

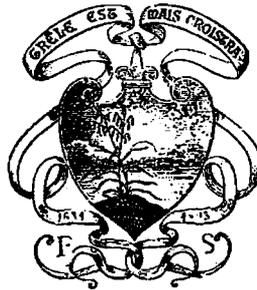
I
COR
5

ALFRED CORNU

MEMBRE DE L'INSTITUT ET DU BUREAU DES LONGITUDES

INGÉNIEUR EN CHEF DES MINES

1841-1902



PR
1828

RENNES

IMPRIMERIE BREVETÉE FRANCIS SIMON

6, Rue des Carmes, et Champ de Mars

1904

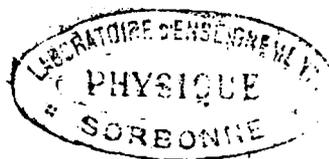
BIBLIOTHEQUE INTERUNIVERSITAIRE

Section Physique Recherche

Tour 45 - rez-de-chaussée

4, Place Jussieu

75230 PARIS CEDEX 05



LISTE CHRONOLOGIQUE

DES

TITRES D'ALFRED CORNU

1857. Bachelier ès sciences, 4 août 1857.
1858. Médaille du Prince Impérial au Lycée d'Orléans.
1859. Bachelier ès lettres, 26 août 1859.
1860. Entré huitième à l'École Polytechnique.
1862. Sorti second de l'École Polytechnique. Élève-Ingénieur des Mines.
1862. Licencié ès sciences mathématiques, 20 nov. 1862.
1863. Licencié ès sciences physiques, 4 juil. 1863.
1864. Répétiteur à l'École Polytechnique, 28 nov. 1864.
1867. Professeur à l'École Polytechnique, 29 mai 1867.
- Docteur ès sciences physiques, 19 juin 1867.
1875. Membre du Conseil de l'Observatoire, 23 févr. 1875.
1878. Prix Lacaze, 28 janv. 1878.
- Membre honoraire de la Société de Physique de Londres, 2 févr. 1878.
- Membre honoraire de la Cambridge philosophical Society, 20 mai 1878.
- Membre de l'Institut de France, 3 juin 1878.

1878. Chevalier de la Légion d'honneur, 30 juil. 1878.
— Médaille de Rumford, 1878.
— Membre de la Société royale des Sciences d'Upsal,
13 nov. 1878.
1880. Membre correspondant de l'Association britannique.
1881. Membre de l'Académie Royale des Sciences de Turin,
10 janv. 1881.
1884. Membre de la Société Royale de Londres, 18 déc. 1884.
1886. Membre du Bureau des Longitudes, 6 mars 1886.
— Membre honoraire de la Société helvétique des Sciences
naturelles, 12 août 1886.
1887. Membre honoraire de la Société littéraire et philosophique
de Manchester, 19 avril 1887.
— Membre honoraire de la Société Vaudoise, 15 juin 1887.
1888. Membre de l'Acad. des Sciences de Vienne, 23 juil. 1888.
1889. Membre honoraire de la Société des Spectroscopistes
italiens, 1889.
— Membre correspondant de l'Académie des Sciences de
Saint-Pétersbourg, 4 janv. 1889.
— Membre honoraire de l'Acad. des Sciences de Lyon, 1889.
1890. Officier de l'ordre de Léopold, 24 mars 1890.
— Membre honoraire de la Société Alzate de Mexico,
28 févr. 1890.
— Membre honoraire des Ingénieurs de l'Institut Montefiore.
— Membre honoraire de la Société Royale Astronomique de
Londres, 13 déc. 1890.
— Officier de la Légion d'honneur, 30 déc. 1890.
1891. Membre honoraire de l'Institution Royale de Londres,
mai 1891.
1892. Membre étranger de l'Académie des Sciences de Suède,
13 janv. 1892.

1892. Associé étranger de l'Académie des Sciences de Belgique,
15 déc. 1892.
1895. Vice-président de l'Académie des Sciences à l'unanimité,
7 janvier 1895.
- Docteur in civil law (*honoris causa*) d'Oxford, août 1895.
- Membre honoraire étranger de l'Académie américaine
des Arts et Sciences (Boston), en remplacement de
Von Helmholtz, 9 oct. 1895.
1896. Membre étranger de la Reale Academia dei Lincei
(Rome), 19 juillet 1896.
- Président de l'Académie des Sciences.
1897. Membre correspondant honoraire de la « Society for
the Encouragement of Arts, Manufactures and Com-
merce » de Londres, 30 juin 1897.
1899. Doctor Scientiae (*honoris causa*). Cambridge, 1^{er} juin
1899.
- Diplôme de la Royal Institution de Londres, 7 juin 1899.
1901. Associé étranger de la « National Academy of Sciences
of the United States of America » (Washington)
16 avril 1901.
- Président du Comité international des Poids et Mesures
-

NOTICE

PAR

M. POINCARÉ

MEMBRE DE L'INSTITUT
ET DU BUREAU DES LONGITUDES

ALFRÉD CORNU était né en 1841. En 1860, il entra à l'École Polytechnique, d'où il sortit deux ans après comme élève-ingénieur des Mines. Mais il abandonna de bonne heure le service actif des Mines pour entrer dans le corps enseignant de l'École Polytechnique. Il était, en effet, encore élève à l'École des Mines, quand le Conseil de perfectionnement le désigna comme répétiteur à l'École Polytechnique en 1864. Dès 1867, à l'âge de vingt-six ans, il fut nommé professeur de physique dans cette grande École. Son enseignement fut tout de suite très goûté des élèves; il inaugura un mode nouveau d'exposition de la physique, et, en particulier, de la thermodynamique.

D'ailleurs, comme membre du Conseil de perfectionnement, il exerça, pendant de longues années, une grande influence sur l'évolution de l'École Polytechnique.

En 1878, il fut nommé membre de l'Académie des Sciences qui, quelques mois auparavant, lui avait décerné le prix La Caze.

En 1886, il entra au Bureau des Longitudes, et on trouvera, dans l'*Annuaire* de ce Bureau, une série de notices que le public a beaucoup appréciées.

M. Cornu était membre de la Société Royale de Londres, des Académies de Turin, Rome, Vienne, Saint-Petersbourg, de celles de Suède, de Belgique, de Boston.

Il fut président de la Société française de Physique et de la Société Astronomique de France.

Il était membre du Conseil de l'Observatoire de Paris, où il remplissait les fonctions de secrétaire, et du Conseil de l'Observatoire de Nice.

Quand il fallut, au Congrès de Physique, choisir un président pour recevoir dignement nos hôtes de 1900, c'est à lui que tout naturellement tous ont songé. Nul n'aurait présidé avec plus d'autorité ces débats, où nous avons convié tant d'illustres savants étrangers.

Il était désigné par sa gloire incontestée, qu'avait consacrée le suffrage de tant d'académies étrangères, par l'étendue et la sûreté de sa science, par la justesse de son esprit. Partout on l'écoutait avec profit, parce qu'il savait beaucoup, et on l'écoutait avec plaisir, parce qu'il savait dire.

Qui ne se rappelle avec quelle limpidité il exposait ses découvertes, soit à l'Académie, soit à la Société de Physique, soit à la Société internationale des Électriciens ; avec quelle chaleur aussi et surtout avec quelle élégance ? Il était aussi jaloux d'une clarté impeccable en face de ses collègues qu'en face de ses élèves. Faire autrement eût été pour lui une souffrance ; car ses goûts d'artiste en auraient été choqués. Et, en effet, l'artiste se retrouvait partout, chez le penseur, chez l'expérimentateur, chez le professeur.

Quand il imaginait ou qu'il construisait un appareil nouveau, quand il en étudiait les derniers détails, quand il le décrivait surtout, on sentait que ce n'était pas seulement à ses yeux un instrument, mais un objet d'art, et qu'il ne se préoccupait pas uniquement d'aller au but par le chemin le plus sûr et le plus court. La moindre imperfection le faisait souffrir, non parce qu'elle était une gêne, mais parce qu'elle était une tache.

Aussi, quand il aborda l'étude de la diffraction, il eut bientôt fait de remplacer cette multitude rébarbative de formules hérissées d'intégrales par une figure unique et harmonieuse, que l'œil suit avec plaisir et où l'esprit se dirige sans effort. Tout le monde aujourd'hui, pour prévoir l'effet d'un écran quelconque sur un faisceau lumineux, se sert de la « spirale de Cornu ». M. Cornu débuta dans la science par une théorie de la réflexion cristalline ; il parvint à ramener ces lois si compliquées à des règles géométriques simples et élégantes et à construire géométriquement le plan de polarisation du rayon réfléchi à la surface d'un cristal.

Cette méthode géométrique était alors nouvelle, et elle ne satisfaisait pas tous les esprits, habitués aux conceptions mécaniques de l'ancienne école. « J'aurais, disait M. Bertrand, loué plus volontiers, des tentatives qui, sans donner des conclusions aussi satisfaisantes, paraîtraient plus solidement fondées. » Cette appréciation, venant d'un critique pourtant si éclairé, nous montre bien que ce qui nous paraît aujourd'hui si simple, était à cette époque une hardiesse.

Par ses travaux sur la réflexion cristalline, Cornu a été conduit à étudier la manière de mesurer les indices d'un cristal biréfringent par la réflexion totale. L'étude expérimentale de la double réfraction l'a aussi occupé quelque temps.

De la réflexion cristalline, Cornu est naturellement passé à la réflexion métallique. De ce qu'il nous a appris à ce sujet, nous retiendrons surtout une chose : il n'y a pas d'abîme entre la réflexion vitreuse et la réflexion métallique ; on passe de l'une à l'autre par degrés insensibles ; si ce passage nous échappe le plus souvent, c'est que notre vue est bornée, que nous ne voyons qu'une toute petite partie du spectre, depuis le rouge jusqu'au violet. La photographie, en suppléant à l'infirmité de notre rétine, nous a révélé l'ultra-violet, champ beaucoup plus vaste que Cornu aimait à explorer et où il a vu, entre autres choses, tous les intermédiaires entre les deux sortes de réflexion.

Il a beaucoup écrit sur la lumière ; si, en effet, il a laissé sa trace dans toutes les parties de la physique, c'est surtout pour l'optique qu'il avait de la prédilection. Je crois que ce qui l'attirait dans l'étude de la lumière, c'est la perfection relative de cette branche de la science, qui, depuis Fresnel, semble participer à la fois de l'impeccable correction et de la sévère élégance de la géométrie elle-même. Là, il pouvait, mieux que partout ailleurs, satisfaire pleinement les aspirations naturelles de son esprit épris d'ordre et de clarté.

C'est là seulement qu'il pouvait espérer nous donner des petits chefs-d'œuvre d'élégance géométrique comme ceux dont nous venons de parler.

Il reprit, en 1871, la méthode de M. Fizeau pour la mesure de la vitesse de la lumière ; il introduisit dans cette méthode d'importants perfectionnements et lui donna plus de précision. Il est certain maintenant que le chiffre définitif ne pourra pas s'écarter beaucoup de celui qu'il a trouvé.

Les expériences qu'il poursuivit à ce sujet entre l'École Polytechnique et le Mont Valérien lui prirent plusieurs années ; mais la discussion des résultats, la comparaison de diverses méthodes l'occupèrent toute sa vie ; il est mort au moment où de nouvelles expériences, entreprises sous son inspiration, venaient de commencer à Nice.

J'ai déjà parlé de ses recherches sur la diffraction et les intégrales de Fresnel ; il n'abandonna jamais ce genre de recherches ; il a particulièrement étudié les réseaux, l'influence des inégalités périodiques ou systématiques des instruments qui servent à les tracer et les propriétés focales qui résultent de ces inégalités.

Ces réseaux, si utiles en spectroscopie et que Rowland a portés à un si haut degré de perfection, présentaient souvent des anomalies déconcertantes. Cornu est arrivé à en découvrir la cause : les vis qui servent à les tracer, quelque précises qu'elles soient, présentent cependant de petites inégalités, de sorte que les traits du réseau, si fins et si rapprochés, ne sont

pas rigoureusement équidistants. Tantôt ils sont plus serrés, tantôt plus écartés les uns des autres, et les différences se reproduisent périodiquement, chaque fois que la vis a fait un tour complet. Ces différences sont très faibles et n'atteignent que quelques millièmes de millimètre. Elles suffisent cependant, comme Cornu l'a démontré, pour déplacer le foyer.

Cette imperfection semble inévitable, malgré les progrès incessants réalisés par les constructeurs; Cornu a montré que, dans certains cas, on peut en tirer un parti utile.

Les franges d'interférence lui ont fourni aussi l'occasion de fines études; il a recherché les conditions d'achromatisme de ces franges, et il s'est servi également de cet instrument si délicat pour étudier les déformations élastiques du verre. Rien de plus joli que les hyperboles irisées, qu'il obtenait ainsi et qui montraient d'un coup d'œil tout l'ensemble de ces déformations infiniment petites.

Lorsque deux faisceaux de lumière blanche interfèrent, les franges produites par leurs différentes composantes monochromatiques n'ont pas toujours la même forme; les points où la lumière reste blanche se trouvent alors sur une ligne qui vient croiser toutes ces franges monochromatiques suivant une loi que Cornu a débrouillée, d'une part par l'analyse théorique du phénomène, d'autre part en examinant les franges à travers un spectroscope.

Dans cette région mixte où l'optique confine à l'électricité, il a étudié à plusieurs reprises la polarisation magnétique, et tout récemment encore il a fait faire à cette partie de la science un progrès signalé. C'était au moment où le phénomène de Zeeman venait d'être découvert. Tout le monde croyait que les raies spectrales, et en particulier la raie D, se décomposaient en un triplet. Le premier, il vit qu'il y avait quatre composantes et que le soi-disant triplet était un quadruplet.

Cette découverte obligea Lorentz à modifier sa théorie, en en conservant les traits les plus essentiels, mais en lui faisant perdre cette simplicité qui l'avait d'abord séduit. Depuis, de

nombreuses observations ont mis hors de doute la complexité extrême du phénomène et ont montré que le quadruplet découvert par Cornu était encore l'un des cas les plus simples.

La spectroscopie le préoccupa beaucoup et, en particulier, l'importante question du renversement des raies ; il montra clairement les conditions de ce phénomène si utile en astronomie.

Cette étude du renversement était déjà fort intéressante par elle-même ; mais ce qui en a doublé l'importance, ce sont les conséquences qu'on en a tirées pour la classification des raies spectrales. Au premier abord, les spectres des divers éléments nous paraissent un pur chaos ; nous savons aujourd'hui qu'il n'en est rien et que la distribution des raies obéit à des lois relativement simples ; nous pressentons que la connaissance complète de ces lois nous révélera quelques-uns des secrets de la constitution de la matière ; mais elles nous sont restées longtemps cachées, parce que les spectres les plus simples se composent de plusieurs séries, qui empiètent les unes sur les autres. Le premier point était donc de distinguer ces séries pour pouvoir les isoler. Or les circonstances du renversement fournissaient un criterium, qui, comme l'a très bien vu Cornu, facilitait cette distinction.

Il a imaginé un procédé très ingénieux pour distinguer les raies telluriques des raies d'origine solaire. En vertu du principe Doppler-Fizeau, les raies sont déplacées quand la source est en mouvement. Or le soleil tourne rapidement sur lui-même ; si donc on observe successivement les deux bords de cet astre, les raies d'origine solaire semblent se déplacer, les raies d'origine terrestre ne changent pas ; l'observation se fait en imprimant au spectroscopie une sorte d'oscillation rapide ; les raies, qui participent à cette oscillation, se distinguent facilement, ce sont celles qui nous viennent du soleil. Il a étudié en particulier le spectre ultra-violet du soleil et son absorption par les parties supérieures de l'atmosphère. Ses

études sur le spectre solaire, sur le spectre des étoiles nouvelles, sur celui de la couronne, sont appréciées vivement par les astronomes.

Le spectre ultra-violet s'étend beaucoup plus loin que le spectre visible ; ce qui nous limite, ce n'est pas la sensibilité des plaques photographiques, qui seraient impressionnées par des ondes beaucoup plus courtes, c'est l'absorption des radiations les plus réfrangibles par les lentilles et par l'air. Voilà l'ennemi que Cornu avait à combattre, et pour en triompher, il lui a suffi d'employer des objectifs et des prismes en quartz ou en spath.

L'étude des raies telluriques l'a aussi occupé fort longtemps ; il a, grâce au procédé dont nous parlions plus haut, discerné la part de notre atmosphère dans la production des trois groupes A, B et α et séparé l'influence de la vapeur d'eau de celle de l'oxygène sec. Il suivait ainsi avec succès les traces de Janssen et de Langley.

Cornu s'est beaucoup attaché à perfectionner les instruments d'optique ; il disait souvent que l'optique géométrique a été trop négligée, qu'elle nous réserve encore, non sans doute des surprises, mais une foule de ressources qu'on ne songe pas à employer.

Les instruments sont imparfaits, et ils ne peuvent pas ne pas l'être ; ils le seraient encore, quand même le travail de l'opticien serait absolument sans défaut, quand même les verres seraient tout à fait transparents et homogènes, puisque les aberrations prévues par la théorie sont en tous cas inévitables.

Inévitables, sans doute, mais l'art peut les atténuer, en les opposant habilement les uns aux autres. Chaque défaut, à ce compte, devient un bienfait, puisqu'il peut servir de remède à un défaut contraire.

« Souvent, en effet, disait Cornu, dans les particularités mêmes qui, au premier abord, paraissent des imperfections fâcheuses, on trouve des ressources utilisables pour d'autres genres d'expériences.

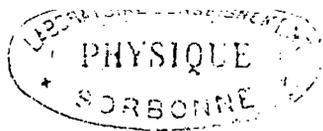
C'est ce qu'il a lui-même fait bien souvent. Ses expériences sur la vitesse de la lumière l'avaient familiarisé avec l'emploi et le réglage des collimateurs. Il s'est rendu compte ainsi du parti que les astronomes pourraient en tirer : il a imaginé plusieurs appareils très portatifs, très faciles à régler et très précis ; le dernier en date est la lunette zénitho-nadirale, dont il a présenté le plan au congrès de géodésie de 1900 et qui permettrait des mesures de latitude relativement rapides et extrêmement exactes. C'est une merveille de précision et une application d'une élégance inattendue des lois les plus simples de l'optique géométrique.

Citons encore un exemple de l'ingéniosité et de la simplicité que déployait Cornu dans la solution des problèmes d'optique géométrique.

On a une lunette destinée à l'observation visuelle et achromatisée dans ce but ; on veut l'utiliser pour la photographie, faudra-t-il changer l'objectif ? Pas du tout, il suffira d'écartier de quelques millimètres les deux lentilles de flint et de crown dont il se compose. Ce fut à l'occasion du passage de Vénus qu'il eut cette idée si simple et si utile aux astronomes.

Ce n'est d'ailleurs pas là le seul service qu'il ait rendu à l'astronomie ; il a inventé une méthode photométrique pour l'observation des éclipses des satellites de Jupiter.

L'observation de ces éclipses est le meilleur moyen de connaître l'heure de Paris, sinon pour les marins, dont les chronomètres se dérangent rarement, au moins pour les explorateurs des continents. Mais l'instant où le satellite s'éteint est difficile à apprécier ; sa lumière décroît graduellement ; à quel instant disparaît-il ? cela dépend de la puissance de l'instrument avec lequel on l'observe, et, même avec un même instrument, deux observateurs qui n'ont pas la même acuité visuelle en jugeront différemment. Ne vaut-il pas mieux, au lieu de guetter une extinction impossible à saisir, observer le moment où l'éclat du satellite prend une valeur donnée ? Telle est, en quelques mots, l'idée que Cornu a imaginée et qu'il a rendue pratique.



Dans la préparation des expéditions entreprises à l'occasion du passage de Vénus, et dans la discussion des résultats, Cornu a rendu de très grands services ; il a contribué à créer les méthodes de mesure des épreuves photographiques.

Nul, en résumé, ne connaissait mieux que lui les instruments d'optique et, sur ce point, ses lumières ont largement profité à l'astronomie.

Je ne m'étendrai pas au sujet de ses recherches sur l'optique météorologique.

Il a consacré plusieurs notes à des observations de couronnes ou de halos ; par des expériences ingénieuses, exécutées devant de nombreux auditoires, il a imité le phénomène du halo et même celui du rayon vert. Il observait souvent la polarisation atmosphérique et les variations des raies telluriques, et il en connaissait l'importance pour la prévision du temps. Je me rappelle un jour où un froid très vif était accompagné d'une pression très élevée ; la plupart des météorologistes, se fiant à de nombreux précédents, croyaient que le froid serait de longue durée ; tous les signes semblaient leur donner raison ; seul Cornu prévoyait qu'il cesserait dès le lendemain et c'est ce qui arriva en effet. L'optique lui avait révélé ce qui se passait dans les régions supérieures de l'atmosphère, que les rayons solaires avaient traversés.

Je ne puis pas ne pas mentionner une invention très simple pour laquelle son nom devrait être béni de nombreux praticiens, car elle nous a débarrassés des inconvénients du halo photographique.

Puisque nous sommes sur les applications pratiques de l'optique, parlons encore du procédé stroboscopique si simple et si pratique, qu'il a imaginé, quelques semaines avant sa mort, pour déceler et mesurer les irrégularités de marche d'un alternateur.

La délicatesse de ses sens et, en particulier, l'extraordinaire finesse de son oreille lui furent précieuses dans d'autres recherches, qu'il poursuivit en commun avec M. Mercadier. On

discutait depuis longtemps sur les intervalles musicaux ; les physiciens étaient partagés, les uns tenant pour la gamme dite de Platon, les autres pour celle de Pythagore. L'expérience conduisit Cornu à un résultat bien inattendu. Les musiciens emploient tantôt l'une, tantôt l'autre de ces deux gammes, suivant les cas. Ils ne s'en doutaient guère, et ils jetèrent les hauts cris quand on les en avertit ; mais le fait n'en est pas moins hors de doute.

J'ai dit plus haut comment Cornu s'était servi des franges d'interférences pour étudier la déformation du verre et d'autres substances élastiques sous l'influence de la flexion ou de la torsion. Son but était de mesurer le nombre de Poisson, c'est-à-dire le rapport des deux coefficients d'élasticité. Le nombre trouvé par Cornu s'écarte un peu de la valeur théorique : est-ce parce que la théorie est inexacte ; est-ce parce que l'expérience s'écarte trop des conditions théoriques, puisque l'épaisseur de la lame, que l'on suppose infiniment petite pour simplifier les calculs, doit nécessairement être finie dans la pratique ? Cornu inclinait vers cette seconde hypothèse, mais la question n'a jamais été entièrement tirée au clair.

M. Cornu a repris la célèbre expérience de Cavendish pour la mesure de la densité moyenne du globe terrestre. Il a notablement perfectionné les méthodes, il a éliminé de nombreuses causes d'erreurs et il a obtenu un nombre beaucoup plus précis que ceux qu'on possédait avant lui.

Ceux qui, après lui, ont voulu étudier cette difficile question ont largement profité de ses conseils ; avertis par son exemple des pièges qui leur étaient tendus et des moyens de les éviter, ils ont introduit dans ses méthodes de nombreux perfectionnements, mais leur chiffre ne présente pas plus de certitude. On ne se doute pas assez, non seulement dans le public, mais dans le monde savant, de toute la peine que coûte une décimale.

Tous les arts qui veulent de la précision l'intéressaient, et tous les ans il allait à Nice examiner l'horloge astronomique, qu'il y avait installée d'après des principes tout nouveaux ; il y

apportait des perfectionnements incessants et il approchait chaque jour de la perfection absolue.

Je ne sais si les horlogers voyaient son œuvre d'un très bon œil ; le mécanisme, dont il se servait, était grossier et il se contentait des rouages d'une horloge à bon marché. Il comptait uniquement, pour assurer la régularité de la marche, sur la masse imposante de son pendule, qui poursuivait ses oscillations régulières, sans se laisser troubler par les caprices du mécanisme minuscule qu'on y avait attelé.

Ce qui doit rassurer les horlogers pour l'avenir de leur industrie, c'est qu'un pareil système est encombrant et ne convient qu'aux observatoires.

