRES.

I. — EXPOSÉ DE L'ENSEMBLE DES RECHERCHES ET DES IDÉES GÉNÉRALES.

	Pages.
AVANT-PROPOS.....	5
Recherches magnéto-optiques.....	8
Travaux de Physique mathématique.....	17
Recherches optiques.....	20
Recherches sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés. Isolement de l'électron positif.....	26
RÉSUMÉ DES PHÉNOMÈNES NOUVEAUX OBSERVÉS PAR M. JEAN BECQUEREL.....	30

II. — RÉSUMÉ DES EXPÉRIENCES ET DES THÉORIES.

MAGNÉTO-OPTIQUE.

VARIATION DES BANDES D'ABSORPTION DES CRISTAUX SOUS L'INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE.

1. Observation, dans les spectres d'absorption des cristaux, d'un phénomène de même nature que le phénomène de Zeeman.....	33
2. Phénomène de sens opposé au sens de l'effet Zeeman. Hypothèse des électrons positifs.....	36
3. Invariabilité, à toutes les températures, des changements de fréquence des systèmes oscillants. Diamagnétisme.....	40
4. Utilisation de très basses températures pour l'observation et la mesure des déplacements des bandes.....	41
5. Polarisation partielle des composantes de quelques bandes d'absorption..	42
6. Dissymétrie d'intensité des composantes correspondant aux vibrations circulaires droites et gauches.....	42
7. Variation de la stabilité des systèmes oscillants. Hypothèse sur l'origine du paramagnétisme.....	43
8. Cristaux uniaxes. Influence de l'orientation de l'axe optique par rapport au champ magnétique.....	44
9. Cristaux biaxes. Diverses modifications d'une même bande suivant l'orientation des directions principales d'absorption.....	45
10. Composante longitudinale de la force électrique.....	46

POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE.

11. Liaison avec les variations des bandes d'absorption.....	47
12. Explication de tous les types de dispersion rotatoire auprès des bandes...	48
13. Pouvoir rotatoire magnétique des cristaux paramagnétiques.....	52
14. Sur les théories de la polarisation rotatoire magnétique.....	52

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE.		Pages.
15.	Découverte de la biréfringence magnétique dans un corps solide	53
PHÉNOMÈNES MAGNÉTO-OPTIQUES DANS LES SOLUTIONS.		
16.	Variation des bandes des sels de didyme et d'erbium	55
PHÉNOMÈNE ATTRIBUABLE A DES ÉLECTRONS POSITIFS DANS LE SPECTRE D'ÉTINCELLE DE L'YTRIUM.		
17.	Effet de sens inverse au sens habituel du phénomène de Zeeman	57
<hr/> <i>Mathématique</i> PHYSIQUE 		
THÉORIE DES PHÉNOMÈNES MAGNÉTO-OPTIQUES DANS LES CRISTAUX.		
18.	Propagation de la lumière dans un cristal	58
19.	Champ magnétique normal au faisceau lumineux.....	62
20.	Champ magnétique parallèle au faisceau lumineux.....	66
21.	Polarisation rotatoire magnétique.....	67
22.	Justification de la théorie de la rotation magnétique.....	68
23.	Cristaux biaxes. Généralisation de la polarisation rotatoire magnétique...	69
OPTIQUE.		
24.	Recherches sur les rayons de Blondlot (rayons N)	71
OPTIQUE DES BASSES TEMPÉRATURES.		
25.	Dispositif permettant l'observation des spectres jusqu'à -259°	72
26.	Influence de la température sur l'absorption. Maximum d'intensité de chaque bande.....	75
27.	Solutions solidifiées. Analyse spectrale aux basses températures.....	77
28.	Déplacement des bandes sous l'influence des variations de température..	78
29.	Observation et mesure de la dispersion anormale dans les cristaux.....	80
30.	Loi de variation de la largeur des bandes.....	80
31.	Considérations théoriques relatives à la largeur des bandes.....	82
32.	Maximum d'absorption relatif à chaque bande.....	83
33.	Calcul du nombre des électrons produisant l'absorption sélective.....	86
ÉLECTRICITÉ.		
RECHERCHES SUR LES ÉLECTRONS POSITIFS.		
34.	Faisceau positif possédant une déviabilité magnétique comparable à celle d'un faisceau cathodique.....	88
35.	Discussion des expériences ^{Essai} d'isolement de l'électron positif.....	90
LISTE DES PUBLICATIONS DE M. JEAN BECQUEREL		93

NOTICE
SUR LES
TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. JEAN BECQUEREL,
en chef
INGÉNIEUR DES PONTS ET CHAUSSÉES,
Professeur [REDACTED] AU MUSÉUM D'HISTOIRE NATURELLE.

PREMIÈRE PARTIE.

EXPOSÉ DE L'ENSEMBLE DES RECHERCHES ET DES IDÉES GÉNÉRALES.

AVANT-PROPOS.

Les travaux de M. Jean Becquerel ont porté sur diverses questions relatives à la Magnéto-optique, à l'Optique, à l'Électricité et à la Physique mathématique.

On trouvera plus loin la liste des Notes et Mémoires publiés par cet Auteur, ainsi que quelques détails sur chacun des phénomènes nouveaux par lui observés.

La première Partie de cette Notice a pour objet de montrer comment ces travaux se rattachent au développement progressif d'un même ordre d'idées, s'enchaînent les uns aux autres, et tendent tous vers un même but : *la recherche de la constitution de la matière.*

On verra, en particulier, comment l'Auteur, ayant par l'étude des phéno-

mêmes magnéto-optiques et optiques dans les cristaux, observé tout un ensemble de faits nouveaux, a montré qu'on doit, ou transformer les théories, actuelles de magnéto-optique, ou, si l'on veut conserver ces théories, admettre que les atomes matériels possèdent, à côté de l'électron négatif, un constituant universel chargé d'électricité positive.

Les expériences nouvelles qui vont être décrites dans la présente Notice, apportent une contribution aux progrès de nos connaissances sur la nature et les mouvements des corpuscules électriques qui renforment les atomes et les molécules des corps. Chacun comprendra l'intérêt qui s'attache à ces questions.

On sait que les théories modernes de la Physique conduisent à considérer la matière comme formée par des groupements de corpuscules électrisés. Il a été démontré que les rayons cathodiques, ainsi que les rayons β émanés des corps radioactifs, sont chargés d'électricité négative et sont constitués par un flux de corpuscules appelés *électrons*, dont la masse est environ deux mille fois plus petite que la masse du plus petit atome matériel, l'atome d'hydrogène. Cette masse de l'électron négatif est, au moins en majeure partie et probablement en totalité, de nature électromagnétique, c'est-à-dire qu'elle résulte des effets d'induction qui prennent naissance chaque fois que la vitesse de l'électron, dont le mouvement engendre un courant électrique, est modifiée en grandeur ou en direction. Les électrons négatifs se retrouvent dans de nombreux phénomènes et sont toujours les mêmes quelle que soit leur origine : ils sont libérés dans les décharges électriques, dans l'action de la lumière ou des rayons X sur les métaux ; ils sont émis par les corps radioactifs et par les métaux incandescents ; ils contribuent à produire la conduction de la chaleur et de l'électricité ; on les rencontre enfin à la source même des phénomènes d'émission ou d'absorption de la lumière.

L'électron négatif est donc l'un des constituants de la matière, dont il possède l'une des propriétés fondamentales, l'inertie ; mais, comme l'inertie de l'électron se réduit, ainsi qu'il vient d'être dit, à l'inertie de l'éther, l'électron n'est pas de la matière au sens ordinaire du mot : on peut le considérer comme un intermédiaire entre l'éther et la matière pondérable.

Existe-t-il, à côté du constituant négatif de la matière, un second constituant chargé d'électricité positive ? On a étudié depuis plusieurs années des rayonnements positifs, mais ces rayonnements se sont montrés fort différents des rayonnements négatifs. Les rayons α des corps radioactifs, les

rayons-canaux, les rayons anodiques, forment un flux de *matière électrisée* ; ils sont constitués, non par des *électrons*, mais par des *ions*, atomes matériels privés d'un ou de plusieurs électrons négatifs ; ces ions possèdent une masse au moins égale à la masse d'un ion positif d'hydrogène, c'est-à-dire d'un atome d'hydrogène chargé positivement par suite de la perte d'un électron négatif.

L'existence d'un *électron positif*, de même nature que l'électron négatif n'a guère été admise jusqu'à ^{présent} [redacted] et l'idée d'un second constituant universel de la matière [redacted] est loin d'être en faveur. Toutefois, quelques physiciens, ayant trouvé de grandes difficultés à se rendre compte des propriétés des métaux (conductibilité, phénomène de Hall, etc.), au moyen des seuls électrons négatifs, avaient déjà introduit dans les théories l'hypothèse d'électrons positifs, bien qu'aucun fait n'en eût révélé l'existence réelle.

Dans ces conditions, les conceptions relatives à la nature de l'électricité positive se sont trouvées fort diverses et l'adoption de tel ou tel système n'a guère été qu'une question de préférence. Le manque de données sur cet important problème a retardé beaucoup les progrès de nos connaissances sur la constitution de la matière. On a en effet été obligé, dans l'ignorance de la nature des charges positives, d'introduire à ce sujet dans les théories des hypothèses trop peu fondées, dont il ne pouvait résulter que des idées très imparfaites, pour ne pas dire très inexactes, sur la structure des atomes matériels.

Les travaux de l'Auteur ont montré que dans les corps solides l'absorption de la lumière est, comme on le savait pour les gaz et vapeurs, produite par des électrons, et que, de plus, certains phénomènes magnéto-optiques, ^{pourraient} être attribués à des électrons positifs ^{dans cette hypothèse} qui se manifesteraient ainsi pour la première fois. L'étude expérimentale et théorique des phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares (seuls corps solides possédant des bandes assez fines pour que leurs déplacements puissent être appréciables), l'observation de phénomènes nouveaux et inattendus produits par les variations de température ont fourni d'importantes données sur la nature, les mouvements, le nombre des électrons qui produisent les diverses bandes d'absorption. Finalement, des expériences ^{sur les décharges dans les gaz très rares} ~~pourraient aussi s'interpréter à l'aide d'électrons positifs, et constitueraient en leur cas~~ ~~une tentative d'isolation et de constitution positif de la matière.~~

RECHERCHES MAGNÉTO-OPTIQUES.

Depuis la découverte, faite en 1845 par Faraday, de la rotation du plan de polarisation de la lumière à l'intérieur d'un corps transparent soumis à un champ magnétique, on sait que le magnétisme modifie les conditions de propagation de la lumière au travers de la matière.

Un autre lien, d'une importance capitale, entre le magnétisme et l'optique, fut établi en 1896 par M. Zeeman, qui découvrit une action spécifique du magnétisme sur l'émission et sur l'absorption de la lumière. Sous l'action d'un champ magnétique intense, les raies d'émission ou d'absorption des vapeurs métalliques se décomposent, dans le cas le plus simple, en un triplet lorsque le faisceau lumineux est normal aux lignes de force du champ, et en un doublet lorsque le faisceau est parallèle au champ. Dans le triplet observé normalement au champ, la composante médiane, qui a la même position que la raie primitive, est formée par des vibrations (de Fresnel) parallèles aux lignes de force, et les composantes situées de part et d'autre de cette raie médiane correspondent à des vibrations normales aux lignes de force. Dans le doublet obtenu lorsque le faisceau est dirigé parallèlement au champ, les deux composantes sont polarisées circulairement et correspondent, l'une à des vibrations droites, l'autre à des vibrations gauches.

La théorie de ce phénomène a été donnée par M. H.-A. Lorentz, qui avait prévu l'état de polarisation des raies modifiées par un champ magnétique. La grandeur du changement de période permet de calculer, dans la théorie de Lorentz, le rapport de la charge à la masse des corpuscules produisant l'émission ou l'absorption, et le sens du phénomène, pour les vibrations circulaires, donne le signe de la charge.

L'application de la théorie aux résultats expérimentaux a montré que l'émission et l'absorption sont dues, dans le cas des spectres de raies des gaz et des vapeurs, à des corpuscules pour lesquels le rapport de la charge à la masse est du même ordre de grandeur que pour les corpuscules cathodiques. Le sens du phénomène (les raies de vibrations circulaires de même sens que le courant magnétisant étant toujours déplacées du côté des petites longueurs d'onde) a prouvé que la charge de ces corpuscules est négative. Les raies d'émission et d'absorption des gaz et des vapeurs sont donc produites par des électrons négatifs.

Depuis la découverte de M. Zeeman, de nombreuses recherches expérimentales et théoriques ont été réalisées sur ce phénomène, qui a jeté une

lumière nouvelle sur le mécanisme de l'émission et de l'absorption. En réalité, les effets ne sont pas toujours aussi simples que ceux dont il vient d'être question : les composantes du triplet ou celles du doublet des vibrations circulaires peuvent elles-mêmes se décomposer en deux ou plusieurs raies, mais l'allure du phénomène reste la même : ainsi, dans le cas où les lignes de force du champ magnétique sont parallèles au faisceau lumineux, les raies se décomposent toujours en deux parties, qui peuvent chacune être formées de plusieurs composantes, et qui correspondent, l'une aux vibrations circulaires droites, l'autre aux vibrations circulaires gauches. Dans tous les cas, le sens de l'effet montre que l'émission et l'absorption sont dues à des électrons négatifs.

Des expériences fort importantes (Macaluso et Corbino, Henri Becquerel, Zeeman) ont établi une liaison entre la polarisation rotatoire magnétique (phénomène de Faraday) et le phénomène de Zeeman. Aux environs des raies d'absorption présentant l'effet Zeeman, les vapeurs et les gaz possèdent un pouvoir rotatoire magnétique considérable. L'étude de la dispersion rotatoire magnétique auprès des raies et les conclusions déduites des théories nouvelles de ces phénomènes (H.-A. Lorentz, W. Voigt) ont permis de préciser et de compléter l'hypothèse du mouvement tourbillonnaire, émise par Henri Becquerel, pour expliquer la polarisation rotatoire magnétique, à une époque (1885) où l'on ne connaissait pas encore les électrons et où le phénomène de Zeeman n'était pas découvert. Les résultats peuvent être résumés en quelques mots : la vitesse de propagation des vibrations lumineuses est modifiée par l'absorption (dispersion anormale), et, comme dans un champ magnétique les raies d'absorption des vibrations droites et gauches sont différentes, deux vibrations circulaires de sens opposés et de même période ne se propagent plus avec la même vitesse; la rotation magnétique d'une vibration rectiligne se trouve ainsi expliquée. Les conclusions déduites de cette théorie et les résultats expérimentaux présentent, *pour les rotations auprès des raies des gaz et vapeurs*, un accord remarquable.

Tels étaient les plus importants phénomènes obtenus en magnéto-optique, au moment où l'Auteur entreprit ses premières expériences.

L'Auteur s'est proposé de rechercher la nature des corpuscules qui, dans les corps *à l'état solide*, produisent l'absorption de la lumière.

On vient de voir que, dans les vapeurs et les gaz, les spectres de raies sont produits par des électrons négatifs. Or, les corps solides possèdent des bandes d'absorption, en général fort larges, pouvant couvrir une partie du

spectre, mais quelquefois assez étroites, comme dans les sels de terres rares. Doit-on attribuer l'origine de ces bandes aux électrons négatifs connus, ou à des électrons positifs non encore entrevus? ou bien l'absorption est-elle due à des ions de masse comparable à celle des atomes matériels?

L'Auteur, ayant été frappé par la liaison étroite qui existe pour les vapeurs entre la polarisation rotatoire magnétique et le phénomène de Zeeman, pensa que, au moins dans certains cas, la même liaison pouvait exister dans les corps solides, et eut l'idée que la rotation magnétique pouvait, aussi bien pour les solides que pour les gaz, être la conséquence d'un changement de période du mouvement des corpuscules qui produisent l'absorption. L'Auteur a donc cherché à obtenir directement une modification des bandes d'absorption sous l'influence d'un champ magnétique intense.

Pour observer un semblable effet, il fallait s'adresser à des solides possédant des bandes fines, c'est-à-dire aux corps de la série des terres rares. Parmi les cristaux naturels, celui qui possède les bandes les plus fines est le xénotime (phosphate d'yttrium et d'erbium): les premières expériences, réalisées avec ce cristal, ont donné des résultats extrêmement nets qui ont pu être étendus ensuite à de nombreux corps cristallisés ou dissous (tysonite, parisite, apatite, chlorure de néodyme, nitrate de néodyme, sulfates de néodyme et de praséodyme, chlorure et nitrate d'erbium, etc.). Lorsque ces corps sont soumis à un champ magnétique intense, leurs bandes d'absorption subissent des modifications parfois très notables.

Dans un cristal, le spectre d'absorption dépend de l'orientation de la vibration lumineuse à l'intérieur de ce cristal (Henri Becquerel). Un cristal *uniaxe* possède deux spectres principaux: un *spectre ordinaire*, formé par l'absorption des vibrations (de Fresnel) normales à l'axe optique, et un *spectre extraordinaire*, correspondant aux vibrations parallèles à cet axe.

Les modifications des bandes dans un champ magnétique dépendent, non seulement de l'orientation de la vibration lumineuse, mais aussi de l'orientation du cristal par rapport au champ. Considérons d'abord le cas où un cristal uniaxe est orienté de manière que l'axe optique soit parallèle au champ, le faisceau étant dirigé suivant la même direction. Dans ce cas, la biréfringence disparaît et l'on constate que les bandes du spectre ordinaire, seul visible, sont séparées en deux composantes correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens opposés.

L'état de polarisation circulaire de la lumière absorbée est une preuve que l'effet est dû, non pas à une action secondaire, mais à une action spécifique du champ magnétique; le phénomène est donc de même nature que le phénomène de Zeeman et l'existence d'un effet de grandeur observable montre que l'absorption est produite par des électrons, et non par des ions.

Le phénomène obtenu avec les cristaux se distingue du phénomène de Zeeman par deux résultats nouveaux :

1° *Les bandes d'absorption de vibrations circulaires d'un même sens ne se déplacent pas toutes d'un même côté du spectre, sous l'influence d'un même champ magnétique.* Deux hypothèses peuvent rendre compte de ce fait : ou bien, dans certaines régions, à l'intérieur des molécules, il se produit sous l'action du champ extérieur un champ magnétique de sens opposé; ou bien les bandes sont dues, les unes à des électrons négatifs, les autres à des électrons positifs qui seraient ainsi entrevus pour la première fois.

2° Les déplacements subis par les bandes des cristaux sont, pour beaucoup d'entre elles, notablement supérieurs aux déplacements observés pour les raies des gaz et des vapeurs. La variabilité dans la grandeur du phénomène peut provenir de l'existence de champs magnétiques internes de grandeurs diverses, mais peut aussi résulter de la variabilité de la masse électromagnétique des électrons à l'intérieur des atomes ou des molécules.

L'Auteur pensa qu'un lien devait exister entre les modifications subies par les bandes d'absorption sous l'influence d'un champ magnétique et les propriétés magnétiques des corps. Comme, d'après la loi de Curie, le paramagnétisme dépend de la température, tandis que le diamagnétisme en est indépendant, la première recherche qui s'imposait était l'étude de l'influence des variations de température sur les phénomènes magnéto-optiques.

L'Auteur fut ainsi conduit à chauffer, puis à refroidir les cristaux qu'il avait précédemment étudiés dans les conditions ordinaires, et il observa, sous la seule influence des variations de température, en dehors même de tout champ magnétique, des phénomènes nouveaux qui seront résumés plus loin. En ce qui concerne les phénomènes magnéto-optiques, *les changements de période produits par un même champ magnétique sont absolument indépendants de la température*, entre la plus haute température que puissent supporter les cristaux et la température de solidification de l'hydrogène (-259° C. ou 14° absolus).

Les changements de période du mouvement des électrons, invariables à

toute température, doivent être rapprochés des propriétés diamagnétiques dont ils paraissent être la cause première.

L'invariabilité du changement de période des électrons absorbants est un fort argument en faveur de l'hypothèse d'après laquelle les bandes sont dues, les unes à des électrons négatifs, les autres à des électrons positifs. Si, en effet, les bandes dont les déplacements sont de sens opposé au sens du phénomène de Zeeman étaient dues à des électrons négatifs, il faudrait admettre que ces électrons vibrent dans un champ magnétique de sens opposé au champ extérieur; or il est très difficile de comprendre comment ce champ interne pourrait être tout à fait indépendant de la température.

Les résultats qui viennent d'être rapidement passés en revue ont été l'origine de recherches nouvelles sur le phénomène de Zeeman. M. Dufour a observé, dans les spectres d'émission des chlorures et fluorures alcalino-terreux, ainsi que dans le second spectre de l'hydrogène, des bandes sensibles au champ magnétique donnant des effets de sens contraire au sens habituel du phénomène de Zeeman.

Enfin, l'Auteur a trouvé un phénomène encore attribuable à des électrons positifs, à la plus haute température qu'on puisse produire, dans le spectre d'étincelle condensée de l'yttrium.

Dans l'observation des phénomènes magnéto-optiques à très basse température, l'Auteur a étudié un autre phénomène nouveau, dont l'importance paraît très grande au point de vue des idées se rattachant à l'origine des propriétés magnétiques et à la constitution des corps.

Aux très basses températures on observe, pour presque toutes les bandes de certains cristaux, une dissymétrie d'intensité entre les composantes correspondant, dans un champ magnétique, à l'absorption des vibrations circulaires droites et gauches.

M. Kamerlingh Onnes et l'Auteur, dans un travail fait en collaboration, ont reconnu qu'aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène (-253° et -259°), le sens de la dissymétrie est le même pour toutes les bandes : celle des deux composantes qui est déplacée par le champ magnétique du côté des petites longueurs d'onde augmente d'intensité aux dépens de l'autre composante. La dissymétrie est d'autant plus grande que la température est plus basse et que le champ est plus intense.

Ces dissymétries révèlent une variation de stabilité des systèmes oscillants

lorsque le champ magnétique modifie leur période, et de semblables effets sont peut-être l'origine du paramagnétisme.

Comme il a été dit plus haut, l'Auteur a pensé que, dans les corps solides, le phénomène de la polarisation rotatoire magnétique pouvait être une conséquence du changement de période des corpuscules qui absorbent la lumière. Ce sont même ces idées qui ont conduit l'Auteur à ses premières recherches.

L'étude approfondie de la polarisation rotatoire magnétique dans les cristaux uniaxes a conduit à des résultats fondamentaux, et l'explication de tous les types de variation du pouvoir rotatoire magnétique auprès des bandes d'absorption a été donnée pour la première fois.

Il existe, pour rendre compte de la rotation magnétique des vibrations lumineuses, deux théories principales :

1° La théorie des *courants moléculaires*, d'après laquelle chaque bande d'absorption doit modifier le pouvoir rotatoire magnétique, en produisant des rotations de sens opposés sur ses deux bords;

2° La théorie de *l'effet Hall*, qui prévoit des rotations d'un même sens de part et d'autre d'une bande, et une rotation du sens opposé au milieu de la bande.

Les deux théories sont donc en contradiction et l'expérience seule pouvait permettre de décider en faveur de l'une ou de l'autre.

A l'époque où l'Auteur fit ses premières expériences sur la polarisation rotatoire magnétique dans les cristaux (mai 1906), les conclusions déduites de la théorie de *l'effet Hall* s'étaient trouvées justifiées dans le cas des vapeurs présentant l'effet Zeeman, mais cette théorie semblait devoir être rejetée pour les corps solides. En effet, les expériences réalisées pour les solides avaient montré l'existence de rotations de sens opposés de part et d'autre de quelques bandes d'absorption, conformément à l'autre théorie.

L'expérience paraissait donc conduire à la théorie des *courants moléculaires* dans le cas des corps solides, et à conclure que les phénomènes ne sont pas de même nature dans les gaz et dans les solides.

Les recherches de l'Auteur ont montré que cette conclusion serait erronée, et qu'auprès des bandes d'absorption, si l'on tient compte de toutes les modifications de ces bandes dans le champ magnétique, et si l'on sépare par l'effet d'un refroidissement (air liquide ou hydrogène liquide) les bandes complexes en leurs composantes, dont les effets se superposaient

à la température du laboratoire, *c'est toujours la théorie de « l'effet Hall » qui rend compte des phénomènes observés*. Les effets en apparence contraires à cette théorie résultent soit des dissymétries d'intensité entre les composantes correspondant à l'absorption de deux vibrations circulaires de sens opposés, soit du fait qu'une bande est formée par la juxtaposition et la superposition partielle de deux bandes dues à des électrons de signes différents qui produisent des rotations de sens contraires. Ces deux phénomènes, découverts par l'Auteur, ainsi qu'on l'a vu plus haut, ne pouvaient être soupçonnés dans les expériences antérieurement réalisées sur la polarisation rotatoire magnétique.

En résumé, l'Auteur a montré que, dans tous les cas qu'il a observés, *la rotation magnétique auprès d'une bande d'absorption et à l'intérieur de cette bande est due à l'effet simultané de la dispersion anormale (variation de l'indice de réfraction) et de la séparation, par le champ magnétique, de la bande en deux parties, symétriques ou non, correspondant à l'absorption de deux vibrations circulaires de sens opposés*. On peut même, ayant mesuré au moyen d'une méthode indiquée par l'Auteur la largeur d'une bande et la variation de l'indice de réfraction auprès de cette bande, ainsi que le changement de période produit par le champ magnétique, calculer théoriquement la grandeur des rotations : la théorie et l'expérience ont donné les mêmes chiffres, dans les limites de précision des mesures. Ce résultat justifie complètement l'explication du phénomène de la rotation magnétique.

Ce qui précède se rapporte uniquement aux rotations produites par les bandes. D'autres phénomènes, qui se superposent aux précédents, ont été observés dans les parties transparentes. L'Auteur a montré qu'à côté des rotations résultant des modifications subies par les bandes, il existe aussi dans les cristaux paramagnétiques un pouvoir rotatoire magnétique qui augmente à peu près en raison inverse de la température absolue, et qui paraît intimement lié au paramagnétisme.

Il n'a été question jusqu'à présent que des propriétés magnéto-optiques des cristaux uniaxes, lorsque l'axe optique est orienté parallèlement au faisceau lumineux et aux lignes de force d'un champ magnétique. Les divers cas qui peuvent se présenter, suivant les orientations relatives de l'axe optique, du faisceau lumineux et du champ magnétique, n'offrent pas un moindre intérêt, et l'Auteur en a fait l'étude détaillée. Parmi les effets nouveaux observés, les phénomènes les plus importants sont les suivants :

Supposons que le faisceau lumineux soit dirigé normalement aux lignes

de force du champ magnétique, l'axe optique étant, comme précédemment, parallèle au champ. On observe à la fois le spectre ordinaire et le spectre extraordinaire, le premier correspondant à des vibrations normales et le second à des vibrations parallèles au champ magnétique. L'expérience montre que les modifications du spectre ordinaire sont les mêmes que celles qu'on obtient, sans interposer d'analyseur circulaire, lorsque le faisceau lumineux est parallèle au champ et à l'axe optique. Quant au spectre extraordinaire, il subit des changements plus ou moins compliqués.

Orientons maintenant l'axe optique parallèlement au faisceau, la lumière se propageant toujours normalement au champ. Comme les vibrations lumineuses sont transversales, le spectre ordinaire est seul visible. Au moyen d'un analyseur, on peut observer les modifications de ce spectre, pour les vibrations normales au champ. On constate que ces modifications n'ont absolument aucun rapport avec celles qui se produisaient dans le cas précédent, et cependant il s'agit de vibrations orientées de la même manière par rapport au cristal et par rapport au champ. La seule différence est que, dans le premier cas, l'axe optique était parallèle au champ, tandis qu'il est normal au champ dans le second cas. Ainsi, lorsque le cristal est soumis à un champ magnétique, *l'orientation de l'axe optique par rapport au champ joue un rôle essentiel dans les variations des bandes du spectre ordinaire.*

Il ne suffit donc pas, dans un cristal soumis à un champ magnétique normal au faisceau lumineux, de considérer les mouvements transversaux, c'est-à-dire perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière, mais il faut aussi tenir compte des mouvements dirigés parallèlement au faisceau. En d'autres termes, *il se produit, sous l'influence d'un champ normal au faisceau lumineux, des mouvements longitudinaux par rapport à la direction de propagation de la lumière.*

L'Auteur, en collaboration avec M. Kamerlingh Onnes, a étendu au cas plus général des cristaux biaxes les résultats qu'il avait précédemment obtenus avec les cristaux uniaxes. On sait que, dans les cristaux biaxes, il existe pour chaque bande trois directions rectangulaires de symétrie, appelées *directions principales d'absorption* (Henri Becquerel).

Dans certains cristaux, tels que le sulfate de néodyme et le sulfate de praséodyme, on observe des bandes qui, à la température de l'hydrogène liquide, se résolvent en raies d'absorption d'une extrême finesse. Ces raies occupent sensiblement la même place dans le spectre pour les trois directions principales de la vibration lumineuse.

Désignons par 1, 2, 3 les directions principales relatives à l'une de ces raies, et supposons qu'on place d'abord la direction 1 parallèlement aux lignes de force d'un champ magnétique : l'expérience montre que les raies 2 et 3, la vibration étant pour chacune d'elles normale au champ, donnent un doublet, et les deux doublets, d'intensités différentes, ont même écartement.

Si maintenant nous orientons la direction 2 parallèlement au champ, les raies 1 et 3 donnent aussi des doublets de même écartement, *mais ce nouvel écartement est différent de celui qui a été obtenu dans le premier cas*. Ainsi, la vibration 3, qui dans les deux cas correspond à des vibrations normales au champ et orientées de la même manière à l'intérieur du cristal, peut donner dans un même champ magnétique deux doublets différents suivant celle des deux autres vibrations principales avec laquelle elle se trouve associée dans un plan normal aux lignes de force.

Enfin, dans le cas où la direction 3 est parallèle au champ, les doublets des raies 1 et 2 ont un écartement différent des deux premiers.

L'écartement des doublets ne dépend pas de la direction du faisceau lumineux ; il est le même, que le faisceau soit parallèle au champ, ou qu'il soit dirigé suivant l'une des deux directions principales normales aux lignes de force.

Ces expériences conduisent donc au résultat suivant, qui est une contribution très importante à l'étude du mécanisme de l'absorption :

Sous l'action d'un champ magnétique parallèle à l'une des vibrations principales correspondant à une bande d'absorption, il se produit une liaison entre les deux autres vibrations principales absorbées. Lorsque le faisceau lumineux est parallèle à l'une des deux vibrations principales normales aux lignes de force, la liaison entre ces deux vibrations donne naissance à des mouvements longitudinaux par rapport à la direction de propagation de la lumière.

On verra, dans le résumé de la théorie, l'explication de ce phénomène qu'il était facile de prévoir. La composante *longitudinale* du mouvement lumineux doit toujours se produire dans un champ normal au faisceau, mais son existence ne peut être démontrée *expérimentalement* que si le spectre longitudinal et l'un des spectres transversaux ne sont pas les mêmes : c'est pourquoi elle a été mise en évidence dans les cristaux, alors qu'on ne pouvait l'observer dans un corps isotrope dont les propriétés optiques sont les mêmes dans toutes les directions.

L'Auteur a découvert le premier exemple de *biréfringence magnétique*

dans un corps solide. Ce phénomène est analogue à celui que Kerr avait obtenu sous l'influence d'un champ électrique : l'effet consiste en une double réfraction se produisant par l'action d'un champ normal à la direction de propagation de la lumière. La biréfringence magnétique avait été découverte dans la vapeur de sodium par M. W. Voigt, qui avait prévu théoriquement le phénomène auprès des raies d'absorption, mais on s'était efforcé en vain d'observer un effet semblable dans un solide. L'échec des tentatives qui furent faites contribua à faire croire que les propriétés magnéto-optiques des solides étaient très différentes de celles des vapeurs, et cette opinion semblait d'autant plus justifiée que les résultats relatifs à la polarisation rotatoire magnétique dans les solides paraissaient, comme on l'a vu plus haut, contraires à la théorie qui rendait compte des phénomènes observés dans les vapeurs.

L'Auteur ayant démontré qu'il n'y a pas opposition, mais qu'il y a au contraire concordance entre les propriétés des vapeurs et celles des cristaux, au point de vue de la polarisation rotatoire magnétique auprès des bandes d'absorption, il devenait probable que les cristaux se comporteraient tout à fait comme les vapeurs et présenteraient comme elles le phénomène de la biréfringence magnétique.

L'Auteur a, en effet, observé le phénomène pour les vibrations voisines des vibrations absorbées. Si l'on oriente un cristal uniaxe de manière que son axe optique soit parallèle au faisceau lumineux (position dans laquelle la biréfringence du cristal disparaît), il se produit auprès des bandes, sous l'influence d'un champ normal au faisceau, une biréfringence magnétique quelquefois très forte, qui peut être mise en évidence au moyen d'un compensateur de Babinet.

L'explication du phénomène est absolument la même pour les solides que pour les vapeurs (expérience de Voigt). L'effet résulte à la fois de la dispersion anormale et de la différence entre les modifications produites par le champ dans le spectre des vibrations parallèles et dans le spectre des vibrations normales aux lignes de force.

TRAVAUX DE PHYSIQUE MATHÉMATIQUE.

L'Auteur a généralisé la théorie que M. W. Voigt avait donnée pour expliquer le phénomène de Zeeman dans les corps isotropes possédant des raies infiniment fines : dans les cristaux, il faut tenir compte de la varia-

bilité des propriétés optiques dans les différentes directions et l'on ne peut plus négliger la largeur des bandes.

On trouvera plus loin un résumé de cette théorie; les idées générales et les principaux résultats sont les suivants :

L'Auteur suppose que les mêmes électrons possèdent, suivant trois directions rectangulaires (directions principales), trois mouvements *indépendants*. Dans chacune de ces directions un électron est soumis à une force quasi-élastique, proportionnelle à son écartement à partir de sa position d'équilibre, et subit une résistance proportionnelle à sa vitesse.

On montre aisément, comme l'avait d'ailleurs fait M. Voigt pour les corps isotropes, que dans un champ magnétique normal à la direction de propagation de la lumière, il se produit une composante longitudinale de la force électrique. Le calcul peut se traduire en langage ordinaire de la façon suivante :

Imaginons un électron possédant un mouvement vibratoire rectiligne normal au faisceau lumineux, et produisons un champ magnétique normal à la fois au faisceau et à la direction suivant laquelle vibre l'électron. Sous l'action de ce champ, l'électron, qui absorbe une vibration normale aux lignes de force, est soumis à une force perpendiculaire à la fois à la direction de son mouvement et au champ, c'est-à-dire à *une force parallèle au faisceau lumineux*. Le mouvement de l'électron, primitivement rectiligne et transversal, devient un mouvement elliptique situé dans un plan parallèle au faisceau, et *il en résulte, pour la force électrique dont l'éther est le siège, une composante longitudinale par rapport à la direction de propagation de la lumière*.

Soumettons un cristal à un champ parallèle à l'une des directions principales; d'après ce qui précède, un électron, possédant primitivement un mouvement suivant l'une des deux autres directions principales, va prendre un mouvement dans la troisième direction : *les mouvements dans les deux directions principales normales au champ ne sont donc plus indépendants*. Les deux bandes qui correspondent aux deux vibrations principales normales au champ donnent des doublets magnétiques de même écartement : c'est le résultat qui a été trouvé par l'expérience.

L'Auteur a obtenu par la théorie l'explication de phénomènes importants, parmi lesquels on peut citer les dissymétries des doublets magnétiques qui s'observent chaque fois que les deux vibrations principales normales au champ ne possèdent pas, dans les spectres principaux, des bandes situées exactement à la même place. Au moyen de la formule donnant la variation

du coefficient d'absorption dans un cristal soumis au champ magnétique. L'Auteur a construit quelques courbes montrant les divers types de modifications que peuvent subir les bandes sous l'influence d'un champ magnétique. La théorie rend compte d'une façon très satisfaisante des résultats expérimentaux; on peut, par exemple, constater que la série des courbes théoriques correspondant à un champ progressivement croissant représente bien les aspects successifs présentés par une même bande.

Les phénomènes observés dans les cristaux biaxes conduisent, dans cette théorie, à une interprétation d'un grand intérêt. On est amené à conclure que, *suivant les trois directions principales qui correspondent à une bande, il existe trois constantes magnétiques différentes*, et, comme ces constantes sont inversement proportionnelles à la masse de chacun des électrons absorbants, *on doit considérer cette masse comme dépendant de la direction du mouvement*. Ce résultat n'est pas invraisemblable, car il ne faut pas oublier qu'il s'agit de *masses électromagnétiques*, et l'existence de trois masses principales pourrait résulter, par exemple, d'une forme ellipsoïdale de l'électron.

S'il existe trois masses principales différentes, une autre conclusion s'impose : *les trois constantes des forces quasi-électriques doivent être proportionnelles aux masses*, parce que les bandes formées par les trois vibrations principales absorbées ont sensiblement la même position. Ce résultat contribuera sans doute, dans la théorie de la force quasi-élastique, à préciser l'origine et la nature de cette force, qui a été admise uniquement parce qu'elle rend très bien compte des phénomènes d'absorption et de dispersion de la lumière.

On sait que M. W. Voigt est l'un des physiciens qui ont le plus contribué au développement des théories modernes de l'Optique. Dans le *Traité d'Électro- et Magnéto-optique* qu'il vient de publier, M. Voigt a consacré un Chapitre ⁽¹⁾ à la description des expériences de l'Auteur sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux, et à la théorie de ces phénomènes.

L'introduction de l'Ouvrage de M. Voigt débute comme il suit : « L'exposé suivant de la Magnéto- et de l'Électro-optique est basé sur les leçons que j'ai professées depuis quelques années dans cette université; il dépasse toutefois notablement la matière de ces leçons. D'une part il donne à divers endroits le développement théorique complet, alors que la leçon doit, à cause du manque de temps, se borner à une esquisse de la méthode et à une discussion du résultat final. D'autre part, cet exposé a cherché à grouper les progrès les plus importants à enregistrer depuis les dernières années dans le domaine expérimental et le domaine théorique,

(1) W. VOIGT, *Magneto- und Elektro-optik* (Teubner, Leipzig), Chapitre V, p. 217-261.

et spécialement les belles découvertes de M. Jean Becquerel sur l'effet Zeeman et les phénomènes qui s'y rattachent dans les cristaux pléochroïques, ainsi que les développements théoriques qui s'y rattachent.

.....
» Je dois aussi tous mes remerciements à M. Jean Becquerel pour l'aide qu'il m'a apportée en me donnant des photogrammes originaux, à lui encore et au professeur Kamerlingh Onnes, pour m'avoir montré ensemble les phénomènes caractéristiques que présentent le xénotime et la tysonite dans un champ magnétique aux températures de l'air liquide et de l'hydrogène liquide. Ces démonstrations, au laboratoire cryogène de Leyde, dans lesquelles les bandes fixes et mortes des photogrammes avaient de la couleur et de la vie, les remarquables modifications, s'accordant si bien avec la théorie, qui apparaissaient avec une réelle clarté par l'excitation, l'augmentation ou la diminution du champ magnétique, m'ont laissé une de mes plus belles impressions scientifiques. »

Dans le paragraphe 1 de la préface, intitulé *Phénomènes fondamentaux de la Magnéto-optique*, M. Voigt cite d'abord la polarisation rotatoire magnétique (Faraday, 1845), la réflexion de la lumière sur les métaux aimantés (Kerr, 1876), le phénomène de Zeeman (1896) et la biréfringence magnétique de la vapeur de sodium (Voigt, 1898), puis il termine dans les termes suivants :

« Le rôle que les idées modernes font jouer aux électrons dans les phénomènes optiques est essentiellement tracé par les résultats qualitatifs et quantitatifs de l'effet Zeeman. C'est à l'étude de ce phénomène que nous sommes redevables de la preuve décisive que ce sont les mêmes atomes d'électricité qui, d'une part, déterminent les phénomènes de l'émission et de l'absorption (et par suite de la propagation et de la dispersion) de la lumière, et qui, d'autre part, sont accessibles à nos recherches dans les rayons cathodiques, se mouvant librement dans les espaces presque vides, ou qui encore dans les conducteurs métalliques produisent le courant électrique en voyageant entre les molécules. Il résulte de là que l'effet Zeeman se trouve maintenant au centre de la Magnéto-optique et joue aussi un grand rôle dans la théorie générale de la lumière. Le fait que récemment les effets qui n'avaient été constatés que dans les vapeurs se sont aussi révélés dans quelques cristaux sous une forme plus riche (Jean Becquerel, 1906) augmente encore leur importance. »

RECHERCHES OPTIQUES.

L'étude de l'influence des variations de température sur les phénomènes magnéto-optiques a conduit l'Auteur à observer un phénomène nouveau : en dehors de toute action du champ magnétique, *sous la seule influence des changements de température, les bandes d'absorption des corps solides ou dissous subissent des modifications considérables.*

Si l'on échauffe un corps solide, les bandes d'absorption deviennent plus

floues; si au contraire on plonge le corps absorbant dans l'air liquide, les bandes prennent une netteté et une finesse beaucoup plus grandes et en général augmentent d'intensité. Dans les sels de terres rares, de nombreuses bandes, qui paraissaient simples à la température du laboratoire, se résolvent en plusieurs composantes et quelques bandes nouvelles prennent naissance dans le spectre.

Alors que la plupart des bandes deviennent, à la température de l'air liquide, plus intenses qu'à la température ordinaire, quelques bandes, très peu nombreuses d'ailleurs, se comportent d'une façon inverse et s'affaiblissent par l'effet d'un refroidissement, tout en devenant plus fines.

En abaissant la température jusqu'à la liquéfaction et la solidification de l'hydrogène (-253° C. ou 14° absolus), l'Auteur, en collaboration avec M. Kamerlingh Onnes, a observé que la plupart des bandes deviennent encore plus fines qu'à la température de l'air liquide, mais qu'un grand nombre d'entre elles, qui avaient augmenté d'intensité entre la température du laboratoire et -190° , sont devenues, à -253° et à -259° , plus faibles qu'à -190° ou même plus faibles qu'à $+20^{\circ}$. Quelques bandes ont disparu à -259° .

On reconnaît donc, à première vue, que beaucoup de bandes présentent un maximum d'intensité pour une certaine température, en général très basse.

Les spectres d'absorption, qu'un refroidissement rend plus complets en faisant apparaître des bandes nouvelles et en séparant les bandes complexes en leurs composantes, finissent par se simplifier quand la température devient extrêmement basse (-259°) et l'absorption sélective disparaîtrait peut-être à température plus basse encore.

L'Auteur a observé les mêmes phénomènes dans le cas des *solutions refroidies et solidifiées*. Si l'on fait une solution d'un sel de terre rare dans l'alcool ou dans un mélange d'eau et d'alcool (chlorures ou nitrates de didyme, néodyme, praséodyme, erbium, samarium, etc.), cette solution reste transparente en se solidifiant. Les larges bandes floues, qu'on observe à la température du laboratoire et qui seules avaient été étudiées jusqu'alors, se séparent sous l'influence d'un refroidissement en nombreuses composantes parfois très fines.

Les applications de ce phénomène sont très nombreuses et l'on en trouvera quelques-unes mentionnées dans la seconde Partie de cette Notice. L'abaissement de température permet d'étudier, dans des conditions qui n'avaient pu encore être réalisées, les variations des spectres sous diverses influences :

citons l'influence du solvant sur le spectre d'absorption d'un même sel ; l'influence de la concentration sur la position des bandes ; l'influence des variations de température sur la position des bandes d'un corps dissous. Toutes ces questions présentent un grand intérêt dans les théories électroniques développées depuis quelques années.

Grâce à la finesse des bandes d'absorption aux basses températures, il a été possible d'observer, *pour un corps dissous, le déplacement de ces bandes sous l'influence d'un champ magnétique*, et de retrouver pour les solutions, soit liquides à basse température, soit solidifiées, des résultats analogues à ceux qui avaient été obtenus pour les cristaux, en particulier les effets qui peuvent être attribués à des électrons positifs.

L'Auteur estime enfin qu'on peut tirer un parti considérable de l'*analyse spectrale aux basses températures*, températures auxquelles les spectres possèdent une netteté remarquable, pour la recherche et l'isolement de nouveaux corps.

Tels sont les principaux effets qui apparaissent à première vue lorsqu'on regarde les spectres des terres rares, et plus généralement les spectres des corps possédant des bandes d'absorption plus ou moins larges (matières colorantes). L'étude détaillée de ces phénomènes a conduit à des résultats fondamentaux qui vont être brièvement résumés.

En premier lieu, la question de savoir si les changements de température modifient la position des bandes d'absorption, problème jusqu'alors assez controversé, a été facilement résolue pour les sels de terres rares, et, pour la première fois, des mesures précises de déplacements sous l'influence des variations de température ont pu être faites. Ces déplacements sont d'ailleurs assez faibles pour les cristaux, entre $+20^{\circ}$ et -190° ; leur ordre de grandeur est de $0^{\mu\mu, 1}$. Avec certains cristaux les déplacements ont lieu, pour presque toutes les bandes, vers les petites longueurs d'onde quand la température s'abaisse, mais pour d'autres cristaux (xénotime) les déplacements se produisent aussi souvent du côté des grandes que du côté des petites longueurs d'onde. Peut-être la variabilité du sens des déplacements résulte-t-elle du fait qu'on observe à la fois l'effet propre de l'abaissement de température et l'effet propre de la variation de volume, et aussi de la propriété que possèdent certaines molécules cristallines de se dilater dans certaines directions pendant qu'elles se contractent suivant d'autres.

L'Auteur a indiqué une méthode qui permet, pour toutes les bandes n'ap-

partenant qu'à l'un des deux spectres principaux d'une lame cristalline, de mesurer à la fois la largeur de ces bandes et la variation, dans leur voisinage, de l'indice de réfraction correspondant à la direction de la vibration principale absorbée. Cette méthode, basée sur l'emploi du compensateur de Babinet, sera décrite plus loin ; elle a permis d'établir des faits qui ont apporté une contribution nouvelle à l'étude du mécanisme de l'absorption.

On peut définir la largeur d'une bande comme la différence des longueurs d'onde des deux radiations pour lesquelles la variation de l'indice de réfraction, auprès de la bande, est maxima. Dans la théorie de la force quasi-élastique, dont il a déjà été question plus haut, cette largeur est proportionnelle au coefficient d'amortissement du mouvement des électrons absorbants.

Au moyen de la méthode de l'Auteur, rien n'est plus aisé que de mesurer la largeur des bandes, car le compensateur de Babinet donne lieu, dans le spectre, à une frange noire qui est disloquée auprès des bandes d'absorption et qui, pour les bandes n'existant que dans l'un des spectres principaux, dessine la courbe de dispersion anormale pour la vibration absorbée.

L'expérience a montré qu'entre la température ordinaire et la température de l'air liquide, *la largeur des bandes varie proportionnellement à la racine carrée de la température absolue.*

La racine carrée de la température absolue étant proportionnelle à la vitesse moyenne de translation des molécules, cette loi fort simple révèle la principale cause de la largeur des bandes d'absorption. Si les corps présentent des bandes au lieu de raies infiniment fines, ce fait est, en majeure partie, une conséquence de l'agitation thermique, qui détermine des chocs entre les molécules et plus généralement entre toutes les particules soumises aux mouvements thermiques : ces chocs produisent, en effet, des perturbations dans les vibrations des électrons absorbants. L'Auteur a montré que s'il s'agissait d'un gaz au lieu d'un cristal, la loi de proportionnalité entre la largeur et la racine carrée de la température absolue pourrait être déduite des formules de la théorie cinétique ; il est intéressant de remarquer que la conclusion théorique s'appliquant aux gaz s'accorde avec le résultat des expériences réalisées avec les solides.

Aux températures de l'hydrogène liquide et de l'hydrogène solide, la loi de proportionnalité de la largeur à la racine carrée de la température absolue n'est, en général, plus applicable. En abaissant la température au-dessous de -190° , on observe que les bandes se retrécissent de moins en moins et même que quelques-unes passent par un minimum de largeur. A

ces très basses températures, les actions des molécules les unes sur les autres et sur les électrons absorbants modifient la loi simple obtenue entre $+ 100^{\circ}$ et $- 190^{\circ}$.

La méthode du compensateur permet aussi, par la mesure de la dislocation de la frange noire auprès d'une bande, d'obtenir la variation de l'indice de réfraction. Si l'on se reporte aux formules qui, dans les théories de la dispersion, représentent la dispersion anormale dans le voisinage d'une bande d'absorption, la connaissance de la largeur de la bande et de la plus grande variation de l'indice permet de calculer un coefficient, appelé *constante diélectrique*, relatif à la bande considérée. Ce coefficient est proportionnel à la charge totale des électrons contenus dans l'unité de volume et au rapport de la charge à la masse de ces électrons.

Si le nombre des électrons absorbants était invariable lorsque la température change, la constante diélectrique devrait être indépendante de la température, c'est-à-dire que le produit de la largeur d'une bande par la plus grande variation de l'indice devrait rester constant. L'Auteur a reconnu que, tout au contraire, la constante diélectrique relative à chaque bande est fonction de la température et que l'absorption augmente presque toujours entre la température ordinaire et la température de l'air liquide. *Ainsi, l'augmentation d'intensité qu'on observe pour la plupart des bandes lorsqu'on plonge un cristal dans l'air liquide ne provient pas uniquement du fait que ces bandes se rétrécissent (et que par conséquent l'absorption est plus concentrée au voisinage de leur milieu), mais résulte aussi d'un accroissement de l'énergie absorbée.*

On a vu plus haut que, si l'on abaisse la température de $- 190^{\circ}$ à $- 253^{\circ}$, la plupart des bandes, bien que se rétrécissant encore, diminuent d'intensité; l'absorption a donc maintenant diminué et par conséquent, pour ces bandes, l'absorption est passée par un maximum.

Il est probable que ce fait est général et que les rares bandes pour lesquelles l'absorption diminue à partir de la température ordinaire ont leur maximum à haute température, tandis que celles qui continuent jusqu'à $- 259^{\circ}$ à donner une absorption croissante passeraient par un maximum à une température inférieure à celle de l'hydrogène solide.

L'Auteur a donc été conduit à la conclusion suivante : *il existe, pour chaque bande d'absorption, une température à laquelle l'absorption passe par un maximum.*

La variation du coefficient diélectrique sous l'influence des changements

de température doit être rapprochée de la variation de la conductibilité électrique des métaux. Pour les corps présentant l'absorption sélective, il s'agit d'électrons liés, tandis que pour les métaux il est question d'électrons libres ; mais les deux phénomènes doivent être corrélatifs. M. Kamerlingh Onnes avait déjà indiqué l'existence probable d'un maximum de conductibilité des métaux à une température inférieure à celle de l'hydrogène solide ; il se trouve que le maximum du coefficient diélectrique se produit, pour la majorité des bandes, à une température un peu moins basse, en général voisine de la température de liquéfaction de l'hydrogène.

Nous avons dit que la constante diélectrique correspondant à une bande est proportionnelle à la charge totale, par unité de volume, des électrons produisant cette bande, ainsi qu'au rapport de la charge à la masse de ces électrons. Ce rapport est mesuré par les déplacements des bandes dans un champ magnétique ; on peut donc, connaissant la constante diélectrique, *calculer la charge totale et la masse totale*, par unité de volume, des électrons absorbants. Comme d'autre part on connaît la grandeur de la charge d'un électron, du moins d'un électron négatif, on peut, pour chacune des bandes produites par des électrons négatifs, *calculer le nombre de ces électrons par centimètre cube*.

L'Auteur a fait ce calcul pour quelques bandes de la tysonite et du xénotime ; le nombre des électrons absorbants varie, bien entendu, d'une bande à l'autre et, étant proportionnel à la constante diélectrique, est fonction de la température.

Pour chacune des bandes étudiées, à une température voisine de celle qui correspond au maximum de l'absorption le nombre moyen des électrons *vibrant à un même instant* a été trouvé de l'ordre de grandeur de 10^{14} à 10^{15} .

Ce chiffre est énorme, et cependant le nombre des électrons formant une même bande doit être considéré comme très petit si l'on songe que le nombre des molécules contenues dans un centimètre cube est de l'ordre de grandeur de 10^{22} à 10^{23} . Ainsi, en chiffres ronds, sur une centaine de millions de molécules, il n'y en a qu'une seule qui contienne, à un instant donné, un électron contribuant à former une bande déterminée.

Cette conclusion était tout à fait inattendue ; elle fait envisager sous un jour nouveau le mécanisme de l'absorption sélective : elle montre, en effet, que ce phénomène n'est pas un effet d'ensemble produit à chaque instant par toutes les molécules à la fois, mais que la production des bandes d'ab-

sorption est, en quelque sorte, le résultat d'un accident survenu à quelques rares molécules.

RECHERCHES SUR LES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ RARÉFIÉS.

Essai d'ISOLEMENT DE L'ÉLECTRON POSITIF.

On a vu précédemment que l'Auteur a été conduit, par l'étude des phénomènes magnéto-optiques, à émettre l'hypothèse de l'existence d'*électrons positifs*, non entrevus jusqu'alors, auxquels seraient attribuables celles des bandes d'absorption qui donnent un effet de sens opposé au sens du phénomène de Zeeman. Il a été dit plus haut que l'invariabilité, à toute température, des changements de fréquence produits par le magnétisme a rendu, sinon tout à fait certaine, du moins extrêmement probable la présence simultanée, à l'intérieur des molécules matérielles, d'électrons négatifs et d'électrons positifs.

L'Auteur, convaincu de l'existence des électrons positifs, s'est donc proposé de chercher à obtenir *libre* le second constituant de la matière.