Dans le même ordre d'idées, il s'est occupé longtemps de la synchronisation électrique des horloges. Le problème semble facile ; mais, en réalité, il exige bien des connaissances diverses ; la preuve, c'est que les nombreux principes introduits par M. Cornu, et qui apportaient une solution complète et définitive, ne furent pas compris du premier coup.

Les derniers *Annuaire*s du Bureau des Longitudes contiennent une série d'études consacrées par M. Cornu aux machines dynamo-électriques, tant à courant continu qu'à courant alternatif ou triphasé ; ces notices, destinées au grand public, mais qui contiennent une foule d'aperçus intéressants pour les savants eux-mêmes, seront prochainement réunies en volumes.

Il est peu de domaines en physique, où il n'ait reculé les bornes de la précision, où il ne nous ait laissé quelque petit modèle d'une perfection achevée.

Mais l'optique l'a toujours attiré ; il y revenait sans cesse, même quand cette science était délaissée par la mode. Les instruments d'optique, la diffraction, le spectre solaire, la vitesse de la lumière surtout rappelaient constamment son attention. C'est en mesurant cette vitesse qu'il avait débuté ; il y pensait encore dans ses derniers jours. Il avait conçu des projets grandioses dont la réalisation était commencée : il voulait faire voyager le rayon dont il devait mesurer la vitesse

entre la Corse et le mont Mounier, où est la succursale de l'Observatoire de Nice.

Comme il aimait cet Observatoire, où il allait tous les ans et où ses conseils étaient hautement appréciés ! Et comment ne pas évoquer le souvenir de ce voyage, où nous l'avons vu, au sommet de ce mont Mounier, regardant la mer au-dessus de laquelle il voulait faire passer la lumière ? Avec quelle confiance il parlait de son rêve, et qui de nous eût pu croire alors qu'il n'en verrait pas l'accomplissement ?

C'est que, quand il croyait au succès, on pouvait le regarder comme assuré. Sa critique était sûre, et il se défiait de l'enthousiasme. Il savait de quelles embûches l'expérimentateur est environné et à quel prix la précision ou la certitude scientifique peuvent s'acquérir. Nul ne savait mieux que lui prévoir tous les pièges, et eu lui donnant la main on était certain de les éviter. Il n'est pas un physicien à qui ses conseils n'aient épargné quelque mécompte.

Aussi n'était-il pas dupe de ces modes passagères qui entraînent les foules scientifiques aussi facilement que les foules vulgaires. Toujours il attendait la preuve avant de croire.

Il aimait les débutants et il cherchait à les encourager ; mais, en même temps, il les prémunissait contre les écueils, sur lesquels leur ardeur juvénile aurait pu les entraîner. Ceux qui avaient accepté sa discipline ne tardaient pas à en reconnaître la sagesse.

On s'explique ainsi l'influence qu'il exerçait sur tous, sur ses élèves, sur ses amis, sur les savants, sur les praticiens. La droiture de son caractère, la simplicité de sa vie, la sûreté de ses amitiés augmentaient encore son autorité. Tous croyaient qu'il en jouirait longtemps encore. Aussi quelle stupeur, quel deuil universel, quand on apprit qu'il n'était plus.

Quand la mort nous enlève un homme dont la tâche est terminée, c'est seulement l'ami, le maître ou le conseiller que nous pleurons ; mais nous savons que son œuvre est accomplie et, à défaut de ses conseils, ses exemples nous restent. Com-

bien elle nous semble plus impitoyable quand c'est un savant encore tout rempli de vigueur physique, de force morale, de jeunesse d'esprit, d'activité féconde, qui soudain disparaît ; alors nos regrets sont sans bornes, car ce que nous perdons, c'est l'inconnu, qui par essence est sans limites ; ce sont les espoirs infinis, les découvertes de demain, que celles d'hier semblaient nous promettre.

De là cette émotion qui s'est emparée du monde savant tout entier, quand cette nouvelle si imprévue, si foudroyante, est venue le frapper.

Tous les corps dont il faisait partie étaient atteints cruellement. Partout il avait donné de précieux conseils et on en sentait mieux le prix à l'heure où on allait en être privé. Que ne pouvait-on encore attendre de lui ? Il était frappé en pleine activité ! Que de travaux interrompus il laissait derrière lui ? Pourquoi sont-ce les meilleurs, ceux que la mort fauche ainsi sans attendre ?

Son œuvre quoique inachevée, reste grande et, bien qu'une si rapide esquisse ne permette guère d'en mesurer l'importance, j'espère avoir donné une idée du caractère si original de son talent.

BIOGRAPHIE

ALFRED CORNU

(1841-1902)

La famille Cornu est originaire de la petite ville de Romorantin (Loir-et-Cher), auprès de laquelle Alfred Cornu est venu mourir dans la propriété de la Chansonnerie, qui appartenait à ses parents depuis le milieu du XVIII^e siècle.

A la fin du XVII^e siècle, un Cornu, qui vivait dans le faubourg du Bourgeaud, à Romorantin, eut pour fils Étienne Cornu, « marchand fabricant », et pour petit-fils Nicolas Cornu, marchand à Romorantin (1735-1800), qui épousa en 1760 Marie Baranger.

A la génération suivante, François Cornu (1772-1838), volontaire de 1792, puis capitaine à l'armée du Rhin, marié en 1799 à sa cousine germaine Solange Baranger, devint, par un de ces changements bizarres qui n'étonnaient pas alors, procureur impérial pendant le premier Empire et, après une révocation politique qui dura de 1815 à 1830, occupa de nouveau le même poste sous la monarchie de Juillet.

Son second fils, François Cornu (1812-1878), notaire à Orléans et marié avec une jeune fille de Gien, Sophie Poinse-lier, eut deux fils, Alfred et Maxime Cornu, qui devaient tous deux se faire connaître par leurs travaux scientifiques, l'un en physique, l'autre en botanique.

Alfred Cornu est né à Orléans, 25, rue d'Illiers, le 6 mars 1841. Ses études, faites au Lycée d'Orléans, furent couronnées en 1858 par une récompense exceptionnelle. Le proviseur ayant été invité à désigner parmi les élèves du Lycée « celui qui s'était le plus distingué par sa conduite, son travail et ses succès » pour lui remettre une médaille frappée à l'occasion du baptême du Prince Impérial, choisit Alfred Cornu.

Après une année de préparation à Sainte-Barbe, il fut reçu en 1860 le huitième à l'École Polytechnique et en sortit le second en 1862.

Dès ses années de Lycée, deux choses l'avaient attiré, qui devaient, dans la suite, se partager (quoique inégalement) sa vie intellectuelle : la physique et la musique. Aussitôt que la physique apparaît dans l'enseignement scolaire en troisième, on constate, par ses notes d'écolier, qu'il y est le premier de sa classe et cette place lui demeure à peu près régulièrement pendant les années suivantes. Ses parents, plus âgés, se rappellent très bien qu'il employait alors ses jours de sortie, soit à menuiser ou à tourner, soit à combiner des expériences d'acoustique, à se fabriquer un harmonica, à étudier les vibrations d'une guitare, à construire des baromètres et des thermomètres pour toute sa famille. Il prit alors cette habitude, qu'il a toujours gardée, d'observer et d'interroger, dans toute occasion, les ouvriers de métier, menuisiers, forgerons, ciseleurs, plombiers, etc., pour appliquer ensuite à ses recherches expérimentales les tours de main qu'il avait appris d'eux. En musique, il joignait la théorie à la pratique, appliquant son merveilleux instinct de l'harmonie à combiner des lois musicales, qu'il discutait avec son correspondant à Paris, M. Lecomte, aussi bon dilettante lui-même que savant.

A l'École Polytechnique, il continua tout naturellement ses études physiques, en même temps qu'il s'adonnait avec un zèle particulier à la géométrie descriptive, qui garda toujours ses sympathies. Il avait commencé, en mathématiques spéciales, des travaux de mathématiques originaux et publié un premier

mémoire sur les sections toriques; il poursuivit alors ses recherches personnelles, qui prirent, à ce moment, la direction de l'astronomie physique. Une partie de ses soirées se passait à étudier les astres dans le petit observatoire de l'École avec le colonel Laussedat, qui était alors son professeur et qui resta toujours son ami.

A l'École des Mines, où il entra ensuite et resta de 1862 à 1863, il commença par passer ses deux licences ès sciences (mathématiques et physique), comme les ingénieurs ayant l'idée d'une carrière scientifique le faisaient volontiers à une époque où l'Université n'enfermait pas son enseignement supérieur d'une muraille aussi impénétrable qu'aujourd'hui. En même temps, il se spécialisait de la manière la plus caractérisée dans les études minéralogiques, si analogues aux études physiques, qui devaient l'absorber plusieurs années et auxquelles il pensa d'abord consacrer toute son existence. Ces études, comme on va le voir, furent continuées beaucoup plus longtemps qu'on ne le croirait et, encore en 1869, déjà professeur à l'École Polytechnique depuis deux ans, il retournait passer plusieurs semaines dans le Harz afin d'y poursuivre des études sur les filons métallifères, commencées dans deux voyages précédents. Sa carrière scientifique semblait même alors si bien assurée en minéralogie que, lorsqu'il commença à évoluer définitivement vers la physique, un de ses amis, devenu plus tard lui-même un minéralogiste connu, vint trouver son ami, M. Laussedat, qui me l'a raconté, pour l'engager vivement à le détourner de cette fâcheuse erreur. Cornu physicien ayant fait dans la suite oublier Cornu minéralogiste, il n'était peut-être pas inutile de rappeler ce détail et ce goût, cette passion pour la cristallographie, qu'il conserva toute sa vie, mais l'appliquant plus tard seulement à des recherches d'optique.

Quelques-uns de ses premiers travaux datent de l'École des Mines, bien qu'à cette époque la vie lui fût matériellement difficile, et qu'en dehors du temps consacré à ses études, il dût donner des répétitions pour subvenir à son existence. En jan-

vier 1863, à peine sorti de l'École Polytechnique, il présenta sa première note à l'Académie des Sciences sur un « théorème relatif à la relation entre les plans de polarisation des rayons incidents réfléchis et réfractés dans les milieux isotropes ». C'était le commencement de longues recherches, dont le couronnement fut sa thèse de doctorat, passée le 19 juin 1867 « sur la réflexion cristalline ».

En même temps, il travaillait la minéralogie sur le terrain. Un premier voyage d'élève, fait dans l'été 1864 en Limousin, eut pour conséquence un mémoire sur la minéralogie de cette région, qui présente de grandes analogies avec le mémoire classique sur le même sujet, publié par Mallard l'année suivante.

Le 28 décembre 1864, au commencement de sa troisième année d'École des Mines, il est nommé à l'unanimité répétiteur de physique à l'École Polytechnique et, le 9 janvier 1865, il donne une note à l'Institut sur la réflexion cristalline. En même temps il collaborait très activement aux extraits de minéralogie, publiés cette année-là dans les *Annales des Mines* sous le nom de son professeur Daubrée, mais continués en 1866 et 1867 sous celui de Cornu.

Il y eut, en effet, à ce moment, une véritable collaboration entre Daubrée et Cornu : Daubrée ayant, pendant plusieurs années, considéré son jeune élève comme son successeur désigné et l'ayant associé à son enseignement, ou même à ses recherches.

L'été de 1865 est consacré à un premier voyage en Allemagne pour y faire l'étude comparée des filons de Clausthal (Harz), de Freiberg (Saxe) et de Przibram (Bohême). Ainsi que je viens déjà de l'indiquer, ces questions de filons métallifères, si obscures et si intéressantes par le nombre des problèmes qu'elles offrent à résoudre, ne furent pas seulement pour lui l'objet d'un travail d'élève, mais continuèrent à l'occuper longtemps après sa sortie de l'École des Mines. Il ne fit pas moins, à cet effet, de trois séjours successifs dans le Harz, chacun de deux ou trois mois, en 1865, 1867 et 1869, plus un voyage en Cornwall et Devon en 1866 et un en Suède en 1870. Mais il

n'était pas de ceux qui se payent de mots et d'hypothèses vagues ; il lui fallait apporter en tout une véritable rigueur scientifique et, même après ses trois voyages dans le Harz, il ne croyait pas le sujet assez mûr pour une publication. Le hasard des événements l'ayant alors détourné dans une autre voie, il n'est resté de ce long travail que des carnets de notes prises sur le terrain et à peu près inutilisables pour un autre que pour leur auteur, une courte communication, faite en 1865 à la Société philomatique sur « quelques relations entre les équivalents chimiques et certains minéraux des filons » et un premier mémoire à l'École des Mines en 1865, qui fut assez remarqué pour avoir engagé le Conseil des Mines à lui voter une seconde mission exceptionnelle destinée à le compléter. Il n'avait cependant jamais abandonné complètement l'idée d'exprimer un jour les idées très originales, qu'il émettait en causant sur ce sujet. Mais la mort a coupé court à ce projet comme à bien d'autres. Par un souci littéraire assez rare dans de pareils travaux, son premier journal d'élève à l'École des Mines portait cette épigraphe, tirée du *Faust*, de Goethe : « L'art est long et notre vie est courte. Die Kunst ist lang und kurz ist unser Leben. » La destinée devait apporter une singulière confirmation à cette mélancolique réflexion du jeune homme.

Après son temps ordinaire d'École des Mines, Cornu fut, en février 1866, nommé ingénieur des Mines de 3^e classe, en même temps qu'il était chargé par le Conseil de l'École de faire quelques conférences de minéralogie aux élèves. Ce faible lien, qui l'attachait à l'Administration des Mines, ne devait pas tarder à se relâcher encore pour le laisser se consacrer exclusivement à la science.

Rapidement mis en lumière par ses travaux, il fut, en effet, le 29 mai 1867, nommé à l'unanimité professeur de physique à l'École Polytechnique en remplacement de Verdet. Par un acte de générosité trop rare pour qu'il ne vaille pas la peine d'être rappelé, le grand physicien Fizeau avait assuré son

succès en donnant sa démission d'examineur de sortie pour que Cabart, concurrent éventuel de Cornu, prit ainsi sa place. C'était montrer de la manière la plus frappante sa confiance dans l'avenir scientifique de Cornu et celui-ci en garda toujours à son vieux maître la plus vive reconnaissance.

Quinze jours après sa nomination à l'École Polytechnique, Cornu passait sa thèse de doctorat; il avait alors 26 ans, et, si jeune, se trouvait déjà arrivé à une situation scientifique des plus enviées.

Peu après, en 1867, comme on commençait à se préoccuper du passage de Vénus sur le soleil, qui devait avoir lieu en 1874, et à préparer les expériences d'un intérêt capital auxquelles ce passage allait donner lieu, Fizeau, membre influent de la Commission, se fit adjoindre Cornu, qui devait prendre une part de premier ordre à ses travaux.

En même temps qu'il reprenait ainsi les recherches astronomiques commencées dès l'École Polytechnique, il s'engageait, en collaboration avec M. Mercadier, dans une longue série d'expériences sur l'acoustique musicale et l'élasticité, qui devaient aboutir aux résultats publiés de 1869 à 1871, et commençait, avec l'aide de M. Baille, les expériences sur la densité de la terre, qui, entièrement terminées, sont pourtant restées à peu près inédites.

C'est en 1869 que se produisit sa rupture définitive avec la minéralogie, à la suite d'un incident qu'il est peut-être permis, le temps ayant passé, de rappeler aujourd'hui.

Daubrée, qui s'était déjà associé Cornu dans son enseignement à l'École des Mines, sous la forme de conférences, voulut, en effet, à ce moment, se faire suppléer par lui afin de lui assurer sa succession et le demanda officiellement le 18 novembre 1869. Cette demande n'avait rien de contraire aux usages de l'École et on l'a vue se reproduire avec succès dans d'autres circonstances; mais elle se trouvait, cette fois, heurter de front les désirs secrets du Directeur, qui voyait, dans sa famille même, un candidat beaucoup mieux désigné suivant

lui pour le même poste. A la suite d'une discussion, dont le procès-verbal suffit à faire deviner la vivacité, le Conseil repoussa la demande de M. Daubrée comme mal fondée et Cornu, qui, jusqu'alors, avait mené de front la physique et la minéralogie, sciences si étroitement unies par tant de côtés, fut amené à se retourner exclusivement vers la première.

Les événements de 1870, dont il ressentit la secousse avec un patriotisme ardent, l'éloignèrent un moment des recherches déjà entreprises, mais non pas de la science même; car, après avoir été attaché quelque temps au bataillon de l'École Polytechnique, il eut l'occasion d'employer plus activement son esprit d'invention aux communications avec la province par la télégraphie optique en imaginant divers appareils et, notamment, un procédé, qui permettait d'employer la même lunette pour l'émission et pour la réception de la lumière.

La guerre finie, en pleine Commune, il reprit ses expériences sur la densité de la terre, qui devaient l'occuper quinze ans, jusqu'en 1885, et bientôt il commença ses premiers travaux sur la vitesse de la lumière. C'est à partir de ce moment surtout qu'il a publié ses travaux classiques, trop connus et trop multipliés pour qu'il soit utile d'en donner ici autre chose que les grandes lignes directrices et quelques dates comme points de repère. On trouvera, d'ailleurs, dans la bibliographie ci-jointe, la liste complète de ses mémoires, dont les résultats fondamentaux ont été éloquemment rappelés par M. Poincaré. Les premières expériences sur la vitesse de la lumière furent faites, en 1871, entre une mansarde de l'École Polytechnique et la Tour de l'Administration des lignes télégraphiques; elles furent reprises, en 1872, entre l'École et le Mont-Valérien; puis, en 1873, entre l'Observatoire et la Tour de Montlhéry. A ce moment, un grand changement venait de se faire dans sa vie; le 22 juillet 1873, il avait épousé à Courtenay (Loiret) M^{lle} Alice Vincent, et c'est en compagnie de sa jeune femme qu'il allait, chaque soir, pendant de longues heures, guetter à l'Observatoire le retour de ses rayons lumineux. Près de vingt ans plus

tard, en 1900, il devait reprendre encore une fois cette question pour organiser, entre le Mont-Mounier (près Nice) et la Corse, une nouvelle série d'expériences à grande distance, qui ont été continuées un moment par M. Perrotin, enlevé lui-même si rapidement après lui.

L'année 1873 fut, en même temps, consacrée à diverses recherches astronomiques ou photographiques, provoquées par le passage de Vénus; pendant les années suivantes, les questions d'astronomie l'occupèrent de plus en plus et amenèrent ses travaux de spectroscopie : spectre ultra-violet, raies sombres du spectre solaire, limite ultra-violette du spectre solaire, etc.; il avait été nommé, en février 1875, membre du Conseil de l'Observatoire.

L'année 1878 marqua pour lui le couronnement d'une carrière scientifique déjà si brillante. Cette année-là (il avait alors 37 ans), les récompenses les plus désirées lui arrivèrent sous toutes les formes : prix Lacaze en janvier; nomination à l'Institut le 3 juin 1878, en remplacement de Becquerel et contre M. Mascart, avec lequel, par une délicatesse de sentiment qui ne se retrouve pas toujours, ce succès n'altéra pas ses relations d'amitié; en juillet, décoration et médaille de Rumford; puis nominations dans diverses sociétés étrangères....

Parmi les très nombreux travaux des années suivantes, je me contente de signaler la place importante, que commence à prendre, depuis 1883, l'interprétation des phénomènes météorologiques, halos, couronnes autour du soleil, polarisation de la lumière céleste. Beaucoup d'observations relatives à ces questions furent faites à Courtenay. Puis, en 1887, l'astronomie l'amena à s'occuper plus spécialement des questions de chronométrie : questions, qui l'avaient toujours intéressé et qui devaient attirer encore plus son attention, quand il prit, dans la suite, la part la plus active à l'installation de l'Observatoire de Nice.

Enfin, dans ses dernières années, tout en continuant ses recherches d'optique, qui avaient été son premier sujet d'études

et qui gardèrent toujours sa préférence, sans négliger non plus l'acoustique, où il devait obtenir de si beaux résultats, il avait été conduit à s'occuper de plus en plus d'électricité, et c'est ainsi qu'en 1898 il fit un de ses derniers grands travaux sur les phénomènes de Zeemann, travail dont une partie seulement a été publiée. Au moment où la mort est venue le surprendre en pleine force, en pleine activité intellectuelle et physique, il mettait la dernière main à des recherches, où il faisait intervenir l'optique, pour donner aux constructeurs de machines à vapeur le moyen de régulariser leur vitesse.

Il est mort à la Chansonnerie, près Romorantin (Loir-et-Cher), le 12 avril 1902.

SOUVENIRS INTIMES

L ne sera pas question ici de son œuvre. Son œuvre de savant, d'autres, plus compétents, — et M. Poincaré ici même, dans la belle notice qu'on vient de lire — en ont rendu compte; elle-même survit, d'ailleurs, indépendamment de tout commentaire; elle est indestructible et quiconque voudra l'étudier pourra toujours la trouver dans ses publications. Mais le souvenir de l'homme, même le plus aimé, le plus regretté, passe et s'efface vite; la physionomie la plus chère, si on ne se hâte de la fixer, risque bientôt de disparaître après quelques générations rapides: contemporains, enfants et petits-enfants. C'est cette image de l'homme intime, du causeur familial, du savant dans son intérieur ou à son laboratoire, qu'on voudrait essayer de traduire tant bien que mal par des mots: pour quelques-uns, dont ce portrait pourra préciser ou réveiller la mémoire; pour d'autres aussi, qui, plus tard, ne le connaissant que par ses travaux, seront peut-être heureux de l'entrevoir sous les apparences plus formelles de la vie; pour ses proches surtout, qui regrettent moins encore de lui sa science que sa droiture et sa bonté.

Ces notes sommaires présenteront un désordre forcé, dont il est, sans doute, à peine nécessaire de s'excuser à l'avance. Relier les divers traits d'une physionomie par des transitions plus ou moins habiles, c'est leur prêter une raideur systématique et conventionnelle, qui n'est pas dans la nature, qui ne peut exister que dans certains personnages soucieux de se composer une attitude: manière d'être tout à fait opposée à la simplicité modeste et spontanée d'Alfred Cornu. On trouvera donc là des croquis épars plutôt qu'un véritable portrait. . . .

En général, la simultanéité de deux ou de plusieurs facultés maîtresses, arrivées à un haut degré de puissance, paraît caractériser un talent supérieur, plus encore peut-être qu'une seule faculté exceptionnellement développée. Il résulte, de cette combinaison imprévue, des aptitudes elles-mêmes anormales et que la nature ne se trouve pas souvent réaliser. Chez Cornu physicien, ce qui frappait avant tout, c'était, avec la vigueur rare de l'esprit, avec la méthode classique, faite d'ordre, de précision, de conscience et de clarté, l'organisation physique remarquablement propice à l'expérimentation, notamment l'adresse manuelle, la finesse et la sensibilité de l'ouïe. Il avait ainsi, à la fois, ce qu'il faut pour concevoir la recherche physique et ce qui est nécessaire pour la réaliser. Il possédait le don de sérier les questions et de les traiter à fond sans y laisser ni lacune, ni disparate, ni obscurité : il savait construire dans sa pensée un édifice entièrement homogène et assis sur des fondations inébranlables, remarquable surtout par son unité, par son harmonie, par la subordination des détails à l'ensemble, par ce qu'il appelait, d'un mot qui lui était cher, la « cohérence » : un édifice qu'il poussait, avec une coquetterie d'artiste, aussi près que possible de la perfection et qui donnait au spectateur l'impression d'une chose définitive, un sentiment absolu de sécurité. L'habileté, la sensibilité particulière de ses organes physiques lui permettaient, en même temps, d'apercevoir, d'interpréter, ou de réparer et d'éviter ensuite à l'exécution, des taches, des anomalies, qui auraient échappé à bien d'autres. C'était un cerveau admirablement équilibré, remarquablement lucide, très français, que servaient une main très souple et des sens très affinés.

En précisant ces deux traits particulièrement saillants, nous aurons l'occasion de rappeler quelle était sa méthode de travail et nous essaierons ainsi de définir le savant, avant de passer aux détails, qui caractérisent plutôt l'homme intime.