On sait que, lorsque la cathode d'un tube de Crookes est perforée, elle est traversée par des rayons, chargés positivement, appelés *rayons-canaux*, qui illuminent le gaz en arrière de la cathode. D'après de remarquables travaux de M. J.-J. Thomson, les corpuscules formant ces rayons sont indépendants du gaz dans lequel ils prennent naissance et peuvent être, suivant les cas, des atomes-ions ou des molécules-ions soit d'hydrogène, soit d'hélium.

L'Auteur a fait pénétrer dans une même ampoule des rayons-canaux et des rayons cathodiques (électrons négatifs); dans ces conditions, les rayons-canaux sont partiellement transformés en un nouveau rayonnement *qui est fortement dévié par un champ magnétique dans le sens correspondant à un flux de charges positives*.

On trouvera plus loin le résumé de ces expériences et de la discussion, faite par l'Auteur, des diverses interprétations qui s'offrent à l'esprit. On peut songer à expliquer le nouveau rayonnement, soit par des ions positifs de faible vitesse, soit par une déformation du champ électrique résultant du déplacement du faisceau cathodique dans le champ magnétique, soit par la formation d'une combinaison des ions positifs avec les électrons négatifs. Mais on verra qu'aucune de ces hypothèses ne peut rendre compte des résultats de l'expérience. Une seule interprétation paraît devoir être retenue : c'est celle de la *production d'électrons positifs libres*.

Après avoir traversé, dans des sens inverses, la même chute de potentiel, les rayons cathodiques et les nouveaux rayons subissent, sous l'action d'un même champ magnétique, des déviations de grandeurs comparables : le rapport de la charge à la masse est donc, pour les électrons positifs, du même ordre de grandeur que pour les électrons négatifs.

Un fait très remarquable, et d'ailleurs bien inattendu, est le suivant : on ne trouve le faisceau positif déviable qu'au milieu des rayons cathodiques. En dehors de l'atmosphère de corpuscules cathodiques, le flux d'électrons positifs disparaît aussitôt et fait place à un faisceau *non électrisé*, prolongeant le faisceau positif. La formation de ce flux de matière neutre sur lequel l'aimant n'a pas d'action, mais qui est dévié lorsqu'on fait agir le champ magnétique sur le faisceau positif, doit être corrélative de la disparition des électrons positifs libres.

Tels sont les faits actuellement révélés par l'expérience : on n'a pas encore de données plus complètes sur le second constituant de la matière ni sur le mécanisme par lequel il se trouve séparé des atomes-ions positifs. Toutefois, l'Auteur a émis, à *titre d'hypothèses seulement*, les idées suivantes, qui sont bien compatibles avec les phénomènes qu'il a observés :

Il n'est pas surprenant de voir apparaître les électrons positifs dans l'action des rayons cathodiques sur les rayons-canaux. C'est un fait bien connu en Mécanique que, si l'on veut utiliser une force vive déterminée pour produire des effets destructeurs, il faut employer une faible masse animée d'une grande vitesse : tel est le cas réalisé dans les présentes expériences, car les électrons négatifs possédant une très faible masse animée d'une vitesse considérable (de 30000^{km} à 100000^{km} par seconde) sont, à égalité de force vive, les corpuscules les plus aptes à briser les atomes matériels, vis-à-vis desquels ils agissent comme des projectiles.

On peut ajouter que si les charges positives sont groupées au centre des atomes, comme l'ont supposé plusieurs physiciens, l'attraction exercée par l'atmosphère négative des corpuscules cathodiques tend à les amener à la surface de l'atome et facilite leur mise en liberté.

Le fait que les électrons positifs et les électrons négatifs subissent, après avoir franchi en sens inverse une même chute de potentiel, des déviations magnétiques comparables, et par conséquent ont un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur, ne signifie nullement que ces deux sortes d'électrons sont semblables. Nous n'avons en effet aucune donnée sur la grandeur de la charge ou de la masse d'un électron positif.

Toutefois, on peut remarquer que la disparition presque immédiate des électrons positifs, sitôt qu'on supprime les conditions dans lesquelles ils ont été libérés, est favorable à l'hypothèse d'une forte charge, facilitant la transformation rapide de ces électrons en matière proprement dite.

D'autre part, l'existence du flux de matière prolongeant le rayon d'électrons positifs suggère l'idée que ces électrons ont acquis une force vive considérable. S'il en est ainsi, ils doivent posséder une forte masse, car les deux sortes d'électrons ayant un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur prennent, dans une même chute de potentiel, des vitesses également du même ordre de grandeur.

L'hypothèse d'une grande force vive permet encore de concevoir que les électrons positifs puissent se révéler par des manifestations assez intenses, sans toutefois être nombreux. Cette idée satisfait l'esprit, car les chocs entre corpuscules cathodiques et ions positifs ne paraissent pas devoir être fréquents, et la production d'une grande quantité d'électrons positifs libres serait difficile à comprendre.

On sait que l'atome d'un corps simple se comporte comme possédant quelques électrons négatifs facilement libérables, dont le nombre est égal à la valence chimique. Par exemple un atome d'hydrogène, qui est monovalent, peut facilement perdre un électron négatif pour donner un ion positif d'hydrogène, mais on n'a jamais observé d'ion positif d'hydrogène résultant de la perte de plusieurs électrons négatifs. L'Auteur émet l'hypothèse que l'atome ne peut, *sans se détruire*, perdre un nombre d'électrons négatifs supérieur à sa valence. Si, par l'action des rayons cathodiques sur les ions formant les rayons-canaux, on arrache un nouvel électron négatif à quelques-uns de ces ions, les groupements dont ils sont formés perdent leur stabilité, et des électrons positifs et négatifs sont mis en liberté.

Tant que les électrons positifs se trouvent au milieu des rayons cathodiques, ils se comportent comme étant libres, sans se recombinaer aux électrons négatifs. Ces derniers sont, en effet, animés d'une vitesse considérable et la plupart d'entre eux doivent se comporter comme les comètes très rapides qui passent près du Soleil sans être captées. Si toutefois des électrons négatifs et des électrons positifs ont tendance à se grouper, ils ne parviennent pas à former un atome matériel tant que les électrons négatifs possèdent une grande force vive, car les conditions de destruction de la matière sont conservées : en un mot, les électrons ne peuvent refaire de la matière tant qu'on maintient les conditions dans lesquelles celle-ci est désintégrée. Mais, dès que les électrons positifs parviennent dans les régions

où les électrons négatifs perdent leur vitesse, ils reforment de la matière, soit par recombinaison avec le gaz du tube, soit plutôt par recombinaison avec des électrons négatifs qu'ils rencontrent libres ou qu'ils arrachent au gaz; ils donnent ainsi naissance au faisceau neutre observé dans les expériences.

L'isolement des deux sortes d'électrons constitue la plus complète désintégration de la matière. S'il y a recombinaison directe des électrons, positifs et négatifs, la question se pose de savoir quelle est la substance qui se forme : ne pourrait-on chercher dans cette combinaison la principale origine de l'hydrogène, le plus simple de tous les corps connus, qui se manifeste toujours dans les décharges à l'intérieur des tubes de Crookes ?

Ces réflexions dépassent sans doute de beaucoup les interprétations qu'on est en droit de déduire des expériences actuelles ; des recherches plus étendues montreront peut-être même qu'elles sont erronées, mais l'Auteur les a néanmoins exprimées dans l'espoir qu'elles orienteront ces recherches et conduiront, quelle que puisse être leur part de vérité, à réaliser d'autres expériences et à observer des phénomènes nouveaux.



RÉSUMÉ DES PHÉNOMÈNES NOUVEAUX OBSERVÉS PAR M. JEAN BECQUEREL.

En résumé, les phénomènes *entièrement nouveaux* observés par l'Auteur, et dont l'importance pour les progrès de nos connaissances sur la matière vient d'être indiquée, sont les suivants :

1° Découverte dans les cristaux d'un phénomène magnéto-optique de même nature que le phénomène découvert par M. Zeeman, dans les spectres des vapeurs.

2° Découverte d'un effet de sens inverse au précédent, attribuable à la présence d'électrons positifs non entrevus jusqu'alors.

3° Observation, dans ces phénomènes, d'effets dissymétriques particuliers aux cristaux. Preuve expérimentale de l'existence, dans un corps soumis au champ magnétique, d'une composante longitudinale (normale aux ondes lumineuses) de la force électrique.

4° Invariabilité, lorsque la température change, des changements de période produits par le magnétisme.

5° Observation, aux très basses températures, de phénomènes montrant les variations de stabilité des systèmes oscillants lorsque leur période est modifiée. Hypothèse sur l'origine du magnétisme.

6° Explication complète de la polarisation rotatoire magnétique auprès des bandes d'absorption.

7° Découverte de la biréfringence magnétique dans un corps solide.

8° Observation de l'influence des variations de température sur les phénomènes d'absorption et de dispersion anormale. Lois de ces phénomènes. Existence, pour chaque bande, d'un maximum d'absorption.

9° Découverte, dans un tube de Crookes, d'un faisceau positif possédant une déviabilité magnétique comparable à celle d'un faisceau cathodique. Interprétation de cet effet par la désintégration complète de la matière et l'isolement de l'électron positif, constituant de la matière chargée d'électricité positive.

Les travaux de l'Auteur ont été exécutés au Laboratoire de Physique du Muséum d'Histoire naturelle de Paris, et, pour ce qui concerne les phéno-

mènes optiques et magnéto-optiques aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène, au Laboratoire cryogène de l'Université de Leyde, en collaboration avec M. H. Kamerlingh Onnes.

Il y a quelques mois l'Institut a bien voulu accorder une somme de 9500^{fr} pour permettre de continuer les recherches aux basses températures en établissant, au Laboratoire de Physique du Muséum, un appareil à liquéfier l'air et l'hydrogène.

Septembre 1908.



DEUXIÈME PARTIE.

RÉSUMÉ DES EXPÉRIENCES ET DES THÉORIES.

MAGNÉTO-OPTIQUE.

I.

VARIATION DES BANDES D'ABSORPTION DES CRISTAUX SOUS L'INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLII, 1906, p. 775 et 874; t. CXLIII, 1906, p. 1133; t. CXLIV, 1907, p. 132 et 420; t. CXLV, 1907, p. 413; t. CXLVI, 1908, p. 625. — *Kon. Akad. van Wetenschappen te Amsterdam*, 29 février 1908, p. 678. — *Bulletin du Muséum d'Histoire naturelle* MDCCCXVII, n° 6, 1907, p. 469. — *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 49, et t. V, 1908, p. 5 et 233. — *Physikalische Zeitschrift*, t. VIII, 1907, n° 19, p. 632. — Les expériences aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène ont été faites en collaboration avec M. H. Kamerlingh Onnes.

1. Observation, dans les spectres d'absorption des cristaux de terres rares, d'un phénomène de même nature que le phénomène de Zeeman.

Les idées qui ont conduit l'Auteur à rechercher une influence d'un champ magnétique sur les bandes d'absorption de certains cristaux ont été exposées dans la première Partie de cette Notice.

Dispositif. — Les spectres d'absorption ont été observés et photographiés avec un spectrographe à réseau plan de Rowland (8^{cm} de longueur, 568 traits au millimètre). Les rayons issus de la fente sont envoyés par un petit prisme à réflexion totale sur une lentille (distance focale 1^m, 30) et tombent en faisceau parallèle sur le réseau. Les rayons diffractés traversent la même lentille et, après être passés au-dessus du petit prisme, forment le spectre dans le plan focal de cet objectif. Ce spectrographe a été monté par l'Auteur, au Laboratoire de Physique du Muséum d'Histoire naturelle, en utilisant un réseau, une lentille et une fente pris parmi les appareils du laboratoire.

J. B.

5

La lame cristalline (épaisseur 0^{mm} , 1 à 2^{mm} ; longueur 1^{mm} à 1^{mm} , 5 ; hauteur 1^{mm} , 5 à 2^{mm}) est placée entre les pôles d'un électro-aimant Weiss, dans une monture permettant de l'orienter; elle est traversée par un faisceau sensiblement parallèle émané, soit d'une lampe Nernst, soit de préférence d'un arc électrique; l'image de la lame est projetée sur la fente du spectrographe; un rhomboèdre de spath permet d'obtenir deux images contiguës et d'observer simultanément les spectres correspondant à deux vibrations rectangulaires.

Les premières observations ont été faites avec le cristal possédant les bandes les plus fines, le xénotime (phosphate d'yttrium et d'erbium, spectre dû à l'erbium). Il a suffi de placer une lame de xénotime entre les pôles pour voir les bandes devenir diffuses ou se dédoubler sous l'action d'un champ magnétique de $20\ 000$ gauss. Le phénomène a été étudié méthodiquement, en examinant les divers cas qui peuvent se présenter suivant l'orientation relative du cristal, du champ magnétique et du faisceau lumineux.

S'il s'agit d'un cristal uniaxe, lorsque la direction de propagation de la lumière est normale aux lignes de force du champ magnétique, on peut orienter l'axe optique parallèlement au champ, parallèlement au faisceau, ou normalement au champ et au faisceau.

Lorsque la direction du faisceau est parallèle aux lignes de force, deux cas sont à distinguer, suivant que l'axe optique est normal à la direction commune du champ et du faisceau ou est parallèle à cette direction.

Pour les cristaux biaxes, il faut examiner les différentes orientations des trois directions principales d'absorption (qui peuvent d'ailleurs ne pas être les mêmes, pour les diverses bandes), par rapport au champ et par rapport au faisceau lumineux.

Les expériences réalisées avec les cristaux uniaxes ont donné les résultats suivants :

1^o Supposons d'abord la direction de propagation de la lumière normale au champ magnétique.

a. Faisceau normal au champ, axe optique parallèle au champ. — On observe à la fois le spectre ordinaire (vibrations de Fresnel normales au champ) et le spectre extraordinaire (vibrations parallèles au champ). Les bandes du spectre ordinaire présentent, à la température du laboratoire, des élargissements ou des dédoublements symétriques.

Dans le spectre extraordinaire, à côté des modifications symétriques, on

observe toutes les formes de dissymétrie : élargissements et doublets dissymétriques ; déplacement du maximum d'absorption d'un seul côté, entraînant la déformation de la bande ; affaiblissement de l'intensité sans déplacement visible. Le sens des dissymétries est indépendant du sens du champ magnétique.

b. Faisceau normal au champ ; axe optique parallèle au faisceau. — Le spectre ordinaire est seul visible. Considérons d'abord le spectre des vibrations (de Fresnel) ordinaires normales au champ ; on observe un phénomène fondamental sur lequel nous reviendrons plus loin (§ 8, 9, 10) : bien que les vibrations ordinaires aient par rapport au champ la même orientation que dans le premier cas, les bandes se comportent d'une façon toute différente et *leurs modifications, en général dissymétriques, n'ont absolument aucun rapport avec les modifications obtenues lorsque l'axe optique est parallèle au champ.*

Le spectre des vibrations ordinaires parallèles au champ présente tous les exemples de modifications symétriques et dissymétriques.

c. Faisceau normal au champ ; axe optique normal au champ et au faisceau. — Le spectre extraordinaire, formé par des vibrations normales au champ, présente des modifications analogues à celles que donne le spectre ordinaire, pour la vibration normale au champ, dans le cas *b*. Les bandes du spectre ordinaire, la vibration étant parallèle au champ, se comportent exactement comme dans le cas précédent.

2° Supposons maintenant le faisceau parallèle au champ magnétique.

d. Faisceau parallèle au champ ; axe optique normal à la direction commune du faisceau et du champ. — Pour les deux spectres, les vibrations sont normales au champ : le spectre ordinaire présente les mêmes modifications que dans le cas *b*, et le spectre extraordinaire les mêmes modifications que dans le cas *c*.

e. Faisceau lumineux, champ magnétique et axe optique parallèles. — Le cristal est dans la position où la biréfringence disparaît : on observe alors, comme dans l'effet Zeeman, que *chaque bande se dédouble en deux parties correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens opposés.*

Sans analyseur, les modifications des bandes (spectre ordinaire) apparaissent les mêmes, pour une même valeur du champ, que dans le cas *a*.

Disposons entre le cristal et la fente un analyseur circulaire formé d'une lame quart d'onde suivie d'un rhomboèdre de spath, permettant d'obtenir dans l'oculaire deux plages contiguës et d'analyser à la fois deux vibrations circulaires inverses : en excitant le champ magnétique, on voit chacune des bandes se déplacer en des sens opposés dans les deux plages en conservant sensiblement la même largeur et la même intensité, si le cristal est à la température ordinaire.

Les deux composantes décalées l'une par rapport à l'autre correspondent à l'absorption de deux vibrations circulaires de sens opposés; la variation de longueur d'onde est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique.

L'état de polarisation circulaire de la lumière absorbée est une preuve que l'effet observé est dû à une action spécifique du champ magnétique.

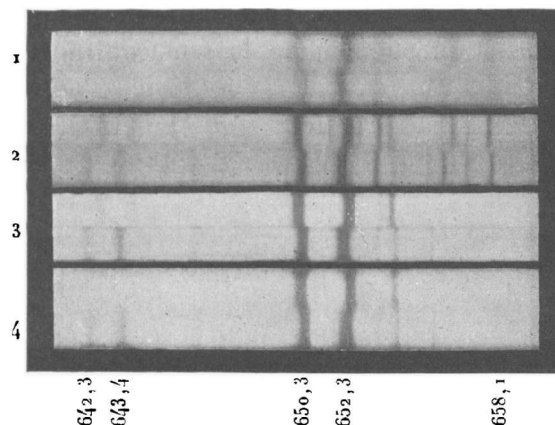
**2. Découverte d'un phénomène de sens opposé au sens de l'effet Zeeman.
Hypothèse des électrons positifs.**

Un phénomène tout à fait inattendu s'est révélé dans ces expériences. *Les bandes correspondant à des vibrations circulaires d'un même sens ne sont pas toutes déplacées d'un même côté du spectre sous l'influence d'un même champ magnétique.*

Cet effet est visible sur les figures 1, 2 et 3, obtenues avec une lame de xénotime, qui représentent, juxtaposés, les spectres de deux vibrations circulaires inverses. Dans la figure 1 ont été assemblées les photographies d'un même groupe de bandes aux températures de 20°, — 188° — 253°, — 259°; la figure 2 représente un autre groupe de xénotime à — 253° et à — 259°; on voit enfin sur la figure 3 d'autres groupes du même cristal. Il apparaît bien nettement que les décalages entre les composantes correspondant à l'absorption de deux vibrations circulaires de sens opposés ne sont pas tous dans le même sens : ainsi, sur la figure 1, la bande 652^{mμ},3 donne un décalage dans le sens habituel de l'effet Zeeman, mais la bande voisine 650^{mμ},6 donne un décalage de sens inverse.

L'observation de ce phénomène est un des résultats les plus importants de ces recherches. On sait que, dans toutes les manifestations jusqu'alors connues du phénomène de Zeeman, celle des deux vibrations circulaires émises ou absorbées qui a le même sens que le courant magnétisant s'est toujours déplacée du côté des petites longueurs d'onde : ce fait avait permis d'affirmer que les spectres de raies des vapeurs sont produits par des élec-

Fig. 1 (¹).



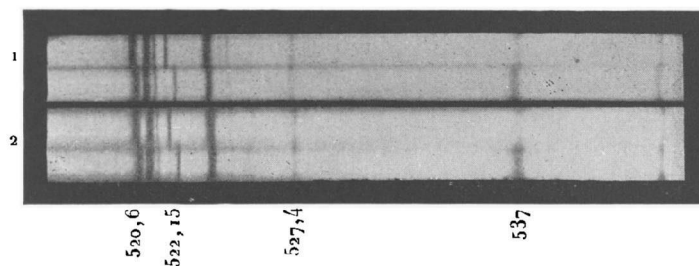
Xénotime. — Groupe rouge à diverses températures. Spectres juxtaposés de deux vibrations circulaires de sens opposés dans un champ magnétique (18000 gauss) parallèle à l'axe optique et au faisceau lumineux.

1. Spectres des vibrations droites et gauches à la température du laboratoire 20°;
2. Spectres des vibrations droites et gauches à la température de l'air liquide — 188°;
3. Spectres des vibrations droites et gauches à la température de l'hydrogène liquide — 253°;
4. Spectres des vibrations droites et gauches à la température de l'hydrogène solide — 259°.

Épaisseur de la lame cristalline : 0^{mm},80.

- a. On observe, dans chacun des spectres 1, 2, 3, 4 que, sous l'action du champ magnétique, il se produit entre les bandes d'absorption des vibrations circulaires droites et gauches des décalages qui ne sont pas dans le même sens pour toutes les bandes. (Hypothèse des électrons négatifs et positifs, n° 2.)
- b. Dans les spectres 1, 2, 3, 4, on voit que les bandes subissent de grandes modifications sous l'influence des changements de température, mais que les décalages, c'est-à-dire les changements de période produits par le champ magnétique sont indépendants de la température. (Voir n° 3.)
- c. A la température ordinaire, les bandes d'absorption des vibrations droites et gauches juxtaposées on 1 ont la même intensité. A — 188° (spectres 2), de légères dissymétries apparaissent. A — 253° et — 259° (spectres 3 et 4), celle des deux composantes qui est déplacée vers les petites longueurs d'onde est toujours la plus intense. (Voir nos 6 et 7.)

Fig. 2.



Xénotime. — Groupe vert. Spectres de deux vibrations circulaires inverses dans un champ magnétique de 18000 gauss.

1. Spectres des vibrations droites et gauches à — 253°;
2. Spectres des vibrations droites et gauches à — 259°.

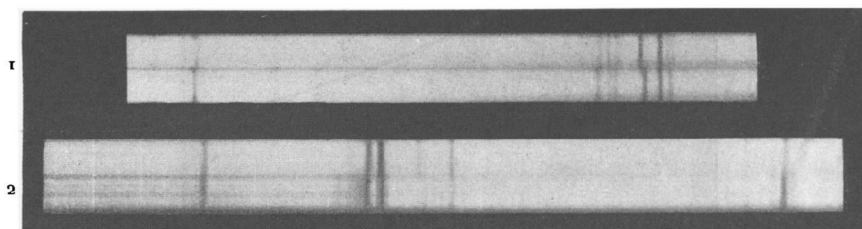
Mêmes phénomènes que la figure 1. Remarquer l'énorme inégalité d'absorption des vibrations droites et gauches pour la bande 537.

Cette figure montre, de plus, la polarisation incomplète de la bande 522^{nm},1. Chacune des composantes de cette bande possède un prolongement très faible dans le spectre juxtaposé. (Voir n° 5.)

(¹) Les figures 1 à 13 ont été empruntées au Radium.

trons négatifs. Il semble bien naturel de conclure de la même manière que les bandes qui donnent un phénomène de sens contraire sont dues à des

Fig. 3.



Xénotime. — Spectres de deux vibrations circulaires inverses dans un champ magnétique de 18 000 gauss à la température de l'hydrogène liquide.

1. Groupe vert-bleu. 2. Groupe bleu.

Mêmes phénomènes que sur les figures 1 et 2.

électrons positifs. L'Auteur a néanmoins envisagé aussi une autre hypothèse : *le champ magnétique pourrait, à l'intérieur de certaines régions des atomes, changer de sens.*

Si l'on admet l'hypothèse de l'existence d'électrons négatifs et positifs, et si l'on attribue au champ magnétique la valeur du champ extérieur, on peut calculer, d'après la théorie de Lorentz, le rapport de la charge à la masse des électrons pour chacune des bandes. Voici, à titre d'exemple, les résultats obtenus pour les bandes de deux des groupes les plus importants du xénotime (groupes représentés sur les figures 1 et 2) :

XENOТИΜΕ.		
Longueurs d'onde (en μ).	Décalage $\Delta\lambda$. Champ magnétique R = 14300 gauss.	Rapport de la charge à la masse et signe de la charge des électrons : $\frac{e}{m} = 2n\nu \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \frac{1}{h}$.
520,65	0,09	+ 4,5 × 10 ⁷
521,13	0,006	— 0,3 × 10 ⁷
521,55	0,045	+ 2,1 × 10 ⁷
522,15	0,33	+ 1,6 × 10 ⁸
522,56	0,29	+ 1,4 × 10 ⁸
523,66	0,06	+ 2,9 × 10 ⁷
524,20	0,04	+ 1,9 × 10 ⁷
524,58	0,09	+ 4,5 × 10 ⁷
525,11	0,15	— 7,1 × 10 ⁷
642,27	0,50	— 1,6 × 10 ⁸
643,45	0,44	— 1,4 × 10 ⁸
647,40	0,12	+ 3,8 × 10 ⁷
650,56	0,16	+ 5,1 × 10 ⁷
652,34	0,19	+ 5,9 × 10 ⁷
653,70	0,09	— 2,8 × 10 ⁷
654,25	0,11	+ 3,4 × 10 ⁷
656,44	0,28	— 8,6 × 10 ⁷
658,10	0,12	+ 3,6 × 10 ⁷

On est frappé par la grandeur des chiffres obtenus pour le rapport de la charge à la masse des corpuscules produisant certaines bandes ; en particulier, la valeur 1,6.10⁸ est neuf fois supérieure à la valeur du rapport de la charge à la masse des électrons négatifs formant les rayons cathodiques ; les grandes valeurs de $\frac{e}{m}$ se rencontrent aussi bien pour les électrons négatifs que pour les électrons positifs.

A première vue cette interprétation heurte les idées acceptées par la plupart des physiciens : en effet, non seulement elle fait intervenir des électrons positifs inconnus, mais elle paraît conduire à admettre diverses espèces d'électrons négatifs, alors que dans les rayons cathodiques et rayons β les électrons négatifs sont tous identiques entre eux.

L'Auteur pense qu'on peut répondre à cette objection. Les électrons négatifs ne sont identiques entre eux que s'ils sont tous dans les mêmes conditions, par exemple libres dans un tube de Crookes (rayons cathodiques) ou dans l'air (rayons β), mais *ils peuvent posséder des masses électro-*

magnétiques différentes à l'intérieur des atomes, où ils sont soumis à des actions multiples et diverses de la part de la matière et des corpuscules dont celle-ci est formée.

La seconde hypothèse, admettant la variabilité, à l'intérieur de certaines régions moléculaires, de l'intensité et même du sens du champ magnétique, permet de rendre compte des modifications des bandes au moyen de l'électron négatif connu, sans supposer l'existence d'un électron positif. Mais alors, si tous les électrons sont négatifs et possèdent le même rapport de la charge à la masse que les corpuscules cathodiques, il faut admettre que le champ magnétique à l'intérieur des molécules peut varier de 200 000 gauss dans un sens à 200 000 gauss en sens opposé lorsque le champ extérieur est seulement de 25 000 gauss.

L'Auteur estime que cette conclusion serait difficilement compatible avec les résultats des expériences qu'il a faites à diverses températures, expériences qui vont être maintenant exposées.

3. Invariabilité, à toutes les températures, dans un même champ magnétique, des changements de fréquence des systèmes oscillants. Liaison de cet effet avec le diamagnétisme.