Soucieux, ainsi qu'il a été dit, de perfection, dédaignant les improvisations sommaires, et cette sorte de production intensive

aux airs presque industriels, poussant à un haut degré le scepticisme de tout vrai savant pour les imaginations vagues et nébuleuses, qui amusent un instant la foule en lui offrant des solutions provisoires, il considérait avec raison qu'il n'existe pas en science de question tranchée ni de sujet épuisé. Des découvertes récentes, comme celle de l'Argon dans un milieu aussi souvent étudié que l'air, fournissaient à sa conversation un argument topique contre ceux qui croient répondre à tout par une analyse chimique et lui attribuent la valeur d'un axiome ou d'un dogme. Dès lors, il estimait ne pas perdre son temps en reprenant les expériences déjà faites et, comme il s'attachait à ne pas mériter à son tour le reproche qu'il adressait justement à tant d'autres, comme il portait une attention toujours en éveil sur ces détails contradictoires ou mal explicables, que la fièvre de l'invention porte parfois à négliger; comme, les ayant observés, il en cherchait toujours obstinément la cause jusqu'à ce qu'il l'eût trouvée, il arrivait à glaner, dans le champ le mieux moissonné, de beaux épis, qui finissaient bientôt par former une gerbe.

Chaque fois qu'il exécutait ainsi une expérience, il en notait toutes les phases, toutes les conditions, avec une singulière minutie, ayant pour principe très juste qu'il ne faut jamais se fier en rien à sa mémoire, bien que la sienne fût admirable. Il a accumulé, de la sorte, pendant toute sa vie, des centaines de cahiers, où tout son travail de quarante ans est fixé heure par heure et qui, si on les dépouillait, représenteraient une sorte de photographie très nette, aussitôt utilisable, de ses tentatives en tous sens. Mais, une fois ces notes prises, une fois l'expérience achevée, inscrite et discutée, avec toutes les opérations incidentes que pouvaient entraîner ses parties obscures, il ne considérait en aucune façon le travail comme fini, il ne recherchait pas cette fécondité apparente, qui consiste à publier hâtivement (avec le bénéfice, il est vrai, de les fixer ainsi et de les communiquer à d'autres chercheurs) de simples notes de laboratoire. Pour lui, l'expérimentation première n'était qu'un

moyen d'arriver à entrevoir une des mille facettes de la vérité : et cette face, il admettait bien qu'elle fût petite ; mais, du moment qu'il l'avait choisie, il tenait à la contempler à loisir, absolument limpide et tout entière. Quand il avait donc adopté un sujet, il le retournait de toutes façons, jamais satisfait de son résultat, jusqu'à ce qu'il eût trouvé le moyen d'en ramener les éléments, dépouillés de leurs corollaires parasites, à des termes essentiels, de les condenser en une formule simple, claire, aisément compréhensible, aussitôt incrustée dans la mémoire, jusqu'à ce qu'il eût résumé la solution découverte, suivant une expression géométrique dont il aimait à se servir, en un théorème « élégant. »

C'est pourquoi un travail énorme et, on peut le dire, ininterrompu de quarante ans, s'est, à part quelques grands mémoires fondamentaux, comme celui sur la vitesse de la lumière, volontairement condensé, cristallisé en des publications très brèves, généralement des notes à l'Académie des Sciences, dont le volume total étonne pourtant quand on les réunit et montre bien à lui seul l'intensité productive de ce labeur. Nombre de recherches presque terminées, ayant nécessité des centaines d'opérations et de mesures, que tout autre eût bien vite produites en s'en faisant gloire, sont restées inédites : non qu'il eût, en aucune façon, cette paresse spéciale de quelques grands travailleurs, qui les porte à se passionner toujours pour un sujet nouveau avant d'avoir épuisé celui qu'ils tenaient en main, mais parce qu'au moment d'aboutir, il lui manquait une dernière touche, parce qu'il n'avait pas entièrement réussi, ce qui était difficile, à se satisfaire lui-même. Il suffit de citer ses expériences bien connues et si près du couronnement définitif sur la densité de la terre, celles relatives aux phénomènes de Zeemann, celles sur la polarisation du ciel, celles sur diverses questions de cristallographie, sur les irisations de certaines substances, etc., etc.

Il n'aimait pas plus les nuages que les carnets de laboratoire et se plaisait à railler une expression d'admiration très germanique,

qui caractérise, dans leurs défauts (et aussi, reconnaissons-le, dans certaines de leurs qualités), quelques œuvres modernes d'outre-Rhin : « Nicht klar ; aber schön ! » (pas bien clair, mais si beau !) Aussi les nouveautés, qui, pour beaucoup d'esprits, ont, par leur nouveauté seule, une séduction irrésistible, étaient-elles envisagées par lui avec un intérêt sincère et une curiosité scientifique très en éveil, mais pourtant avec une méfiance nécessaire, et il attendait prudemment la vérification d'hypothèses, attirantes par leur originalité et leurs conséquences philosophiques, avant de les adopter d'enthousiasme. Très respectueux des traditions scientifiques, auxquelles il ne croyait fermement que parce qu'il s'était donné la peine de les passer d'abord au crible et de les soumettre lui-même à une épreuve patiente, il était conservateur en science sans être en aucune façon rétrograde et les révolutionnaires trop aventureux ou les anarchistes désordonnés ne lui plaisaient guère. Renverser un édifice, lentement construit par la méthodique accumulation des résultats expérimentaux venant confirmer l'une après l'autre les inductions théoriques, pour lui substituer à la hâte et au hasard un échafaudage brillant mais sommaire, lui semblait un danger réel. Il poussait même parfois cette défiance des phrases vagues, des généralisations imaginatives au point de s'interdire à lui-même la mise en relief de certaines conséquences générales, curieuses ou originales, que pouvaient entraîner ses travaux. Ces conséquences, touchant, par exemple, à ces problèmes essentiels entre tous, la constitution de la matière, la nature de la force, le groupement des atomes, la composition des astres ou du soleil, il les développait bien en causant ; il en parlait même incidemment dans son cours de l'École Polytechnique, où il cherchait à éveiller dans de jeunes esprits le goût des vastes recherches et des hautes spéculations ; mais, lorsqu'il publiait un mémoire, il les indiquait à peine en quelques mots, où seuls les plus initiés réussissaient à en découvrir la trace.

C'est ainsi qu'il eût pu écrire, ce semble, aisément, en rassemblant des idées qui étaient tout ordonnées et très consciemment

déduites chez lui, un ouvrage infiniment intéressant sur un des sujets qui viennent d'être cités, sur la constitution de la matière, que ses travaux lui avaient permis d'aborder par des côtés très divers et toujours avec des résultats très fructueux, par l'optique, par la cristallographie, par l'électricité, par l'astronomie, par la spectroscopie, etc. . . . ; il ne l'a pas voulu, et peut-être, après tout, non pour nous mais pour l'inébranlable durée de son œuvre, a-t-il eu raison de se tenir en garde. La dernière fois que cette circonspection scientifique s'est manifestée, c'est à propos des questions nombreuses soulevées par les expériences Zeemann, qui offrent un si remarquable exemple d'action réciproque entre deux forces jadis réputées indépendantes, l'électricité et la lumière, et d'action dépassant peut-être les bornes actuelles de nos atomes chimiques, puisqu'elle lui parut influencer individuellement certaines raies du spectre. Des observations, qui l'occupèrent encore tout un hiver après la publication des premiers résultats, arrivèrent à ces limites fatales, où le grossissement exagéré des instruments optiques rend toute vraie précision impossible ; il s'arrêta, pour attendre qu'une combinaison ingénieuse, comme il excellait à en découvrir, lui eût permis de tourner la difficulté ; la mort a fauché, avec l'ouvrier, l'œuvre interrompue et conçue seulement dans son esprit.

Quand il s'agissait de réaliser une de ces expériences, que sa lucidité de déduction, sa puissance d'analyse, sa profonde connaissance des théories lui avaient permis d'imaginer, son habileté manuelle et sa compétence singulière dans tous les métiers techniques, fondeur, tourneur, menuisier, serrurier, etc... lui en fournissaient aussitôt le moyen, sans qu'il eût besoin de recourir à un constructeur ou à un ouvrier d'art et de laisser refroidir ainsi la première ardeur de la conception. Avec des morceaux de bois, des bouts de cuivre et de fer, des fragments de boîte, de vieux ressorts de réveil-matin, il réussissait à produire de véritables appareils de précision. Il ne faudrait pas croire, du reste, parce que la matière première sur laquelle il opérait était fruste, que l'objet réalisé par lui restât impar-

fait. Classique en tout, il soignait toutes les parties de son travail, même celles qui devaient rester invisibles ou inutilisées ; il avançait lentement et sûrement, avec un calme merveilleux, sachant dominer cette fièvre, cette nervosité qui s'emparent de tout chercheur au moment où il croit vérifier une hypothèse, réaliser une découverte ; si une des pièces clochait le moins du monde, il n'hésitait pas à recommencer, répétant alors son proverbe favori : « le plus long, c'est le plus court » et entendant par là qu'il faut consacrer tous ses soins, toute son attention, tout son temps à la préparation d'une expérience : la réalisation de celle-ci, quand elle a été minutieusement combinée, pouvant ensuite se faire en quelques minutes. Qu'il s'agît d'un appareil ou qu'il fût question d'un calcul algébrique, son sentiment était toujours le même : un souci du fini, qui visait à réaliser une œuvre d'art définitive. Il n'admettait pas qu'on montrât un monument dans ses échafaudages, une statue à l'état de maquette, un tableau sous forme d'ébauche ; il tenait à ce que le dernier coup de rabot ou de lime fût donné, le dernier grain de poussière enlevé, avant de livrer son travail : la fraîcheur de l'inspiration première ne risquant rien, en matière scientifique, à cette patiente élaboration, à cette lente ciselure après la fonte.

Il y avait là, en résumé, toute une sévère discipline spirituelle, à laquelle on n'est plus assez habitué dans notre temps d'œuvres trop souvent improvisées et, par là, il se montrait le continuateur direct des grands physiciens français, qu'il admirait avant tout : Arago, Ampère, Fresnel, Regnault, etc. Son désir d'arriver le plus possible à des résultats sur lesquels on pût compter l'a amené, comme Regnault, à reprendre la détermination de certaines constantes essentielles : la vitesse de la lumière et la densité moyenne de la terre, pour ne citer que celles-là ; il l'a fait avec une rigueur critique, à laquelle tous ont rendu hommage.

Cette profonde maturité d'esprit, cette conscience très raisonnée du but visé et du chemin à parcourir pour l'atteindre,

cette rigueur inébranlable, cet exemple d'une vie absolument conforme à des principes conçus très tôt faisaient de lui, non moins que la clarté de ses leçons, un maître admirable, un guide sûr pour les jeunes gens, qu'il accueillait avec une bienveillance inlassable : ce que l'on pourrait appeler un directeur de conscience scientifique modèle ; il n'enseignait pas seulement à ceux qui l'approchaient l'optique, l'acoustique ou l'électricité ; il leur apprenait mieux encore, et ce qui est peut-être plus rare, à être de toutes façons strictement fermes dans une doctrine logiquement raisonnée, expérimentalement prouvée et soumis sans réticence à la conscience la plus scrupuleuse du savant, à ne pas se contenter vite, à ne rechercher ni l'effet extérieur, ni les bénéfices de la mode changeante, ni les avantages brillants ou lucratifs, qui côtoient, comme une séduction facile, une carrière glorieuse, mais à poursuivre uniquement, sans fatigue comme sans impatience, la recherche de la vérité.

Excellent pour tous ceux qui venaient lui demander des conseils et leur prodiguant un temps précieux, dont il était tellement avare pour lui-même, il leur donnait surtout, lorsqu'ils pénétraient un peu dans l'intimité de son travail, l'enseignement le plus fructueux et le plus persuasif, celui de son exemple. Peut-être m'est-il permis de dire que, lorsque je l'ai approché de plus près, cinq ans seulement avant sa mort, c'est-à-dire lorsqu'il avait déjà atteint le faite des honneurs scientifiques, où tant d'autres ne s'élèvent que pour jouir d'un juste repos, il me stupéfia par son labeur sans trêve et que les repas interrompaient à peine, un labeur continué même pendant les soirées de famille, en dépit de conversations bruyantes, auxquelles ses calculs ne le rendaient pas étranger ; à cinquante-cinq ans, on eût dit un jeune homme ayant une carrière à faire, une situation à conquérir.

C'est surtout à l'École Polytechnique que de très nombreuses promotions ont pu, sans entrer aussi particulièrement dans le détail de son œuvre, apprécier en lui le professeur éminent,

qui, jusqu'au bout, ne négligea rien, aucun effort ni aucune fatigue, pour renouveler et perfectionner avec un soin inlassable son enseignement ; mais d'autres auditoires, devant lesquels il s'est trouvé faire à l'occasion des conférences scientifiques, ont pu également l'entendre et admirer la facilité élégante de sa parole : aux Congrès de l'Association française, au Conservatoire des Arts et Métiers, aux Sociétés de Physique, de Chimie, de Minéralogie, à celle des Électriciens, à la Société Royale de Londres, etc.

Son cours de l'École Polytechnique surtout, professé pendant 35 ans sans une interruption, sans que, jusqu'à sa dernière maladie, il se soit fait suppléer (sauf un seul jour), a tenu une place considérable dans sa vie et est toujours demeuré une de ses préoccupations essentielles. Il ne lui aurait pas semblé suffisant de relire ou de réciter le même texte d'année en année, en le modifiant à peine pour quelques découvertes sensationnelles ; sa conscience de professeur l'amenait à remanier son enseignement de fond en comble chaque fois qu'il le reprenait (c'est-à-dire tous les deux ans) ; il le récrivait alors à peu près entièrement, et tendait, par un effort constant, à l'ordonner, à le condenser, à l'abréger de plus en plus sans pourtant le réduire, à fournir aux élèves une substance plus choisie et plus aisément assimilable. C'est ainsi qu'il put y attribuer peu à peu une part de plus en plus grande à l'électricité, presque entièrement créée pendant ces trente-cinq ans, sans augmenter le nombre des leçons et sans négliger aucune autre partie essentielle. Aussi, par une habitude à laquelle il ne manquait jamais, les veilles de cours étaient-elles de fondation réservées à un dernier travail préparatoire et, ces soirs-là, quoiqu'il aimât le monde, il n'acceptait jamais aucune invitation.

Le cours ainsi préparé était professé avec une grande clarté, beaucoup de justesse et de netteté dans l'expression, de proportion dans l'ordonnance générale, sans jamais se laisser entraîner à être trop long ici et ailleurs trop court ; les expériences, qui le suivaient, ayant été répétées avant le cours,

réussissaient toujours ; même à l'École Polytechnique, où les maîtres sont choisis dans une élite, c'étaient là des qualités rares, que les élèves savaient apprécier.

Quand il se trouvait en présence d'un auditoire moins spécial et moins préparé par ses études à une compréhension rapide, il s'efforçait, avec plus de soin encore, de se rendre intelligible et certaines de ses conférences imprimées, de même que ses articles annuels au Bureau des Longitudes sont des modèles de haute vulgarisation.

Il n'aimait pourtant pas, loin de là, la vulgarisation proprement dite, dont je viens d'écrire le nom, les à peu près et cette marchandise pseudo-scientifique, qui alimente les articles de journaux, les conversations, parfois même les théories de révasseurs littéraires, vaguement frottés de science. Ceux-là, il s'en moquait volontiers, les comparant à certain prétentieux professeur de philosophie, qu'il avait eu au lycée et qui, d'un air à la fois entendu et détaché, faisait allusion à la loi de Mariotte : « Vous savez bien, Messieurs, un grand tube coudé, avec du mercure et de la vapeur d'éther !!... » N'aimant que les travaux de précision, les œuvres complètes aux minutieuses ciselures et sachant fort bien que le public, parfois sensible au gros fracas d'une découverte problématique, est, nécessairement, devant la véritable science, comme le coq de La Fontaine devant sa perle, il évitait, avec un soin poussé jusqu'à l'excès, de faire connaître ses travaux à d'autres qu'à ses pairs ; son dédain pour la presse, pour la réclame, pour le cabotinage qu'entraîne son contact, était absolu et intransigeant.

Par la même raison, il ne recherchait, ni les honneurs, qui s'obtiennent autrement qu'à l'élection, ni les bouts de rubans et les plaques, et il a fallu que son ami, M. de Freycinet, revenant deux fois au pouvoir, ait pensé deux fois à lui pour qu'il ait été seulement officier de la Légion d'honneur. Les plus hautes distinctions, la véritable gloire lui sont venues surtout de l'étranger, qui, échappant davantage aux coteries, aux compromissions, aux marchandages, sur lesquels s'édifient des

réputations officielles et populaires, apprécie habituellement le vrai mérite avec une impartialité difficile aux concitoyens.

C'est ainsi qu'il avait été, par une série de manifestations toutes spontanées, et sans jamais le solliciter, nommé de tous les grands corps scientifiques du monde, à l'exception de l'Académie de Berlin, où son patriotisme ombrageux admettait difficilement qu'un Français prit place. Il cherchait si peu à se faire valoir, il était si naturellement modeste, que cet hommage unanime des savants étrangers n'était peut-être pas inutile pour rappeler à ses compatriotes le rang tout à fait prépondérant qu'il avait conquis dans la science.

En parlant de sa modestie, je viens de toucher à l'un des traits qui le caractérisaient comme homme autant que comme savant. C'est ce portrait de l'homme intime qu'il reste à esquisser.

Au physique, il était grand ; les traits d'une finesse que l'on qualifiait de florentine quand il avait trente ans ; très beau, très élégant cavalier dans sa jeunesse, quoique n'ayant pas l'air de s'en douter et n'y apportant pas plus de coquetterie que de prétention.

Au moral, on a déjà vu se manifester, dans sa méthode scientifique, ce soin très classique de la perfection, du fini, de l'harmonie, de l'équilibre, qui dominait son caractère. La même tendance se retrouvait partout dans son esprit : en littérature, où il aimait de préférence les auteurs anciens, les grands classiques, les plus pondérés des modernes ; en art, où il s'effarouchait des audaces et restait, au contraire, en extase pendant des heures devant la Vierge de Saint-Sixte ou devant les ruines du Parthénon ; en politique même, où il avait aisément subi l'évolution, qui rend conservateurs les progressistes arrivés à un certain âge.

Traditionnel, il eut l'occasion de défendre vivement à l'École Polytechnique des programmes, qu'un imprudent novateur prétendait bouleverser sans mesure ; il trouvait qu'en matière d'éducation, comme dans l'ordre social ou économique, le ré-

sultat acquis et admis par plusieurs générations tire de cet assentiment renouvelé une raison d'être, qui s'étend même à ce qu'il peut sembler tout d'abord présenter de défectueux ; ce n'est sans doute pas un motif pour n'y rien modifier, mais c'en est un assurément pour n'y toucher que progressivement et après mûr examen.

Son éducation littéraire avait été forte ; sa mémoire restait nourrie de morceaux latins, de tirades empruntées à nos grands maîtres du xvii^e siècle ; il savait même plus de grec que ce n'est la coutume en France, assez pour avoir pu se mettre aisément à parler un peu le grec moderne dans un voyage qu'il fit en Grèce en 1899.

Cette connaissance du grec correspondait, d'ailleurs, avec un goût très général pour les langues étrangères ; il parlait l'allemand ou l'anglais de manière à pouvoir faire, dans l'une ou l'autre langue, un discours scientifique ; je l'ai vu, comme un de ses proches apprenait le suédois, s'amuser, de son côté, à rapprendre cette langue, qu'il avait eu l'occasion d'étudier *étant jeune*.

Quand il lisait, entendait ou examinait une œuvre quelconque, si chaud que fût bien souvent son enthousiasme, *celui-ci ne l'empêchait jamais* de distinguer la petite tache, la défectuosité locale, qu'eût pu faire oublier, négliger la beauté de l'ensemble ; son esprit critique, très aiguisé, percevait aussitôt le point, où l'inspiration affaiblie avait été remplacée par des hors-d'œuvre ou des tours de métier ; il était sensible et très sensible au mouvement lyrique de l'ensemble, sans dépouiller dans le détail sa faculté d'examen : et, en cela aussi, il était de vieille race, de vieille culture classique et française.

Le côté philosophique des questions l'intéressait, mais à la condition que philosophie ne voulût pas dire complication inutile, divagation et obscurité. Il professait la nécessité de sérier les questions dans le champ métaphysique comme dans tout autre, d'abandonner celles dont la solution n'est pas pos-

sible pour se limiter au domaine naturel, logique et licite, qui reste si largement ouvert à l'esprit humain. L'ombre ne l'attirait pas, mais la lumière ; c'était la doctrine de Goethe, dont un de ses mémoires d'élève à l'École des Mines avait déjà pris un vers pour épigraphe. Aussi protestait-il contre le raffinement de complication, la dépravation de goût, l'entraînement ou le snobisme, qui, en tout ordre de connaissances et d'arts, conduit à s'extasier uniquement sur des dissonances, des étrangetés, des obélisques posés sur leur pointe et des nébulosités ; nous retrouverons tout à l'heure cette tendance bien accentuée en parlant de la musique.

A côté de ce classicisme, sur lequel je viens d'insister, il faut, je crois, noter un optimisme foncier, résistant à toutes les épreuves, dont, en certains cas, il était difficile de savoir s'il le subissait ou s'il l'obtenait par un effort de volonté : optimisme, qui a certainement contribué à rendre heureuses et sa propre vie et celle de ceux qui l'entouraient.

Il trouvait la vie bonne ; et la sienne avait été bonne, en effet, de toutes façons, puisqu'elle avait pleinement réalisé ses ambitions aussi bien que les plus intimes désirs de son cœur. Peut-être cette mort si prompte et si prématurée, si dure pour les survivants, en a-t-elle été le couronnement, puisqu'elle lui a épargné les déchéances de la vieillesse ? Dès qu'on l'abordait, aux premiers mots échangés, on était frappé de cet optimisme, de cette confiance qu'il gardait malgré tout, dans la vie et dans les hommes, de cette gaité même. Sans doute, il y avait là parfois une attitude, sous laquelle il masquait un fonds très passionné, beaucoup plus émotif qu'on ne l'eût cru d'abord et qui se découvrait en certaines occasions ; mais il n'en avait pas moins une véritable gaité naturelle.

Cette gaité était, paraît-il, tout à fait frappante quand il était jeune, d'autant plus remarquable qu'elle coexistait avec une maturité précoce, avec de très profonds et très ardues travaux scientifiques, avec de hautes situations officielles. Dans ses dernières années encore, il lui arrivait de rire, comme un enfant,

pour un mot, une anecdote drôle, un calembour et, quand il se trouvait, avec son frère Maxime, à un théâtre gai, c'était un plaisir de les voir tous deux s'amuser de si bon cœur. Les auteurs vraiment comiques étaient, selon lui, des bienfaiteurs de l'humanité. En revanche, il avait horreur de la littérature triste, qui le choquait comme un non-sens et presque comme un méfait.

Optimiste, il était, en même temps et par une conséquence toute naturelle, très confiant, ne soupçonnant pas, ne voulant pas supposer le mal, quand il n'y était pas absolument contraint. Il était aussi remarquablement affable et conciliant, un peu pour garder intacts cet équilibre d'esprit, cette tranquillité extérieure, qui lui permettaient de consacrer toute sa pensée à la science. Tant qu'on ne touchait pas un des points qui lui semblaient essentiels, il semblait toujours de l'avis de son interlocuteur, prodiguant les marques d'assentiment. Il allait plus loin ; car il faisait tout le possible pour réaliser les vœux qu'on lui exprimait, pour procurer les satisfactions qui dépendaient de lui, se donnant la peine, lui qui détestait les démarches quand il s'agissait de lui-même, d'aller solliciter pour d'autres. Combien de ses anciens élèves, combien de savants étrangers, qui avaient eu recours à lui, ont pu apprécier cette bienveillance si généreuse et toujours souriante !

Dans les assemblées, il apportait ce besoin naturel de tout concilier, d'arriver à une entente, d'éliminer les difficultés et les causes de désaccord, de mettre de l'huile dans les joints : « Avec de la bonne volonté, disait-il, entre honnêtes gens on s'entend toujours ! » Et, même dans les cas les plus compliqués, il manifestait l'espoir qu'on arriverait à une solution : « Tout s'arrange, disait-il, tout s'arrange ! » Ce sentiment était si profondément ancré chez lui que, lorsque la maladie mortelle vint troubler pour quelques heures un cerveau si lucide, le trouble amené par la congestion se traduisait uniquement en discours adressés à des assemblées pour leur prêcher la concorde, l'harmonie, la bonne volonté, la paix, l'effort commun

vers la vérité et vers le progrès, ou en encouragements à de jeunes savants arrêtés par les difficultés du début.

Cette extrême bonté, je l'ai déjà indiqué en passant, n'excluait pas la passion. Si disposé qu'il fût à la conciliation, à l'indulgence, à la bonne humeur, lorsqu'on l'atteignait à un point sensible, ce qui n'arrivait guère que dans les questions scientifiques, il défendait ses convictions avec une singulière énergie et prouvait aisément que, si, en général, il montrait beaucoup de condescendance, ce n'était pas faute de savoir se défendre et d'avoir à l'occasion la riposte nette et portant juste. Quelques-unes de ces discussions, dont on retrouverait l'écho dans les Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences ou dans les revues savantes, d'autres surtout, qui eurent pour théâtre le conseil de perfectionnement de l'École Polytechnique, ont révélé chez lui une vivacité, qui n'apparaissait, on peut le dire, jamais dans le commerce courant de la vie.

C'est qu'il s'agissait, ici de défendre les travaux d'Arago et de Fresnel, là de soutenir la tradition d'une École, qui lui était profondément chère, où il avait passé quarante ans de sa vie et dont la valeur particulière repose, en si grande partie, sur la tradition, sur les principes et les méthodes de travail, sur la discipline morale et scientifique, beaucoup plus encore que sur les matières enseignées.

En d'autres cas, où il montra une égale passion, son patriotisme se trouvait en jeu et un patriotisme, auquel la science n'était pas étrangère ; car l'un de ses principaux griefs contre les Allemands était d'avoir sciemment, volontairement, détruit pendant la guerre les travaux inédits et les appareils de Regnault. Mais, en dehors des souvenirs toujours présents de 1870, il n'aimait d'aucune façon la science allemande : ni ses gros volumes indigestes et mal composés, ses développements fastidieux sur des petits sujets traités avec prolixité, ses entassements de notes bibliographiques inutiles, ni ses originalités brumeuses et conditionnelles, ni ses procédés mercantiles et commerciaux. Il se désolait en voyant affluer de tous les pays

du monde ces ballots de papier imprimé, devenus vains par leur accumulation même et dont les auteurs n'avaient pas su extraire, condenser, synthétiser la substance.

En cela, pas plus qu'en aucun autre sujet, il ne se préoccupait de suivre la mode ; c'était une des caractéristiques de son esprit que la franchise avec laquelle il exprimait ses goûts et ses opinions sans concéder quoi que ce soit au snobisme. Très Français, c'est-à-dire très Latin par le tempérament, par la méthode, par la culture intellectuelle, il n'éprouvait pas le besoin, qui a sévi pendant quelques années dans notre pays, de se germaniser.

Jamais non plus il ne se jetait sur les sujets d'actualité, qui, par leur titre seul, forcent l'attention, sollicitent la réclame ; il se moquait des innombrables mémoires éphémères, qu'amène aussitôt une découverte importante ; il fallait, disait-il, laisser aux questions le temps de se tasser et, patiemment, il suivait le sillon commencé, tenant à l'avoir conduit bien droit, bien profond, jusqu'au bout du champ avant de l'abandonner.

En dehors de la science, qui absorbait toute sa vie de travail et des voyages, qui l'attiraient volontiers aux jours de vacances, son goût de prédilection était pour la musique, qu'il ne cessait d'étudier comme physicien, en même temps qu'il l'appréciait comme artiste. On me pardonnera d'insister un peu, et avec quelque disproportion apparente, sur ce point ; les idées très originales, qu'il exprimait volontiers en causant sur les questions musicales, n'ont jamais été formulées par écrit et peut-être y a-t-il un intérêt à les indiquer.

S'il était musicien et profondément musicien, c'était bien moins par l'effet du travail et de l'éducation, que par un don naturel, un instinct des plus remarquables.

Dès sa jeunesse, à l'École Polytechnique et à l'École des Mines, ce goût avait eu l'occasion de s'exercer et de se développer ; à Paris, il trouvait, chez son correspondant, M. Lecomte, très passionné lui-même pour les théories musicales, un foyer d'études, de comparaisons et de discussions ; en vacances, il

revenait dans un milieu, où tout le monde aimait la musique et où l'exécution plus ou moins complète d'une partition était un plaisir favori. Sa voix, d'une remarquable étendue, faisait alors de lui un auxiliaire des plus précieux ; car elle lui permettait de chanter également tous les rôles depuis la basse jusqu'au ténor, (ce dernier timbre étant néanmoins le plus caractérisé chez lui).

Au cours d'une de ces parties musicales, il se trouva accomplir un jour un tour de force curieux et qui frappa vivement les assistants. Levasseur, le chanteur de l'Opéra, étant venu en voisin de campagne, avait proposé de chanter le trio de Guillaume Tell ; mais la partition manquait ; Cornu offrit aussitôt de la reconstituer de mémoire avec toutes ses parties et il y réussit, à la grande surprise de l'artiste.

En réalité, ce qui avait paru là un phénomène extraordinaire se reproduisait pour toutes les partitions qu'il avait entendues. Il en gardait l'impression si exacte et si précise, sa mémoire enregistrait si fidèlement, non seulement la mélodie mais l'harmonie même, qu'il était capable d'en reproduire ensuite au piano, sans hésitation ni tâtonnement, toutes les combinaisons, les successions d'accords les plus compliquées.

Cette connaissance remarquable des accords, dont le principe était évidemment instinctif chez lui, avait été très développée par la recherche expérimentale ; pendant longtemps, il s'était exercé à réduire, à simplifier en un nombre plus restreint les divers types d'accords, qui, disait-il, étaient, dans l'enseignement ordinaire, beaucoup trop nombreux et trop compliqués ; finalement, il était arrivé à condenser ainsi toute son harmonie en une dizaine d'accords au plus ; d'autres accords compliqués ou bizarres, qui ne semblaient pas rentrer dans son système, n'étaient, dans sa théorie, que des accords simples, auxquels on avait ajouté des notes de passage conduisant à une résolution.

En même temps qu'il s'intéressait aux accords en eux-mêmes, il examinait avec le plus grand soin leur préparation,

à laquelle il attachait une importance énorme; à son avis, il devait exister une loi cachée, en vertu de laquelle certains accords, plats et insignifiants par eux-mêmes, prennent une puissance étonnante quand ils ont été bien amenés et préparés. Cette loi, qui, comme bien d'autres, est tout intuitive chez les musiciens, il ne croyait pas impossible d'arriver à la traduire en une formule, comme celle qui règle les intervalles musicaux. Il allait même plus loin dans cette voie et supposait que les diverses mélodies devaient elles-mêmes obéir à des règles, dériver peut-être de quelques formules fondamentales, comme les innombrables cristaux que peut produire un même système cristallographique.

En vue de donner un corps à cette idée, il s'était attaché à réunir un grand nombre de suites harmoniques conduisant à un accord d'une sonorité particulière, afin de les étudier individuellement et de montrer que, malgré toute leur diversité, elles sont régies par un même principe.

Suivant lui, toute jouissance de nos deux sens les plus affinés, la vue et l'ouïe, était déterminée par un certain rythme, une symétrie, une coordination, un agencement harmonieux, correspondant à ce besoin de l'équilibre, qui est primordial chez l'homme et qui se retrouve dans toutes ses conceptions. Un aspect agréable des choses, ou des productions de l'esprit, était, croyait-il, l'indice qu'une semblable loi d'homogénéité, de cohérence, de continuité, s'était trouvée satisfaite, soit par le hasard (lui-même soumis à cette tendance générale de la nature), soit par un effort plus ou moins conscient de notre cerveau.

« Voici, disait-il, par exemple, devant un des beaux palais de Florence, percé de fenêtres irrégulières, décoré capricieusement de sculptures et d'arabesques, un ensemble, qui nous charme. C'est donc que l'irrégularité apparente en a été déterminée suivant un rythme caché, auquel a obéi, sans le savoir, ce qu'on appelle le goût de l'architecte. »

Aussi manifestait-il une sensibilité extraordinaire au bon ou mauvais enchaînement des idées dans une phrase musicale,

dans une composition littéraire, dans une combinaison de couleurs ; il n'admettait pas aisément qu'on sautât une marche ou un échelon, ni surtout qu'on restât le pied en l'air sur un dernier degré, sans savoir où se poser, sans « résoudre ». Il tenait à rencontrer, dans toute œuvre d'art, une ligne directrice, à voir les diverses parties se combiner de manière à produire un ensemble cohérent et non se juxtaposer au hasard côte à côte, sans lien mutuel, comme les cases noires ou blanches d'un échiquier, à sentir, suivant une règle qui est presque la définition de l'art classique, qu'on le conduisait d'un point à un autre. Même dans certains morceaux consacrés par l'admiration unanime, des défauts de ce genre venaient heurter son sentiment esthétique ; il me suffira de citer la première phrase du prologue du Déluge de Saint-Saëns, dont la mélodie lui paraissait faite de plusieurs morceaux indépendants. Au contraire, il citait la Sonate pathétique, la Marche de l'Africaine, certaines scènes d'enfants de Schumann comme des types de phrases particulièrement bien déduites et suivies. Il apercevait aussitôt le moment où l'inspiration du compositeur avait tourné, ou même l'avait complètement abandonné.

C'est ce qu'il exprimait, dans une formule qui lui était chère, en demandant, à toute œuvre d'art digne de ce nom, trois qualités essentielles : la périodicité, la tonalité et le rythme : exigence, qu'il montrait réalisée dans les œuvres vraiment complètes.

Un point assez particulier dans son organisation musicale est que la valeur relative des notes existait seule pour lui, indépendamment de leur valeur absolue ; chacune d'elles, individuellement, n'avait pas de signification, mais prenait seulement un sens par rapport avec telle autre qui la précédait ; de même pour les accords. Il en résultait que, pour lire la musique, il ne se préoccupait jamais du ton dans lequel elle avait été écrite. ut majeur ou la mineur ; ce ton, il l'ignorait, transposant sans presque s'en douter et jouant aussitôt les accords les plus compliqués dans toutes les tonalités possibles.

Cependant, il revenait toujours aux tonalités majeures ; le ton mineur était, disait-il, celui des impuissants et, à l'appui de cette idée, il faisait voir comment Beethoven, génie essentiellement majeur, n'avait eu presque jamais recours au mineur, et, même dans ses œuvres réputées écrites en mineur, était rapidement revenu au majeur.

Son oreille, d'une admirable finesse, lui permettait d'apprécier des nuances, qui échappent à la plupart des auditeurs ; un diapason normal, qu'il portait toujours dans sa poche où il faisait bon ménage avec un polariseur, lui permettait de noter en valeur absolue tous les bruits, les sonorités, les résonances, et cette préoccupation ne l'abandonnait jamais. Cette organisation physique lui avait été puissamment utile dans les expériences d'acoustique proprement dites, qu'il avait faites, surtout avec M. Mercadier et pour lesquelles divers grands artistes, Allard notamment, lui prêtèrent leur concours. A la suite de ces expériences, on sait comment il montra, contrairement à l'opinion générale des compositeurs forcés de s'incliner, que ceux-ci employaient, tantôt la gamme de Platon, tantôt celle de Pythagore, passant de l'une à l'autre sans s'en douter. Dans les dernières années de sa vie, on connaît également son mémoire sur les vibrations transversales des cordes.

Il avait beaucoup entendu de musique, au point qu'il racontait avoir assisté aux 17 premières représentations de l'Africaine : ses goûts étaient toujours restés fidèles aux dieux de sa jeunesse : Bach, Beethoven, Mozart, Glück, Meyerbeer ; il avait également un peu composé : par exemple, plusieurs parties d'un Stabat, en collaboration avec son ami M. Sarrau.

S'il eût vécu, il fût peut-être arrivé, comme il en avait le projet, à coordonner, à formuler des lois sur le rythme, sur l'harmonie, sur les accords et leurs enchainements, qu'il sentait, qu'il devinait ; il eût ainsi fait faire un pas considérable à l'acoustique musicale et même, plus généralement, à l'esthétique. Là surtout, cette simultanéité de la force intellectuelle avec la faculté physique expérimentale, sur laquelle j'ai insisté

en commençant, lui eût donné des moyens de réussir, qu'on sera peut-être longtemps à retrouver dans un autre homme...

Cette organisation musicale est le dernier trait, qu'il était indispensable de noter dans cette physionomie si attirante et si chère ; il me suffira de quelques mots encore sur sa façon de vivre.

Jeune, elle était bien simple à expliquer : car elle consistait à ne pas quitter son laboratoire, même pour son déjeuner, qu'il prenait souvent sur la table de ses expériences, enlevant chaque matin, jusqu'à consommation, une tranche du même pâté ; plus âgé, il était forcé de donner quelques heures à des occupations d'un caractère plus administratif, telles que commissions, séances de l'Institut ou préparation de ces séances par la conversation avec les candidats ou les savants, qui lui demandaient de présenter leurs travaux ; mais c'est à peine s'il s'accordait à lui-même un instant de repos.

Son année se partageait régulièrement entre Paris où il restait neuf mois, et sa maison de campagne de Courtenay, où il passait ses vacances sans interrompre son travail, au contraire, trouvant là, dans un laboratoire qu'il avait fait construire et installer, un auxiliaire précieux et trop rare à Paris, le soleil indispensable à ses travaux d'optique.

Dans ce laboratoire, quand le soleil, renvoyé par son héliostat, venait passer à travers ses prismes et ses lentilles, il était pleinement heureux ; tout en chantant comme un bon ouvrier, il préparait ou réalisait ses expériences ; tantôt il menuisait, découpait, taillait, martelait, burinait ses appareils ; tantôt il photographiait les phénomènes délicats et fugitifs ; tantôt il s'asseyait à son bureau pour noter, avec un soin minutieux, toutes les circonstances de son expérience et faire ses calculs.

Quelquefois il partait en voyage, en Grèce, en Italie, en Hollande, en Suisse, en Angleterre, en Allemagne ; là encore, tout en appréciant les jouissances artistiques et pittoresques, auxquelles il était très sensible, il n'oubliait pas de sortir son

polarimètre pour examiner les nuages ou le bleu du ciel, d'observer les halos, de noter les reflets ou les résonances, d'analyser les divers bruits, les diverses combinaisons lumineuses de la nature.

Mais l'époque de son cours le rappelait bien vite à sa chère École Polytechnique, dans laquelle s'est passée la meilleure partie de sa vie et autour de laquelle gravitait sans cesse sa pensée ; il y retrouvait les grandes installations compliquées, les machines, les dynamos, dont il avait besoin pour certaines recherches ; il y rencontrait surtout un milieu scientifique qu'il aimait, un auditoire de jeunes gens, auquel il donnait tout son cœur, en même temps que toute son intelligence ; il pouvait alors s'y montrer dans tout le développement de sa nature, non moins remarquable comme éducateur que comme chercheur, non moins exceptionnel par sa bonté, par l'intérêt qu'il apportait à encourager toutes les initiatives et tous les efforts que par les facultés primordiales du savant.

L. DE LAUNAY.

BIBLIOGRAPHIE

I. — OUVRAGES ISOLÉS

1867. — RECHERCHES SUR LA RÉFLEXION CRISTALLINE (Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris). — Imprimerie Gauthier-Villars, 110 p. et 2 pl. — Inséré dans les Annales de physique et de chimie [4^e série, t. II, p. 283 à 381].
1867. — TITRES SCIENTIFIQUES DE A. CORNU (Candidature à la place de Professeur de physique à l'École Polytechnique). — 3 p. autogr.
- 1873-1878. — NOTICE SUR LES TITRES SCIENTIFIQUES DE A. CORNU (Candidature à l'Académie des Sciences), avec supplément pour la période 1873-1878. — 52 p. chez Gauthier-Villars.
1886. — PRINCIPALES PUBLICATIONS DE A. CORNU CONCERNANT L'ASTRONOMIE PHYSIQUE ET LA PHYSIQUE DU GLOBE (Candidature au Bureau des Longitudes). — 4 p. autogr.
- 1867 à 1902. — SÉRIE DES COURS DE PHYSIQUE AUTOGRAPHIÉS DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.
- Les leçons sur la Théorie mécanique de la chaleur, en 1868, ont été entièrement rédigées par A. Cornu, ainsi que le Calcul de la vitesse de propagation dans un milieu élastique ayant la forme d'une colonne indéfinie.

1904. — NOTICES SUR L'ÉLECTRICITÉ, EXTRAITES DE L'ANNUAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES (Électricité statique et dynamique. Production et transport de la force). 1 vol. in-16 de vii-274 p. chez Gauthier-Villars.

II. — PUBLICATIONS INSÉRÉES DANS DES RECUEILS PÉRIODIQUES

1° Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences.

- 2 janv. 1863. — *Physique mathématique*. Théorème sur la relation entre les positions des plans de polarisation des rayons incident, réfléchi et réfracté dans les milieux isotropes [T. 56, p. 87].
- 9 janv. 1865. — *Optique*. Théorèmes sur la réflexion cristalline [T. 60, p. 47].
- 18 juin 1866. — *Optique*. Théorèmes géométriques relatifs à la réflexion cristalline [T. 62, p. 1327].
- 17 déc. 1866. — *Physique mathématique*. Théorie nouvelle de la réflexion cristalline d'après les idées de Fresnel [T. 63, p. 1059].
- 8 févr. 1869. — *Acoustique*. Sur les intervalles musicaux (en collaboration avec M. Mercadier) [T. 68, p. 301].
- 22 févr. 1869. — *Acoustique*. Sur les intervalles musicaux (en collaboration avec M. Mercadier) [T. 68, p. 424].
- 22 mars 1869. — *Physique*. Sur l'adjonction d'un bain de mercure, observé sous l'incidence rasante, dans l'emploi des collimateurs [T. 68, p. 720].
- 2 août 1869. — *Physique*. Méthode optique pour l'étude de la déformation de la surface extérieure des solides élastiques [T. 69, p. 333].

- 2 mai 1870. — *Physique*. Sur un résultat annoncé par M. Croulebois au sujet de l'indice de réfraction de l'eau [T. 70, p. 989].
- 30 mai 1870. — *Acoustique*. Sur les intervalles mélodiques et harmoniques (en collaboration avec M. Mercadier) [T. 70, p. 1168].
- 20 juin 1870. — *Physique*. Détermination de l'intensité magnétique terrestre en valeur absolue, (en collaboration avec M. Baille) [T. 70, p. 1337].
- 17 juil. 1871. — *Physique*. Sur les intervalles musicaux (en collaboration avec M. Mercadier) [T. 73, p. 178].
- 31 juil. 1871. — *Physique*. Sur le renversement des raies spectrales des vapeurs métalliques [T. 73, p. 332].
- 28 août 1871. — *Physique*. Réponse à M. Janssen, sur la constitution du soleil [T. 73, p. 545].
- 2 oct. 1871. — *Physique*. Sur la détermination de la vitesse de la lumière [T. 73, p. 857].
- 29 janv. 1872. — *Acoustique*. Sur les intervalles musicaux mélodiques (en collaboration avec M. Mercadier) [T. 74, p. 321].
- 5 févr. 1872. — *Physique*. Sur le spectre de l'aurore boréale du 4 février [T. 74, p. 390].
- 10 févr. 1873. — *Physique*. Détermination nouvelle de la vitesse de la lumière [T. 76, p. 338].
- 17 févr. 1873. — *Acoustique*. Sur la mesure des intervalles musicaux (en collaboration avec M. Mercadier) [T. 76, p. 431].
- 14 avril 1873. — *Physique*. Détermination nouvelle de la constante de l'attraction et de la densité moyenne de la terre (en collaboration avec M. Baille) [T. 76, p. 954].

- 12 janv. 1874. — *Optique*. Études sur la diffraction ; méthode géométrique pour la discussion des problèmes de diffraction [T. 78, p. 113].
- 14 déc. 1874. — *Physique*. Détermination de la vitesse de la lumière et de la parallaxe du soleil [T. 79, p. 1361].
- 15 mars 1875. — *Physique*. Sur la diffraction, propriétés focales des réseaux [T. 80, p. 645].
- 3 juil. 1876. — *Astronomie physique*. Études de photographie astronomique [T. 83, p. 43].
- 11 déc. 1876. — *Astronomie physique*. Sur le spectre de l'étoile nouvelle de la constellation du Cygne [T. 83, p. 1172].
- 14 janv. 1878. — *Physique*. Étude sur le spectre ultra-violet [T. 86, p. 101].
- 4 févr. 1878. — *Physique*. Sur les raies sombres du spectre et la constitution du soleil [T. 86, p. 315].
- 25 févr. 1878. — *Physique*. Sur quelques conséquences de la constitution du spectre solaire [T. 86, p. 530].
- 4 mars 1878. — *Physique*. Étude de la résistance de l'air dans la balance de torsion (en collaboration avec M. Baille) [T. 86, p. 571].
- 11 mars 1878. — *Optique*. Sur la polarisation elliptique par réflexion à la surface des corps transparents [T. 86, p. 649].
- 18 mars 1878. — *Physique*. Sur la mesure de la densité moyenne de la terre (en collaboration avec M. Baille) [T. 86, p. 699].
- 15 avril 1878. — M. Cornu adresse deux planches relatives à la description du spectre solaire ultra-violet [T. 86, p. 983].
- 22 avril 1878. — *Physique*. Influence des termes proportionnels

au carré des écarts dans le mouvement oscillatoire de la balance de torsion (en collaboration avec M. Baille [T. 86, p. 1001].

- 6 mai 1878. — *Physique mathématique*. Sur l'extension à la propagation de l'électricité des formules de Fourier relatives à la diffusion de la chaleur [T. 86, p. 1120].
- 2 juin 1879. — *Physique*. Sur la limite ultra-violette du spectre solaire [T. 88, p. 1101].
- 23 juin 1879. — *Optique*. Sur l'absorption par l'atmosphère des radiations ultra-violettes [T. 88, p. 1285].
- 17 nov. 1879. — *Physique*. Observation sur la limite ultra-violette du spectre solaire à diverses altitudes [T. 89, p. 808].
- 26 avril 1880. — *Physique*. Sur la loi de répartition suivant l'altitude de la substance absorbant dans l'atmosphère des radiations solaires ultra-violettes [T. 90, p. 940].
- 27 déc. 1880. — *Physique*. Sur la vitesse de la propagation de la lumière [T. 91, p. 1019].
- 10 janv. 1881. — *Physique*. Sur les conditions relatives à l'expression théorique de la vitesse de la lumière [T. 92, p. 53].
- 13 juin 1881. — *Physique*. Sur une loi simple relative à la double réfraction circulaire naturelle ou magnétique [T. 92, p. 1365].
- 11 juil. 1881. — Observations à l'occasion de la communication de M. Croullebois sur la réalité d'une équivalence cinématique en optique ondulatoire [T. 93, p. 55].
- 21 nov. 1881. — *Optique*. Sur la condition d'achromatisme dans les sphères d'interférence [T. 93, p. 809].

- 10 juil. 1882. — Observation à propos d'une communication sur les conditions d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence [T. 95, p. 77].
- 6 nov. 1882. — *Optique*. Sur l'observation comparative des raies telluriques et métalliques, comme moyen d'évaluer les pouvoirs absorbants de l'atmosphère [T. 95, p. 801].
- 4 déc. 1882. — *Astronomie*. Résumé des mesures effectuées sur les épreuves daguerriennes du passage de Vénus en 1874 obtenues par la Commission française. (Cornu et Fizeau) [T. 95, p. 1082].
- 9 avril 1883. — *Électricité*. Rapport sur les machines électrodynamiques appliquées à la transmission du travail mécanique de M. Marcel Deprez [T. 96, p. 992].
- 4 juin 1883. — *Astronomie*. Sur la possibilité d'accroître dans une grande proportion la précision des observations des éclipses des satellites de Jupiter [T. 96, p. 1609].
- 25 juin 1883. — *Astronomie*. Études expérimentales relatives à l'observation photométrique des éclipses des satellites de Jupiter [T. 96, p. 1813].
- 31 déc. 1883. — *Météorologie*. Sur un arc-en-ciel blanc, observé le 28 nov. 1883 [T. 97, p. 1530].
- 28 janv. 1884. — *Physique*. Étude spectrale du groupe des raies telluriques nommé « α » par Angström [T. 98, p. 169].
- 22 sept. 1884. — *Météorologie*. Observations relatives à la couronne visible actuellement autour du soleil [T. 99, p. 488].
- 27 oct. 1884. — Observation à l'occasion d'une lettre de Ducaux à Cornu sur les phénomènes qui accompagnent la couronne solaire [T. 99, p. 717].