L'Auteur s'est proposé de rechercher s'il existe un lien entre les phénomènes magnéto-optiques observés dans les cristaux, et leurs propriétés para ou diamagnétiques. Comme, d'après la loi de Curie, la susceptibilité paramagnétique est inversement proportionnelle à la température absolue, alors que le diamagnétisme en est indépendant, il importait de voir si les variations de température ont ou n'ont pas d'influence sur les changements de période que subissent les électrons absorbants sous l'action d'un champ magnétique.

On verra (§ 25 à 33) que les changements de température font subir aux bandes d'absorption d'importantes modifications : aux très basses températures (air liquide et hydrogène liquide), les bandes des sels de terres rares deviennent remarquablement fines et nettes. Le dispositif permettant d'observer les spectres à ces températures sera décrit au paragraphe 25.

Pour toutes les bandes sensibles des cristaux uniaxes, l'écart des composantes correspondant aux vibrations circulaires, dans un champ déterminé, est invariable quelle que soit la température.

Ce phénomène se voit nettement sur la figure 1, qui représente, comme nous l'avons dit, le même groupe du xénotime à 20° , -188° , -253° , -259° . Malgré les modifications considérables subies par les bandes, dans leur intensité et leur largeur, les décalages restent absolument les mêmes. Les mesures des changements de période produits par le champ magnétique peuvent être très précis pour certaines bandes fines (bande $522^{\mu\mu}, 15$ du xénotime, *fig. 2*) et, dans la limite de précision des mesures, ces changements sont indépendants de la température; ils sont, par suite, indépendants des changements d'intensité et de largeur des bandes, ainsi que des propriétés paramagnétiques de la substance, qui sont fonction de la température.

Les changements de fréquence, sous l'influence d'un champ magnétique, du mouvement des électrons, changements qui, d'après les expériences de l'Auteur, sont, pour les électrons produisant l'absorption sélective, indépendants de la température, et qui ont pour effet de modifier les moments magnétiques des trajectoires des électrons de manière à s'opposer au champ extérieur, semblent être la cause première des propriétés diamagnétiques (1).

L'invariabilité des changements de fréquence apporte un solide appui à l'hypothèse suivant laquelle certaines bandes seraient dues à des électrons positifs. Si, en effet, les bandes dont les déplacements sont de sens opposé au sens du phénomène de Zeeman étaient dues à des électrons négatifs, il faudrait supposer que ces électrons vibrent dans un champ de sens opposé au sens du champ extérieur. Or, il est bien difficile de comprendre comment ce champ interne pourrait être tout à fait indépendant de la température.

(Voir dans le *Résumé des Communications faites à la Société française de Physique*, le 5 juin 1908, une discussion sur la question des électrons positifs, qu'à cette date l'Auteur n'avait pas encore obtenus libres dans un tube de Crookes.)

4. Utilisation des très basses températures pour l'observation et la mesure des déplacements des bandes sous l'action d'un champ magnétique.

L'étude des phénomènes magnéto-optiques aux très basses températures a considérablement étendu le champ des recherches et a conduit à des résultats nouveaux et importants.

(1) Voir à ce sujet P. LANGEVIN, *Journal de Physique*, 4^e série, t. IV, 1906, p. 678.

Lorsqu'on juxtapose les spectres de deux vibrations circulaires de sens opposés, les décalages qui se produisent sous l'influence d'un champ magnétique entre les bandes correspondantes de ces deux spectres sont indépendants de la largeur de ces bandes, mais ils ne sont visibles que si ces bandes ne sont pas trop larges et trop floues. D'autre part, lorsque le faisceau lumineux est normal au champ, la séparation des composantes magnétiques, qui empiètent plus ou moins l'une sur l'autre, se produit pour des champs d'autant moins intenses que la largeur est plus petite.

Il y a donc un intérêt considérable, pour l'étude de ces phénomènes, à obtenir des bandes aussi fines que possible. En plongeant les corps absorbants dans l'air liquide ou dans l'hydrogène liquide, l'Auteur ayant montré que les bandes deviennent aux basses températures beaucoup plus fines et plus nettes, on se trouve dans les conditions les meilleures pour observer et mesurer les changements de période produits par un champ magnétique. C'est ainsi que l'Auteur a pu généraliser ses premières observations, a reconnu que tous les cristaux de terres rares possèdent des bandes sensibles au champ magnétique, et a étudié en détail les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux de xénotime, tysonite, parisite, apatite, sulfates de didyme, de néodyme et de praséodyme.

5. Polarisation partielle des composantes de quelques bandes d'absorption.

L'Auteur a montré que quelques bandes se dédoublent, dans chacun des deux spectres qui correspondent aux vibrations circulaires, en deux composantes très inégales, c'est-à-dire que les deux composantes séparées par un champ magnétique ne possèdent pas une polarisation circulaire totale.

Cet effet est visible sur la figure 2 pour la bande $522^{\text{m}},15$ du xénotime; chacune des composantes circulaires de cette bande est prolongée par une ligne très faible dans le spectre juxtaposé. Dans les cristaux, la polarisation incomplète est plutôt exceptionnelle et se produit aussi bien pour les bandes d'électrons négatifs que pour les bandes attribuables à des électrons positifs.

6. Dissymétrie d'intensité des composantes correspondant aux vibrations circulaires droites et gauches.

Aux très basses températures, l'Auteur a observé pour presque toutes les bandes du xénotime et de l'apatite, ainsi que pour une bande de la tysonite,

une dissymétrie d'intensité entre les composantes correspondant, dans un champ magnétique, à l'absorption de vibrations circulaires de sens opposés. Aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène (-253° et -259°), l'Auteur et M. Kamerlingh Onnes ont reconnu que *celle des deux composantes qui est déplacée par le champ magnétique du côté des petites longueurs d'onde augmente d'intensité aux dépens de l'autre composante.*

Ces dissymétries sont parfois considérables, au point que l'une des composantes a presque disparu, tandis que l'autre est devenue très intense. Les dissymétries sont d'autant plus grandes que le champ est plus intense, c'est-à-dire que les composantes sont plus écartées, et elles augmentent quand la température s'abaisse.

Les figures 1, 2 et 3 donnent des exemples remarquables de ces dissymétries; le phénomène frappe suffisamment la vue pour dispenser de toute description. On peut remarquer tout particulièrement (*fig. 2*) la bande 537 qui, à -259° , dans un champ de 18000 gauss, n'absorbe pour ainsi dire que les vibrations de même sens que le courant magnétisant.

7. Variation de la stabilité des systèmes oscillants.

Hypothèse sur l'origine du magnétisme.

Lorsqu'on fait agir un champ magnétique, l'effet produit par ce champ est un changement dans la fréquence des vibrations des électrons. Ce changement de fréquence peut modifier les conditions de stabilité, augmentant la stabilité des trajectoires des électrons dont la période se trouve diminuée, et diminuant au contraire la stabilité des systèmes dont la période est augmentée. Le résultat de la variation de stabilité des trajectoires est une variation du nombre des électrons absorbants et, par conséquent, un changement dans l'intensité des composantes correspondant à l'absorption des vibrations circulaires. L'accroissement de cet effet aux basses températures est lié à la diminution de l'agitation thermique.

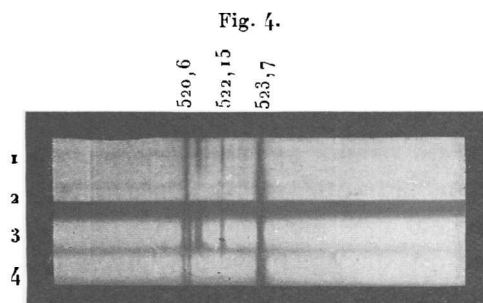
Les phénomènes résumés au paragraphe 6 sont donc d'une extrême importance, car ils révèlent, pour la première fois, des variations de stabilité des systèmes produisant l'absorption. Ces phénomènes paraissent de nature à apporter quelque lumière sur l'explication des phénomènes paramagnétiques qui résultent peut-être de la plus ou moins grande stabilité des systèmes oscillants, à l'intérieur de l'atome, suivant le sens de leur mouvement dans un champ magnétique.

8. Cristaux uniaxes. Influence de l'orientation de l'axe optique par rapport aux lignes de force du champ magnétique.

On a vu (§ 1) que les modifications observées pour l'absorption, dans un champ magnétique, de vibrations normales au champ et à l'axe optique, dépendent de l'orientation de l'axe par rapport au champ.

Lorsque l'axe optique est parallèle aux lignes de force, les doublets formés par les bandes du spectre ordinaire sont symétriques, ou, aux très basses températures, présentent les dissymétries décrites au paragraphe 6, *provenant des variations de stabilité des systèmes vibrants dont on modifie la période.*

Supposons maintenant que l'axe optique soit perpendiculaire aux lignes de force : on observe dans le spectre ordinaire, pour la vibration normale au champ, des *dissymétries d'une autre nature que les précédentes, dues à la variation de l'absorption et des propriétés optiques suivant l'orientation de la vibration lumineuse à l'intérieur du cristal.* Ces dissymétries apparaissent



Xénotime. — Groupe vert à la température de l'hydrogène liquide.

- 1 et 2. Spectres ordinaire et extraordinaire, champ magnétique nul;
3. Spectre ordinaire, vibration normale à un champ magnétique (22 000 gauss);
4. Spectre extraordinaire, vibration normale au champ (22 000 gauss).

Épaisseur de la lame : 0^{mm},32.

Axe optique du cristal normal aux lignes de force du champ magnétique, faisceau lumineux parallèle aux lignes de force.

On voit sur les spectres 3 et 4 que la bande 520^{μμ},6 donne des doublets de même écartement dans les spectres ordinaire et extraordinaire. (*Voir nos 8 et 10.*)

dès que les bandes correspondant aux mêmes électrons absorbants n'occupent pas exactement la même position dans les spectres ordinaire et extraordinaire.

Si les deux bandes qui se correspondent dans les deux spectres ont

exactement la même longueur d'onde, les vibrations ordinaire normale au champ et extraordinaire normale au champ donnent des doublets de même écartement, ne différant que par l'intensité des bandes. Mais cet écartement n'est pas le même que dans le cas où l'axe optique est parallèle au champ.

Des exemples de ces phénomènes sont représentés figure 4. Cette figure montre, juxtaposés (spectres 3 et 4), les doublets formés par la bande $520^{\mu}, 7$ du xénotime, dans les spectres ordinaire et extraordinaire, les vibrations étant toutes deux normales au champ : on voit que les écartements des deux doublets sont les mêmes.

On remarque aussi, sur le spectre 3 de la même figure, que la bande $522^{\mu}, 1$ ne manifeste qu'un léger dédoublement dissymétrique, alors que sur la figure 2 elle donnait, pour un champ moins intense, un large dédoublement (égal au décalage entre les bandes des deux spectres juxtaposés). Dans les deux cas, la vibration est normale au champ, mais pour la figure 2 l'axe optique était parallèle au champ, tandis que pour la figure 4 il est normal aux lignes de force.

9. Cristaux biaxes. Diverses modifications d'une même bande suivant l'orientation, par rapport au champ magnétique, des directions principales d'absorption.

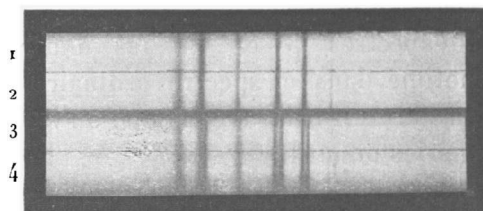
JEAN BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES, *Kon. Akad. v. Wetens. Amsterdam*, 29 février 1908 ; *Comm. phys. lab. Leiden*, n° 103 ; *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXLVI, 23 mars 1908, p. 625 ; *Le Radium*, t. V, août 1908, p. 225.

Les effets observés dans les cristaux uniaxes peuvent être généralisés et étendus au cas des cristaux biaxes.

Dans certains cristaux (sulfates de néodyme et de praséodyme), on rencontre des bandes qui, à -253° et à -259° , se résolvent en groupes de raies extrêmement fines ; ces raies occupent sensiblement la même place dans les trois spectres principaux. Considérons les raies dont les directions principales d'absorption, que nous désignerons par 1, 2, 3, sont sensiblement confondues avec les axes d'élasticité optique du cristal : nous pouvons placer successivement ces directions 1, 2, 3 parallèlement au champ magnétique ; nous avons alors respectivement les vibrations 2 et 3, 1 et 3, 1 et 2 orientées normalement au champ. L'expérience montre que, lorsque la vibration 1 est parallèle aux lignes de force, les raies 2 et 3 donnent des doublets d'intensités différentes qui ont, dans le cas général, *le même écartement*. La figure 5 montre ce résultat pour un groupe du sulfate de néodyme.

Si maintenant nous passons au deuxième cas (vibration 2 parallèle au champ), nous obtenons un phénomène imprévu. *Les doublets des vibrations 1*

Fig. 5.



Sulfate de néodyme. — lame (épaisseur $1^{\text{mm}},8$) parallèle au plan des axes optiques. Spectres principaux à la température de l'hydrogène solide. Groupe orangé.

1. L'un des spectres sans champ magnétique;
2. Autre spectre principal sans champ magnétique;
3. Même spectre que 1, le cristal étant soumis à un champ de 18000 gauss dont les lignes de force sont normales à la lame.
4. Même spectre que 2, avec champ de 18000 gauss.

On voit que dans les spectres 3 et 4 les bandes qui ont la même position donnent des doublets de même écartement. (Voir nos 9 et 10.)

et 3 ont un écartement différent de celui qu'on avait obtenu dans le premier cas pour les vibrations 2 et 3.

Dans le troisième cas (vibration 3 parallèle au champ), nous obtenons pour les doublets des vibrations 1 et 2 un troisième écartement différent des deux autres.

L'écartement de ces doublets est, en première approximation, le même lorsque le faisceau est parallèle au champ ou lorsqu'il est dirigé suivant l'une des directions principales normales au champ.

Enfin les trois vibrations 1, 2, 3, orientées parallèlement au champ, donnent encore de nouveaux doublets qui, à première vue, ne paraissent pas avoir de relations entre eux ni avec les doublets des vibrations normales au champ.

10. Preuve expérimentale de l'existence, à l'intérieur d'un corps soumis à un champ magnétique normal au faisceau lumineux, d'une composante longitudinale (normale aux ondes lumineuses) de la force électrique.

Les résultats décrits aux paragraphes 8 et 9 prouvent que *chacune des vibrations principales, lorsqu'elle est orientée normalement au champ, peut donner deux doublets d'écartements différents, suivant celle des deux autres*

vibrations principales avec laquelle elle se trouve associée dans un plan normal aux lignes de force.

Ce résultat prouve expérimentalement qu'il se produit, sous l'influence d'un champ magnétique, une liaison entre les deux vibrations principales normales au champ.

Le fait que l'écartement des composantes est le même, que le faisceau soit parallèle au champ, ou qu'il soit dirigé suivant l'une des directions principales normales au champ, montre que *cette liaison est, au moins en première approximation, indépendante de la direction de propagation de la lumière.* Par conséquent, lorsque le faisceau est parallèle à l'une des directions principales normales au champ, les résultats précédents démontrent qu'il ne suffit pas, pour rendre compte des phénomènes magnéto-optiques, de considérer seulement les mouvements transversaux, mais qu'il faut faire intervenir des mouvements *longitudinaux*, c'est-à-dire parallèles à la direction de propagation des ondes.

La théorie donne l'explication de ce résultat (*voir § 19*) en montrant que le champ magnétique produit une composante longitudinale de la force électrique.

II.

POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXII, 1906, p. 1144; t. CXLIV, 1907, p. 420 et p. 682; t. CXLV, 1907, p. 916. — *Kon. Akad. Wetenschappen Amsterdam* (JEAN BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES), 29 février 1908, p. 678. — *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 55; t. V, 1908, p. 13 et 236. — *Physikalische Zeitschrift*, t. VIII, 1907, n° 49, p. 641. — *Philosophical Magazine*, 6^e série, Vol. XVI, juillet 1908, p. 153.

11. Liaison entre la polarisation rotatoire magnétique et les variations des bandes d'absorption.

Les phénomènes de polarisation rotatoire magnétique auprès des bandes d'absorption des cristaux uniaxes sont la conséquence des variations que ces bandes subissent dans un champ magnétique.

En orientant l'axe optique d'un cristal (xénotime, tysonite, parisite, apatite, etc.) parallèlement à la direction commune des lignes de force d'un champ magnétique et du faisceau lumineux, l'Auteur a montré qu'auprès des bandes variables sous l'influence du champ magnétique, une vibration lumineuse subit des rotations parfois considérables.

Lorsqu'une bande est simple, c'est-à-dire n'est pas formée par plusieurs bandes empiétant les unes sur les autres, et lorsque les deux composantes correspondant à l'absorption de deux vibrations circulaires inverses ont sensiblement la même intensité, l'Auteur a observé que, *de part et d'autre de chacune des bandes, la vibration lumineuse subit une rotation positive (dans le sens du courant magnétisant) si la bande correspond à des électrons négatifs, et une rotation négative si la bande est attribuable à des électrons positifs. Au milieu de chaque bande, le sens de la rotation est inverse du sens observé en dehors de la bande.*

Les cristaux de terres rares se comportent donc tout à fait, au point de vue magnéto-optique, comme les vapeurs présentant l'effet Zeeman, et l'on voit de plus que l'effet d'une bande d'absorption dépend, dans l'hypothèse de l'existence d'électrons des deux signes, du signe de la charge des électrons produisant cette bande.

Ces résultats sont fondamentaux. Ils établissent en effet, pour la première fois dans un corps solide, une liaison entre les variations de l'absorption et la polarisation rotatoire magnétique.

L'explication du phénomène est alors la même pour les solides et pour les vapeurs. On sait qu'au voisinage d'une bande d'absorption, la vitesse de propagation de la lumière est modifiée; les bandes d'absorption de deux vibrations circulaires de sens opposés étant séparées par un champ magnétique, deux vibrations circulaires inverses de même période ne se propagent pas avec la même vitesse, et cette inégalité entre les vitesses des vibrations droites et gauches a pour conséquence la rotation d'une vibration rectiligne ou la rotation des axes d'une vibration elliptique. En un mot, la rotation magnétique auprès des bandes est la conséquence de l'effet simultané de la dispersion anormale et des modifications subies par les bandes dans un champ magnétique.

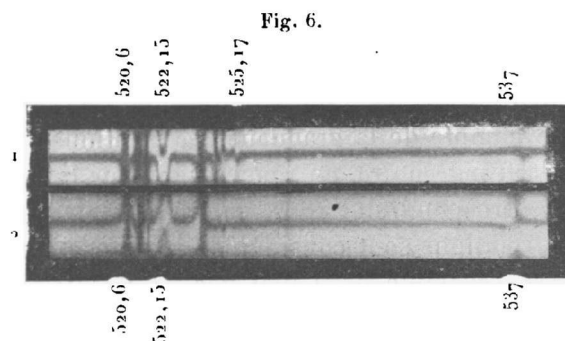
12. Polarisation rotatoire magnétique aux très basses températures.

Explication de tous les types de dispersion rotatoire magnétique auprès des bandes.

Aux températures de l'air liquide, de l'hydrogène liquide et de l'hydrogène solide, on observe des phénomènes semblables à ceux qui viennent d'être décrits, tant que la dissymétrie d'intensité entre les deux composantes n'est pas trop grande (§6). Quand la température change, toutes les variations de largeur ou d'intensité des bandes et de leurs composantes magnétiques

entraînent des modifications dans la dispersion rotatoire magnétique : la rotation devient plus grande quand la bande se rétrécit ou quand l'absorption augmente. Lorsqu'une inégalité d'intensité se produit entre les deux composantes correspondant aux vibrations circulaires, l'indice de réfraction de l'une de ces vibrations subit une plus grande variation que l'indice de l'autre vibration, et une dissymétrie apparaît dans la courbe de dispersion rotatoire magnétique. Dans le cas limite où l'une des composantes aurait disparu et où une seule des vibrations circulaires serait absorbée, la courbe de dispersion rotatoire magnétique serait de même forme que la courbe de dispersion anormale, et l'on observerait des rotations de sens opposés de chaque côté de la bande. Entre le cas des composantes symétriques, auquel correspondent des rotations de même sens de part et d'autre des bandes, et le cas limite qui donne des rotations de sens opposés, l'Auteur a observé de nombreux cas intermédiaires. On peut en voir quelques exemples sur les figures 6 et 7.

Les photographies reproduites sur ces figures ont été obtenues par la méthode suivante, que l'Auteur a employée pour l'étude du pouvoir rotatoire



Xénotime. — Polarisation rotatoire magnétique auprès des bandes, mise en évidence au moyen des dislocations de la frange noire d'un compensateur de Babinet. (Voir méthode n° 12.) Épaisseur de la lame, 0^{mm}.80; champ magnétique, 15000 gauss.

Spectre 1. Température de l'air liquide — 188°;

Spectre 2. Température de l'hydrogène liquide — 253°.

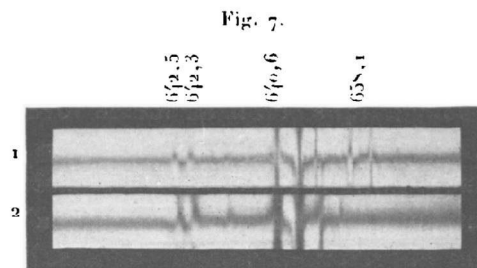
On observe que de part et d'autre des bandes les déplacements de la frange sont de même sens (rotations de même sens). Exceptionnellement les rotations sont de sens contraires sur les deux bords de la bande 537, à cause de l'énorme inégalité d'absorption des vibrations droites et gauches. (Voir fig. 2.)

magnétique. On polarise rectilignement la lumière tombant sur la lame cristalline, puis on place au delà du cristal une lame quart d'onde, transformant deux vibrations circulaires en deux vibrations rectilignes, l'une

J. B.

7

horizontale, l'autre verticale. Contre la fente du spectrographe, sur laquelle on projette l'image de la lame cristalline, on dispose un compensateur de Babinet, puis derrière la fente un nicol à 45° de l'horizontale; le compensateur est orienté de manière que la frange centrale soit normale à la fente. Toute différence de marche entre les deux vibrations circulaires transmises



Xénotime. — Polarisation rotatoire magnétique, groupe rouge. Épaisseur de la lame, $0^{\text{mm}},80$; champ magnétique, 18 000 gauss.

1. Température de l'air liquide. 2. Température de l'hydrogène solide.

par le cristal, et transformées en vibrations rectilignes par le quart d'onde, se traduit par une dislocation de la frange du compensateur. *La frange dessine la courbe de dispersion rotatoire magnétique.*

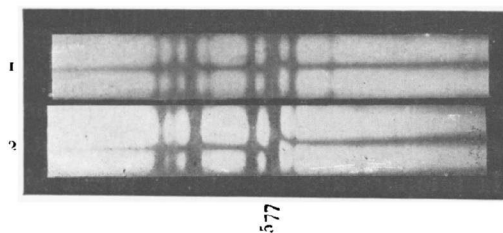
Dans la figure 6, le spectre 1 est obtenu à -188° et le spectre 2 à -253° . On peut se rendre compte de la grandeur des rotations, mesurées par les déplacements de la frange noire, en remarquant que la substitution d'une frange à la voisine correspondrait à 180° . Malgré la faible épaisseur du cristal ($0^{\text{mm}},8$), quelques rotations sont considérables, en particulier auprès de la bande $523^{\mu\mu},15$. Un exemple de l'effet des dissymétries est nettement visible sur le spectre 1, pour la bande $525^{\mu\mu},17$. Cette bande possède deux composantes inégales; il en résulte que les deux maxima de rotation, près de la bande, sont inégaux. L'inégalité de ces deux maxima permet même de mesurer la dissymétrie d'intensité des deux composantes. Enfin, sur le spectre 2, *de chaque côté de la bande $537^{\mu\mu}$, les rotations sont de sens opposés: ce fait résulte de l'inégalité considérable des deux composantes circulaires (voir fig. 2).*

Lorsqu'une bande est complexe, c'est-à-dire est formée par la superposition partielle de plusieurs bandes, ces composantes ont chacune leurs propriétés magnéto-optiques et peuvent être dues à des électrons de signes différents; les rotations magnétiques qu'elles produisent s'ajoutent et la loi de dispersion rotatoire peut se trouver très compliquée dans le voisinage de

ces bandes. Si en particulier nous considérons une bande complexe formée de deux bandes accolées, dont l'une correspond à des électrons positifs et l'autre à des électrons négatifs, nous observons des rotations magnétiques de sens opposés de part et d'autre de la bande complexe.

Tel est le cas de la bande 577^{μ} de la tysonite (*fig. 8*). A très basse

Fig. 8.



Tysonite. — Polarisation rotatoire magnétique, groupe vert-jaune. Epaisseur de la lame, $1^{\text{mm}},67$; champ magnétique, 15000 gauss.

1. Température de l'air liquide. 2. Température de l'hydrogène liquide.

On observe que de part et d'autre de la bande 577^{μ} , les déplacements de la frange noire horizontale, c'est-à-dire les rotations de la vibration lumineuse, sont de sens contraires. Ce résultat provient du fait que la bande 577^{μ} est double et est formée d'une bande attribuable à des électrons positifs, juxtaposée à une bande d'électrons négatifs. (*Voir n° 12.*)

On remarque que les rotations sont, à -253° (spectre 2), beaucoup plus grandes qu'à -188° (spectre 1).

température, on reconnaît que cette bande est double et est formée de deux bandes juxtaposées correspondant à des électrons de signes différents qui donnent des rotations de sens opposés. On voit sur la figure qu'à -253° ces rotations sont considérables.

L'Auteur a montré que, d'une manière générale, en ce qui concerne l'explication des rotations observées auprès des bandes, les conclusions déduites d'une étude expérimentale faite seulement à la température ordinaire risquent, dans bien des cas, de conduire à de graves erreurs, car, sans qu'on puisse s'en douter, on a souvent affaire à des bandes complexes, formées par l'empiètement les unes sur les autres de composantes dont on ne peut observer les propriétés.

Aux basses températures, lorsqu'on a séparé les bandes complexes en leurs composantes, et suivi les changements de ces composantes, il apparaît clairement que la rotation magnétique est due à l'effet simultané de la dispersion anormale et de la séparation de chaque bande simple en deux parties correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens opposés. Rien

n'est alors plus aisé que d'expliquer dans tous leurs détails les divers types de dispersion rotatoire magnétique.

13. Pouvoir rotatoire magnétique des cristaux paramagnétiques.

En dehors des groupes de bandes, dans les régions transparentes, les cristaux de terres rares possèdent un pouvoir rotatoire magnétique. L'Auteur a montré que pour la tysonite et la parisite la rotation magnétique augmente considérablement quand la température s'abaisse, et varie à peu près *en raison inverse de la température absolue*. Si l'on rapproche ce résultat de la loi de Curie, d'après laquelle la susceptibilité paramagnétique est inversement proportionnelle à la température absolue, il paraît bien probable que la rotation *négative* de ces cristaux est une conséquence de l'accroissement de la susceptibilité paramagnétique.

Dans l'hydrogène liquide, à -253° , la rotation donnée par une lame de tysonite de 1^{mm} d'épaisseur, dans un champ de 10000 gauss, est d'environ 150° pour $\lambda = 430^{\text{m}\mu}$.

14. Sur les théories de la polarisation rotatoire magnétique.

Le Radium, t. V, janvier 1908, p. 13; *Phil. Magazine*, juillet 1908, p. 153.

Les théories de la polarisation rotatoire magnétique ont soulevé bien des controverses. Les diverses explications du phénomène de Faraday peuvent se grouper en deux théories principales, qui donnent des résultats à peu près identiques pour la dispersion rotatoire dans les régions transparentes, mais qui se trouvent en complète opposition pour les variations du pouvoir rotatoire auprès et à l'intérieur des bandes d'absorption.

D'après la théorie dite « *Hypothèse des courants moléculaires* », il doit se produire de part et d'autre d'une bande des rotations de sens opposés. Au contraire, la théorie dite « *Hypothèse de l'effet Hall* » fait prévoir des rotations d'un même sens de chaque côté d'une bande et une rotation de sens inverse à l'intérieur de la bande.

Les expériences réalisées avec les vapeurs présentant l'effet Zeeman (Macaluso et Corbino, Henri Becquerel, Zeeman) avaient donné des résultats entièrement conformes à cette dernière théorie. Pour les corps solides ou les solutions, non seulement les théories, mais même les expériences ont

été très discutées, des résultats contradictoires ayant été obtenus par divers physiciens.

Jusqu'aux expériences de l'Auteur, aucune observation avec un corps solide ou dissous n'avait confirmé la théorie de l'effet Hall, à laquelle se rattachaient cependant les phénomènes présentés par les vapeurs. Les seuls résultats certains obtenus paraissaient au contraire conformes à la théorie des courants moléculaires.

Les recherches de l'Auteur (§ 11, 12, 13) établissent que *c'est toujours la théorie de l'effet Hall* qui donne l'explication des effets obtenus auprès des bandes des cristaux, qui possèdent les mêmes propriétés magnéto-optiques que les vapeurs. Les résultats *en apparence* contraires à cette théorie sont une conséquence des phénomènes nouveaux observés par l'Auteur. En résumé, tous les phénomènes *corrélatifs* des variations des bandes sont expliqués de la façon la plus complète par la théorie de l'effet Hall.

Il en est peut-être autrement du phénomène décrit au paragraphe 14. L'augmentation considérable du pouvoir rotatoire magnétique de certains cristaux, lorsque la température s'abaisse, paraît liée au paramagnétisme. L'Auteur a montré que le résultat s'accorde avec la théorie des courants moléculaires, mais toutefois ne peut suffire à justifier cette théorie.

III.

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLIII, 1906, p. 1144. — *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 51; t. V, 1908, p. 11. — *Physikalische Zeitschrift*, 8^e série, n^o 19, 1907, p. 637.

15. Découverte de la biréfringence magnétique dans un corps solide.

Lorsque l'axe optique d'un cristal uniaxe est parallèle au faisceau lumineux, le cristal se comporte, en dehors d'un champ magnétique, comme un corps isotrope et propage sans altération de forme une vibration rectiligne d'orientation quelconque.

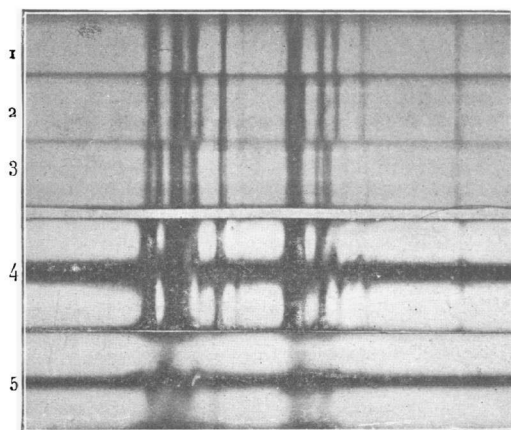
Il n'en est plus de même lorsque le cristal est soumis à un champ magnétique normal à la direction commune de l'axe optique et du faisceau lumineux : *une vibration rectiligne est transformée en une vibration elliptique.*

L'Auteur a observé cette *biréfringence magnétique* par une expérience

identique à celle qui avait été réalisée par MM. Voigt et Wichert avec la vapeur de sodium.

La lame cristalline est placée entre deux nicols croisés à 45° de l'horizontale dont l'un est derrière la fente du spectroscope, et l'on dispose contre cette fente un compensateur de Babinet orienté de manière que la frange centrale soit horizontale : on voit alors dans toute l'étendue du spectre une frange noire dont les dislocations, auprès et à l'intérieur des bandes, mettent en évidence une différence de marche entre la vibration parallèle et la vibration normale au champ. Sur la figure 9, le spectre 1 représente un

Fig. 9.



Xénotime. — Biréfringence magnétique mise en évidence par les déplacements de la frange d'un compensateur de Babinet. (Voir n° 15.)

1. Spectre ordinaire, groupe vert, sans champ magnétique, à -188° ;
2. Spectre ordinaire, vibration parallèle aux lignes de force d'un champ magnétique (17 100 gauss);
3. Spectre ordinaire, vibration normale aux lignes de force;
4. Biréfringence magnétique à -188° ;
5. Biréfringence magnétique à la température ordinaire, champ 27 200 gauss.

Cette figure permet de voir, en suivant les déplacements de la frange noire (spectres 4 et 5) que la biréfringence magnétique est due aux modifications différentes subies dans le champ magnétique par la vibration parallèle (spectre 2) et par la vibration normale aux lignes de force (spectre 3).

groupe du spectre ordinaire du xénotime, à la température de l'air liquide; les spectres 2 et 3 montrent les modifications des bandes dans un champ magnétique, pour la vibration ordinaire parallèle et la vibration ordinaire normale au champ; les spectres 4 et 5 représentent les dislocations de la frange du compensateur à -188° et à $+20^\circ$. A -188° , les bandes étant plus fortes et plus fines qu'à $+20^\circ$, la biréfringence magnétique est plus grande.

On peut se rendre compte sur la figure 9 que, comme dans le cas de la vapeur de sodium, le phénomène s'explique dans ses moindres détails par l'effet simultané de la dispersion anormale et de l'inégalité des modifications produites par le champ sur les bandes, suivant que les vibrations sont parallèles ou normales au champ.

Le phénomène de la biréfringence magnétique, découvert par M. Voigt dans la vapeur de sodium, avait été cherché en vain dans un corps solide, et l'échec des tentatives qui avaient été faites avait contribué à faire croire que les propriétés magnéto-optiques des solides étaient d'une autre nature que celles des vapeurs.

IV.

PHÉNOMÈNES MAGNÉTO-OPTIQUES DANS LES SOLUTIONS.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLV, 1907, p. 1150 et 1152.
Le Radium, t. V, 1908, p. 12.

16. Variation des bandes d'absorption des solutions de divers sels de didyme et d'erbium sous l'influence d'un champ magnétique.

Le dispositif employé par l'auteur pour l'étude des phénomènes magnéto-optiques dans les solutions est semblable au dispositif utilisé pour les cristaux. Les solutions possèdent toutes des bandes larges et floues dans les conditions ordinaires; il est nécessaire, pour observer les variations de l'absorption sous l'influence d'un champ magnétique, d'avoir recours aux basses températures, auxquelles ces bandes se résolvent en composantes assez fines (§ 27). Afin d'obtenir une solution *restant transparente une fois solidifiée*, l'Auteur a employé comme solvants divers alcools, ou de l'eau mêlée d'au moins 50 pour 100 d'alcool; les nitrates et chlorures des terres rares sont très solubles dans les alcools éthylique et méthylique.

La solution est renfermée dans un tube de 3^{mm} de diamètre, qu'on place dans la partie rétrécie du tube à air ou à hydrogène liquide (*voir* § 25), entre les pôles de l'électro-aimant. L'influence du champ magnétique se voit aisément lorsque le faisceau est parallèle au champ magnétique, avec un analyseur circulaire composé d'une lame quart d'onde suivie d'un rhomboèdre de spath disposé devant la fente. Lorsque le champ est excité, les bandes correspondant à des vibrations circulaires inverses se déplacent en des sens opposés dans les deux plages données par le rhomboèdre, et le léger

balancement qu'on observe en inversant plusieurs fois de suite le sens du champ permet de mesurer les déplacements, ou tout au moins, s'ils sont très faibles, d'évaluer leur ordre de grandeur.

Dans toutes les solutions étudiées, les bandes correspondant à des vibrations circulaires de même sens ne sont pas toutes déplacées du même côté ; l'effet, même s'il est dans le sens attribuable à des électrons positifs, est en général du même ordre de grandeur que le phénomène de Zeeman.

Les déplacements de nombreuses bandes ont été observés dans les *solutions solidifiées* des chlorures et nitrates de didyme et d'erbium. En examinant le spectre pendant le réchauffement et la liquéfaction de la solution, l'auteur n'a observé dans le spectre aucun changement brusque correspondant au changement d'état. *Les déplacements de quelques bandes, sous l'influence du magnétisme, sont encore visibles après la liquéfaction de l'alcool* ; mais, à la température ordinaire, les bandes empiètent beaucoup trop les unes sur les autres pour qu'on puisse entrevoir leurs modifications dans un champ magnétique.

En étudiant les solutions d'un même sel dans différents solvants, en mélangeant deux solutions différentes d'un même sel, ou encore en mélangeant les solutions de deux sels différents, l'Auteur a montré (voir § 27) qu'on peut modifier les bandes dans leur position ou dans leur intensité.

Il est facile de suivre chacune des bandes dans ses transformations successives : les changements de période dans un champ magnétique ont toujours paru indépendants de ces transformations.

L'addition d'un corps très magnétique, tel que le perchlorure de fer, ne modifie pas visiblement les décalages entre les composantes correspondant aux vibrations circulaires droites et gauches.

L'invariabilité des déplacements, sous l'influence du magnétisme, des bandes des solutions solidifiées, quelles que soient les conditions qui modifient plus ou moins la position ou l'intensité d'une même bande, fait penser que *la grandeur du déplacement d'une bande dans un champ déterminé est une propriété caractéristique du système vibrant.*

Cette conclusion est très favorable à l'hypothèse de l'existence simultanée d'électrons positifs et négatifs.

V.

PHÉNOMÈNE ATTRIBUABLE A DES ÉLECTRONS POSITIFS DANS LE SPECTRE D'ÉTINCELLE DE L'YTTORIUM.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLVI, 30 mars 1908, p. 683.

17. Observation, dans le spectre d'émission de l'yttrium, d'un effet de sens inverse au sens habituel du phénomène de Zeeman.

Après d'importantes expériences de M. Dufour, qui dans les spectres d'émission des chlorures et fluorures alcalino-terreux a observé un effet de sens inverse au sens habituel du phénomène de Zeeman, l'Auteur s'est proposé de rechercher si les terres rares, dont l'absorption à basse température lui avait permis d'obtenir le premier phénomène magnéto-optique attribuable à des électrons positifs (*voir* § 2), ne manifesterait pas aussi les mêmes effets dans l'émission à la plus haute température réalisable. Il a retrouvé ces phénomènes dans le spectre d'étincelle condensée de l'yttrium.

L'étincelle condensée, de 2^{mm} à 3^{mm} de longueur, est produite au-dessus d'une solution de chlorure ou de nitrate d'yttrium, entre une pointe de platine et l'extrémité d'une mèche de platine traversant la solution. Cette étincelle éclate dans un champ d'environ 20000 gauss.

Dans le spectre de l'yttrium, l'attention est attirée par deux groupes de raies très caractéristiques; ces raies sont de forme dissymétrique, possédant chacune un bord net du côté du violet et un bord flou du côté opposé; elles se succèdent régulièrement à des intervalles de 1^µ,6 à 1^µ,8, la différence des nombres des vibrations entre deux raies consécutives d'un même groupe étant constante, et elles diminuent d'intensité des plus petites aux plus grandes longueurs d'onde. Les têtes de séries ont pour longueurs d'onde 597^µ,05 et 613^µ,10.

Avec un analyseur circulaire permettant de juxtaposer les spectres des vibrations droites et gauches, l'Auteur a reconnu que les raies de l'un des groupes (613^µ,10) présentent le phénomène de Zeeman dans le sens habituel, tandis que les raies de l'autre groupe (597^µ,05) donnent un phénomène de sens inverse. Les décalages sont un peu plus petits que pour les raies D du sodium; ils paraissent être de même grandeur pour toutes ces raies.

Le résultat obtenu avec l'yttrium, à la plus haute température que nous puissions produire, constitue une importante extension des phénomènes qui peuvent être attribués à des électrons positifs.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE.

THÉORIE DES PHÉNOMÈNES MAGNÉTO-OPTIQUES DANS LES CRISTAUX.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXIII, 1906, p. 769, 899 et 962 : t. CXIV, 1907, p. 592. — Voir, pour le développement de cette théorie, *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 107, et *Physikalische Zeitschrift*, 8^e série, n^o 19, 1907, p. 643.)

18. Propagation de la lumière dans un cristal.

En généralisant la théorie que M. W. Voigt a donnée pour l'explication du phénomène de Zeeman dans les corps isotropes présentant des raies d'absorption infiniment fines, l'Auteur a pu rendre compte de la plupart des phénomènes qu'il a observés dans les cristaux (¹).

La généralisation consiste à tenir compte de la variabilité des propriétés optiques suivant l'orientation de la vibration lumineuse à l'intérieur du cristal. D'autre part, pour les corps solides, il n'est plus possible de négliger la largeur des bandes, qu'on ne peut jamais considérer comme infiniment fines à la température du laboratoire.

Supposons un cristal traversé par un faisceau lumineux. Désignons par X, Y, Z; L, M, N les composantes des forces électrique et magnétique; par \mathfrak{X} , \mathfrak{Y} , \mathfrak{Z} ; \mathfrak{L} , \mathfrak{M} , \mathfrak{N} les composantes des polarisations électrique et magnétique. La polarisation électrique est la résultante de deux vecteurs dont l'un est la force électrique X, Y, Z, qui correspond à l'éther libre et dont l'autre $\Sigma \mathfrak{X}_h$, $\Sigma \mathfrak{Y}_h$, $\Sigma \mathfrak{Z}_h$ exprime l'effet de la matière pondérable :

$$(1) \quad \mathfrak{x} = X + \Sigma \mathfrak{X}_h, \quad \mathfrak{y} = Y + \Sigma \mathfrak{Y}_h, \quad \mathfrak{z} = Z + \Sigma \mathfrak{Z}_h.$$

Chaque vecteur \mathfrak{X}_h , \mathfrak{Y}_h , \mathfrak{Z}_h représente l'influence d'un ensemble d'électrons h semblables. Nous appellerons ces forces électriques *polarisations partielles*.

(¹) A l'époque où l'Auteur faisait cette généralisation, M. Voigt, de son côté, sans que l'Auteur en ait eu connaissance, entreprenait le même travail qui a paru dans les *Nachr. d. k. Gesell. d. Wiss. zu Göttingen*, 1906, n^o 5. Les résultats de M. Voigt et ceux de l'Auteur, présentés sous des formes différentes, sont très concordants.

Imaginons que suivant trois directions rectangulaires, que nous supposons les mêmes pour tous les électrons et que nous prendrons pour axes de coordonnées, les électrons aient des mouvements différents et *indépendants*. Chaque composante de l'une des polarisations partielles est liée à la composante suivant le même axe de la force électrique par une équation différentielle ayant même forme que l'équation du mouvement pendulaire amorti; nous avons ainsi le système suivant :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{X}_h + a_{1h} \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_{1h} \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} = \varepsilon_{1h} \mathbf{X}, \\ \mathfrak{Y}_h + a_{2h} \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} + b_{2h} \frac{\partial^2 \mathfrak{Y}_h}{\partial t^2} = \varepsilon_{2h} \mathbf{Y}, \\ \mathfrak{Z}_h + a_{3h} \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_{3h} \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} = \varepsilon_{3h} \mathbf{Z}. \end{array} \right.$$

Les a , b , ε sont des constantes positives qui, pour les cristaux, dans le cas général, sont différentes d'une équation à l'autre, alors qu'elles seraient les mêmes suivant les trois axes pour un corps isotrope.

Les équations (2), étant très générales, ont l'avantage d'être indépendantes du mécanisme des vibrations. Toutefois, pour préciser la signification des paramètres, l'Auteur a comparé ces équations à celles qui résultent de la théorie de M. Lorentz. Dans cette théorie, on suppose qu'un électron de charge e et de masse m , écarté de sa position d'équilibre, tend à y être ramené par une *force quasi-élastique* et oscille suivant un mouvement pendulaire amorti. E étant la force électrique au point où se trouve l'électron, les équations du mouvement s'écrivent

$$(2') \quad \left\{ \begin{array}{l} m \frac{d^2 x}{dt^2} + g \frac{dx}{dt} + f x = e \mathbf{E}_x, \\ \dots\dots\dots \end{array} \right.$$

Désignons par N_{1h} le nombre, par unité de volume, des électrons h donnant une même bande dans le spectre Ox ; par x_h, y_h, z_h les composantes du déplacement *moyen* d'un électron, et v la vitesse de la lumière dans l'éther; la comparaison des équations (2) avec les équations déduites de (2') donne

$$(3) \quad \mathfrak{X}_h = 4\pi v^2 N_{1h} e_h x_h, \quad \varepsilon_{1h} = \frac{4\pi v^2 e_h^2 N_{1h}}{m_{1h}} b_{1h}, \quad a_{1h} = \frac{b_{1h} g_{1h}}{m_{1h}}.$$

Dans les équations (2), les paramètres représentent : a le *coefficient*

d'amortissement, $2\pi\sqrt{b}$ la période des mouvements propres des électrons, et ϵ la constante diélectrique.

D'autre part, comme pour les oscillations lumineuses on peut écrire

$$\mathfrak{L} = L, \quad \mathfrak{M} = M, \quad \mathfrak{N} = N,$$

les équations de Maxwell-Hertz deviennent

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \mathfrak{X}}{\partial t^2} = v^2 \left[\Delta \mathfrak{X} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{Y}}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial z} \right) \right], \\ \dots\dots\dots \end{array} \right.$$

Supposons qu'une onde plane et homogène se propage suivant la direction principale Ox . Nous pouvons prendre pour X, Y, Z et tous les $\mathfrak{X}_h, \mathfrak{Y}_h, \mathfrak{Z}_h$ la partie réelle d'une fonction de la forme

$$\mathfrak{A} e^{i\left(t - \frac{x}{o}\right) \frac{1}{\mathfrak{S}}},$$

\mathfrak{A} étant une constante complexe, $2\pi\mathfrak{S}$ la période de la vibration lumineuse considérée et o la vitesse de propagation complexe, égale à $\frac{\omega}{1 - i\kappa}$, ω représentant la vitesse réelle dans le cristal et κ le coefficient d'absorption. Ce coefficient est un nombre tel qu'après chaque parcours d'une longueur d'onde dans la substance ($\lambda' = \frac{\lambda}{n}$), l'amplitude de la vibration diminue dans le rapport de 1 à $e^{2\pi\kappa}$.

Remplaçons dans les systèmes (2) et (4) les X, Y, Z et $\mathfrak{X}_h, \mathfrak{Y}_h, \mathfrak{Z}_h$ par ces fonctions imaginaires; nous obtenons

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{X}_h \Theta_{1h} = \epsilon_{1h} \mathfrak{S}^2 X, \\ \mathfrak{Y}_h \Theta_{2h} = \epsilon_{2h} \mathfrak{S}^2 Y, \\ \mathfrak{Z}_h \Theta_{3h} = \epsilon_{3h} \mathfrak{S}^2 Z, \end{array} \right.$$

en posant

$$\Theta_h = \mathfrak{S}^2 + i\mathfrak{S}\mathfrak{S}'_h - \mathfrak{S}^2_{0h},$$

$$\mathfrak{S}'_h = a_h, \quad \mathfrak{S}^2_{0h} = b_h;$$

$$(6) \quad \mathfrak{X} = o, \quad \mathfrak{Y} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 Y, \quad \mathfrak{Z} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 Z \quad (\text{équations de Hertz}).$$

Des systèmes (5), (6) et (1) on déduit, en éliminant les polarisations, le nouveau système

$$(7) \quad X = o, \quad Y \left[\left(\frac{v}{o}\right)^2 - 1 - \sum \frac{\epsilon_{2h} \mathfrak{S}^2}{\Theta_{2h}} \right] = o, \quad Z \left[\left(\frac{v}{o}\right)^2 - 1 - \sum \frac{\epsilon_{3h} \mathfrak{S}^2}{\Theta_{3h}} \right] = o.$$

La première équation de ce système, jointe aux premières équations des systèmes (6) et (1), montre que X , \mathfrak{X} et tous les \mathfrak{X}_h sont nuls, c'est-à-dire que tous les mouvements sont transversaux.

Les deux dernières équations du système (7) signifient ou bien que

$$Z = 0 \quad \text{et} \quad Y \neq 0,$$

ou bien que

$$Y = 0 \quad \text{et} \quad Z \neq 0.$$

Les vibrations sont donc polarisées suivant les directions principales Oy et Oz .

Supposons $Y \neq 0$; en séparant dans la deuxième équation du système (7) les parties réelles et les parties imaginaires, on obtient l'indice de réfraction $n_y = \frac{v}{\omega}$ et le coefficient d'absorption α_y d'une vibration de période $2\pi\mathfrak{S}$, parallèle à Oy .

$$(8) \quad \begin{cases} n_y^2(1 - \alpha_y^2) = 1 + \sum \frac{\epsilon_{2h} \mathfrak{S}^2 (\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{0,2h}^2)}{(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{0,2h}^2)^2 + \mathfrak{S}^2 \mathfrak{S}_{2h}^2}, \\ 2n_y^2 \alpha_y^2 = \sum \frac{\epsilon_{2h} \mathfrak{S}^3 \mathfrak{S}'_{2h}}{(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{0,2h}^2)^2 + \mathfrak{S}^2 \mathfrak{S}_{2h}^2}. \end{cases}$$

L'indice de réfraction n_z et le coefficient d'absorption α_z d'une vibration parallèle à Oz sont donnés par des formules analogues, mais *contenant des paramètres différents*.

Enfin, si la lumière se propage suivant Oy ou Oz , on calcule de même l'indice et le coefficient d'une vibration parallèle à Ox .

Les \mathfrak{S}' étant toujours, dans les cristaux de terres rares, très petits, par rapport aux \mathfrak{S}_0 , et n pouvant être considéré comme constant dans le produit $n^2 \alpha$, les périodes $2\pi\mathfrak{S}_0$ sont les périodes des mouvements pour lesquels l'absorption est maxima et elles correspondent aux milieux des bandes.

Les indices de réfraction et coefficients d'absorption étant donnés par des formules différentes pour les trois directions principales des vibrations, il existe trois spectres principaux d'absorption. Cette conclusion théorique est conforme à l'expérience pour les cristaux orthorhombiques. Dans le cas des cristaux clinorhombiques, on sait que chaque bande possède aussi trois directions principales, mais l'axe de symétrie seul est une direction principale nécessairement commune à toutes les bandes; les deux autres peuvent être diversement orientées dans le plan de symétrie (Henri Becquerel).

Si, pour deux des directions principales, les paramètres \mathfrak{S}_0 , \mathfrak{S}' et ϵ correspondant aux mêmes électrons sont toujours égaux, deux des spectres principaux sont identiques. On obtient alors un *spectre ordinaire* pour toutes les vibrations normales à une même direction, qui est celle de l'axe optique du cristal, et un *spectre extraordinaire* pour les vibrations parallèles à cet axe.

19. Propagation de la lumière normalement aux lignes de force d'un champ magnétique.

Si l'on produit un champ magnétique R dirigé suivant Ox normalement au faisceau Oz , les deux premières équations du système (2) deviennent

$$(9) \quad \begin{cases} \mathfrak{X}_h + a_{1h} \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_{1h} \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + c_{1h} R \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} = \epsilon_{1h} X, \\ \mathfrak{Y}_h + a_{2h} \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} + b_{2h} \frac{\partial^2 \mathfrak{Y}_h}{\partial t^2} - c_{2h} R \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} = \epsilon_{2h} Y. \end{cases}$$

Les valeurs des constantes magnétiques c_{1h} et c_{2h} sont

$$(10) \quad c_{1h} = - \frac{e_h}{m_{1h}} \mathfrak{S}_{01h}^2, \quad c_{2h} = - \frac{e_h}{m_{2h}} \mathfrak{S}_{02h}^2,$$

e_h étant la charge, m_{1h} et m_{2h} les masses suivant Ox et suivant Oy de l'un des électrons h , ces masses, qui sont au moins en partie de nature électromagnétiques, pouvant dépendre de la direction du mouvement.

L'expérience a montré que non seulement le spectre des vibrations normales au champ, mais aussi le spectre des vibrations parallèles au champ sont modifiés par le champ magnétique. L'Auteur a alors introduit, comme l'avait fait M. Voigt pour les corps isotropes, un nouveau vecteur z_h lié à la composante \mathfrak{Z}_h de la polarisation partielle par les équations suivantes :

$$(11) \quad \begin{cases} \mathfrak{Z}_h + a_{3h} \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_{3h} \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} + d_h z_h = 0, \\ z_h + a_h \frac{\partial z_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 z_h}{\partial t^2} + d_h \mathfrak{Z}_h = 0, \end{cases}$$

d_h étant une fonction qui s'annule en même temps que le champ magnétique.

Après un calcul semblable à celui qui a été fait au paragraphe 18, on obtient, au lieu du système (7), un nouveau système qui détermine la forme et l'orientation des vibrations pouvant se propager parallèlement à Ox

dans le cristal soumis à un champ magnétique parallèle à Oz :

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} X \left[1 + \sum \frac{\varepsilon_{1h} \Theta_{2h} \mathfrak{S}^2}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2} \right] = iY \sum \frac{\varepsilon_{2h} c_{1h} R \mathfrak{S}^3}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2}, \\ Y \left[\left(\frac{\nu}{\rho} \right)^2 - 1 - \sum \frac{\varepsilon_{2h} \Theta_{1h} \mathfrak{S}^2}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2} \right] = iX \sum \frac{\varepsilon c_{1h2h} R \mathfrak{S}^3}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2}, \\ Z \left[\left(\frac{\nu}{\rho} \right)^2 - 1 - \sum \frac{\varepsilon_{3h} (\Theta)_h \mathfrak{S}^2}{\Theta_{3h} (\Theta)_h - c_h^2 \mathfrak{S}^2} \right] = 0, \end{array} \right.$$

en posant

$$\Theta_h = \mathfrak{S}^2 + i \mathfrak{S} \mathfrak{S}'_h - \mathfrak{S}_{0h}^2, \quad (\Theta)_h = \mathfrak{S}^2 + i a_h \mathfrak{S} - b_h.$$

Ce système admet deux solutions : 1^o Z = 0 avec X et Y, tous deux différents de zéro; 2^o Z ≠ 0 avec X = Y = 0.

a. *Vibrations normales au champ magnétique.* — La première solution (Z = 0, X et Y ≠ 0) montre qu'il se propage à l'intérieur du cristal *une vibration elliptique dont le plan est normal au champ* et qui possède une composante suivant Ox, *longitudinale par rapport au faisceau lumineux*. La forme de cette vibration est donnée par la première équation du système (12).