- 15 déc. 1884. — *Physique mathématique*. Sur la forme de la surface de l'onde lumineuse dans un milieu isotrope placé dans un champ magnétique uniforme ; existence probable d'une double réfraction particulière dans une direction normale aux lignes de force [T. 99, p. 1045].
- 11 mai 1885. — *Spectroscopie*. Sur les raies spectrales spontanément renversables et l'analogie de leurs lois de répartition et d'intensité avec celles des raies de l'hydrogène [T. 100, p. 1181].
- 25 mai 1885. — *Météorologie optique*. Sur un halo elliptique circonscrit au halo de 22", observé le 19 mai 1885 [T. 100, p. 1324].
- 22 févr. 1886. — *Optique*. Vérification expérimentale de la loi de Verdet dans les directions voisines des normales aux lignes de force magnétiques (encollaboration avec M. Potier) [T. 102, p. 385].
- 31 mai 1886. — *Optique*. Sur des expériences récentes faites par MM. Albert A. Michelson et Ed. W. Morley pour reconnaître l'influence du milieu sur la vitesse de la lumière [T. 102, p. 1207].
- 31 mai 1886. — *Météorologie*. Sur un arc tangent au halo de 46° observé le 30 mai 1886 [T. 102, p. 1210].
- 20 déc. 1886. — *Optique*. Sur quelques dispositifs permettant de réaliser, sans polariser la lumière, des photomètres biréfringents [T. 103, p. 1227].
- 31 mai 1887. — *Physique*. Sur la condition de stabilité du mouvement d'un système oscillant soumis à une liaison synchronique pendulaire [T. 104, p. 1463].
- 13 juin 1887. — *Physique*. Sur la synchronisation d'une oscillation faiblement amortie, indicatrice de syn-

- chronisation représentant le régime variable [T. 104, p. 1656].
- 14 nov. 1887. — *Optique météorologique*. Sur un arc tangent au halo de 22° observé le 8 novembre 1887 [T. 105, p. 910].
- 5 déc. 1887. — *Chronométrie*. Sur la synchronisation des horloges de précision et la distribution de l'heure [T. 105, p. 1106].
- 19 déc. 1887. — *Chronométrie*. Réponse à une note de M. Wolf, intitulée Comparaison des divers systèmes de synchronisation des horloges astronomiques [T. 105, p. 1209].
- 2 janv. 1888. — *Chronométrie*. Sur une objection faite à l'emploi d'amortisseurs électro-magnétiques dans les appareils de synchronométrie [T. 106, p. 26].
- 9 janv. 1888. — *Chronométrie*. Sur le réglage du courant électrique, donnant à l'oscillation une amplitude déterminée [T. 106, p. 96].
- 16 janv. 1888. — *Chronométrie*. Remarques sur la dernière note de M. Wolf [T. 106, p. 162].
- 23 avril 1888. — *Chronométrie*. Sur le réglage de l'amortissement et de la phase d'une oscillation synchronisée réduisant au minimum l'influence des actions perturbatrices — réglage apériodique [T. 106, p. 1209].
- 5 nov. 1888. — *Astronomie*. Sur l'emploi du collimateur à réflexion de Fizeau comme mire lointaine [T. 107, p. 708].
- 18 fév. 1889. — Remarques sur les étoiles filantes à l'occasion d'une note de M. Minary [T. 108, p. 340].
- 4 mars 1889. — *Optique*. Sur la reproduction artificielle des halos et des cercles parhéliques [T. 108, p. 429].

- 7 mai 1889. — *Optique*. Sur la polarisation elliptique par réflexion vitreuse et métallique. Extension des méthodes d'observation aux radiations ultra-violettes. Continuité existant entre ces deux genres de phénomènes [T. 108, p. 917].
- 17 juin 1889. — *Optique*. Résultats numériques obtenus dans l'étude de la réflexion vitreuse et métallique des radiations visibles et ultra-violettes [T. 108, p. 1211].
- 13 janv. 1890. — A l'occasion d'une note de MM. Sarasin et L. de la Rive sur la résonance multiple des ondu-
lations électriques de M. Hertz [T. 110,
p. 75].
- 10 mars 1890. — *Physique du Globe*. Sur les phénomènes optiques
qui ont été visibles autour du soleil, le
3 mars 1890 [T. 110, p. 497].
- 17 mars 1890. — *Optique*. Sur le halo des lames épaisses, ou
halo photographique et les moyens de le
faire disparaître [T. 110, p. 55].
- 22 déc. 1890. — *Spectroscopie*. Sur la limite ultra-violette du
spectre solaire d'après les clichés obtenus
par M. O. Simony au sommet du pic de
Ténériffe [T. III, p. 941].
- 26 janv. 1891. — *Optique*. Sur une expérience récente, détermi-
nant la direction de la vibration dans la
lumière polarisée [T. 112, p. 186].
- 16 fév. 1891. — *Physique mathématique*. Sur les objections faites
à l'interprétation des expériences de M. Wie-
ner [T. 112, p. 365].
- 19 mai 1891. — *Météorologie optique*. Sur un double halo avec
parhélies, observé le 15 mars 1891 [T. 112,
p. 1108].

- 25 janv. 1892. — Observations sur un halo autour de la lune [T. 114, p. 193].
— Rapport sur le prix Gay.
- 4 avril 1893. — *Optique*. Remarque sur la note de M. P. Joubin relative à la mesure des grandes différences de marche en lumière blanche [T. 116, p. 711].
- 9 mai 1893. — *Optique*. Études sur les réseaux diffringents. Anomalies focales [T. 116, p. 1215].
- 19 juin 1893. — *Optique*. Sur diverses méthodes relatives à l'observation des propriétés appelées « anomalies focales » des réseaux diffringents [T. 116, p. 1421].
- 3 juil. 1893. — Observations à l'occasion d'une note sur l'auto-conduction [T. 117, p. 37].
- 24 juil. 1893. — A propos d'une note de M. Meslin, nouvelles franges d'interférence [T. 117, p. 228].
- 26 déc. 1893. — *Optique*. Vérifications numériques relatives aux propriétés focales des réseaux diffringents plans [T. 117, p. 1032].
- 2 fév. 1894. — *Physique*. Sur un théorème reliant la théorie de la synchronisation et celle des résonances [T. 118, p. 313].
- 11 fév. 1895. — Rapport sur un travail de M. Hardy [T. 120, p. 300].
- 13 mai 1895. — A l'occasion d'une communication de M. Hartmann [T. 120, p. 1027].
- 5 août 1895. — *Acoustique*. Étude expérimentale des vibrations transversales des cordes [T. 121, p. 281].
- 22 juin 1896. — *Optique géométrique*. Sur la caustique d'un arc de courbe réfléchissant les rayons émis par un point lumineux [T. 122, p. 1455].

- 18 oct. 1897. — *Physique*. Sur l'observation et l'interprétation cinématique des phénomènes découverts par le D^r Zeemann [T. 125, p. 555].
- 17 janv. 1898. — *Optique*. Sur quelques résultats nouveaux relatifs au phénomène découvert par M. le D^r Zeemann [T. 126, p. 181].
- 24 janv. 1898. — *Optique*. Addition à la note précédente [T. 126, p. 300].
- 21 mars 1898. — Remarque à l'occasion d'une note de M. Ch. Fery [T. 126, p. 892].
- 12 déc. 1898. — Présentation de l'Annuaire du Bureau des Longitudes pour 1899 et de la Connaissance des temps pour 1900 [T. 127, p. 996].
- 26 fév. 1900. — *Optique*. Sur la loi de rotation diurne du champ optique fourni par le Sidérostet et l'Héliostat [T. 130, p. 537].
- 14 mai 1900. — *Astronomie*. Sur un appareil zénitho-nadiral destiné à la mesure des distances zénithales d'étoiles voisines du zénith [T. 130, p. 1285].
- 26 nov. 1900. — *Physique*. Action du champ magnétique terrestre sur la marche d'un chronomètre aimanté [T. 131, p. 859].
- 29 avril 1901. — *Astronomie*. Sur la compensation mécanique de la rotation du champ optique fourni par le sidérostet et l'héliostat [T. 132, p. 1013].
- 15 juil. 1901. — *Optique*. Détermination des trois paramètres optiques principaux d'un cristal en grandeur et en direction par le réfractomètre [T. 133, p. 125].
- 16 sept. 1901. — *Optique*. Démonstration et usages des formules relatives au réfractomètre [T. 133, p. 463].

2° Discours et Éloges funèbres insérés dans les Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences.

- 4 sept. 1880. — Discours prononcé à l'inauguration de la statue de Blaise Pascal à Clermont-Ferrand.
- 8 oct. 1888. — Discours prononcé à l'inauguration de la statue d'Ampère à Lyon.
- 27 mai 1890. — Notice sur les travaux de M. Louis Soret.
- 11 juin 1893. — Discours prononcé à l'inauguration de la statue de François Arago à Paris.
- 30 sept. 1895. — Discours présidentiel à l'occasion de la mort de M. Pasteur.
- 22 sept. 1896. — Discours prononcé aux funérailles de M. Hippolyte Fizeau.
- 26 oct. 1896. — Discours présidentiel à l'occasion de la mort de M. Félix Tisserand.
- 21 déc. 1896. — Discours présidentiel à la séance publique annuelle de l'Académie des Sciences.
- 12 juin 1899. — Sur le Jubilé de Sir G. Stokes et le centenaire de l'Institution Royale.
- 9 avril 1900. — Discours prononcé aux funérailles de M. Joseph Bertrand.

3° Académie des Sciences.

Recueil de Mémoires, Rapports et documents relatifs à l'Observation du passage de Vénus sur le Soleil.

1867. — Observations diverses insérées aux procès-verbaux des Séances [T. 1. 1^{re} partie].
- 25 janv. 1873. — Note sur la transformation de l'achromatisme optique des objectifs en achromatisme photographique [T. 1. 2^e partie, p. 265 à 269].

- 22 févr. 1873. — Note sur l'approximation en valeur absolue des pointés sur les épreuves daguerriennes du disque solaire, obtenues avec la lunette photographique [T. 1. 2^e partie, p. 299 à 302].
- 22 févr. 1873. — Description de la méthode permettant l'achromatisme photographique des objectifs achromatisés pour la vision directe.
Description succincte d'une opération fournissant des épreuves daguerriennes du disque solaire [T. 1. 2^e partie, p. 303 à 313].
- 22 fév. 1873. — Rapport sur la photographie par images directes (en collaboration avec M. Fizeau) [T. 1. 2^e partie, p. 315 à 321].
- 21 juin 1873. — Examen micrométrique d'une épreuve daguerrienne obtenue au foyer d'un objectif astronomique, achromatisé chimiquement par l'écartement des verres [T. 1. 2^e partie, p. 403 à 413].
- 21 juin 1873. — Méthode d'observation pour le passage de Vénus et pour les éclipses du Soleil [T. 1. 2^e partie, p. 415 à 427].
- 21 juin 1873. — Résultats numériques relatifs à l'observation photographique de l'éclipse partielle du soleil du 26 mai 1873 [T. 1. 2^e partie, p. 429 à 441].
- 16 déc. 1873. — Étude de la dispersion des verres employés à la confection des objectifs des lunettes photographiques de la commission [T. 1. 2^e partie, p. 443 à 446].
- 16 déc. 1873. — Théorie élémentaire de la méthode d'achromatisme des objectifs par écartement des verres [T. 1. 2^e partie, p. 447 à 451].

1877. — Légende explicative de la planche relative à la lunette photographique destinée à l'observation du passage de Vénus [T. 1. supplément à la 2^e partie ; p. 109 à 113 et 1 pl.].

1883. — Mesure des épreuves photographiques :

Fascicule A (en collaboration avec M. Fizeau), comprenant le résumé des études de la sous-commission chargée de la mesure des épreuves et les documents qui s'y rattachent [T. 3. 3^e partie ; 120 p. et 2 pl.].

Fascicule B, comprenant le résumé des études et des mesures exécutées avec la machine n° 1 [T. 3. 3^e partie, 110 p.].

Fascicule F. [p. 94 à 110].

Conclusions.

4^o Journal de l'École Polytechnique.

1874. — Détermination nouvelle de la vitesse de la lumière [T. 27, 44^e cahier, p. 133 à 181 et 1. pl.].

1883. — Sur les raies telluriques qu'on observe dans le spectre solaire au voisinage des raies D [53^o cahier, p. 175 à 213 et 1 pl.].

1890. — Étude de l'absorption atmosphérique des radiations visibles par l'observation spectrale des faisceaux électriques de la Tour Eiffel [2^o série, cahier 7, 8 p. et 2 pl.].

5^o Annales de l'École Normale Supérieure.

1867. — De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque [1^o et 2^e parties ; 2^e série, t. I, p. 231 à 272 ; 3^e partie, t. III, p. 1 à 46 et 1 pl.].

1881. — Sur le spectre normal du soleil, portion ultra-violette
[1^{re} partie; 2^e série, t. III, p. 421 à 440 et 1 pl.;
2^e partie; 2^e série, t. IX, p. 1 à 88 et 2 pl.].

6^e Annales de l'Observatoire de Paris.

1876. — Détermination de la vitesse de la lumière, d'après des expériences exécutées en 1874 entre l'Observatoire et Monthléry [*Mémoires*, t. XIII, 316 p. et 7 pl.]

7^e Annales de l'Observatoire de Nice.

1899. — Synchronisation des pendules (système de M. A. Cornu), par M. A. Prim [t. I, p. 301 à 313].

8^e Bulletin Astronomique.

1884. — Notice sur les raies telluriques du spectre solaire et, en particulier, sur le groupe A [T. 1, p. 74 à 84].
1885. — Sur certains phénomènes d'optique météorologique apparus depuis la fin de l'année 1883 [T. II, p. 201 à 212].
1887. — Sur quelques dispositifs permettant de réaliser, sans polariser la lumière, des photomètres biréfringents [T. IV, p. 88 à 94].
1900. — Sur la loi de rotation diurne du champ optique fournie par le sidérostas et l'héliostat [T. XVII, p. 49 à 63; févr. 1900].
1901. — Sur un appareil zénitho-nadiral destiné à la mesure des distances zénithales d'étoiles voisines du zénith [T. XVIII, p. 372 à 389; oct. 1901].

9^o **Annuaire du Bureau des Longitudes.**

1886. — Détermination des trois indices principaux de réfraction du soufre cristallisé.
1891. — Sur la méthode Doppler-Fizeau permettant la détermination par l'analyse spectrale de la vitesse des astres dans la direction du rayon visuel.
1892. — Sur la mire lointaine de l'Observatoire de Nice.
1892. — Notice sur la corrélation des phénomènes d'électricité statique et dynamique et la définition des unités électriques.
1896. — Les forces à distance et les ondulations.
1896. — Les travaux de Fresnel en optique.
1898. — Notice sur l'œuvre scientifique de H. Fizeau.
1899. — Unités électriques usitées dans les applications de l'électricité.
1900. — Les machines génératrices de courants électriques.
1901. — Le transport électrique de la force.
1902. — Les courants polyphasés.

10^o **Journal de Physique théorique et appliquée.**

1872. — Sur les mesures électrostatiques [*1^{re} partie* : T. I, p. 7 à 25 ; *2^e partie* : T. I, p. 87 à 98 ; *3^e partie* : T. I, p. 241 à 246].
1873. — Relations entre les coefficients thermiques et thermoélastiques des corps [T. II, p. 41 à 50].
1873. — Sur la détermination de la vitesse de la lumière par la méthode de la roue dentée [Séance du 14 mars 1873 ; T. II, p. 172 à 177].

1874. — Méthode nouvelle pour la discussion des problèmes de diffraction dans le cas d'une onde cylindrique [T. III, p. 5 à 15 et p. 44 à 52].
1874. — Sur la transformation de l'achromatisme optique des objectifs en achromatisme chimique [Note présentée au Congrès de Lyon de l'Ass. fr. pour l'Av. des Sc., 22 août 1873; t. III, p. 108 à 114].
1875. — Sur le levier à réflexion [T. IV, p. 7 à 14]
1875. — Détermination de la vitesse de la lumière et de la parallaxe du soleil [T. IV, p. 104 à 111].
1877. — Détermination expérimentale des éléments principaux d'un système optique [T. VI, p. 276 à 282 et p. 308 à 315].
1878. — Étude du spectre solaire ultra-violet [T. VII, p. 285 à 295].
1879. — Spectroscopie destiné à l'observation des radiations ultra-violettes [T. VIII, p. 185 à 193].
1880. — Sur l'absorption atmosphérique des radiations ultra-violettes [T. X, p. 5 à 17].
1880. — Études photométriques [T. X, p. 189 à 198].
1880. — Détermination des longueurs d'onde des radiations très réfringibles du magnésium, du cadmium, du zinc et de l'aluminium [T. X, p. 425 à 431].
1882. — Sur une loi simple relative à la double réfraction circulaire naturelle ou magnétique (C. R., t. XLII) [2^e série : t. I, p. 157 à 161].
1882. — Sur la condition d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence [2^e série : t. I, p. 293 à 303].
1883. — Sur un spectroscopie à grande dispersion [2^e série : t. II, p. 53 à 57].
1883. — Sur l'observation comparative des raies telluriques et métalliques, comme moyen d'évaluer les pouvoirs absorbants de l'atmosphère [2^e série : t. II, p. 58 à 63].

1884. — Étude spectrale du groupe de raies telluriques nommé α par Angström [2^e série : t. III, p. 109 à 117].
1884. — Rapportsur les machines électro-dynamiques appliquées à la transmission du travail mécanique de M. Marcel Deprez [2^e série : t. III, p. 214 à 238, p. 511 à 514].
1885. — Observations relatives à la couronne visible actuellement autour du soleil [2^e série : t. IV, p. 53 à 59].
1885. — Sur la forme de la surface de l'onde lumineuse dans un milieu isotrope placé dans un champ magnétique uniforme; existence probable d'une double réfraction particulière dans une direction normale aux lignes de force [2^e série : t. IV, p. 247 à 254].
1886. — Sur les raies spectrales spontanément renversables et l'analogie de leurs lois de répartition et d'intensité avec celles des raies de l'hydrogène [2^e série : t. V, p. 93 à 100].
1886. — Sur la construction des tubes à hydrogène [2^e série : t. V, p. 100 à 103].
1886. — Vérification de la loi de Verdet (en collaboration avec M. Potier) [2^e série : t. V, p. 197 à 203].
1886. — Sur le spectre ultra-violet de l'hydrogène [2^e série : t. V, p. 341 à 354].
1887. — Sur la condition de stabilité du mouvement d'un système oscillant soumis à une liaison synchronique pendulaire [2^e série : t. VI, p. 445 à 452].
1887. — Sur la synchronisation d'une oscillation faiblement amortie. Indicatrice de synchronisation représentant le régime variable [2^e série : t. VI, p. 452 à 464].
1888. — Sur la synchronisation des horloges de précision et la distribution de l'heure [2^e série : t. VII, p. 231 à 239].
1889. — Sur le réglagedes divers éléments du dispositif synchronisateur des horloges de précision [2^e série : t. VIII, p. 101 à 116].

1890. — Sur le halo des lames épaisses, ou halo photographique, et les moyens de le faire disparaître [*2^o série* : t. IX, p. 270 à 277].
1893. — Études sur les réseaux diffringents; anomalies focales [*3^o série* : T. II, p. 385 à 393].
1893. — Sur diverses méthodes relatives à l'observation des propriétés appelées « anomalies focales » des réseaux diffringents [*3^o série* : t. II, p. 441 à 449].
1896. — Étude expérimentale des vibrations transversales des cordes [*3^o série* : t. V, p. 5 à 11].
1897. — Sur l'observation et l'interprétation cinématique des phénomènes découverts par le Dr Zeeman [*3^o série* : t. VI, p. 673 à 678].
1898. — Sur la propriété focale des réseaux [*3^o série* : t. VII, p. 83].
1901. — Construction géométrique de deux images d'un point lumineux produit par réfraction oblique sur une surface sphérique [*3^o série* : t. X, p. 607 à 611].

**11^o Rapports présentés au Congrès international
de Physique de 1900.**

1900. — Sur la vitesse de la lumière [T. II, p. 225 à 247].

12^o Annales des Mines.

1865. — Extraits de minéralogie pour les années 1860 à 1863 (en collaboration avec Daubrée) [*6^o série* : t. X, p. 219 à 258].
1866. — Extraits de minéralogie pour les années 1864, 1865, 1866 [*6^o série* : t. XII, p. 425 à 459].
1867. — Extraits de minéralogie pour l'année 1867 [*6^o série* : t. XIV, p. 300 à 316].

13° Bulletin de la Société de Minéralogie.

1878. — Sur la cause possible d'une erreur dans les mesures goniométriques [13 juin 1878; t. I, p. 35].
1879. — Sur les phénomènes des houppes sombres [13 mars 1879; t. II, p. 70].
1883. — Sur l'emploi des compensateurs [mai 1883; t. VI, p. 135].
1884. — Sur certaines apparences que présentent les surfaces artificiellement polies taillées dans le quartz parallèlement à l'axe [14 févr. 1884 : t. VIII, p. 56].
- 1902 — Détermination des trois paramètres optiques principaux d'un cristal en grandeur et en direction, par le réfractomètre [*Bull. de janv. 1902*, 23 p.].

14° Annales de Physique et de Chimie.

1867. — Traduction d'un mémoire de M. Fleeming Jenkin sur l'unité de résistance de l'Association britannique [4^e série : t. X, p. 92].
1867. — Recherches sur la réflexion cristalline (Thèse de docteur) [4^e série : t. XI, p. 283 à 389 et 2 pl.].
1883. — Reproduction du Rapport sur les machines électrodynamiques de Marcel Deprez, inséré dans les Comptes-Rendus [5^e série : t. XXX, p. 214 à 238].
- 18... — Études des bandes telluriques α , αB , αA du spectre solaire [6^e série : t. VII, p. 5 à 102].

15° Bulletin de la Société chimique.

1863. — Note sur une cristallisation d'oxyde de zinc hydraté, obtenue par la méthode électro-chimique de M. Becquerel [p. 64].

1867. — A la séance du 4 janvier 1867, A. Cornu expose ses recherches sur la contraction des mélanges d'acide sulfurique et d'eau [*Bulletin. 2^e série* : t. VII, p. 3].
1867. — Nouvel instrument pour la mesure des pouvoirs rotatoires de M. Jelett (Extrait par A. Cornu). [*Bulletin. 2^e série* : t. VII, p. 4 et 5.]
1870. — A. Cornu présente un appareil destiné aux mesures des pouvoirs rotatoires [*Bulletin. 2^e série* : t. XIV, p. 98 ; p. 140 à 142].
1871. — A la séance du 4 août 1871, A. Cornu expose ses expériences sur les spectres des vapeurs métalliques [*Bulletin. 2^e série* : t. XV, p. 5].
1871. — (Séance du 15 déc. 1871). — Remarques sur la viscosité comme caractère physique pour définir l'individualité des composés [*Bulletin. 2^e série* : t. XVI, p. 8].
1872. — (Séance du 3 février 1872). — Expériences sur la chaleur spécifique des liquides [*Bulletin. 2^e série* : t. XVII, p. 98].

16^e Bulletin de la Société Internationale des Électriciens.

1894. — La synchronisation électro-magnétique. Conférence faite devant la Société internationale des électriciens, le 24 janvier 1894 [*Bull. d'avril 1894* ; t. XI ; n^o 107 ; 64 p.].
1901. — Méthode optique permettant de déterminer la loi de variation périodique de la vitesse d'un mobile en rotation [*Bull. de nov. 1901*, 11 p.].
1902. — Étude des variations de la vitesse angulaire du volant d'une machine à gaz Otto à l'aide de la méthode stroboscopique. Projection des clichés obtenus [*Bull. de janvier 1902*, 7 p.].

17° Éclairage électrique.