L'Auteur a donc obtenu par la théorie l'explication des mouvements longitudinaux dont il avait *expérimentalement* établi l'existence (§ 10).

Ainsi le champ magnétique produit une liaison entre les deux vibrations principales qui lui sont perpendiculaires; l'existence de la composante longitudinale a pour effet de faire intervenir, dans les modifications du spectre Oy, le *spectre longitudinal* Ox. On comprend alors pourquoi les modifications observées pour une même vibration principale normale au champ dépendent essentiellement de celle des deux autres vibrations principales avec laquelle elle se trouve associée dans un plan normal aux lignes de force (§ 10).

En éliminant X et Y entre les deux premières équations (12), et mettant en évidence les termes qui correspondent à un ensemble d'électrons de même nature qui donnent lieu à la bande $\mathfrak{S}_{02}, \mathfrak{S}'_2$ dans le spectre observé Oy et à la bande $\mathfrak{S}_{01}, \mathfrak{S}'_1$ dans le spectre longitudinal Ox, on obtient les deux équations suivantes qui déterminent, pour une vibration de période $2\pi\mathfrak{S}$ normale au champ, l'indice de réfraction n et le coefficient d'absorption α :

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} n^2(1 - \alpha^2) = 1 + P + \frac{\varepsilon_2 \mathfrak{S}^2 [(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{01}^2) A + \mathfrak{S}'_2 \mathfrak{S}_2 B]}{\Lambda^2 - \mathfrak{S}^2 B^2}, \\ 2n^2 \alpha = Q + \frac{\varepsilon_2 \mathfrak{S}^2 [(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{01}^2) B - \mathfrak{S}'_1 A]}{\Lambda^2 + \mathfrak{S}^2 B^2}. \end{array} \right.$$

A et B désignent les expressions suivantes :

$$(14) \quad \begin{cases} A = (\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{01}^2)(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{02}^2) - \mathfrak{S}^2(\mathfrak{S}'_1 \mathfrak{S}'_2 + c_1 c_2 R^2), \\ B = \mathfrak{S}'_1(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{02}^2) + \mathfrak{S}'_2(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{01}^2). \end{cases}$$

P et Q représentent l'ensemble des termes provenant des autres électrons.

Ces formules supposent qu'on néglige les $\varepsilon \mathfrak{S}$ devant les \mathfrak{S}' et les $\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0$, ce qui est légitime toutes les fois que les bandes ne sont pas à la fois très intenses et très larges. En négligeant de même κ^2 devant l'unité, on obtient finalement

$$(15) \quad \alpha \kappa = \frac{Q}{1+P} + \frac{1}{1+P} \frac{\varepsilon \mathfrak{S}^3 [(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{01}^2) B - \mathfrak{S}'_1 A]}{\Lambda^2 + \mathfrak{S}^2 B^2}.$$

En faisant varier \mathfrak{S} aux environs de \mathfrak{S}_{01} et de \mathfrak{S}_{02} , P et Q restent pratiquement constants lorsque les bandes \mathfrak{S}_{01} , \mathfrak{S}_{02} sont suffisamment isolées ; en tous cas la variation de l'expression

$$(16) \quad \frac{\varepsilon \mathfrak{S}^3 [(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{01}^2) B - \mathfrak{S}'_1 A]}{\Lambda^2 + \mathfrak{S}^2 B^2}$$

donne les modifications subies par la bande considérée dans le champ magnétique.

On voit immédiatement que si $\mathfrak{S}_{01} = \mathfrak{S}_{02}$ la modification est symétrique, tandis qu'elle est dissymétrique lorsque les périodes \mathfrak{S}_{01} et \mathfrak{S}_{02} sont différentes. Ce résultat est conforme aux expériences (§ 8).

Dans le Mémoire publié dans *Le Radium* l'Auteur a discuté les variations de l'expression (15) et a étudié les divers cas de dissymétries d'intensité ou de position qui peuvent se présenter. Nous nous bornerons à dire quelques mots des courbes représentées dans la figure 10, construites par l'Auteur au moyen de la formule (14).

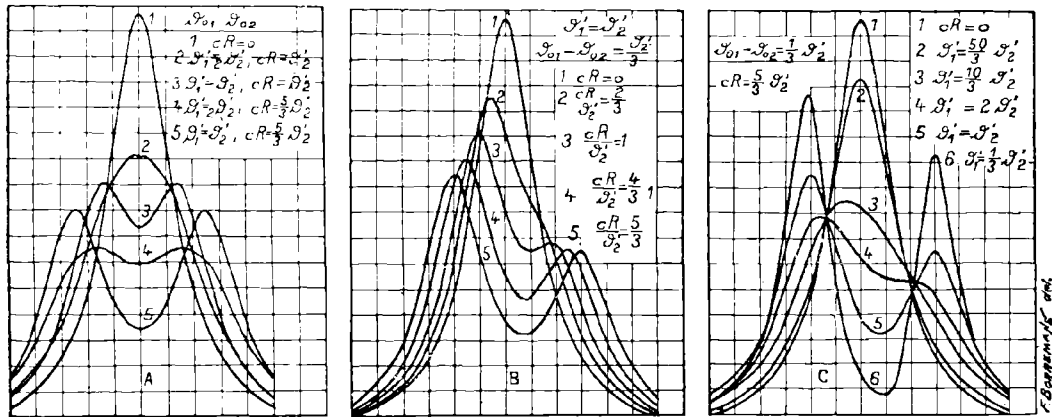
Ces courbes donnent les variations du coefficient d'absorption α en fonction de la période, c'est-à-dire *représentent les formes que doivent prendre les bandes dans un champ magnétique*, pour diverses valeurs relatives des paramètres dont dépend chaque bande. La courbe A₁, B₁, C₁ figure les valeurs de α lorsque le champ est nul ; en choisissant convenablement l'échelle des abscisses et celle des ordonnées, *cette courbe peut représenter une bande d'absorption quelconque*.

1° Courbes A : $\mathfrak{S}_{01} = \mathfrak{S}_{02}$; les variations de α sont symétriques de part et d'autre de \mathfrak{S}_{02} . Dans un champ progressivement croissant, la bande s'affaiblit au milieu et s'élargit, puis se dédouble d'autant plus tôt que les lar-

geurs ξ'_1 et ξ'_2 sont plus petites et que $c = \sqrt{c_1 c_2}$ est plus grand. L'écartement du doublet est d'autant plus voisin de la limite cR que R est plus intense et ξ'_1 et ξ'_2 plus petits.

2° Courbes B : $\xi'_1 = \xi'_2$; $\xi_{01} - \xi_{02} = \frac{1}{3}\xi'_2$. Le champ est progressivement croissant. La bande se déforme, le *maximum se déplaçant d'abord d'un seul*

Fig. 10.



Courbes construites d'après une formule théorique. Ces courbes représentent, d'une façon très satisfaisante, les divers types de modifications subies par les bandes dans un champ magnétique.

côté, dans le sens opposé à ξ_{01} ; puis un *doublet dissymétrique* apparaît. Le déplacement est indépendant du sens du champ et *croît plus rapidement que le champ*.

3° Courbes C : $\xi_{01} - \xi_{02}$ et cR sont constants, mais ξ'_1 variable d'une courbe à l'autre. Pour les faibles valeurs de ξ'_1 on obtient un doublet dissymétrique. Pour des valeurs de plus en plus grandes de ξ'_1 le doublet disparaît, *la bande passe par un minimum d'intensité*, puis devient de moins en moins sensible à l'action du champ.

b. Vibrations parallèles au champ magnétique. — La seconde solution du système (12) est $X = Y = 0$ et $Z \neq 0$. Il se propage donc, en plus de la vibration elliptique qui vient d'être étudiée, *une vibration rectiligne parallèle au champ*. En raisonnant comme dans le cas des vibrations normales au champ, on obtient des formules qui se déduisent des formules (13) à (16) en remplaçant ξ_{02} et ξ'_2 par ξ_{03} et ξ'_3 , ainsi que ξ_{01} et ξ'_1 par \sqrt{b} et a , période et amortissement du vecteur auxiliaire 3. Ce vecteur joue ainsi le même rôle

que la composante longitudinale de la polarisation partielle dans le cas des vibrations normales au champ. Enfin, il faut remplacer, dans les formules (13) à (16), $\sqrt{c_1 c_2} R$ par $d\mathfrak{Z}$, qui est une fonction du champ magnétique.

On obtient ainsi des types de modifications identiques aux précédents et représentés par les mêmes courbes (*fig. 10*).

Les résultats théoriques sont très conformes aux observations. L'Auteur, dans son Mémoire, a montré par plusieurs exemples que les courbes construites au moyen de la formule représentent d'une façon très satisfaisante les modifications des bandes : on peut, en particulier, observer dans un champ progressivement croissant la série successive des formes des courbes B.

20. Propagation de la lumière dans la direction des lignes de force d'un champ magnétique.

Le champ magnétique et le faisceau lumineux étant parallèles à Oz , on prend pour X, Y, Z et tous les $\mathfrak{X}_h, \mathfrak{Y}_h, \mathfrak{Z}_h$ des fonctions de la forme $\mathfrak{A} e^{i\left(t - \frac{z}{v}\right) \frac{1}{\mathfrak{Z}}}$. Les équations de Hertz (4) deviennent, dans ces conditions,

$$(17) \quad \mathfrak{x} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 X, \quad \mathfrak{y} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 Y, \quad \mathfrak{z} = o.$$

Cette dernière équation, jointe à la dernière équation du système (1) et aux équations (11) (entre lesquelles on élimine \mathfrak{z}_h), permet de conclure que \mathfrak{Z}, Z et tous les \mathfrak{Z}_h sont nuls, c'est-à-dire que tous les mouvements sont transversaux. Les systèmes (1), (9), (17) conduisent au système suivant :

$$(18) \quad \begin{cases} X \left[\left(\frac{v}{o}\right)^2 - 1 - \sum \frac{\varepsilon_{1h} \Theta_{2h} \mathfrak{Z}^2}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{Z}^2} \right] = -iY \sum \frac{\varepsilon_{2h} c_{1h} R \mathfrak{Z}^3}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{Z}^2}, \\ Y \left[\left(\frac{v}{o}\right)^2 - 1 - \sum \frac{\varepsilon_{2h} \Theta_{1h} \mathfrak{Z}^2}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{Z}^2} \right] = +iX \sum \frac{\varepsilon_{1h} c_{2h} R \mathfrak{Z}^3}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{Z}^2}, \\ Z = o. \end{cases}$$

Il est à remarquer que $\varepsilon_2 c_1 = \varepsilon_1 c_2$ [formules (3) et (10)], de sorte que les Σ des seconds membres sont les mêmes.

Les équations (18) montrent que *le cristal propage sans altération de forme deux vibrations elliptiques inverses, dont la forme est fonction de la période et dont les axes sont dirigés suivant les directions principales*. On sait d'ailleurs que la considération de deux vibrations elliptiques de sens contraires a per-

mis à plusieurs physiciens, depuis l'hypothèse d'Airy, d'expliquer les effets simultanés du pouvoir rotatoire naturel ou magnétique et de la double réfraction.

Les vitesses de propagation complexes de ces deux vibrations sont données par l'équation suivante :

$$(19) \quad \left\{ \begin{aligned} & \left[\left(\frac{v}{o} \right)^2 - 1 - \sum \frac{\varepsilon_{1h} \Theta_{2h} \mathfrak{S}^2}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2} \right] \left[\left(\frac{v'}{o} \right)^2 - 1 - \sum \frac{\varepsilon_{2h} \Theta_{1h} \mathfrak{S}^2}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2} \right] \\ & = \left(\sum \frac{\varepsilon_{2h} c_{1h} R \mathfrak{S}^3}{\Theta_{1h} \Theta_{2h} - c_{1h} c_{2h} R^2 \mathfrak{S}^2} \right)^2. \end{aligned} \right.$$

Si l'on se borne à l'approximation indiquée pour les formules (13) et (15), on peut négliger le second membre et l'on retrouve, pour le calcul des indices de réfraction et coefficients d'absorption, les équations obtenues précédemment pour les vibrations normales au champ, lorsque le faisceau est perpendiculaire aux lignes de force, c'est-à-dire les équations obtenues pour la vibration parallèle à Oy lorsque le faisceau est dirigé suivant Ox , et pour la vibration parallèle à Ox , lorsque le faisceau est dirigé suivant Oy .

En éliminant $\frac{v}{o}$ entre les équations (18), on obtient entre X et Y la relation qui détermine la forme des vibrations elliptiques. Lorsque la biréfringence est notable, ces vibrations sont très peu différentes de vibrations rectilignes.

Avec un cristal uniaxe, le champ magnétique étant dirigé suivant Oz et l'axe optique suivant Ox , on doit donc observer *simultanément*, pour les deux spectres ordinaire et extraordinaire, les modifications qu'on observerait pour la vibration normale au champ en dirigeant le faisceau *successivement* suivant Ox et Oy .

Les expériences précédemment résumées avaient conduit à cette conclusion (§ 1, *d*).

21. Polarisation rotatoire magnétique.

Le cas le plus simple est celui où l'axe optique d'un cristal uniaxe est parallèle à la direction commune du faisceau et du champ magnétique. On a alors pour toutes les bandes $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, $\Theta_1 = \Theta_2$, $c_1 = c_2$. Le cristal se comporte comme un corps isotrope et propage deux vibrations circulaires inverses ; ces vibrations ayant des vitesses inégales, le cristal présente le phénomène de la *polarisation rotatoire magnétique*.

Le problème se trouve donc le même pour les cristaux uniaxes et pour les corps isotropes, et il a été entièrement traité par M. Lorentz et M. Voigt.

Cette théorie est celle qui a été désignée au paragraphe 14 sous le nom d'*hypothèse de l'effet Hall*, nom justifié par l'hypothèse que le champ magnétique agit de la même manière sur les électrons liés produisant l'absorption sélective dans les corps transparents et sur les électrons libres produisant l'effet Hall dans les métaux.

Les bandes sont séparées par le champ magnétique en deux parties correspondant à des vibrations circulaires de sens contraires. Avec un analyseur circulaire formé d'une lame quart d'onde suivie d'un rhomboïdre de spath permettant d'obtenir deux plages contiguës correspondant à des vibrations circulaires inverses, on doit observer entre les bandes des deux plages un décalage

$$(20) \quad \Delta\lambda = 2\pi\nu c R = \frac{e}{m} \frac{\lambda^2}{2\pi\nu} R$$

permettant de mesurer le rapport $\frac{e}{m}$. De plus le sens des déplacements donne le signe de c , c'est-à-dire de e puisque $c = -\frac{e}{m} \mathfrak{S}_0^2$, à condition toutefois que le champ ne change pas de sens à l'intérieur du cristal. On a vu précédemment que les bandes des cristaux se comportent comme si elles étaient dues, les unes à des électrons négatifs, les autres à des électrons positifs, et l'Auteur a calculé pour un grand nombre de bandes de divers cristaux les valeurs de $\frac{e}{m}$ auxquelles conduit la formule (20), en admettant pour R une valeur égale à celle du champ extérieur.

22. Justification de la théorie de la rotation magnétique. auprès des bandes d'absorption.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLV, 25 novembre 1907, p. 916.
Le Radium, t. V, janvier 1908, p. 15.

Les expériences de l'Auteur ont permis d'obtenir, par les mesures des différents paramètres relatifs à une même bande, la première justification *quantitative* de la précédente théorie de la rotation magnétique.

La variation χ_h du pouvoir rotatoire, produite par l'effet d'une bande au milieu de cette bande ($\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{oh}$), est, d'après les formules de M. Voigt, donnée par l'expression suivante :

$$(21) \quad \chi_h = \varepsilon_h \frac{l c_h R}{2\nu n (c_h^2 R^2 + \mathfrak{S}_h^2)}$$

l désignant l'épaisseur de la substance.

L'Auteur a mesuré, par la méthode du compensateur (§ 12), la rotation au milieu de quelques bandes d'absorption. D'autre part, les décalages entre les composantes circulaires donnent $c_h R$, et la largeur \mathfrak{S}' peut également être mesurée par une méthode indiquée par l'Auteur (§ 29 et 30). On peut donc, à l'aide de la formule (21), calculer la constante diélectrique ε_h . Les mesures, faites à 17° et à -188° , pour la bande $523^{\mu},5$ de la tysonite, ont conduit aux chiffres suivants :

$$\varepsilon_{17^\circ} = 0,66 \cdot 10^{-7} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{-188^\circ} = 1,64 \cdot 10^{-7}.$$

D'un autre côté, l'Auteur a donné une méthode permettant, pour certaines bandes des cristaux, de mesurer la dispersion anormale, et de calculer la constante diélectrique ε , sans aucune intervention des propriétés magnéto-optiques (§ 32). Par cette autre méthode, l'Auteur a obtenu, à 25° et à -188° ,

$$\varepsilon_{25^\circ} = 0,71 \cdot 10^{-7} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{-188^\circ} = 1,53 \cdot 10^{-7}.$$

La concordance entre ces chiffres et les précédents est aussi satisfaisante que possible et les écarts peuvent être entièrement attribués aux erreurs d'expérience.

Ce résultat est fondamental, car il montre que, pour la bande considérée, la théorie basée sur l'hypothèse de l'effet Hall rend compte de l'influence de la bande, non seulement au point de vue du sens, comme il avait été dit au paragraphe 14, mais aussi au point de vue de la grandeur du phénomène.

La rotation magnétique aux environs des bandes est donc entièrement due à l'effet simultané de la dispersion anormale et de la séparation des bandes en deux composantes correspondant à des vibrations circulaires de sens opposés.

23. Cristaux biaxes. Existence de trois constantes magnétiques différentes. Généralisation du phénomène de la polarisation rotatoire magnétique.

Considérons, dans un cristal biaxe, les trois directions principales d'absorption et une bande dont la position se trouve indépendante de l'orientation de la vibration, c'est-à-dire telle qu'on ait $\mathfrak{S}_{01} = \mathfrak{S}_{02} = \mathfrak{S}_{03}$. Si l'on oriente la direction 1 parallèlement au champ magnétique, les bandes 2 et 3 donnent des doublets qui, lorsque leurs composantes sont très fines, possèdent un même écartement proportionnel à $\sqrt{c_2 c_3}$; si maintenant la direction 2 est parallèle aux lignes de force, l'écartement des doublets des bandes

1 et 3 est proportionnel à $\sqrt{c_1 c_3}$; enfin, si la direction 3 est parallèle au champ, on obtient pour les composantes des bandes 1 et 2 un écartement proportionnel à $\sqrt{c_1 c_2}$.

Or les expériences réalisées par l'Auteur, en collaboration avec M. Kamerlingh Onnes, ont montré que, pour les bandes fines des sulfates de néodyme et de praséodyme, les trois écartements obtenus pour les vibrations normales au champ, en orientant successivement les trois directions principales suivant les lignes de force, sont inégaux.

Il résulte donc de l'application de la théorie que, pour une même bande, *à chaque direction principale d'absorption correspond une constante magnétique particulière.*

Les trois constantes magnétiques c_1, c_2, c_3 étant différentes, comme chacune d'elles est, d'après la formule (10), inversement proportionnelle à la masse de l'un des électrons, *on est amené à considérer la masse électromagnétique de l'électron comme dépendant, dans un cristal, de la direction du mouvement.*

Enfin, comme les bandes ont la même position dans les trois spectres, les trois constantes f_1, f_2, f_3 [formules (2')] des forces quasi-élastiques, dans les trois directions principales, sont proportionnelles aux trois masses principales.

Il est évident que ces dernières conclusions sont entièrement subordonnées à la théorie d'après laquelle les électrons seraient soumis à des forces quasi-élastiques. Le résultat le plus important, il ne faut pas l'oublier, est le fait indépendant de toute interprétation particulière : c'est l'existence de la liaison que produit le champ entre les deux vibrations principales qui lui sont perpendiculaires, et cet effet peut être considéré comme la généralisation des phénomènes qui, dans le cas particulier des corps isotropes ou des cristaux uniaxes, se rattachent à la polarisation rotatoire magnétique.



OPTIQUE.

I.

RECHERCHES SUR LES RAYONS DE BLONDLOT (RAYONS N).

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXVIII, 1904, p. 1159, 1204, 1280, 1332, 1415, 1486 et 1586; t. CXXXIX, 1904, p. 40, 264, 267 et 416.

24. Les premiers travaux de l'Auteur ont porté sur des rayons découverts et étudiés par M. Blondlot, qui les a désignés sous le nom de *rayons N*. Ces radiations sont émises par les corps incandescents (bec Auer, lampe Nernst), et à la température ordinaire par tous les corps comprimés ou étirés, ainsi que par les centres nerveux des êtres vivants. M. Blondlot a mesuré les longueurs d'onde des divers rayons, formant un spectre discontinu, émanés d'une lampe Nernst et, *par deux méthodes absolument distinctes*, a obtenu les mêmes chiffres, qui présentent la curieuse propriété d'être en rapports simples les uns avec les autres, et sont compris entre 3^{me} et 20^{me}.

Les effets produits par les rayons N sont extrêmement difficiles à voir ; on a utilisé en général leur propriété de rendre plus apparent un petit écran de sulfure de calcium phosphorescent ; cette action est purement subjective et pour ce motif a prêté à la critique. Cependant M. Blondlot a obtenu un phénomène objectif en mettant en évidence, par un procédé photographique, l'accroissement d'intensité que ces rayons font subir à une petite étincelle électrique : cette expérience est d'ailleurs très délicate ; elle est même irréalisable si l'opérateur ne voit pas l'action et ne peut régler l'étincelle, qui n'est sensible que dans certaines conditions.

Actuellement beaucoup de physiciens nient absolument l'existence de ces rayons, et leur opinion est jusqu'à un certain point justifiée par le fait qu'au milieu des nombreuses publications faites sur ce sujet par divers observateurs, il s'en trouve qui sont d'une inexactitude évidente.

Les expériences de l'Auteur se rapportent d'abord à une action des anesthésiques qui suspendent l'émission des rayons N non seulement chez les êtres vivants (Jean Becquerel et André Broca), mais aussi dans d'autres

sources de ces rayons. L'Auteur a ensuite étudié les conditions dans lesquelles ces radiations sont émises, et enfin a observé qu'elles sont soumises à une action de la part d'un champ magnétique.

La question des rayons N ayant été très controversée et étant actuellement toujours en suspens, l'Auteur juge inutile, pour le moment, d'entrer dans quelques développements sur ses expériences. Il a néanmoins tenu à ne pas passer la question sous silence, car il est resté avec la conviction profonde que non seulement les phénomènes fondamentaux que M. Blondlot a découverts et a bien voulu lui montrer, mais aussi ceux que lui-même a décrits (en particulier les expériences faites en collaboration avec M. André Broca) ne sont pas l'effet d'une illusion. Il n'est d'ailleurs pas sans intérêt d'ajouter que les principaux faits annoncés par l'Auteur ont été confirmés par M. Blondlot.

II.

OPTIQUE DES TRÈS BASSES TEMPÉRATURES.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLIV, 1907, p. 420, 1032 et 1336; t. CXLV, 1907, p. 795 et 1150; t. CXLVI, 1908, p. 625. — *Kon. Akad. v. Wetens. Amsterdam*, 29 février 1908, p. 678. — *Le Radium*, t. IV, p. 328 et 383; t. V, p. 227. — *Physikalische Zeitschrift*, 8, n° 23, 1907, p. 929; 9, n° 3, 1908, p. 94.

Les expériences aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène ont été faites en collaboration avec M. H. Kamerlingh Onnes, au Laboratoire cryogène de l'Université de Leyde.

25. Dispositif permettant d'observer les spectres d'absorption aux plus basses températures réalisables.

Le spectroscope a été décrit au n° 1. Pour les observations à la température de l'air liquide, l'Auteur a disposé les lames cristallines, ou les petites ampoules contenant les solutions, à l'extrémité d'une tige de verre à l'intérieur d'un tube de verre à enceinte de vide, dans lequel on peut conserver de l'air liquide sans évaporation trop rapide et sans obtenir de condensation notable sur les parois. Afin de permettre l'étude des phénomènes magnéto-optiques, le tube à air liquide possède une partie étroite (diamètre extérieur 7^{mm}, diamètre intérieur 3^{mm} à 4^{mm}) pénétrant entre les pôles de l'électro-aimant. La lame cristalline ou la solution solidifiée, plongeant dans l'air liquide, est traversée par un faisceau émané d'une lampe à arc.

Le dispositif employé pour observer les spectres des corps refroidis à la température de l'hydrogène liquide (-253°) et de l'hydrogène solide (-259° ou $1/4^{\circ}$ absolu) mérite tout particulièrement l'attention. Ce dispositif a été établi du 15 janvier au 15 mars 1908, au Laboratoire cryogène de l'Université de Leyde, où se trouve la belle installation des appareils frigorifiques du professeur H. Kamerlingh Onnes, et il est représenté sur la planche ci-jointe, empruntée aux *Comptes rendus* de l'Académie d'Amsterdam.

Les lames cristallines, enchâssées et maintenues avec de la cire dans une petite lame de platine a , (a_2, a_3 , *fig. 3^a* et *fig. 3^b*) à l'extrémité d'une tige de verre a_1 , sont placées à l'intérieur d'un tube à enceinte de vide non argenté b (*fig. 2, fig. 3^a*). Ce tube, dans lequel on verse de l'hydrogène liquide, est entouré d'un autre tube c , à double paroi, renfermant de l'air liquide. Pour l'observation des phénomènes magnéto-optiques l'ensemble des deux tubes possède une partie étroite qui pénètre entre les pôles, distants de 8^{mm} , d'un électro-aimant (*fig. 1, 2* et *3*). Le diamètre intérieur du tube à hydrogène est de 4^{mm} ; la distance des deux parois de chaque tube est inférieure à $0^{\text{mm}},5$, sans qu'il y ait contact nulle part; enfin un espace annulaire de $0^{\text{mm}},5$ suffit pour laisser circuler l'air liquide autour du tube à hydrogène et pour protéger l'hydrogène contre l'évaporation qui est insignifiante dans ces conditions.

Le tube à hydrogène doit être hermétiquement fermé. Il est maintenu dans un chapeau d en argentan, fixé dans une planche f qu'on peut mettre en place au moyen de vis et de rainures. Le tube est maintenu par un collier de caoutchouc e , collé sur le verre avec une solution de caoutchouc, et serré avec deux fils de cuivre.

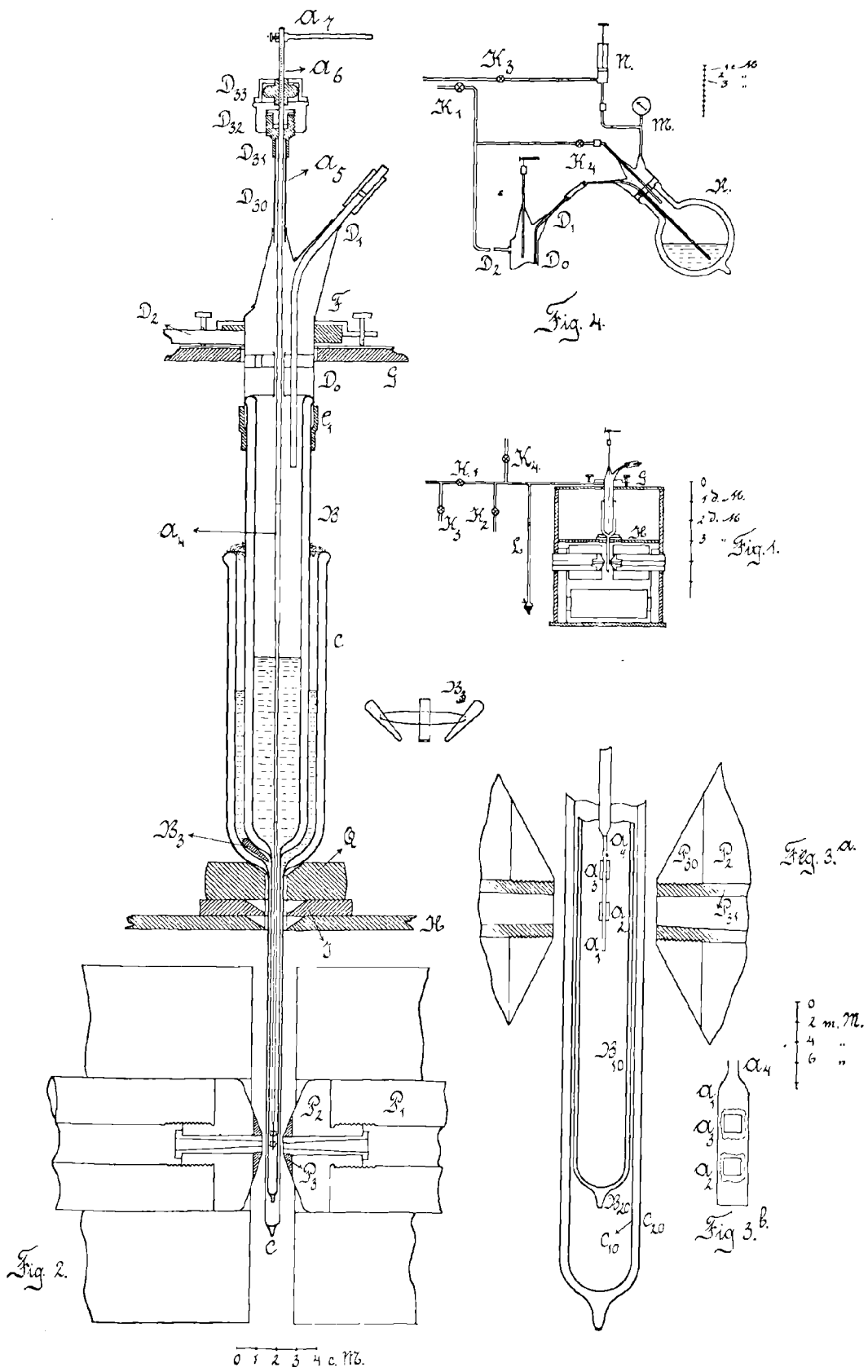
Le chapeau est pourvu des pièces suivantes :

1^o Une tubulure d_{30} fermée par une tête d_{32} dans laquelle la tige a_6 peut tourner afin d'orienter les lames cristallines. Cette tige peut aussi être montée ou descendue au moyen de l'écrou d_{33} ;

2^o Une tubulure d_1 servant à siphonner l'hydrogène;

3^o Un tube de trop-plein d_2 (*fig. 2* et *fig. 4*) qui conduit par le robinet k_1 au gazomètre renfermant l'hydrogène pur, par k_2 vers la pompe à faire le vide, par k_3 vers le vase R d'où l'hydrogène est siphonné; en l se trouve un tube de sûreté (*fig. 1*). L'opération est indiquée par la figure 4.

Lorsque le tube à hydrogène et le tube à air liquide qui l'entoure sont mis en place, on remplit, à plusieurs reprises, le premier tube avec de l'hydrogène sec afin de chasser l'air. On verse ensuite de l'air liquide dans



le tube *c*, puis de l'hydrogène liquide dans le tube *b*. Pour solidifier cet hydrogène, on ouvre le robinet k_2 donnant la communication avec la pompe.

A chaque remplissage on use $\frac{1}{4}$ de litre d'hydrogène liquide; la majeure partie sert à refroidir le tube et il reste environ 60^{cm^3} de liquide, qui permettent de travailler pendant 3 ou 4 heures. Les précautions pour éviter le mélange d'hydrogène et d'air sont indispensables : en effet, dès que l'air pénètre, il tombe en neige au fond du tube et ne tarde pas à intercepter la lumière.

**26. Influence des variations de température sur l'absorption.
Maximum d'intensité de chaque bande.**

L'Auteur, ayant été conduit à étudier les phénomènes magnéto-optiques dans les ~~liquides~~^{cristaux} à diverses températures, a observé un phénomène nouveau. Lorsqu'on refroidit les cristaux de terres rares jusqu'à la température de l'air liquide, on voit les bandes d'absorption prendre une netteté et une finesse tout à fait remarquables; un grand nombre d'entre elles se résolvent en composantes plus ou moins nombreuses, *souvent comparables comme finesse aux raies des vapeurs*. En général, les bandes sont beaucoup plus intenses qu'à la température du laboratoire, et des bandes nouvelles apparaissent. Les bandes qui, au contraire, diminuent d'intensité ou s'évanouissent par l'effet d'un refroidissement jusqu'à -190° sont très rares.

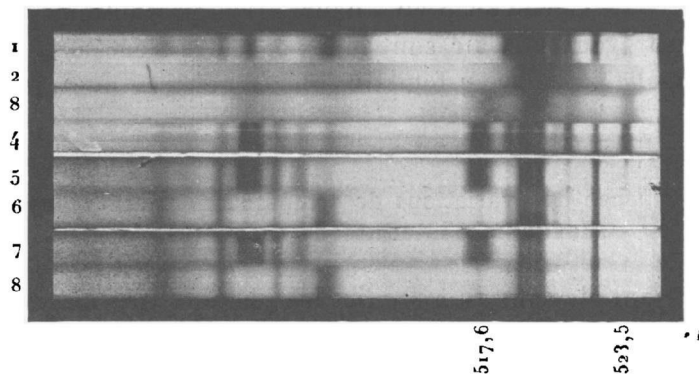
Si l'on passe aux températures de l'hydrogène liquide (-253°) et de l'hydrogène solide (-259°), on constate que certaines bandes continuent à augmenter d'intensité, mais que d'autres, au contraire, qui étaient devenues très fortes à -190° , s'affaiblissent et même disparaissent.

Ce phénomène est nettement visible sur les figures 11 et 12 obtenues avec une lame de tysonite de $1^{\text{mm}},7$ d'épaisseur. Sur la figure 11, la bande $517^{\mu},6$ du spectre ordinaire (spectre 3) est, comme on le voit, devenue très intense à la température de l'air liquide (spectre 4). Aux températures de -253° et -259° elle paraît encore plus intense. Mais, d'autre part, la bande $523^{\mu},5$, qui à -188° (spectre 4) était bien plus forte qu'à la température ordinaire (spectre 3), a diminué d'intensité d'une façon considérable lorsque la température a été abaissée à -253° (spectre 5), et à -259° (spectre 7) elle est à peine perceptible. Cette bande est donc nécessairement passée par un maximum. D'autres bandes se comportent comme la bande $523^{\mu},5$, si bien que, malgré l'augmentation d'intensité de

quelques bandes, *il est visible que vers -253° et -259° le spectre se simplifie de plus en plus.* La figure 12 montre des effets analogues.

D'une façon générale, la plupart des bandes passent par un maximum

Fig. 11.



Tysonite. — Groupe vert à diverses températures.

1. Spectre extraordinaire à la température de l'air liquide -188° ;
2. Spectre extraordinaire à la température du laboratoire $+25^{\circ}$;
3. Spectre ordinaire à la température du laboratoire $+25^{\circ}$;
4. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide -188° ;
5. Spectre ordinaire à la température de l'hydrogène liquide -253° ;
6. Spectre extraordinaire à la température de l'hydrogène liquide -253° ;
7. Spectre ordinaire à la température de l'hydrogène solide -259° (14° absolu);
8. Spectre extraordinaire à la température de l'hydrogène solide -259° .

Épaisseur du cristal : $1^{\text{mm}},7$.

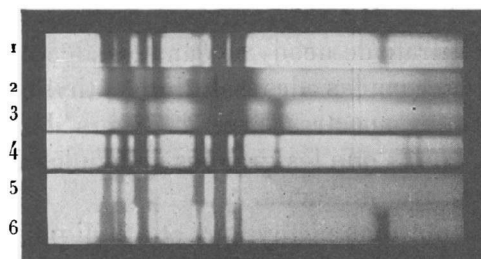
Cette figure montre les variations des bandes sous l'influence des changements de température. On voit d'abord qu'un abaissement de température rend les bandes plus fines et plus nettes (comparer 1 et 4 avec 2 et 3). Cette variation de température produit un déplacement des bandes (regarder en particulier, spectres 3 et 4, la bande $517^{\text{m}},6$, qui subit un déplacement de $0^{\text{m}},36$ entre $+25^{\circ}$ et -188°). (Voir n° 28.)

Si l'on abaisse la température jusqu'à -259° , on voit que certaines bandes ($517^{\text{m}},6$) continuent à devenir de plus en plus fortes, tandis que d'autres ont passé par un maximum. Par exemple, la bande $523^{\text{m}},5$, qui à -188° (spectre 4) est plus forte qu'à 25° (spectre 3), devient très faible à -253° (spectre 5) et disparaît presque à -259° (spectre 7). A la température de l'hydrogène solide, les spectres se simplifient (comparer 7 et 8 avec 4 et 1). (Voir n° 25.)

d'intensité à une température différente pour les diverses bandes, et souvent assez voisine du point d'ébullition de l'hydrogène. Les spectres, dont les bandes sont, à la température de l'air liquide, plus nombreuses et en général plus intenses qu'à la température ordinaire, se simplifient par suite de l'affaiblissement et de la disparition d'un certain nombre de bandes quand on atteint les très basses températures obtenues au moyen de l'hydrogène liquide.

Les changements des spectres d'absorption ont été observés non seulement avec des cristaux, mais avec des verres d'uranium, d'erbium et de

Fig. 12.



Tysonite. — Groupe jaune-vert à diverses températures.

1. Spectre extraordinaire à la température de l'air liquide -188° ;
2. Spectre extraordinaire à la température du laboratoire $+25^{\circ}$;
3. Spectre ordinaire à la température du laboratoire $+25^{\circ}$;
4. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide -188° ;
5. Spectre ordinaire à la température de l'hydrogène solide -259° ;
6. Spectre extraordinaire à la température de l'hydrogène solide -259° .

Mêmes phénomènes que sur la figure 11.

didyme, et ce phénomène paraît général pour tous les solides; il a été étendu aux bandes d'émission par phosphorescence (Henri Becquerel), et l'Auteur l'a retrouvé pour les spectres d'absorption des solutions.

27. Spectres d'absorption des solutions solidifiées.

Analyse spectrale aux basses températures.

A la température ordinaire, les solutions des sels de terres rares présentent de larges bandes floues qui ont un aspect plus ou moins dissymétrique et à l'intérieur desquelles on entrevoit quelquefois plusieurs maxima.

Les solutions de sels de didyme, erbium, samarium, etc., dans les divers alcools ou dans l'eau additionnée d'alcool, restent liquides jusqu'à très basse température, puis deviennent visqueuses et se solidifient *en restant transparentes*. Les larges bandes observées à la température du laboratoire se trouvent, à -188° , séparées en nombreuses composantes parfois très nettes et intenses. On obtient donc, comme dans les cristaux, un rétrécissement des bandes accompagné d'une très grande augmentation d'intensité.

Le même effet s'observe avec les solutions alcooliques des matières colorantes.

Ce phénomène permet d'entreprendre, dans des conditions qui n'avaient

pu encore être réalisées, l'étude de la variation du spectre d'un même corps sous diverses influences. L'Auteur a cité, comme exemple, les observations suivantes :

Influence du solvant sur le spectre d'absorption. — Si l'on dissout une même proportion de nitrate de néodyme dans les alcools méthylique, éthylique et amylique, les bandes des solutions éthylique et amylique se retrouvent dans les deux spectres, avec de légers déplacements dans un sens ou dans l'autre, tandis que les groupes de bandes des solutions méthylique et éthylique sont très différents.

En mélangeant les solutions méthylique et éthylique, l'Auteur a observé un effet très inattendu. Les bandes se distinguent en deux sortes : les unes gardent sensiblement la même intensité et occupent, entre les positions extrêmes qui correspondent aux solutions séparées, une position intermédiaire dépendant de la proportion des deux alcools ; au contraire les autres bandes se mélangent en subissant de légers déplacements, et leur intensité dépend de la proportion de la solution à laquelle elles appartiennent. Pour ces bandes les spectres des deux solutions se superposent en restant distincts.

Influence de la concentration. — L'Auteur a observé, pour quelques bandes du nitrate de néodyme, une légère diminution de la longueur d'onde quand la concentration augmente.

Influence des variations de température sur la position des groupes de bandes. — Les groupes sont rejetés du côté du violet dans les solutions solidifiées. En examinant le spectre pendant le réchauffement et la liquéfaction de la solution, l'Auteur n'a observé aucun changement brusque correspondant au changement d'état.

La résolution des bandes d'absorption en composantes fines montre tout le parti qu'on peut tirer de l'analyse spectrale aux très basses températures pour la recherche et l'isolement des terres rares.

28. Déplacement des bandes d'absorption des cristaux sous l'influence des changements de température.

La question du déplacement des bandes d'absorption des corps solides sous l'influence des variations de température avait été très contro-

versée. L'étude des spectres des cristaux de terres rares a permis à l'Auteur, non seulement de mettre hors de doute les déplacements des bandes, mais aussi d'évaluer avec une assez grande précision les déplacements entre $+25^{\circ}$ et -190° .

Si l'on projette sur la fente du spectroscopie, à différentes hauteurs, les images de la lame cristallisée, on peut juxtaposer sur un même cliché, sans toucher au châssis ni déplacer la plaque, les spectres d'un même cristal à diverses températures et comparer ainsi directement ces spectres.

Les spectres 1, 2, 3, 4 des figures 11 et 12 ont été obtenus de cette manière, et l'on voit très nettement que, pour la tysonite, *l'abaissement de température déplace les bandes du côté des petites longueurs d'onde.*

Le déplacement de la bande 517,6 du spectre ordinaire est le plus grand qui ait été observé ($0^{\mu\mu}, 36$); il est bien net sur la figure 11 (spectres 3 et 4). La grandeur des autres déplacements est variable entre $0^{\mu\mu}, 01$ et $0^{\mu\mu}, 1$.

Dans les cristaux de *parisite* et de *monazite*, les bandes se déplacent pour la plupart vers les petites longueurs d'onde par l'effet du refroidissement; toutefois quelques bandes de la parisite se déplacent dans le sens opposé.

Avec les cristaux de xénotime, *l'abaissement de température déplace les bandes les unes vers les petites, les autres vers les grandes longueurs d'onde.*

Il n'y a aucune relation apparente entre ce phénomène et les propriétés magnéto-optiques de ces bandes.

La variabilité dans le sens du déplacement est un fait qui doit attirer l'attention. Il faut remarquer qu'on observe à la fois l'effet propre de l'abaissement de température et l'effet de la variation du volume qui en résulte. Or, les expériences de Fizeau ont montré que certains cristaux, lorsqu'on fait varier leur température, se dilatent suivant certaines directions pendant qu'ils se contractent suivant d'autres. Si, pour deux molécules absorbantes donnant des bandes différentes, les directions principales de dilatation et de contraction ne sont pas les mêmes, on conçoit que, sous l'influence d'une même variation de température, les modifications des bandes d'absorption, pour une vibration lumineuse convenablement orientée, puissent être inverses l'une de l'autre, l'une correspondant à une contraction, l'autre à une dilatation.

D'autre part, il est possible que la contraction à température constante et l'abaissement de température à volume constant produisent des effets opposés; on s'expliquerait ainsi, dans les changements de température à pression constante, la variabilité du sens des déplacements des bandes suivant la prédominance de l'effet propre du changement de volume ou de l'effet propre de la variation de température.

29. Méthode nouvelle d'observation et de mesure de la dispersion anormale dans les cristaux.

Pour étudier les changements subis par les bandes, l'Auteur a indiqué une méthode permettant, dans les cristaux, d'observer et de mesurer la variation de l'indice de réfraction auprès de ces bandes.

Une lame cristalline, taillée parallèlement à deux des directions principales, est orientée de manière que ces deux directions soient l'une horizontale, l'autre verticale, et est placée entre deux nicols croisés à 45° de l'horizontale. Si l'on projette sur la fente du spectroscope l'image de la lame, on observe des franges verticales (spectre cannelé de Fizeau et Foucault).

D'autre part, supposons qu'on place contre la fente du spectroscope, entre les deux mêmes nicols, un compensateur de Babinet, orienté de manière que la frange centrale soit normale à la fente. Si l'on n'interpose pas la lame cristalline, on obtient dans le spectre une ligne noire horizontale correspondant au point d'intersection de la frange centrale avec la fente, et de part et d'autre de cette ligne on observe des lignes noires légèrement inclinées qui correspondent aux autres franges du compensateur.

Disposons à la fois le cristal et le compensateur : il se produit une combinaison des deux systèmes de franges horizontales et verticales, et l'on observe des franges obliques. En d'autres termes, le compensateur met en évidence la différence de marche qui se produit entre les deux vibrations transmises par la lame cristalline, c'est-à-dire la biréfringence du cristal.

Les franges sont fortement disloquées en traversant les bandes; si une bande n'existe que dans l'un des deux spectres principaux, l'indice de la vibration absorbée varie suivant la loi de dispersion anormale, tandis que l'autre indice possède une variation normale. *Les franges subissent une perturbation et dessinent la courbe de dispersion anormale.*

Si les deux spectres principaux contiennent chacun une bande à la même place, la dislocation de la frange permet d'étudier la biréfringence anormale, qui est une fonction des paramètres correspondant aux deux bandes.

30. Variation de la largeur des bandes. Loi de proportionnalité à la racine carrée de la température absolue.

On a vu [§ 18, formule (8)] que l'indice de réfraction d'une vibration de période $2\pi\tilde{\nu}$ peut se mettre sous la forme

$$n^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \tilde{\nu}^2 (\tilde{\nu}^2 - \tilde{\nu}_{oh}^2)}{(\tilde{\nu}^2 - \tilde{\nu}_{oh}^2)^2 + \tilde{\nu}^2 \tilde{\nu}_h^2};$$

$2\pi\mathfrak{S}_{oh}$ est la période correspondant au milieu de la bande h , \mathfrak{S}'_h le coefficient d'amortissement et ϵ_h la constante diélectrique.

Si l'on considère le terme

$$\frac{\epsilon_h \mathfrak{S}^2 (\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{oh}^2)}{(\mathfrak{S}^2 - \mathfrak{S}_{oh}^2)^2 + \mathfrak{S}^2 \mathfrak{S}'_h^2}$$

qui donne la variation de l'indice produite par la bande h , il est facile de voir que, pour les bandes fines ($\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0$ négligeable devant \mathfrak{S}_0), $2\pi\mathfrak{S}'$ est la différence des périodes des deux vibrations pour lesquelles cette variation de l'indice atteint ses plus grandes valeurs, l'une négative, l'autre positive, de part et d'autre du milieu de la bande; $2\pi\varphi\mathfrak{S}'$ représente la *largeur de la bande*.

La méthode résumée au paragraphe 29 permet de déterminer aisément cette largeur, pour les bandes non communes aux deux spectres principaux de la lame cristalline, en observant simplement la frange qui dessine la courbe de dispersion; les points de plus grande perturbation sont faciles à déterminer.

Les mesures faites par l'Auteur depuis 70° jusqu'à -188° , en prenant une température intermédiaire (-80°) obtenue au moyen d'un mélange d'acide carbonique solide et d'éther, ont montré que le rapport des largeurs d'une même bande à deux températures est toujours très voisin du rapport des racines carrées des températures absolues. Voici d'ailleurs les résultats de quelques mesures :

TYSONITE.

LONGUEURS d'onde à 20°	RAPPORT des largeurs ou des amortissements entre 20° et -188° .	RAPPORT des racines carrées des températures absolues.	RAPPORT des largeurs.	RAPPORT des racines carrées des températures absolues.	
$479,1$ (Sp. extr.)...	$1,83 \pm 0,04$ (moyenne, 10 mesures)	1,85	"	"	
$517,6$ (Sp. ord.)...	$1,84 \pm 0,03$ (moyenne, 10 mesures)		$1,94 \pm 0,07$	entre $+58^\circ$ et -188°	1,97
$523,5$ (Sp. ord.)...	$1,83 \pm 0,06$ (moyenne, 10 mesures)		$2,12 \pm 0,15$	entre $+69^\circ$ et -188°	2,01
$582,6$ (Sp. ord.)...	$1,85 \pm 0,03$ (moyenne, 15 mesures)		$1,97 \pm 0,03$	entre $+60^\circ$ et -188°	1,98

Pour les bandes qui sont communes aux deux spectres, la méthode précédente n'est plus applicable. L'Auteur a indiqué une seconde méthode basée sur l'observation des phénomènes magnéto-optiques : le rapport des

largeurs d'une même bande à deux températures différentes est mesuré par le rapport des intensités des champs magnétiques qui produisent la séparation de la bande en deux composantes distinctes. Cette méthode a été employée pour quelques bandes du xénotime et a également donné des nombres voisins du rapport des racines carrées des températures absolues.

L'Auteur a donc énoncé la loi suivante, applicable jusqu'à -190° :

La largeur de chaque bande d'absorption, mesurée entre les maxima de perturbation de la courbe de dispersion, varie proportionnellement à la racine carrée de la température absolue.

Si maintenant on abaisse la température jusqu'à -253° et -259° , on constate que la plupart des bandes cessent de suivre cette loi simple et se rétrécissent de moins en moins. Quelques-unes même passent un *minimum de largeur*.

34. Considérations théoriques relatives à la largeur des bandes spectrales.

Le Radium, t. IV, p. 338.

Bien que la loi simple qui vient d'être énoncée ne soit plus applicable quand la température devient extrêmement basse, le fait qu'elle est très approchée entre certaines limites révèle une relation intime entre la largeur des bandes et l'agitation thermique. Cette loi signifie que *la largeur des bandes est proportionnelle à la vitesse moyenne de translation des molécules*.

L'Auteur a montré par quelques considérations théoriques simples que, s'il s'agissait d'un gaz, une loi semblable pourrait être facilement prévue. La largeur des bandes spectrales peut résulter, non seulement de la vitesse du mouvement des molécules qui emportent les centres d'émission ou d'absorption (principe de Doppler-Fizeau), mais aussi des chocs qui se produisent entre les molécules. Ces chocs déterminent en effet des variations brusques et fortuites dans la phase, l'amplitude et la direction du mouvement des électrons ; la lumière émise ou absorbée cesse par suite d'être homogène, même si tous les électrons possèdent des mouvements de même période. La largeur des bandes est fonction de la longueur moyenne des trains d'onde émis entre deux chocs.

On peut alors déduire des formules de la théorie cinétique que pour une même masse d'un gaz restant *sous volume constant*, si la distance entre les centres de deux molécules au moment de leur choc est sensiblement con-

stante, la largeur des bandes doit être proportionnelle à la racine carrée de la température absolue.

La théorie ne s'applique qu'à un gaz, et c'est cependant dans un solide que la loi précédente a été obtenue expérimentalement entre certaines limites de température. Comme dans les solides la largeur des bandes est beaucoup trop grande pour pouvoir être expliquée entièrement par le principe de Doppler-Fizeau, l'Auteur pense que cette largeur provient en majeure partie de chocs (ou d'actions mutuelles équivalentes à des chocs) extrêmement nombreux entre les molécules.

32. Variabilité des coefficients diélectriques. Existence pour chaque bande d'un maximum d'absorption.

Le Radium, t. IV, p. 383, et t. V, p. 232.

Pour savoir comment varie l'absorption produite par l'ensemble des électrons contribuant à former une même bande, il ne suffit pas d'observer les variations d'intensité du milieu de la bande, il faut mesurer à la fois les changements d'intensité et les changements de largeur.

Au moyen de la méthode des franges du compensateur de Babinet (§ 29), l'Auteur a mesuré la variation de phase entre les deux vibrations transmises par la lame, et a pu ainsi évaluer, auprès des bandes non communes aux deux spectres, la variation de l'un des indices de réfraction. Les plus grandes variations de l'indice, mesurées pour quatre bandes de la tysonite, sont indiquées dans le Tableau ci-dessous; on remarque que, pour trois des bandes, la variation de l'indice est, à la température de l'air liquide, quatre à six fois plus considérable qu'à la température ordinaire.

Les résultats obtenus peuvent être interprétés dans la théorie de la dispersion. Si l'on se reporte à la formule (§ 30) qui exprime l'indice de réfraction en fonction des paramètres se rapportant aux diverses bandes, il est facile de voir que la variation de l'indice auprès d'une bande permet de calculer la constante diélectrique ϵ ; en effet, les bandes étant assez fines pour que $\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_o$ soit négligeable vis-à-vis de $\tilde{\nu}_o$, les plus grandes variations de n^2 ont lieu pour $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o \pm \frac{\tilde{\nu}'_o}{2}$, et, pour ces valeurs de $\tilde{\nu}$, on obtient les formules

$$\Delta(n^2) = 2n \Delta n = \frac{\epsilon_h \tilde{\nu}_o h}{2 \tilde{\nu}'_o},$$

$$\epsilon_h = \frac{4n \Delta n \tilde{\nu}'_o}{\tilde{\nu}_o h}.$$

Ayant mesuré Δn et la largeur $2\pi c \mathcal{E}_k$, on calcule ϵ_k . Les valeurs de ces coefficients diélectriques à 25° et à -188° sont indiquées dans le Tableau. Il est extrêmement important de constater que ces coefficients sont variables et qu'ils augmentent, en général, lorsque la température s'abaisse.

TYSONITE.