1896. — Les forces à distances et les ondulations (extrait de l'*Annuaire* du Bureau des Longitudes) [T. VI, p. 343 à 352].
1897. — La décimalisation de l'heure et de la circonférence [22 mai 1897; t. XI, p. 385 à 390].
1897. — Sur l'observation et l'interprétation cinématique des phénomènes découverts par M. le D^r Zeeman [6 nov. 1897; t. XIII, p. 241 à 250].
1898. — Sur quelques résultats nouveaux, relatifs au phénomène découvert par M. le D^r Zeeman [29 janv. 1898; t. XIV].

18° Travaux et Mémoires du Bureau international
des Poids et Mesures.

1893. — Détermination de l'Étalon provisoire international. Rapport en collaboration avec M. René Benoit [T. X, 46 p.].
1897. — Sur les obstacles qui s'opposent à l'adoption de l'heure comme unité de temps [6 p.].

19° Congrès de Chronométrie à Paris.

1900. — Action du champ magnétique terrestre sur la marche d'un chronomètre aimanté [5 p. in-4°, Gauthier-Villars].
1900. — Sur l'horloge à grand balancier de l'Observatoire de Nice [8 p.].

20° Comptes-Rendus de la X^e Conférence générale de l'Association géodésique internationale (Neuchâtel).

1893. — Sur la nécessité d'introduire diverses précautions additionnelles dans les observations astronomiques de haute précision [7 p.].

21° Bulletin de la Société française de Photographie.

Transformation de l'achromatisme optique des objectifs en achromatisme photographique [T. XX, p. 203].

Description de la méthode permettant d'obtenir l'achromatisme photographique des objectifs achromatisés pour la vision directe [T. XX, p. 225].

22° Conservatoire national des Arts et Métiers.

1892. — Conférence du 17 janvier 1892 sur la photographie céleste (Reproduite dans la Revue générale des Sciences pures et appliquées, 30 mai 1892).

23° Revue photographique de Nadar.

1890. — Halo et auréole photographiques [8 p. et 1 pl.].

24° Revue générale des Sciences pures et appliquées.

1892. — La photographie céleste. Conférence au Conservatoire des Arts et Métiers [3^e année, n° 10; 30 mai 1892].

1895. — Quelques mots de réponse à « La déroute de l'atomisme contemporain » [6^e année, n° 23; 15 déc. 1895].

1896. — L'École Polytechnique, le but de son enseignement, l'esprit qui doit inspirer ses programmes [7^e année, n° 21 ; 15 nov. 1896].
1899. — La théorie des ondes lumineuses, son influence sur la physique moderne. The rede lecture : 1^{er} juin 1899 [10^e année, n° 14 ; 30 juillet 1899]. [Traduit dans *Physikalische Zeitschrift* ; T. 1, n° 34 et 35, p. 377 à 384 ; 2 juin 1900].
1900. — Discours d'ouverture du Congrès international de physique [11^e année, n° 15, p. 919 ; 15 août 1900].

25^e Revue scientifique.

1875. — Sur les propriétés focales des Réseaux [18 sept. 1875 ; cf. *Comptes Rendus de l'Ass. franç. Cong. de Nantes* p. 286].
1890. — Le rôle de la physique dans les sciences [9 août 1890 ; cf. *Comptes rendus de l'Ass. franç. Session de Limoges*. T. 46, p. 161].
1896. — Phénomènes physiques des hautes régions de l'atmosphère (Conférence faite à la *Royal Institution* de la Grande-Bretagne) [4^e série, t. 5, p. 200].

26^e Recueils divers.

1884. — Les notations chimiques dans l'enseignement de l'École Polytechnique (note présentée aux membres du Conseil par MM. Cornu et Lemoine, 8 p. chez Gauthier-Villars).
1890. — L'analyse spectrale en astronomie (Conférence faite devant la Société Industrielle du nord de la France, 20 p. Lille, chez Danel).

1902. — Introduction à l'ouvrage sur l'*Industrie française des Instruments de précision*, publié par le Syndicat des constructeurs en instruments d'optique et de précision [12 p.].

27^e Association française pour l'Avancement
des Sciences.

1872. — Sur la constitution physique du soleil [16 p.; Congrès de Bordeaux, 9 sept. 1872].

1873. — Sur la transformation de l'achromatisme optique des objectifs en achromatisme chimique [p. 197 à 204, Congrès de Lyon, 22 août 1873].

1874. — Sur le levier à réflexion [p. 262 à 268; Congrès de Lille, 26 août 1874].

1882. — 1^o Sur la proportion de lumière polarisée par réflexion sur les corps d'indices voisins de l'unité; 2^o sur un nouveau photopolarimètre [5 p.; Congrès de la Rochelle, 25 août 1882].

1884. — Sur les coefficients d'absorption de l'atmosphère pour les rayons ultra-violet et l'influence probable de l'ozone sur la variation de ces coefficients [10 p.; Congrès de Blois, 6 et 8 sept. 1884].

1889. — Les phénomènes optiques de l'atmosphère [12 pages; Congrès de Paris, 23 février 1889].

1890. — Sur le halo photographique [7 p.; Congrès de Limoges, 9 août 1890].

1890. — Sur l'application du photopolarimètre à la météorologie [4 p.; Congrès de Limoges, 11 août 1890].

1890. — Le rôle de la physique dans les récents progrès des sciences [10 p.; Congrès de Limoges].

28° Bulletin de la Société philomatique de Paris.

1865. — Recherches géométriques sur la réflexion de la lumière polarisée [p. 33, 49, 55; 4, 11 et 12 mars 1865 (extrait de l'*Institut*, Journal univ. des Sciences, n^{os} 1629, 1630 et 1632)].
1865. — Sur l'emploi des appareils d'interférence pour la mesure des différences de marche entre deux rayons [p. 64].
1865. — Sur l'image d'une droite dans un miroir sphérique [p. 65].
1865. — Sur quelques relations numériques entre les équivalents chimiques et certains minéraux des filons [p. 203; 23 déc. 1865 (extrait de l'*Institut*, journal univ. des Sciences, n^o 1671)].
1866. — Sur un nouveau système de projection de la sphère [p. 111].
1867. — Modification de l'appareil d'Arago pour éliminer l'influence de la condensation des gaz sur les parois [p. 2].
1867. — De l'emploi des prismes de Nicol dans les mesures précises de polarisation [p. 5].

29° Nouvelles Annales de Mathématiques.

1861. — Note sur les sections toriques [*1^{re} série* : t. XX, p. 101 à 108].
1863. — Caustiques. Centres de jonction [*2^e série* : t. II, p. 1 à 7].

30° Annales télégraphiques.

1900. — Unités électriques usitées dans les applications de l'électricité [Extrait de l'*Annuaire* du Bureau des Longitudes].

31° Annuaire de l'École Polytechnique.

1894. — Sur la corrélation des phénomènes d'électricité statique et dynamique [Extrait de l'*Annuaire* du Bureau des Longitudes].

III. — RECUEILS ÉTRANGERS.

32° The Astrophysical Journal.

1897. — On the observation and kinematic interpretation of the phenomena discovered by Dr Zeeman [Chicago, t. 6, n° 5].
1898. — On certain new results relating to the phenomena discovered by Dr Zeeman [Chicago, t. 7, p. 3].
1900. — On the law of diurnal rotation of the optical field of the siderostat and heliostat [Juillet 1900 ; t. 11, p. 148 à 162].
1901. — The atmospheric absorption of the visible rays, determined from spectroscopic observation of the Eiffel tower electric lights in 1889 [Mars 1901 ; t. 13, p. 142 à 148].

33° Proceedings of the Royal Society.

1879. — Sur la limite ultra-violette du Spectre Solaire [p. 47 à 55].

34° Royal astronomical Society (Monthly notices).

1892. — Researches of the mean density of the earth. (N^{os} de juin et n° supplémentaire.)

35° Astronomy and Astro-physics.

1894. — Étude des réseaux de diffraction. Anomalies focales, p. 207. (Traduit du journal de physique, sept. 1893.)

36° Nature.

1899. — (27 juillet 1899.) The Rede lecture. The Wave Theory of Light, its influence on modern physics [reproduit dans le Smithsonian report for 1899 (Washington, 1901)].

37° Royal institution of Great Britain (Lectures).

1875. — New determinations of the velocity of Light [7 mai 1875. Summary, 5 p.].
1895. — Phénomènes optiques des hautes régions de l'atmosphère (7 juin 1895. 11 p.); reproduit en anglais dans le Smithsonian report for 1896 [Washington, 1898].

38° Memorie della Societa degli Spettroscopisti Italiani.

1891. — Sur la limite ultra-violette du Spectre Solaire, d'après les clichés obtenus par M. le Dr V. Simony au sommet du Pic de Ténériffe [T. 20, 5 p.].

39° Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève.

1869. — Détermination des longueurs d'onde des radiations très réfrangibles du magnésium, du cadmium, du zinc et de l'aluminium [8 p.].

**40° Archives néerlandaises des Sciences exactes
et naturelles.**

1901. — Observation spectrale des franges d'interférence [14 p.].
1901. — Deux méthodes optiques pour l'étude de l'élasticité des
corps solides [17 p.].

41° Eders Jahrbuch für Photographie.

1901. — Über die Anwendung des Magnesium Inductions Funkens
zu photographischen Aufnahmen der Interferenz Ers-
cheinungen.

**42° Annalen der Physik und Chemie
(Annales de Poggendorff).**

1863. — Relationen zwischen den Lagen der Polarisations-Ebene
des einfallenden, reflektirten und in isotropen Mit-
teln gebrochenen Strahles [t. 118, p. 492] (traduit
des Comptes-Rendus du 2 janvier 1863).
1865 — Theoreme über die Reflexion an Krystallen [t. 126, p.
466] (traduit des Comptes-Rendus du 9 janvier 1865).

**43° Repertorium der Physik, herausgegeben
von Dr F. Exner.**

1884. — Ueber die terrestrischen Linien im Sonnenspectrum,
speciell über die Gruppe « a ». [Traduit des Comptes-
Rendus du 22 février 1884.]
1884. — Beobachtung über den gegenwärtigen sichtbaren Son-
nenring. [Traduit des Comptes-Rendus du 22 sep-
tembre 1884.]

1884. — Ueber die Form der Wellenfläche des Lichtes in einem isotropen Medium unter dem Einflusse eines homogenen magnetischen Feldes. [Traduit des Comptes-Rendus du 15 décembre 1884.]
1883. — Ueber spontan Umkehrbau Spéctrallinien und über die Analogie derselben in Bezug auf Vertheilung und Intensität mit den Wasserstofflinien. [Traduit des Comptes-Rendus du 11 mai 1885.]
1886. — Notiz über die Anfertigung von Wasserstoffröhren. [Traduit du Journal de Physique. Janvier 1886.]
1886. — Experimentelle Bestätigung der Giltigkeit des Verdet'schen Gesetzes in Richtungen nahezu normal auf die Kraftlinien. [Traduit des Comptes-Rendus du 22 février 1886.]
1886. — Ueber das ultraviolette Spectrum des Wasserstoffs. [Traduit du Journal de Physique, août 1886.]

44° **Astronomische Nachrichten.**

1886. — Sur les méthodes photométriques d'observation des Satellites de Jupiter. (N^{os} 2727-2731.)

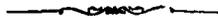


TABLE DES MATIÈRES

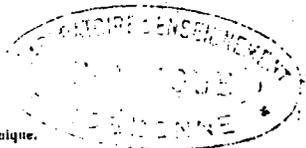
	Pages
Liste chronologique des Titres d'Alfred Cornu.....	5
Notice par M. Poincaré, Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes.....	9
Biographie.....	23
Souvenirs Intimes, par L. De Launay.....	33
Bibliographie.....	55
Table des Matières.....	85



Compagnie royale d'Afrique, la Compagnie de l'Orient, suscitée par le cardinal Richelieu, continuée par Mazarin et Fouquet, patronée par Henri IV et Louis XIII. A cette époque, le pavillon français se montrait fréquemment dans la mer Rouge, le golfe Persique et l'océan Indien. Enfin, nous voyons sous Louis XIV, à l'instigation de Colbert, ces Compagnies recevoir un plus grand développement sur la côte d'Afrique, d'autres se créer pour l'exploitation de nos colonies d'Amérique et se constituer, avec le concours de toutes les Chambres de commerce de la France et celle de la ville de Bordeaux en particulier, la grande Compagnie des Indes, qui a disparu au profit de l'Angleterre pendant nos orages politiques. Or, ce qui a été fait peut être fait encore. Nous n'en sommes plus à rêver des conquêtes matérielles, mais les vraies et les plus solides conquêtes de la civilisation. Nous pouvons reprendre pacifiquement aux Anglais ce qu'ils nous ont enlevé. Les peuples de l'Amérique du Sud manquent des objets de première nécessité et de grande utilité; il y a donc là un grand marché ouvert pour toutes les industries, toutes les fabriques, tous les genres de commerce. Ce marché est en communication avec l'Océan par un réseau de voies fluviales unique au monde, dont les portes principales sont l'embouchure du grand fleuve des Amazones et le rio de la Plata. Ces contrées, enserrées par ce réseau, vont se peupler rapidement. De grandes entreprises se fondent en ce moment, des compagnies s'organisent. La France, nous n'en doutons pas, ne restera pas en dehors de ce grand mouvement. Elle reprendra le rang qu'elle occupait dans le monde commercial il y a un siècle, et renouera, en les améliorant par les progrès sérieux de notre époque, la chaîne brisée de ses grandes traditions de civilisation chrétienne.

M. A. CORNU,

Ingénieur des mines, Professeur à l'École polytechnique.



Sur la Constitution physique du soleil.

(Conférence du 9 Septembre 1872.)

I

MESSEURS,

L'étude de la constitution physique du soleil est une question qui excite l'intérêt de tous ceux qui se sont voués à l'observation des grands phénomènes de la nature, à la science générale que les Anglais nomment la *philosophie naturelle*. Les astronomes ont encore bien des secrets à surprendre sur cet immense centre d'attraction, le grand pivot du système planétaire dont la terre est un rouage si petit

Les physiciens y voient non seulement la source actuelle de la chaleur

et de la lumière, mais encore, aidés de rapprochements inattendus, ils y reconnaissent de plus en plus la source de toutes les forces de la nature terrestre, l'approvisionnement de l'énergie dont les transformations occasionnent les phénomènes les plus divers.

Les naturalistes, de leur côté, étudient, dans les radiations solaires, l'aliment nécessaire aux animaux et aux plantes, la source de la vie végétative.

Je me propose de faire passer rapidement sous vos yeux un résumé des principales observations relatives à la constitution du soleil, et de vous montrer ensuite qu'on peut les rattacher aux lois générales de l'astronomie.

Le soleil nous apparaît comme une surface plane circulaire; mais l'éclat éblouissant de sa lumière et l'immense distance à laquelle il se trouve de nous, nous empêchent de distinguer sa véritable forme, qui est sphérique.

Pour observer cette forme, le meilleur moyen consiste à projeter l'image solaire agrandie sur un écran blanc. Il suffit pour cela de diriger une lunette sur le soleil, et après l'avoir mise au point exactement sur l'un des bords du disque (en ayant soin de protéger l'œil par un verre très foncé), d'allonger très légèrement le tirage qui porte l'oculaire, alors l'image agrandie du soleil apparaît sur un carton blanc disposé en arrière de la lunette, comme un disque ombré sur les bords, c'est-à-dire offre l'apparence d'un globe lumineux sphérique, mais il est nécessaire que l'éclat de l'image soit très affaibli. Lorsqu'à la place du carton blanc, on dispose une plaque impressionnable à la lumière, on obtient une photographie solaire, sur laquelle on constate mieux encore un véritable *modèle sphérique*, surtout si le temps de pose a été très court (1).

Sur les images agrandies ou sur les épreuves photographiques instantanées, on observe aisément les phénomènes des *taches* qui ont tant étonné les premiers astronomes qui croyaient, comme les philosophes, leurs contemporains, à l'*incorruptibilité des cieux*. Ces taches, souvent assez nombreuses sur le disque solaire et parfois assez étendues pour qu'on les voie à l'œil nu (soit à l'aide d'un verre noir, soit à travers le brouillard), ces taches présentent un aspect caractéristique. Leur centre est d'ordinaire très sombre, et leur pourtour, qu'on a qualifié de *pénombre*, se termine presque toujours par un contour nettement défini.

Aux environs des taches, on aperçoit quelquefois des parties plus brillantes, qu'on nomme *facules*. On les aperçoit surtout aisément lorsqu'une tache un peu grosse existe près du bord du soleil; la tache apparaît bordée de *facules*; c'est l'un des cas où ce phénomène est facile à bien observer. En général, il faut avoir l'habitude des observations solaires

(1) On doit varier ce temps de pose suivant les dispositifs adoptés, c'est-à-dire suivant l'éclat des images directes ou agrandies et suivant la sensibilité de la substance impressionnable. Au foyer d'une lunette, la plaque daguerrienne iodée exigeait 1/20 de seconde; une glace au collodion humide, à peine 1/1000 de seconde.

et bien graduer le pouvoir absorbant des verres colorés pour apercevoir les *facules* avec les lunettes de petite dimension.

Si l'on observe chaque jour une tache bien reconnaissable par sa forme ou sa dimension, on voit qu'elle se déplace par rapport au bord du disque. On évitera bien des complications apparentes pour la recherche de la trajectoire, si l'on s'astreint à observer le soleil à midi.

A chaque observation nouvelle, on reconnaîtra que la tache s'avance de l'est à l'ouest sur le disque, d'un mouvement à peu près uniforme lorsque la tache est située aux environs du centre, et un mouvement de plus en plus lent à mesure qu'elle approche du bord. Ces taches mobiles, observées pour la première fois en 1610, par Fabricius et par Galilée, ont été l'objet de bien des discussions. On n'a pas tardé à s'accorder sur l'explication de cette mobilité, en considérant ces taches comme appartenant à la surface solaire. C'était par conséquent une preuve de la rotation du soleil, et par suite une vérification de la forme sphérique de cet astre.

Ce phénomène du déplacement des taches permet donc non seulement de constater la rotation de la surface solaire, mais encore de déterminer la durée d'une révolution et la direction du plan de l'axe autour duquel cette rotation s'effectue. En effet, on a pu souvent suivre des taches de forme bien reconnaissable depuis un bord jusqu'à l'autre, vérifier la loi des vitesses que la perspective de leur trajectoire circulaire impose à ces déplacements; vérifier, par suite, l'uniformité exacte du mouvement de rotation, et enfin calculer la durée d'une rotation complète, d'après le temps de parcours d'une fraction de la circonférence.

Certaines observations plus rares vérifient ces calculs. En effet, on peut quelquefois suivre pendant plusieurs révolutions successives la même tache ou le même groupe de taches; de sorte qu'on a déterminé directement la durée de la rotation solaire. On a trouvé ainsi qu'une même tache met vingt-sept jours pour revenir à la même place sur le disque. Il ne faudrait pas en conclure que le soleil fait une révolution complète autour de son axe en vingt-sept jours. Car pendant ces vingt-sept jours, la terre, dans son mouvement annuel, et par suite l'observateur, s'est déplacée dans le même sens que la rotation solaire. (Tous les mouvements de rotation ou de révolution des planètes s'effectuent dans le même sens.) Le déplacement angulaire est de 25° environ.

Ce qui fait que le déplacement réel des taches, au lieu d'être 360° est $360 + 25 = 385^\circ$. Cette correction réduit à 25 jours $1/2$ la durée de la rotation solaire.

Quant à la direction de l'axe de rotation, elle diffère peu d'une perpendiculaire à l'écliptique. En effet, les trajectoires apparentes des taches sont presque rectilignes; par suite, les plans des cercles décrits par elles passent donc constamment par l'œil de l'observateur, ou, ce qui revient au même, à l'ordre d'approximation où nous raisonnons, par le centre de la terre. Or, le plan dans lequel se meut le centre de la terre

est ce qu'on nomme le plan de l'écliptique. Des observations plus précises ont donné 7° pour l'inclinaison sur l'écliptique de l'équateur solaire.

Les taches varient de forme suivant leur distance au bord du disque. En général, elles sont à peu près rondes au centre du disque, mais elles paraissent s'aplatir dans le sens de leur mouvement en approchant du bord; de plus, le noyau sombre, qui est d'ordinaire au milieu de la pénombre lorsque la tache est au milieu du disque, prend une position excentrique lorsque la tache s'avance près du bord.

Un astronome anglais, Wilson, vers 1769, montra que ces apparences s'expliqueraient très bien si l'on supposait que les taches solaires sont des cavités dont le fond serait obscur : cette hypothèse discutée, à plusieurs reprises par les astronomes, a été définitivement adoptée.

En résumé, ces simples observations ont conduit aux conclusions suivantes, qui résument ainsi nos connaissances générales sur la constitution du soleil : Le soleil est une masse sphérique revêtue d'une couche fluide très brillante à laquelle on a donné le nom de *photosphère*, l'intérieur est formé d'une masse relativement obscure; les taches sont des déchirures profondes qui mettent à nu le noyau intérieur.

La masse entière paraît animée d'un mouvement uniforme de rotation dont la durée est de 25 jours $\frac{1}{2}$ autour d'un axe presque normal au plan de l'écliptique.

Quelque nettes que paraissent ces conclusions, il ne faut pourtant pas se faire des illusions sur leur valeur, car, lorsqu'on entre dans le détail des faits, on trouve un certain nombre d'anomalies qui n'ont pas manqué d'éveiller l'attention des astronomes et des physiciens.

Nous allons passer en revue les principales et montrer ce qu'il reste à faire pour arriver à un degré de probabilité comparable à celle que comporte l'hypothèse fondamentale de l'astronomie, à savoir la loi de l'attraction universelle.

D'après ce qui vient d'être dit sur la rotation du soleil, il résulterait que le mouvement angulaire des taches devrait être le même sur toute la surface solaire, c'est-à-dire que la durée de leur rotation devrait être constante quelle que fût leur position sur le disque; or il n'en est rien; la rotation solaire n'a pas la même durée sur toutes les parallèles; la vitesse est plus grande à l'équateur qu'au pôle. Les taches qui suivent l'équateur solaire, autrement dit le grand cercle perpendiculaire à l'axe de rotation, possèdent la vitesse maximum; sur les petits cercles situés de part et d'autre de l'équateur, la vitesse diminue très notablement, à mesure que l'on s'avance vers le pôle; d'après une formule empirique déduite par M. Faye des observations de M. Carrington, on a pour la rotation diurne ξ correspondant à la latitude λ du petit cercle décrit par la tache, la relation

$$\xi = 12^\circ - 186' \sin^2 \lambda.$$

Or la durée de la rotation devrait être la même sur toutes les paral-

lèles si la masse solaire tout entière était animée d'un mouvement commun.

De plus, les trajectoires des taches ne sont pas exactement des cercles; ces taches présentent des mouvements propres, c'est-à-dire des variations en latitude et même en longitude, lesquels sont souvent périodiques.

Une autre anomalie des plus curieuses est l'irrégularité de la distribution des taches sur la surface solaire; les taches apparaissent de préférence sur deux zones situées à 15° environ de part et d'autre de l'équateur; l'équateur lui-même en est presque complètement dépourvu; la région du pôle n'en présente jamais.

Mais le fait le plus remarquable et peut-être le plus important au point de vue de ses conséquences de toute sorte est la *périodicité décennale* de la fréquence des taches. D'après les observations de Schwabe, le nombre des taches visibles aurait présenté un maximum dans les années 1828, 1837, 1848, 1860 et en remontant aux années précédentes, d'après les documents conservés dans divers observatoires, on a pu prolonger la série en arrière, jusqu'en 1615 et fixer à 10 ans $1/2$ environ l'intervalle qui sépare leurs maxima consécutifs. Peut-être doit-on rapporter à un redoublement du nombre des taches ces *obscurcissements* du soleil dont l'histoire nous a conservé le souvenir, en particulier lors de la mort de César; mais il est à craindre que ce soit l'imagination populaire bien plus que l'observation impartiale des faits qui soit la source de ces indications.

Cette périodicité a donné lieu aux conjectures les plus diverses; quelques astronomes ont cru devoir rattacher la formation des taches à l'action directe des planètes sur la surface solaire, en particulier de la planète Jupiter dont la durée de la révolution autour du soleil est de 12 années environ, c'est-à-dire très voisine de la durée de la période de la variation séculaire des taches. Mais la différence des deux périodes est trop grande pour que la relation de cause à effet puisse être affirmée avec quelque probabilité; il y a donc lieu de rechercher la cause de ces variations.

Nous disions plus haut que cette périodicité des taches pouvait mener à des conséquences importantes; en effet, un des rapprochements les plus inattendus est la relation directe entre l'abondance des taches solaires et celle des perturbations magnétiques à la surface de la terre. On sait que la direction de l'aiguille aimantée présente chaque jour deux ordres de variation, les unes très petites et régulières qu'on nomme variations diurnes (de quelques minutes seulement); les autres sans loi apparente et d'une amplitude souvent considérable, d'après les observations de Wolff (de Zurich), du P. Secchi, de Sabine. C'est précisément aux époques où les taches solaires sont les plus nombreuses que les perturbations magnétiques sont le plus fréquentes et le plus étendues; les aurores boréales qui exercent également une influence considérable sur l'aiguille aimantée, apparaissent aussi d'une manière plus fréquente

aux époques du maximum des taches; les belles aurores boréales de 1870, 1871, 1872, visibles dans l'Europe entière, sont une vérification de la périodicité décennale contenant la série de Schwabe 1828, 1837, 1848, 1860, 1871.

On verra plus loin, lorsque nous dirons quelques mots des études spectrales du soleil, que l'apparition des taches correspond la plupart du temps à de violentes actions physiques, chimiques et mécaniques sur la surface du soleil; dès lors cette coïncidence entre des ordres de phénomènes en apparence si divers apporte une forte présomption pour attribuer à une cause unique résidant dans le soleil la production simultanée de tous ces phénomènes.

Enfin nous ne laisserons pas passer, sans le mentionner, un rapprochement dû à W. Herschell, peut-être moins bien établi, mais plus curieux encore et surtout très important au point de vue des conséquences qui en résulteraient si ces conclusions se confirmaient et pouvaient un jour sortir du domaine des spéculations théoriques pour entrer dans celui de la pratique.

W. Herschell cherchant à vérifier ses idées théoriques sur la recrudescence de l'énergie calorifique et lumineuse du soleil lors de la formation des taches, compara divers phénomènes météorologiques à la variation de la fréquence des taches, et à défaut de documents suffisants considéra le prix moyen du blé dans la Grande-Bretagne pendant ces deux siècles d'observations solaires dont il connaissait les résultats.

Il reconnut que le prix moyen du blé était d'autant moins élevé qu'il y avait plus de taches, autrement dit que l'abondance des récoltes était sensiblement proportionnelle au nombre des taches du soleil. Une semblable conclusion doit être évidemment appuyée par des observations très nombreuses et très complètes pour pouvoir être considérée comme démontrée. Mais, d'après ce qu'il est dit plus haut, on peut remarquer que les découvertes ultérieures relatives à la constitution du soleil ont plutôt augmenté que diminué la vraisemblance de ces rapprochements si étranges au premier abord, et l'on peut espérer voir arriver le moment où les sciences météorologiques auront découvert assez de liens avec l'astronomie pour prévoir, d'après des calculs analogues à celui de la marche des planètes ou à celui des marées le retour des phénomènes généraux favorables ou défavorables à l'agriculture.

C'est bien ici l'occasion de montrer combien en science les *doctrines utilitaires* peuvent avoir d'effets fâcheux, combien il y a de danger à se laisser entraîner à ce courant qui tend à détourner les esprits des sciences spéculatives sous prétexte que les sciences théoriques ne servent à rien! On ne saurait prévoir de quelle importance peuvent être les conséquences des résultats même les plus abstraits. Quelle belle conquête pour l'humanité serait la connaissance d'une loi astronomique permettant de prévoir les années d'abondance et les années de disette! Les phénomènes que je viens de vous signaler pourraient bien y conduire, et cette grande loi aurait son origine dans les recherches que

les *utilitaires* doivent considérer comme le type des *observations inutiles* : l'observation assidue et précise des taches du soleil!

L'exposé qui précède a servi à bien définir les bases expérimentales des théories qui permettent de pénétrer plus profondément dans la constitution intime du soleil. — Nous allons successivement revenir sur chacun des points principaux.

Partons d'abord du phénomène fondamental : que sont les *taches* solaires? Il paraît hors de doute que ce sont des cavités de la couche brillante ou photosphère mettant à nu des parties plus froides (1) du noyau solaire. Quant à la photosphère elle-même, quelle est sa nature? Est-ce une masse liquide ou gazeuse? Je pense, pour ma part, qu'il est à peu près impossible, dans l'état actuel de nos connaissances physiques et astronomiques sur les divers états de la matière, de répondre à cette question; il y a plus, d'après les dernières expériences de M. Andrews, cette question pourrait même n'avoir aucun sens, car il paraît y avoir continuité complète entre l'état gazeux et l'état liquide lorsque la pression et la température deviennent un peu grandes. Or, à la surface solaire, l'intensité de la chaleur et celle de la pesanteur sont énormes et par suite la pression exercée sur les couches extérieures doit être tout à fait comparable à celles qui détruisent toute distinction entre l'état liquide et l'état gazeux; il est donc inutile actuellement d'essayer de fixer l'état physique dans lequel se trouve la photosphère; en disant qu'elle est fluide, on reste dans les termes qui n'outrepassent pas nos données expérimentales.

Le *noyau* est-il solide ou fluide? Nous n'avons aucune donnée précise à ce sujet. Les plus forts grossissements appliqués aux images solaires dans les meilleures lunettes offrent des apparences très difficiles à interpréter aussi bien sur la photosphère que dans la partie sombre des taches; de sorte que la structure interne du soleil nous est à peu près entièrement inconnue.

L'existence de couches plus sombres à un niveau notablement inférieur à la surface de la photosphère paraît toutefois hors de doute d'après les apparences découvertes par Wilson et d'après les observations de réfraction dans l'intérieur des taches faites ou discutées par différents astronomes, notamment par le P. Secchi et M. Faye. Le fond obscur paraît se relever à mesure que la tache approche du bord, de la même manière que le niveau apparent du fond de l'eau paraît le faire lorsqu'on l'observe sous des incidences croissantes.

Comment se produisent les taches solaires? La question est loin d'être résolue; la sagacité des astronomes s'exerce encore à ce sujet; les uns y voient des cratères d'explosion provenant des couches inférieures de la photosphère; les autres, au contraire, des gouffres produits par une aspiration intérieure.

(1) Les mesures calorimétriques effectuées par le P. Secchi mettent ce fait hors de doute.

M. Faye explique la forme d'entonnoir que présentent les taches en les considérant comme de véritables cyclones qui se produisent dans les photosphères comme ceux qui se forment dans l'atmosphère terrestre; la cause de ces tourbillons serait l'inégalité de vitesse qui de la photosphère suivrait les différentes parallèles. Cette théorie a été poussée très loin par son auteur, qui a su plier un grand nombre de faits à la vérification de ses idées. Toutefois un grand nombre d'astronomes, en particulier d'astronomes italiens, n'admettent pas cette théorie; ils objectent que le mouvement giratoire des taches n'est presque jamais apparent, ce qui exclut toute idée de rotation.

Je ne veux pas insister plus longuement sur la structure des taches; je désire attirer votre attention sur la cause déterminante de leur formation. Pourquoi prennent-elles naissance, tantôt en grand nombre, tantôt *en nombre très petit* sur certaines zones et non sur d'autres? Pourquoi ces périodes dans leur apparition?

C'est ce qui va faire le sujet de la seconde partie de cet exposé; je me permettrai de vous présenter une explication qui, à ma connaissance, n'a pas encore été donnée; elle a l'avantage de coordonner les faits observés, de faire concevoir la cause de bien des anomalies embarrassantes et d'établir des liens entre des phénomènes absolument indépendants au premier abord. Cette idée offre donc le caractère d'une bonne hypothèse.

II.

L'hypothèse que je me propose de développer devant vous consiste à supposer que les essaims de météorites qui circulent en grand nombre autour du soleil, peuvent être considérés comme la cause immédiate de la formation des taches solaires et de la plupart des phénomènes qui paraissent avoir une étroite liaison avec ces apparitions.

Il est bon d'abord de vous indiquer, en quelques mots, le résumé de nos connaissances sur la distribution dans l'espace et la marche de ces essaims de météorites.

Les météorites ne sont autres que ces fragments de pierres, plus ou moins métallisées, qui tombent à la surface de la terre sous forme de masses noires, accompagnées le plus souvent d'une vive lumière, d'un sifflement et de détonations; elles constituent alors les météores nommés *bolides*.

Les étoiles filantes paraissent dues au passage à travers notre atmosphère, de ces météorites animées d'une telle vitesse que le frottement et la compression qu'elles exercent sur l'air, les amènent à l'état d'incandescence; parfois elles tombent sur la terre et constituent les bolides dont on vient de parler; le plus souvent elles ne font qu'effleurer les couches supérieures de l'atmosphère et continuent leur route emportées par leur prodigieuse vitesse.

La multitude d'étoiles filantes qu'on observe à certaines époques de l'année, a été un sujet d'études pour les météorologistes, puis pour les

astronomes; ces derniers ont fini par reconnaître que l'apparition des étoiles filantes était un phénomène astronomique analogue à l'apparition des comètes, que vraisemblablement même les comètes et les essaims d'étoiles filantes n'étaient qu'une seule et même chose.

Voici les conclusions auxquelles les plus récents travaux sont parvenus. C'est à un astronome italien, M. Schiaparelli, que revient l'honneur d'avoir établi les points principaux du mouvement des étoiles filantes.

L'espace interplanétaire est peuplé de ces essaims de matières météoriques groupés en longs amas et répartis sur une ligne elliptique. Les lois du mouvement de ces essaims sont les mêmes que celles du mouvement des planètes: leur trajectoire sont des ellipses dont le soleil occupe l'un des foyers. La seule différence, c'est que ces ellipses sont très allongées, tandis que les orbites elliptiques des planètes sont, au contraire, presque circulaires. Les belles apparitions d'étoiles filantes des mois d'août et de novembre sont maintenant déterminées au point de vue astronomique, par leurs éléments géométriques. Par exemple, l'essaim d'étoiles du mois d'août, auquel l'imagination populaire a donné le nom de *larmes brûlantes de Saint-Laurent*, est dû au passage annuel de la terre à travers cet anneau elliptique dont la forme est définie astronomiquement par les nombres suivants, dus aux calculs de M. Schiaparelli.

Longitude du périhélie.....	343° 38'
Longitude du nœud ascendant.....	138° 16'
Inclinaison du plan de l'orbite sur l'écliptique.....	64° 3'
Distance du périhélie (rayon de l'orbite terrestre = 1...)	0,9643
Sens.....	rétrograde

Ce sont les éléments d'une parabole, c'est-à-dire d'une ellipse infiniment allongée.

Les astronomes ont donné à cet essaim le nom de *Perséide*, parce que les étoiles filantes auxquelles il a donné naissance paraissent diverger d'un point situé dans la constellation de Persée.

Ce point de divergence, appelé aussi *point radiant*, est dû à un simple effet de perspective, c'est le point duquel semble diverger la perspective de toutes les trajectoires rectilignes et parallèles des différentes masses qui constituent l'essaim.

Mais, résultat plus remarquable encore, dès que M. Schiaparelli eut déterminé les éléments de l'orbite des Perséides, il constata l'identité de la trajectoire avec celle de la comète de 1862, déterminée par M. Oppolzer. Il alla même plus loin. L'orbite de la comète de 1862 était assez bien étudiée pour qu'on pût reconnaître les éléments non d'une parabole, mais d'une ellipse très allongée; le temps de parcours de cette ellipse devait être d'environ 110 ans. M. Schiaparelli eut l'idée de rechercher, dans le catalogue des anciennes observations, les pluies les plus abondantes d'étoiles filantes, et put constater depuis l'an 830 de

notre ère une série d'apparitions en août réparties régulièrement suivant une période d'environ 108 ans.

A n'en plus douter, l'essaim des Perséides fait partie de l'amas de matière cosmique qui constitue la comète de 1862.

Cette grande découverte, suivie bientôt de plusieurs autres, en particulier de l'identification de l'essaim de novembre ou Léonides (parce que son point radiant est dans la constellation du Lion) calculée par M. Le Verrier avec la comète de Tempel, dont la période est de 33 ans, prouve que l'espace interplanétaire est rempli de matières météoriques réparties en anneaux et circulant comme les planètes suivant les lois de la gravitation annuelle ; il est même certain que le nombre de ces anneaux doit être beaucoup plus considérable qu'on ne pouvait le supposer au premier abord, car le nombre des points radiants d'étoiles filantes observés, signe certain de la rencontre d'une orbite avec la terre, est très nombreux ; or, le nombre d'orbites d'essaims que rencontre l'orbite terrestre doit être très petit par rapport à celui des orbites qui ne la rencontrent pas ; de sorte qu'on peut affirmer que les anneaux météoriques existent en nombre considérable et tous enveloppant le soleil qui occupe la place d'un de leurs foyers.

Ces résultats préliminaires étant bien établis, on conçoit que dans le voisinage même du soleil il doive exister un bien grand nombre de ces anneaux circulant avec une vitesse d'autant plus grande que leurs dimensions sont plus petites. (D'après la troisième loi de Képler, les carrés du temps des révolutions sont proportionnés aux cubes des grands axes.)

La lumière zodiacale, c'est-à-dire cette traînée lumineuse que le soleil montre après son coucher, pendant les soirées d'été, serait peut-être la manifestation de ces essaims éclairés comme les comètes par les rayons solaires et situés dans des plans voisins, comme direction de celui de l'écliptique.

Les *glories*, ou panaches lumineux, observés autour du soleil pendant les éclipses totales, représenteraient les plus denses et les plus lumineux de ces essaims voisins du soleil ; la forme elliptique de leur contour serait jusqu'à un certain point une vérification de cette hypothèse. L'anneau de Saturne pourrait, dans le même ordre d'idées, être considéré comme un amas de météorites, provenant de l'enroulement d'une comète autour de l'énorme planète (*).

Pour revenir au soleil, il est donc très vraisemblable que les anneaux des météorites l'entourent en très grand nombre et qu'ils finissent parfois par tomber partiellement sur le soleil. Ce serait là, suivant notre hypothèse, la cause occasionnelle des taches et, si l'on peut poursuivre

(*) Certains astronomes attribuent toutefois à la lumière zodiacale une origine terrestre, ayant la même cause que les aurores boréales, c'est-à-dire l'électricité des couches élevées de l'atmosphère.

?) Dernièrement M. Hirn est arrivé à cette conclusion par une voie toute différente.

les conséquences de cette idée, on verra que les faits s'expliquent et que beaucoup d'anomalies bien constatées disparaissent.

Passons donc successivement en revue les diverses particularités que présentent les taches :

1^o D'abord leur forme en entonnoir : la chute sur la surface fluide de ces masses arrivant avec une grande vitesse doit évidemment produire une dépression et un refroidissement, par suite une diminution d'éclat; voilà en gros l'explication de l'hypothèse de Wilson sur la cavité des taches et celle de la pénombre; l'apparence plus sombre du milieu de la tache provient de la mise à nu de la couche interne située au-dessous de l'atmosphère, couche dont l'existence est indépendante de la théorie que nous proposons.

Quant aux facules qui bordent les taches, ce seraient les parties les plus chaudes que les réactions chimiques produisent à l'arrivée de ces météorites dans la masse gazeuse et très chaude; quant à la grandeur des taches, elle doit évidemment être incomparablement plus grande que celle des météorites qui l'occasionnent, d'abord à cause de la volatilisation de leurs éléments et ensuite par la propagation des actions chimiques autour des points où la chute s'est effectuée. On peut donc dire que des masses de météorites relativement très faibles peuvent produire des taches d'une étendue considérable.

2^o La périodicité décennale s'explique d'une manière si aisée qu'il est inutile d'insister longuement sur sa cause; il est probable que parmi tous les essaims qui s'approchent le plus du soleil, l'un d'entre eux, plus dense que les autres, sur une longue portion de son orbite ait une période de retour d'environ 10 ans $1/2$; sans chercher à analyser d'une manière complète l'action de ce nouvel essaim, il est évident que sa présence modifiant profondément les conditions du mouvement des autres, doit produire soit un accroissement soit une diminution dans la chute des météorites sur la surface solaire. On reconnaît dans ce phénomène à la surface du soleil, l'analogue de la périodicité des *chutes extraordinaires* des autres planètes à la surface de la terre.

3^o Les anomalies nécessaires de la trajectoire des taches deviennent une conséquence nécessaire de leur formation; la photosphère partiellement entraînée par la composante tangentielle de la vitesse des météorites, ne suivra pas exactement un parallèle, car généralement l'action sera oblique à cause de l'obliquité du plan des orbites; de là ces mouvements en latitude et ces accélérations en longitude, surtout aux premiers instants de leur formation, et qui doivent être différents suivant les essaims auxquels les taches doivent naissance.

4^o La répartition inégale des taches sur la surface solaire provient également de l'obliquité de ces orbites; si tous les essaims étaient situés dans un même plan parallèle à l'écliptique, la chute des météorites ne devrait avoir lieu que dans ce plan, et par suite la zone des taches serait l'équateur solaire. Mais, comme on n'a aucun motif pour émettre une telle restriction, on doit supposer que les orbites sont diversement inclinées

sur le plan de l'écliptique; dès lors la chute des météorites doit avoir lieu de préférence au point de distance minimum, c'est-à-dire au périhélie de ces orbites, lequel sera en général en dehors de l'équateur; même en supposant la répartition uniforme des périhélies dans toutes les directions possibles, la probabilité de chute serait encore plus grande pour les zones élevées que pour l'équateur, zones définies par la limite d'inclinaison des essaims.

Le fait que les zones polaires sont dépourvues de taches tendrait à faire supposer qu'aucun des essaims n'a son orbite dans un plan bien incliné sur l'équateur solaire, ce qui n'a rien que de très vraisemblable, d'après les calculs de la mécanique céleste, qui prévoient la tendance de tous les corps du système solaire à rapprocher leur orbite d'un plan peu différent de l'écliptique.

Comme dernière preuve en faveur de la chute de météorites comme cause occasionnelle des taches, je citerai la formation par groupes et surtout la formation de taches en *chapelets*, ou encore la succession de taches nouvelles aux environs du point où une tache vient de s'effacer; on songe immédiatement à l'essaim de météorites rasant, pour ainsi dire, la surface solaire et laissant tomber un à un quelques fragments qui déterminent la formation de ces taches.

Cette considération même a une conséquence importante; s'il est vrai que l'essaim rase la surface du soleil avec une vitesse relative très faible, il doit décrire une trajectoire peu différente d'un grand cercle, faisant avec l'équateur solaire un angle qui mesure directement de l'orbite de l'essaim. Il en résulte que les différentes taches produites par le même essaim doivent être réparties non pas sur un même parallèle, mais sur des parallèles différents. Si l'on suppose développée la zone des taches, la trajectoire relative de l'anneau sera, pour ainsi dire jalonnée par la chute des météorites réparties suivant une courbe sinusoïdale. Cette vérification se rencontre d'une façon extrêmement nette dans le beau travail de M. Carrington (*Observations of solar spots*).

Je citerai en particulier les planches qui résument la répartition des taches suivant leur latitude héliographique (102, 102^a, 102^b) et celles qui représentent le développement continu de la surface solaire avec la position des taches la *plus favorable*.

Les planches les plus remarquables, sous le rapport des *alignements* des taches, sont les nos 89 à 101, lesquelles correspondent à l'époque où le nombre des taches a paru passer par un maximum (1860-1861).

Les phénomènes observés pendant les éclipses de soleil, et que l'analyse spectrale rend visibles, *pour ainsi dire* à volonté, sans le secours des éclipses, apportent un contingent de vérifications dont je vais vous signaler les principales.

Vous savez que pendant les éclipses, lorsque la lune couvre entièrement le disque solaire, on aperçoit deux phénomènes particuliers: 1° des houppes brillantes ou gloires, qui rayonnent autour du soleil;

2^o des espèces de flammes (proéminences), de couleur rosée, que les premières observations de ce beau phénomène avaient fait comparer aux flammes des éruptions de volcans.

Ces proéminences se présentent surtout sur les zones riches en taches, comme si ces taches étaient le produit d'actions chimiques énergiques qui se développaient dans ces zones.

Rien de plus naturel alors que de considérer ces gloires comme l'illumination de ces essaims, et ces flammes comme l'une des manifestations de la chute de ces météorites sur la photosphère, c'est-à-dire la déflagration due au dégagement du gaz provenant de la décomposition de ces éléments.

Mais comment peut-on être sûr que ces proéminences, de couleur rosée, aperçues pendant les éclipses, sont des gaz incandescents, et comment peut-on avoir des indications sur la nature, et jusqu'à un certain point, sur la température de ces gaz? Ce sont précisément les questions auxquelles l'analyse spectrale sait répondre, et je vais, en peu de mots, vous faire comprendre le principe et l'importance de ces observations.

Vous savez ce qu'on appelle, en physique, un *prisme* : c'est un morceau d'un verre parfaitement transparent, taillé sur deux faces, suivant des plans parfaitement polis. Lorsqu'on regarde à travers un semblable prisme un objet éclairé par une lumière blanche, l'objet n'apparaît plus dans la même direction et paraît coloré de plus vives couleurs; de plus, ses contours perdent toute netteté.

Cette apparence s'explique aisément lorsqu'on sait que le prisme dévie les rayons de lumière d'un angle variable avec la couleur : la lumière blanche étant composée d'une infinité de couleurs, tous les rayons sont étalés dans l'ordre suivant :

Rouge orangé, jaune vert, bleu indigo, violet.

Cette décomposition de lumière fournit une apparence que les anciens physiciens ont nommée *spectre lumineux*. Mais il existe des *lumières simples*, qu'on appelle ainsi parce que le prisme ne les décompose pas, c'est-à-dire ne les étale pas, par exemple la couleur jaune que le sel marin, ou en général les sels de soude, donnent aux flammes, la couleur rouge produite par les sels de lithium et ainsi de suite. Aussi, lorsqu'on examine l'une ou l'autre de ces flammes à travers un prisme, elles paraissent, il est vrai, déviées, mais leurs contours ne cessent pas d'être nets.

Cette propriété de donner des lumières simples est commune à toutes les vapeurs métalliques portées à l'incandescence. La manière de produire ces vapeurs incandescentes est très simple : il suffit de placer des métaux entre les deux charbons de la lumière électrique; la haute température qui se développe volatilise ces métaux et porte leur vapeur à une très haute température. C'est ce qui donne aux flammes des colorations diverses.

Si l'on se sert de cette lumière pour éclairer un objet quelconque, cet

objet, vu à travers un prisme, conservera la netteté de ses contours, mais on le verra multiple, c'est-à-dire qu'il se produira autant d'images nettes de l'objet qu'il y aura de couleurs simples dans la lumière employée. Voici comment on peut projeter l'expérience pour la rendre visible à tout l'auditoire :

Nous prenons une lampe électrique, dont les deux charbons portés à l'incandescence servent à éclairer une ouverture très étroite. A l'aide d'une lentille convergente nous projetons l'image de cette fente sur un écran blanc. Nous interposons un prisme qui dévie les rayons et en même temps transforme l'image blanche de la fente en une longue bande irisée, qui n'est autre que le *spectre* de la lumière électrique, c'est-à-dire de la lumière émise par un charbon incandescent.

Nous plaçons maintenant un morceau de *sodium*, c'est-à-dire du métal qui constitue des sels de soude. L'image de la fente est unique, de couleur jaune, même après réfraction, et les irisations ont disparu. C'est que, comme je l'expliquerai tout à l'heure, la vapeur de soude incandescente jouit de la propriété de n'émettre qu'une lumière simple.

A la place du sodium, nous allons mettre maintenant un morceau de zinc. Aussi, vous voyez cinq images de la fente : l'une rouge, les autres jaune, verte, bleue et violette. Cela tient à ce que la vapeur de zinc incandescente émet cinq espèces de lumières très brillantes, mais simples comme nature. Vous avez en même temps sous les yeux un exemple d'*analyse spectrale*, c'est-à-dire la production d'un spectre formé de raies brillantes caractéristiques du métal employé.

Pour compléter encore ces notions et faire une transition naturelle entre ces phénomènes d'optique et leur application à l'astronomie, je vais répéter la même expérience, en prenant, au lieu d'une fente, une ouverture annulaire qu'on a formée en traçant avec une pointe une circonférence sur une lame de verre enduite de noir de fumée.