λ à 25° .	479 ^{uu} ,1 (Sp. extr.).	517 ^{uu} ,6 (Sp. ord.).	523 ^{uu} ,5 (Sp. ord.).	582 ^{uu} ,5 (Sp. ord.).
Δn à 25°	$\pm 0,0000195$	$\pm 0,0000280$	$\pm 0,0000184$	$\pm 0,0000368$
Δn à -188°	$\pm 0,0001138$	$\pm 0,0001290$	$\pm 0,0000733$	$\pm 0,0000334$
ϵ à 25°	$2,29 \cdot 10^{-7}$	$2,14 \cdot 10^{-7}$	$0,710 \cdot 10^{-7}$	$4,82 \cdot 10^{-7}$
ϵ à -188°	$7,23 \cdot 10^{-7}$	$5,31 \cdot 10^{-7}$	$0,53 \cdot 10^{-7}$	$2,35 \cdot 10^{-7}$
$\frac{\epsilon_{25}}{\epsilon_{-188}} = \frac{N_{25}}{N_{-188}}$	0,317	0,402	0,464	2,05
$\frac{c}{m}$	"	$+ 2,49 \cdot 10^7$	$- 2,48 \cdot 10^7$	"
$N\epsilon$ à 25°	"	$1,01 \cdot 10^{-5}$ U. E. M.	$3,28 \cdot 10^{-6}$ U. E. M.	"
$N\epsilon$ à -188°	"	$2,50 \cdot 10^{-5}$ U. E. M.	$7,07 \cdot 10^{-6}$ U. E. M.	"
Nm à 25°	"	$4,05 \cdot 10^{-13}$ gr. par cm^3	$1,32 \cdot 10^{-13}$ gr. par cm^3	"
Nm à -188°	"	$1,00 \cdot 10^{-12}$ gr. par cm^3	$2,85 \cdot 10^{-13}$ gr. par cm^3	"
N à 25°	"	$0,89 \cdot 10^{15}$ par cm^3	$2,90 \cdot 10^{14}$ par cm^3	"
N à -188°	"	$2,21 \cdot 10^{15}$ par cm^3	$6,25 \cdot 10^{14}$ par cm^3	"

L'Auteur a donc obtenu la conclusion suivante : *l'énorme augmentation d'intensité qu'on observe pour la majorité des bandes, en plongeant le cristal dans l'air liquide, ne provient donc pas uniquement du rétrécissement de ces bandes, mais résulte aussi d'une augmentation de l'énergie totale absorbée, corrélative de l'accroissement du coefficient diélectrique.*

Considérons les bandes qui donnent lieu à une absorption croissante entre 25° et -188° . On a vu précédemment aux paragraphes 26 et 30 que, lorsqu'on abaisse la température jusqu'à -253° et -259° , pour un grand nombre d'entre elles, la largeur et l'intensité sont plus petites qu'à -188° . Pour ces bandes, il est évident que l'absorption est, à -253° , moindre qu'à -188° et diminue par conséquent après avoir augmenté.

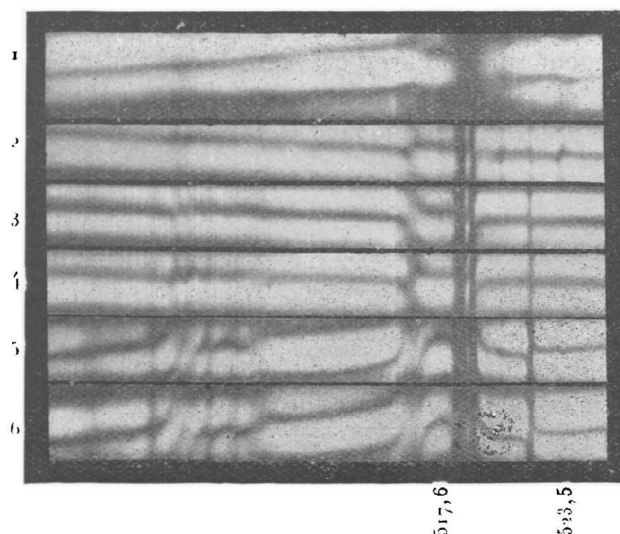
Il existe donc, pour chacune de ces bandes, une température à laquelle l'absorption passe par un maximum.

La figure 13 rend évidente à première vue l'existence de ce maximum pour la bande 523^{uu},5 de la tysonite. Le spectre l'obtenu avec une lame

de $1^{\text{mm}},71$ d'épaisseur montre la frange qui dessine la courbe de dispersion à la température du laboratoire et permet de mesurer la variation de l'indice auprès de la bande $523^{\text{m}\mu},5$. A -188° on obtient le spectre 2 avec une lame de $0^{\text{mm}},41$.

On voit d'abord que la largeur est, à -188° , environ deux fois plus faible qu'à 20° . Si l'absorption restait constante, la grandeur de la dislocation de la frange devrait être inversement proportionnelle à la largeur, et, comme elle est, de plus, proportionnelle à l'épaisseur de la lame, elle devrait être,

Fig. 13.



Tysonite. — Birefringence et dispersion anormales auprès des bandes d'absorption, à diverses températures.

	mm	température	°
1.	Lame de $1,71$		20
2.	» $0,41$	»	-188
3.	» $0,41$	»	-253
4.	» $0,41$	»	-259
5.	» $1,71$	»	-253
6.	» $1,71$	»	-259

Mesure de la largeur et de l'intensité des bandes par la méthode du compensateur. (Voir méthode au n° 29; résultats aux n° 30, 31, 32, 33.)

dans le spectre 2, environ deux fois plus petite que dans le spectre 1; or elle se trouve un peu plus grande: l'absorption a donc beaucoup augmenté.

A -253° (spectre 5) la dislocation avec une lame de $1^{\text{mm}},71$ est de nouveau à peu près la même qu'à 20° , et la largeur est encore un peu moindre qu'à -188° . Par conséquent, l'absorption à -253° est non seule-

ment plus faible qu'à -188° , mais se trouve même plus faible qu'à 20° . Enfin, à -259° (spectre 6), la dislocation a presque disparu.

Cet exemple établit aussi nettement que possible l'existence d'un maximum d'absorption pour la bande $523^{\text{m}},5$ de la tysonite. Ce fait se retrouve pour de nombreuses bandes de tous les cristaux.

Il est bien probable que le maximum d'absorption est une propriété générale pour toutes les bandes. Les rares bandes pour lesquelles l'absorption est, à -188° , plus faible qu'à 20° , ont sans doute leur maximum soit entre ces deux températures, soit à haute température. Pour les bandes qui, au contraire, continuent à donner une absorption croissante jusqu'à -259° , il est à présumer que le maximum doit se produire au-dessous de la température de l'hydrogène solide. Parmi ces dernières bandes se trouvent celles qui apparaissent par refroidissement; elles constituent *un spectre de basse température à peu près invisible à la température ordinaire*.

33. Calcul du nombre des électrons produisant l'absorption sélective.

On a vu au paragraphe 18 [formule (3)] que le coefficient diélectrique relatif à une bande est lié au nombre des électrons par unité de volume, à la charge et à la masse de l'un de ces électrons par la formule

$$\epsilon = \frac{4\pi v^2 e^2 N}{m} \mathfrak{E}_n^2.$$

Ayant mesuré, d'une part ϵ ainsi qu'il vient d'être dit, d'autre part $\frac{e}{m}$ par les phénomènes magnéto-optiques, l'Auteur a obtenu Ne et Nm , c'est-à-dire *la charge totale et la masse totale, par unité de volume, des électrons vibrant à un même instant*. Ces valeurs sont indiquées dans le Tableau, au-dessous des valeurs de ϵ , pour deux bandes de la tysonite : il est intéressant de remarquer quelle faible quantité de matière (10^{-12} à 10^{-13} gramme par centimètre cube) entre en jeu dans ces phénomènes.

Si l'on admet que la charge de chaque électron est égale à la charge d'un ion gazeux, *on peut obtenir une évaluation du nombre N des électrons par centimètre cube*.

Les nombres ainsi calculés, de l'ordre de 10^{11} à 10^{13} , sont très petits par rapport au nombre total des molécules.

L'Auteur a donc été conduit à supposer que *toutes les molécules ne parti-*

cipent pas à la fois à l'absorption et que celles qui, à un instant donné, possèdent un électron absorbant sont extrêmement rares.

La variabilité des coefficients diélectriques, à diverses températures, entraîne la variabilité du nombre des électrons, auquel ces coefficients sont proportionnels.

L'Auteur et M. Kamerlingh Onnes ont rapproché la variation de l'absorption sélective du changement de la résistance électrique des métaux. Ces deux effets paraissent de même nature et se produisent, le premier pour des électrons liés, le second pour les électrons libres.



ÉLECTRICITÉ.

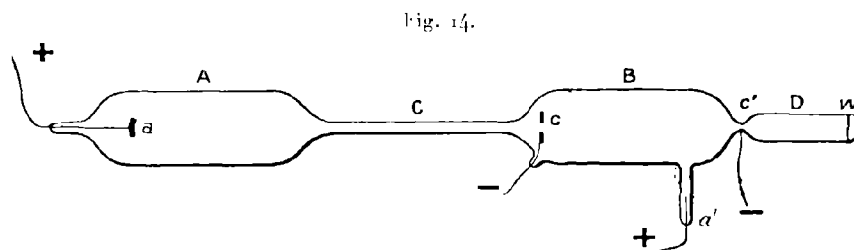
RECHERCHES SUR LES ÉLECTRONS POSITIFS.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXLVI, 1908, p. 1308; t. CXLVII, 1908, p. 121.
Bulletin du Muséum MDCCCXVIII, n° 6, 1908. — *Le Radium*, t. V, 1908, p. 193.

34. Production, par l'action des rayons cathodiques sur les rayons-canaux, d'un faisceau positif possédant une déviabilité magnétique comparable à celle d'un faisceau cathodique.

L'Auteur, ayant été amené par ses recherches sur les phénomènes magnéto-optiques à la conviction que certains effets sont une manifestation de l'existence d'électrons positifs, a cherché à obtenir *libre* le second constituant de la matière et a été conduit à réaliser les expériences suivantes :

Un tube de Crookes (*fig. 14*) est formé de deux parties A et B cylindriques



(diamètre 3^{cm},5; longueur 10^{cm} à 13^{cm}), réunies par un tube étroit C (diamètre 6^{mm}; longueur 10^{cm} à 15^{cm}). L'anode a , formée d'une plaque d'aluminium de 12^{mm} de diamètre, est dans l'ampoule A, et la cathode c , également en aluminium, est dans l'ampoule B. Cette cathode (diamètre 10^{mm}) est percée d'un trou de 1^{mm} en face de l'étranglement C, de manière à laisser pénétrer des rayons-canaux au milieu des rayons cathodiques émis dans l'ampoule B. Les décharges sont produites par une bobine d'induction ou, de préférence, par une machine statique à huit plateaux.

Des expériences préliminaires, qui sont décrites en détail dans le Mémoire de l'Auteur, font supposer que certains effets peuvent être dus à la présence,

dans l'ampoule B, de corpuscules positifs très déviables par l'aimant. L'Auteur, admettant provisoirement cette hypothèse, a cherché à faire sortir les corpuscules positifs de l'ampoule B en les attirant par une cathode secondaire c' (*fig. 14*) formée d'un grillage ou mieux d'une petite boucle (1^{mm},5 de diamètre) placée à l'entrée d'une ampoule supplémentaire D. Une seconde anode a' augmente l'intensité des rayons cathodiques émanés de la cathode principale c . Enfin un écran de willémité ω est placé dans D.

Tant que la pression est relativement élevée (supérieure à $\frac{1}{370}$ de millimètre), en reliant l'écran ω à la cathode on obtient seulement sur la willémité une petite tache phosphorescente très nette, produite par un rayon-canal pratiquement insensible à un faible champ magnétique.

Lorsque la pression devient inférieure à $\frac{1}{370}$ de millimètre (avec l'air), on voit se former autour de la petite tache du rayon-canal une nouvelle tache dont l'intensité augmente si l'on abaisse la pression jusqu'au millième de millimètre.

En approchant de c' un petit aimant, on *déplace fortement cette dernière tache, normalement aux lignes de force, dans le sens correspondant à des charges positives émanées de la cathode secondaire c'* . Dans le gaz un faisceau de couleur bleue (particulièrement bien visible dans l'hydrogène), mobile quand on fait varier le champ magnétique, relie la tache phosphorescente à la cathode secondaire c' .

En même temps le rayon-canal donne toujours sur l'écran une tache intense. Ce rayon subit, sous l'influence de l'aimant, dans le même sens que les rayons cathodiques allant de B vers D, un déplacement extrêmement faible dû à une légère déformation du champ électrique en c' .

Par plusieurs expériences décrites dans son Mémoire, l'Auteur a prouvé que le rayonnement déviable *distinct du rayon-canal* est dirigé de c' vers l'intérieur de D.

Enfin, en plus du rayon-canal et du faisceau déviable attiré par la cathode secondaire, cette petite cathode c' émet des rayons cathodiques, qui produisent sur l'écran ω une tache phosphorescente, à condition que cet écran ne soit plus relié à la cathode. Lorsqu'on approche l'aimant vis-à-vis de c' , la tache des rayons cathodiques et celle des rayons positifs déviables s'écartent progressivement, *et les déplacements de chacune d'elles sont du même ordre de grandeur*.

Il est très remarquable de constater que la déviabilité du faisceau issu de c' se produit seulement soit dans le voisinage immédiat de c' , soit au-dessus de cette cathode dans l'ampoule B. Le rayon observé dans D, formant

une tache verte sur la willémité ou une tache orangée sur le verre, n'est pas sensible au champ magnétique et n'est que *le prolongement d'un faisceau dévié*.

Ce prolongement, non sensible au champ magnétique, semble ne pas être électrisé. En effet, la tache observée sur l'écran de willémité ne change ni de position, ni de forme, ni d'intensité, que l'écran soit ou non relié à la cathode. Au contraire, la tache du rayon-canal, très intense lorsque l'écran ω est au potentiel de la cathode, devient à peine perceptible lorsque cet écran n'est pas chargé négativement, à cause de la perte de force vive que subissent, en s'éloignant de c' , les ions positifs formant le rayon-canal. De plus, en touchant les parois de D, on déplace fortement le rayon-canal sans modifier l'autre faisceau.

Enfin l'Auteur a établi que le faisceau attiré par la cathode c' n'est déviable par le champ magnétique qu'au milieu d'une atmosphère de corpuscules cathodiques, et qu'il est nécessaire, pour produire ces phénomènes, de faire pénétrer à la fois dans l'ampoule B des rayons cathodiques et des rayons-canaux. La suppression de l'afflux venant de A, ou une notable déviation du faisceau cathodique émané de c , entraînent la disparition du faisceau positif déviable.

35. Discussion de diverses interprétations des expériences.

Essais d'Isolement de l'électron positif.

L'Auteur a cherché, en premier lieu, à rendre compte des faits observés au moyen des rayonnements actuellement connus. Pour expliquer l'existence d'un rayon positif déviable par l'approche d'un aimant, on peut émettre diverses hypothèses.

1° Le faisceau cathodique peut, sur son passage, produire des ions positifs qui sont ensuite attirés par c' et forment un faisceau mobile lorsque les rayons cathodiques sont déplacés dans un champ magnétique.

Cette explication ne peut être admise; d'abord elle n'est pas conforme à quelques expériences décrites par l'Auteur, mais surtout elle ne fait pas intervenir les rayons-canaux issus de c , qui sont, comme on l'a vu plus haut, nécessaires pour produire le rayonnement déviable.

2° Le déplacement des rayons cathodiques peut, au voisinage de c' , déformer le champ électrique qui oriente les trajectoires des ions positifs.

Il est facile de se rendre compte que la déviation des rayons cathodiques

doit entraîner un déplacement du faisceau positif du côté où les charges négatives sont transportées sur les parois, c'est-à-dire du côté où sont déviés ces rayons cathodiques : *c'est précisément le sens du léger déplacement observé pour le rayon-canal, mais au contraire le faisceau très mobile est dévié dans le sens opposé.*

On peut d'ailleurs prouver que le champ électrique n'est qu'à peine modifié par les déplacements du faisceau cathodique. Avec un aimant placé en c' , on amène les rayons cathodiques issus de cette cathode à former sur la paroi de B une tache située à quelques centimètres de c' . Si l'on approche de la cathode c un second aimant déplaçant le faisceau principal sans agir sensiblement sur le rayon issu de c' , on constate que la tache formée par ce dernier rayon reste immobile et ne change pas de forme.

3° On peut penser qu'une partie des rayons-canaux passe tantôt par une région de la boucle c' , tantôt par une autre, et qu'il en résulte un changement de direction des corpuscules.

Deux observations s'opposent absolument à cette interprétation :

En premier lieu, dans l'un des tubes employés, la cathode secondaire était formée d'un grillage dont l'une des mailles, très petite, était oblique et touchait la paroi ; de cette maille partait un pinceau très fin, qui produisait sur le verre une trainée linéaire de couleur orangée. On pouvait observer facilement le déplacement de cette trainée sous l'influence d'un aimant approché de c' , et il était bien visible que le rayon partait toujours du même point de la cathode c' .

En second lieu, dans un autre tube, il y avait une grande instabilité dans l'orientation des rayons-canaux : ces rayons passaient tantôt par le centre de c' , tantôt par les bords entre la boucle et les parois. On voyait (principalement sous l'influence du déplacement du faisceau cathodique) la tache des rayons-canaux sauter *brusquement* d'un point à un autre de l'écran ω , mais la région dans laquelle se déplaçait cette tache était fixe et limitée à une figure reproduisant une image déformée de la boucle. D'autre part, auprès de la tache des rayons-canaux, il y avait toujours la tache mobile, subissant, elle aussi, quelques déplacements irréguliers, mais se déplaçant en outre *progressivement* sous l'influence d'un champ magnétique variable.

Cette dernière tache était toujours parfaitement distincte des taches formées par les rayons-canaux émanés soit du centre, soit des bords de la cathode secondaire.

4° L'hypothèse que le faisceau dévié pourrait être dû à des ions de faible vitesse est inadmissible si l'on remarque qu'à côté du faisceau mobile on

observe un rayon-canal non dévié ayant franchi la même chute de potentiel.

5° Enfin le fait que le prolongement du rayon sensible ne paraît pas électrisé suggère l'idée d'une combinaison des ions positifs avec les électrons négatifs. Mais les systèmes constitués par un électron gravitant autour d'un ion forment, comme l'a montré M. Righi, des rayons magnétiques capables de se déplacer parallèlement aux lignes de force, et non normalement, comme dans les présentes expériences.

N'ayant pu réussir à expliquer les observations à l'aide des phénomènes actuellement connus, l'Auteur a été amené à ^{supposer que} le faisceau, dans la région où il est déviable, ^{serait} formé non plus d'ions, mais d'*électrons positifs libres*. Il faut en effet bien remarquer que, si les expériences n'ont pas permis de mesurer, pour les corpuscules formant le nouveau faisceau, le rapport de la charge à la masse, elles en donnent cependant l'ordre de grandeur, puisque *ces corpuscules et les électrons négatifs possèdent une déviation magnétique du même ordre de grandeur lorsqu'ils ont franchi en sens inverse la même chute de potentiel*. Ce résultat ^{car les électrons ont à traverser} que les nouveaux corpuscules sont autres que des ions, et qu'ils sont de même nature que les électrons. Il reste, bien entendu, à mesurer le rapport de leur charge à leur masse, avec assez de précision pour savoir si ce rapport est ou n'est pas le même pour les électrons des deux signes. Il serait même fort important d'aller plus loin, et de mesurer la masse et la charge d'un électron positif. Ces recherches ne seront sans doute guère faciles, car ^{car} ^(leur-est) les électrons positifs apparaissent comme bien fugitifs, se transformant dès qu'ils sortent de l'atmosphère cathodique qui les a arrachés aux rayons-canaux.

Cependant la ^{preuve définitive de l'existence du constituant positif de la matière} ~~Il s'agit seulement d'une hypothèse admissible. On doit se former au moins une~~ ^{à dire} que le nouveau rayonnement est toujours bien distinct des rayons-canaux et qu'aucune explication de ses effets ne paraît pouvoir être donnée à l'aide des rayonnements connus. On a lu, dans la première Partie de cette Notice, quelques réflexions suggérées à l'auteur par ses expériences, réflexions que l'on doit considérer, non comme des conclusions déduites des faits observés, mais seulement comme des hypothèses destinées à guider les premières recherches dans ce domaine encore inexploré.

LISTE CHRONOLOGIQUE DES PUBLICATIONS

FAITES PAR M. JEAN BECQUEREL.

I. NOTES PRÉSENTÉES A L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

1-10. Recherches sur les rayons de Blondlot (Rayons N).

[*C. R.*, 1904, t. CXXXVIII, p. 1159; t. CXXXVIII, p. 1204; t. CXXXVIII, p. 1280 (JEAN BECQUEREL et ANDRÉ BROCA); t. CXXXVIII, p. 1332; t. CXXXVIII, p. 1415; t. CXXXVIII, p. 1486; t. CXXXVIII, p. 1586; t. CXXXIX, p. 40; t. CXXXIX, p. 264; t. CXXXIX, p. 267.]

11. Sur les variations des bandes d'absorption d'un cristal dans un champ magnétique.

(*C. R.*, t. CXLII, 26 mars 1906, p. 775.)

12. Sur les variations des bandes d'absorption d'un cristal dans un champ magnétique.

(*C. R.*, t. CXLII, 9 avril 1906, p. 874.)

13. Sur la corrélation entre les variations des bandes d'absorption des cristaux dans un champ magnétique et la polarisation rotatoire magnétique.

(*C. R.*, t. CXLII, 21 mai 1906, p. 1144.)

14. Sur une théorie des phénomènes magnéto-optiques.

(*C. R.*, t. CXLIII, 19 novembre 1906, p. 769, et *errata*, t. CXLIV, p. 592.)

15. Sur une explication théorique des phénomènes magnéto-optiques observés dans un cristal.

(*C. R.*, t. CXLIII, 3 décembre 1906, p. 890.)

16. Sur les phénomènes de polarisation rotatoire magnétique dans les cristaux.

(*C. R.*, t. CXLIII, 10 décembre 1906, p. 962.)

17. Sur les modifications dissymétriques de quelques bandes d'absorption d'un cristal sous l'action d'un champ magnétique.

(*C. R.*, t. CXLIII, 24 décembre 1906, p. 1133.)

18. Sur les modifications subies dans un champ magnétique par les bandes d'absorption des cristaux de tysonite.
(*C. R.*, t. CXLIV, 21 janvier 1907, p. 132.)
19. Influence de la température sur l'absorption dans les cristaux. Phénomènes magnéto-optiques à la température de l'air liquide.
(*C. R.*, t. CXLIV, 25 février 1907, p. 420.)
20. Sur la polarisation rotatoire magnétique aux environs des bandes d'absorption. Pouvoir rotatoire magnétique des cristaux à la température de l'air liquide.
(*C. R.*, t. CXLIV, 25 mars 1907, p. 682, et *errata*, p. 1078.)
21. Sur les changements des bandes d'absorption dans les cristaux et la loi de variation de l'amortissement du mouvement des électrons absorbants à diverses températures.
(*C. R.*, t. CXLIV, 13 mai 1907, p. 1032.)
22. Sur les déplacements des bandes d'absorption des cristaux sous l'action des variations de température.
(*C. R.*, t. CXLIV, 17 juin 1907, p. 1336.)
23. Sur les variations des bandes d'absorption de cristaux de parisite et de tysonite dans un champ magnétique à la température de l'air liquide.
(*C. R.*, t. CXLV, 19 août 1907, p. 413.)
24. Sur la mesure de la dispersion anormale dans les cristaux à diverses températures et sur quelques conséquences théoriques.
(*C. R.*, t. CXLV, 11 novembre 1907, p. 795.)
25. Sur la dispersion rotatoire magnétique dans les cristaux aux environs des bandes d'absorption.
(*C. R.*, t. CXLV, 25 novembre 1907, p. 916.)
26. Sur l'emploi de très basses températures pour l'analyse spectrale et pour l'étude des phénomènes magnéto-optiques dans les solutions.
(*C. R.*, t. CXLV, 9 décembre 1907, p. 1150.)
27. Sur les variations des bandes d'absorption des sels de didyme et d'erbium dans un champ magnétique.
(*C. R.*, t. CXLV, 30 décembre 1907, p. 1412.)
28. Sur les spectres d'absorption des cristaux de terres rares et leurs modifications

dans un champ magnétique aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène.

[En collaboration avec M. H. KAMERLINGH ONNES (*C. R.*, t. CXLVI, 23 mars 1908, p. 625).]

29. Sur un phénomène attribuable à des électrons positifs dans le spectre d'étincelle de l'yttrium.

(*C. R.*, t. CXLVI, 30 mars 1908, p. 683.)

30. Sur la nature des charges d'électricité positive et sur l'existence des électrons positifs.

(*C. R.*, t. CXLVI, 22 juin 1908, p. 1308.)

31. Sur les électrons positifs.

(*C. R.*, t. CXLVII, 13 juillet 1908, p. 121.)

II. — MÉMOIRES.

32. Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux.

(*Le Radium*, t. IV, février 1907, p. 49, et *Physikalische Zeitschrift*, t. VIII, n° 19, 1907, p. 632; résumé dans le *Bulletin du Muséum d'Histoire naturelle* MDCCCXVII, n° 5, p. 362, et n° 6, 1907, p. 469.)

33. Théorie des phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux.

(*Le Radium*, t. IV, mars 1907, p. 107, et *Physikalische Zeitschrift*, t. VIII, n° 19, 1907, p. 643.)

34. Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.

(*Le Radium*, t. IV, septembre 1907, p. 328, et *Physikalische Zeitschrift*, t. VIII, n° 25, 1907, p. 929.)

35. Influence des variations de température sur la dispersion anormale dans les cristaux.

(*Le Radium*, t. IV, novembre 1907, p. 383, et *Physikalische Zeitschrift*, t. IX, n° 3, 1908, p. 94.)

36. Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées à la température de l'air liquide.

(*Le Radium*, t. V, janvier 1908, p. 5.)

37. The absorption spectra of the compounds of the rare earths at the tempera-

ture obtainable with liquid hydrogen, and their change by the magnetic field.

[En collaboration avec M. H. KAMERLINGH ONNES (*Kon. Akad. van Wetenschappen te Amsterdam*, 29 februari 1908, p. 678; *Comm. physic. Labor. Leiden*, n° 103.)]

38. On the dispersion of magnetic rotatory power in the neighbourhood of bands of absorption in the case of rare earths. Remarks on the subjects of recent Communications by Prof. R.-W. Wood and Mr. G.-J. Elias.

(*Philosophical Magazine*, July 1908, p. 153.)

39. Sur les électrons positifs.

(*Le Radium*, t. V, juillet 1908, p. 193; résumé dans le *Bulletin du Muséum d'Histoire naturelle* MDCCCXVIII, n° 6, 1908.)

40. Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène.

[En collaboration avec M. H. KAMERLINGH ONNES (*Le Radium*, t. V, août 1908, p. 227.)]