La projection, à l'aide d'une lentille, vous représente cet anneau brillant. Le prisme en dévie l'image et l'estompe en l'irisant, lorsqu'on se sert de la lumière électrique qui est blanche. Mais si l'on introduit entre les deux charbons un fragment de zinc métallique, la lumière change de nature et vous voyez cinq anneaux qui empiètent plus ou moins les uns sur les autres, ce sont les cinq images de l'anneau produites principalement par les lumières simples de la vapeur de zinc incandescente.

Cette expérience est la représentation d'une observation faite, lors de la dernière éclipse de décembre 1871, par un astronome italien qui a bien voulu honorer notre Congrès de sa présence, M. Respighi. Il avait disposé un prisme devant l'objectif de sa lunette pour examiner le soleil au moment où le disque lunaire ne laissait plus apercevoir que le mince filet circulaire présentant ces flammes dont il est si important de déterminer la nature. Tant que le disque brillant du soleil a été partiellement visible, l'appareil ne pouvait servir; l'image du soleil était allongée sous forme d'un spectre, sans aucun contour net; mais dès que le filet circu-

laire est resté seul, M. Respighi a pu vérifier, pour ainsi dire *d'ensemble*, les faits que MM. Janssen, Rayet, Herschell avaient découvert lors de l'éclipse de 1868; il aperçut quatre images très nettes du filet circulaire, l'une rouge, l'autre jaune, la troisième bleu verdâtre et la quatrième violette. Il distinguait dans chacune d'elles non seulement les protubérances, mais encore la couche très mince de même nature qui enveloppe le soleil et qui a été nommée *chromosphère*. Il a même pu également constater la présence d'un anneau estompé formé d'une lumière monochromatique verte, représentant la *couronne* formant l'illumination circum-solaire.

Ainsi, le soleil est enveloppé d'une couche gazeuse incandescente très tourmentée que l'éclat du disque nous empêche d'apercevoir.

Quant à la nature de cette couche, la nature même de ces quatre lumières nous les fait connaître : c'est du gaz *hydrogène* incandescent. C'est ce qu'on vérifie en analysant la lumière qu'on obtient en faisant jaillir une étincelle électrique à travers de l'hydrogène. Malheureusement l'expérience n'est pas aussi facile à projeter que celles qui viennent d'être mises sous vos yeux; je ne vous la montrerai donc pas; mais l'expérience faite avec la vapeur de zinc reproduit si exactement l'apparence du spectre de l'hydrogène, que vous pouvez vous considérer comme ayant une idée très complète du phénomène observé par M. Respighi.

Après ces descriptions, je n'ai pas besoin d'insister longuement sur les procédés ni sur les appareils qu'emploient les astronomes pour faire l'analyse spectrale de la lumière, des taches et des facules; vous en avez compris les principes : les résultats sont de tous points conformes à l'hypothèse que je vous ai développée.

Par exemple, d'après les observations des spectroscopistes anglais et italiens, les taches seraient des dépressions remplies de vapeurs relativement plus froides que la photosphère et animées d'un *mouvement descendant*.

Cette particularité paraît au premier abord ne devoir pas être mise en évidence par le spectroscope; mais comme l'a indiqué depuis longtemps M. Fizeau ⁽¹⁾, le mouvement d'une source de lumière change légèrement la réfrangibilité des rayons qu'elle émet, de même que le mouvement d'une source sonore change la hauteur du son perçu par un observateur immobile. Chacun de nous a pu faire cette remarque en écoutant dans un train en mouvement le sifflet de la locomotive d'un train croiseur; le son aigu avant le croisement devient notablement plus grave après le croisement. C'est ainsi que la spectroscopie a fourni des notions qui semblaient inaccessibles à nos moyens d'observation.

Quant aux facules qui bordent les taches, ce sont des sièges d'éruptions de gaz lancés avec une très grande vitesse, dont le spectroscope permet d'apprécier la grandeur et la direction.

(1) *Bulletin de la Soc. Philomathique de Paris*, 1849.

En résumé, voici ce que nous concluons de ce rapide examen des faits relatifs à la constitution solaire :

Le soleil peut être considéré comme une masse en fusion à une température élevée, dont la surface est semblable à celle d'un bain de métal fondu; au-dessus flottent des vapeurs incandescentes (photosphère) dont le spectroscope nous fait apercevoir la nature, la disposition et les mouvements. Ces vapeurs appartiennent aux métaux; elles sont superposées par ordre de densité; on trouve, en effet, à la base à peu près toutes celles des métaux usuels, puis au-dessus celles des métaux volatils, le magnésium, le sodium, puis l'hydrogène; cette dernière couche, plus apparente, a été désignée sous le nom de chromosphère.

De temps à autre, des masses météoriques tombent sur sa surface, y produisent de véritables remous qui nous apparaissent sous forme de taches; ces taches sont centre de refroidissement, entourées d'éruptions gazeuses qu'on peut attribuer soit aux décompositions des météorites, soit à des actions chimiques sur lesquelles il serait peut-être téméraire de formuler une explication. Ces projections gazeuses constituent les protubérances découvertes dans les éclipses de soleil, et qu'on observe maintenant chaque jour grâce à la méthode spectroscopique imaginée par M. Janssen et peu après par M. Lockyer.

Les actions chimiques et physiques qui accompagnent ces chutes de météorites doivent évidemment modifier l'état électrique du soleil; c'est là vraisemblablement la loi observée tant de fois entre les perturbations magnétiques et les éruptions solaires.

En résumé, dans cette rapide esquisse des faits qui se rattachent à l'étude de la constitution solaire, j'ai cherché à vous donner une idée générale des liens qui unissent des phénomènes au premier abord si étrangers les uns aux autres : le but que je m'étais proposé sera rempli si j'ai pu inspirer à quelques-uns d'entre vous le désir d'approfondir les questions que je n'ai fait qu'effleurer, et si dans l'imagination de tous j'ai pu faire saisir la fécondité des aperçus et la grandeur des horizons nouveaux que les récentes découvertes de la science ont ouverts à l'activité humaine.

M. E. LEVASSEUR,

Membre de l'Institut.

Sur la Géographie commerciale.

(Conférence du 12 Septembre 1872)

MESSIEURS,

Mes premières paroles doivent être l'expression d'un regret qui m'est tout personnel, et en même temps de félicitations qui s'adressent à tous les membres actifs du Congrès. A Paris et ailleurs, plusieurs savants

ASSOCIATION FRANÇAISE

POUR

L'AVANCEMENT DES SCIENCES



CONGRÈS DE LYON



1873

M _____ _____



PARIS

AU SECRETARIAT DE L'ASSOCIATION

76, rue de Rennes

M. J. L. SORET

de Genève

SPECTROSCOPE A OCULAIRE FLUORESCENT

— Séance du 22 août 1873. —

On a employé deux méthodes principales pour l'observation de la partie ultra-violette du spectre. L'une est la méthode photographique, qui est très-délicate et très-précise, mais qui exige toujours une opération longue et compliquée. L'autre méthode consiste à projeter le spectre sur une substance fluorescente qui rend visible la partie ultra-violette; elle a l'inconvénient qu'il faut opérer dans une chambre complètement obscure, et elle se prête difficilement aux mesures angulaires.

Le procédé que je vais indiquer, et qui n'est au fond qu'une modification de cette seconde méthode, me paraît pouvoir être avantageusement employé dans certains cas.

Il consiste à adapter à la lunette d'un spectroscopie ordinaire un dispositif que l'on peut appeler *oculaire fluorescent*, se composant d'une lame d'une substance transparente et fluorescente, placée au foyer de la lunette, et sur laquelle le spectre vient se projeter; puis d'un oculaire pouvant s'incliner sur la direction de l'axe de la lunette, de manière que les rayons directs n'arrivent plus à l'œil, qui perçoit seulement l'image du spectre développée par fluorescence sur la lame. — La lunette du spectroscopie, pour permettre cet ajustement, doit être disposée de sorte que le tube qui porte l'oculaire puisse rentrer dans le tube qui porte l'objectif.

Comme lame fluorescente, on peut se servir soit du verre d'urane qui est d'un emploi très-commode, mais qui ne donne pas un spectre très-étendu, soit de liquides contenus entre deux lames de verre mince écartées de 1^{mm} à $1^{\text{mm}},5$. Le bisulfate de quinine et l'esculine en dissolutions peu concentrées donnent très-nettement à la lumière solaire le spectre depuis les raies H jusqu'aux raies N et même O. — On peut tracer au diamant, sur la lame fluorescente, deux traits fins se coupant à angle droit et jouant le rôle du réticule ordinaire de la lunette. — Il y a avantage à concentrer le faisceau incident sur la fente du spectroscopie au moyen d'une lentille à long foyer et à intercepter les rayons les plus éclatants par un verre bleu de cobalt.

Cette méthode, qui paraît surtout applicable à la lumière solaire, n'exige pas que l'on opère dans une salle obscure et permet de prendre des mesures angulaires ; on pourra l'appliquer utilement à certaines déterminations telles que la mesure de l'indice de réfraction de diverses substances pour les rayons très-réfringibles, l'absorption de ces radiations par différents milieux, etc.

Quant à l'observation des spectres ultra-violetes des métaux, il n'a été fait qu'un petit nombre d'essais qui n'ont pas été complètement satisfaisants. En faisant passer les étincelles d'un appareil de Ruhmkorff entre des électrodes de divers métaux, on a bien réussi à distinguer quelques lignes, mais il faudrait des décharges très-puissantes, et perfectionner les procédés, particulièrement au point de vue de la concentration de la lumière, pour obtenir dans ce cas des résultats véritablement pratiques.

M. A. CORNU

Professeur à l'École polytechnique

SUR LA TRANSFORMATION DE L'ACHROMATISME OPTIQUE DES OBJECTIFS EN ACHROMATISME CHIMIQUE

— Séance du 22 août 1873. —

Je m'étais proposé le problème suivant à l'occasion des travaux préparatoires de la Commission du Passage de Vénus :

Transformer l'objectif d'une lunette astronomique, achromatisée pour les rayons visibles, de manière à obtenir au foyer principal des épreuves photographiques dont la netteté soit comparable à celle des images optiques directes.

Des études antérieures sur la photographie du spectre ultra-violet¹ m'avaient conduit à examiner la répartition des foyers des diverses raies du spectre dans une lunette de spectroscopie, formée avec un objectif achromatique. Une graduation en millimètres, tracée sur le tube de tirage d'une semblable lunette permet d'observer les faits suivants : si l'on note successivement le tirage de la lunette après avoir mis *au point* avec beaucoup de soin l'image des principales raies du spectre projetées sur le réticule, on remarquera que le foyer diminue d'abord depuis la raie A jusqu'aux raies B, C, D : il y a un minimum

¹ V. le *Compte rendu de l'Association française, congrès de Bordeaux*, t. I, p. 300.

de distance focale vers la raie *b*, puis augmentation à partir de cette région ; la raie F forme son foyer à peu près à la même distance que D, l'augmentation devient rapide à partir de G, si bien que le foyer des raies de l'extrémité visible du violet se forme en arrière du foyer de l'extrémité rouge. La photographie permet d'aller beaucoup plus loin et l'on peut suivre la marche très-rapidement croissante des distances focales des radiations ultra-violettes.

De ces faits résulte la remarque suivante : la répartition des foyers de l'objectif achromatisé pour les rayons les plus réfringibles est précisément inverse de celle qu'aurait produit un objectif non achromatisé : en effet, les rayons violets ont une distance focale plus courte que les rayons rouges lorsqu'on les fait réfracter à travers une lentille convergente de crown-glass par exemple : l'addition d'une lentille divergente de flint-glass, qui tend à ramener les foyers de toutes les radiations dans un même plan produit donc une action plus énergique sur les rayons violets que sur les rayons rouges, puisqu'elle allonge le foyer des premiers d'une plus grande quantité que celui des derniers. Il en résulte que, si par un moyen ou par un autre, on diminue l'influence de la lentille divergente, on modifie la répartition des foyers des diverses radiations telle qu'elle a été décrite plus haut, dans un sens qu'on peut aisément prévoir. Le foyer des rayons violets étant relativement moins repoussé que celui des rayons rouges (relativement au cas ordinaire), les rayons dont la distance focale est minimum se rapprochent du côté violet ; l'achromatisme optique est alors altéré : en continuant à diminuer l'influence du verre divergent, on peut parvenir à placer la distance focale minimum dans la région comprise entre G et H. On obtient alors l'achromatisme chimique, car cette région est pour les radiations chimiques l'analogue de la région du spectre visible comprise entre D et F, par l'énergie des impressions qu'elle produit sur les substances photographiques : autrement dit le *centre de gravité* des radiations actiniques est situé vers le milieu de l'intervalle G et H, comme dans le spectre visible ce point tombe aux environs de la raie *b*.

Quant au moyen de diminuer l'influence du verre divergent de flint-glass, le plus facile consiste simplement à l'écarter du verre convergent de crown-glass. On se rend compte aisément de cet effet en poussant la condition à l'extrême ; en effet, si l'on plaçait le verre divergent au foyer même du verre convergent, son influence serait nulle ; c'est en le rapprochant que son action augmente, jusqu'au moment où les deux verres sont en contact. Évidemment, dans une position intermédiaire, l'effet du flint-glass sera intermédiaire : on est donc assuré par un écartement convenable des verres d'arriver à l'achromatisme chimique,

car on peut parcourir tous les degrés de répartition relative des foyers, depuis l'achromatisme optique qu'on peut considérer comme un achromatisme chimique *dépassé*, jusqu'au *non-achromatisme*.

J'ai vérifié expérimentalement toutes ces déductions à l'aide d'un appareil assez simple : on dispose un objectif dont les verres peuvent être écartés à des distances variables (jusqu'à 2 ou 3 0/0 de la distance focale principale); en avant de cet objectif on place un prisme dont l'angle est de 8 à 12°, suivant la réfrangibilité de la matière, et dont l'une des faces est argentée, de manière à fonctionner à la fois comme prisme d'angle double et de miroir renvoyant les rayons dans la même direction. En arrière de l'objectif on place un oculaire positif et un réticule portés par un tirage avec graduation : l'axe de cet oculaire est légèrement incliné sur l'axe principal de l'objectif, de manière à laisser place à une fente, éclairée par la lumière du soleil ou d'une étincelle d'induction. Il est facile maintenant de se rendre compte du fonctionnement de l'appareil. La fente étant disposée verticalement au-dessous de l'oculaire, dans le plan focal principal de l'objectif, les rayons émanés de cette fente sont rendus parallèles après leur passage à travers l'objectif, sont réfractés par la première face du prisme, réfléchis par la seconde, réfractés une seconde fois (dans le sens de la duplication de la dispersion), puis ramenés sur l'objectif : le prisme n'altérant nullement le parallélisme des rayons si ses faces sont bien planes, les rayons vont converger dans le plan focal principal en un point situé au-dessus de la fente : c'est là qu'on place le réticule, entraîné par le mouvement commun du tube de tirage et de l'oculaire. En donnant au prisme un mouvement de rotation autour de son arête, on peut amener chaque raie sous le fil vertical du réticule et la mettre exactement au point sur ce fil ; on peut donc ainsi mesurer la position relative des foyers de toutes les raies. On répète la même série d'observations pour des distances convenablement choisies des deux verres et on vérifie les modifications successives d'achromatisme prévues par l'exposé précédent.

Il n'est pas inutile d'ajouter que l'écartement des verres produit une diminution notable de la distance focale principale ; avec les verres usités d'ordinaire, la variation de distance focale est sept à huit fois plus grande que la variation de la distance des verres.

On peut donner une démonstration tout à fait élémentaire de cette méthode d'achromatisme chimique par écartement des verres en supposant les lentilles sans épaisseur.

Soient p et p' les distances de deux foyers conjugués d'une lentille convergente formée d'un verre dont l'indice soit n pour un rayon donné, on a la formule bien connue

$$(1) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = (n-1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) = (n-1) P$$

en désignant pour abrégé la somme des courbures par P .

La formule analogue pour une lentille divergente sera

$$(2) \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{q'} = (n'-1) Q$$

Si ces deux lentilles sont accouplées au contact (comme dans les objectifs ordinaires), on calculera la distance focale principale φ système en faisant $p = \infty$, $q = p'$, $q' = \varphi$.

Si les deux verres sont écartés à la distance a il faudra substituer $p = \infty$, $p' - a = q$, $q' = \varphi$.

Ou en remplaçant la lettre p' par f' pour rappeler que p' est la distance focale principale du verre convergent, on aura

$$(3) \quad \frac{1}{f'-a} - \frac{1}{\varphi} = (n'-1) Q$$

$$(4) \quad \text{avec } \frac{1}{f} = (n-1) P$$

L'écartement des verres devant rester dans des limites très-étroites (1 à 1 1/2 0,0 de la distance focale totale, environ 0,02 f 0,03 f), on peut développer ainsi le terme

$$\frac{1}{f'-a} = \frac{1}{f \left(1 - \frac{a}{f} \right)} = \frac{1}{f} \left(1 + \frac{a}{f} + \frac{a^2}{f^2} + \dots \right)$$

et limiter le développement aux deux premiers termes :

la formule (3) devient après substitution de la valeur de f (4)

$$(5) \quad \frac{1}{\varphi} = \left(1 + \frac{a}{f} \right) P (n-1) - Q (n'-1).$$

Pour interpréter cette équation d'une manière toute géométrique, nous aurons recours à la considération d'une courbe qui joue un grand rôle dans la représentation graphique des conditions d'achromatisme et que pour cette raison j'appellerai *courbe d'achromatisme* (fig. 10).

On l'obtient en construisant les points dont l'abscisse $x = n - 1$ et l'ordonnée $y = n' - 1$ ont respectivement pour valeurs les indices diminués de l'unité des deux verres, indices correspondant à la même couleur, ou mieux à la même raie.

Ainsi les points A, b, G, H de la courbe ci-jointe ont été formés en prenant pour abscisses les indices moins l'unité, du crown-glass correspondant aux raies A, b, G, H, et pour ordonnées les indices moins l'unité du flint-glass correspondant aux mêmes raies. La substitution des valeurs numériques montre qu'avec ces genres de verres la courbe tourne sa convexité vers l'axe des x (crown-glass) et que la direction moyenne de l'arc de courbe passe au-dessous de l'origine et qu'elle fait un angle d'environ 60° avec l'axe des x .

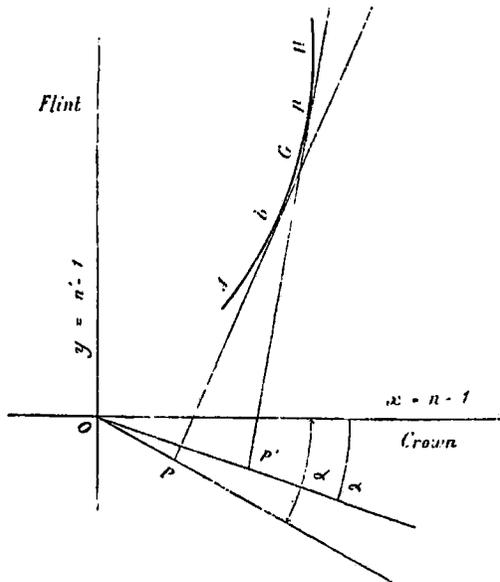


FIG. 10.

La condition d'achromatisme considérée sur l'équation (5) est que pour toutes les valeurs correspondantes de x et n' , la variation de ζ soit aussi petite que possible. Substituant $x = n - 1$, $y = n' - 1$ il vient

$$\frac{1}{\zeta'} = \left(1 + \frac{a}{f}\right) Px - Qy$$

expression de la forme

$$x \cos \alpha - y \sin \alpha$$

ce qui conduit par identification à

$$\frac{\cos \alpha}{\left(1 + \frac{a}{f}\right)P} = \frac{\sin \alpha}{Q} \quad \text{ou} \quad \tan \alpha = \frac{Q}{P} \left(1 - \frac{a}{f}\right)$$

en rétablissant $1 - \frac{a}{f}$ au lieu de l'inverse de $1 + \frac{a}{f}$, ce qui rend inutile la limitation de la série développée plus haut.

On conclut de cette identification que l'inverse de la distance focale résultante φ' est proportionnel à la projection du rayon vecteur de la *courbe d'achromatisme*, sur une droite faisant avec l'axe des x un angle égal à $-\alpha$. Géométriquement, la condition d'achromatisme devient celle-ci : déterminer la direction telle que la projection de l'arc de courbe, considérée dans toute l'étendue qui correspond aux indices des rayons utiles, soit minimum.

Il est évident que cette condition sera remplie si l'on projette suivant la droite qui joint les deux extrémités de la courbe : ou même si l'on projette l'arc suivant la tangente au point b qui dans les rayons visibles représente ce que symboliquement j'ai appelé le *centre de gravité* du spectre visible.

Pour l'achromatisme des rayons chimiques la direction de la projectante est celle de la tangente en un point μ , situé vers le milieu de l'intervalle GH. Comme la courbe est convexe, cette tangente fait un angle plus grand que le précédent avec l'axe des x : donc α doit diminuer.

L'équation (6) montre qu'en effet pour diminuer α il faut augmenter a . Donc l'écartement des verres transforme bien l'achromatisme des rayons visibles en achromatisme chimique. La règle expérimentale définie plus haut est donc démontrée.

Le raccourcissement correspondant du foyer est également évident : car la distance OP' inverse de φ' est plus grande que OP .

En résumé étant donnée une lunette astronomique achromatique dont l'objectif est formé d'une lentille convergente de crown-glass et d'une lentille divergente de flint-glass, on la transformera en un objectif susceptible de donner des images photographiques d'une netteté aussi satisfaisante que possible, en écartant les deux lentilles d'une quantité dépendant de la nature de ces deux verres. Avec les verres usités en optique, un écartement de $1 \frac{1}{2}$ 0/0 de la distance focale principale de l'objectif est suffisant, et le foyer chimique est très-voisin du foyer optique.

Quant aux aberrations produites par cet écartement des verre, je me suis assuré par expérience qu'elles sont entièrement négligeables. J'ai étudié à ce point de vue plusieurs lunettes de différents foyers, en particulier une excellente lunette de 100 millim. d'ouverture et de 1 mèt. 40 de distance focale. Avec un écartement de 15 millim. des deux verres, j'ai réussi à photographier une échelle divisée en millimètres, placée à 40 mèt. de distance : les traits étant parfaitement dis-

tincts; le rapport des pleins aux vides était bien reconnaissable et l'on pouvait, au microscope, mesurer avec un micromètre la trentième partie des intervalles. Un relevé micrométrique, d'une épreuve très-soignée, fait sur plaque d'argent, d'après le procédé de Daguerre, m'a permis de constater que, sur toute l'étendue de l'échelle qui comprenait près de 600 traits et qui sous-tendait un angle de 45' il n'y avait aucune déformation systématique.

En terminant, je dirai que la méthode de transformation d'achromatisme est générale et qu'elle peut s'appliquer à la solution de bien des questions de physique, d'astronomie et de micrographie.

M. BEEKENSTEINER

de Lyon

SUR L'ÉLECTRICITÉ DÉVELOPPÉE PAR LES PLUMES EN FER

(EXTRAIT DU PROCÈS-VERBAL)

— *Séance du 22 août 1873.* —

M. Beekensteiner a constaté que les plumes en fer emmanchées dans du laiton produisent, lorsqu'on écrit, des courants par l'action de l'encre sur le métal : il attribue à ces courants la fatigue des écrivains.

M. A. LALLEMAND

Doyen de la Faculté des Sciences de Poitiers

SUR QUELQUES PHÉNOMÈNES D'ILLUMINATION

(EXTRAIT DU PROCÈS-VERBAL 1)

— *Séance du 22 août 1873.* —

M. Lallemand a continué ses recherches sur l'illumination et la fluorescence; lorsqu'un faisceau lumineux intense traverse un corps transparent, celui-ci émet de la lumière dans toutes les directions; l'analyse polariscopique de la lumière émise normalement au faisceau incident montre que cette lumière se compose de deux parties; l'une blanche polarisée dans un plan passant par le faisceau incident, l'autre généralement colorée, non polarisée, qui est due à la fluorescence; cette dernière est d'autant plus

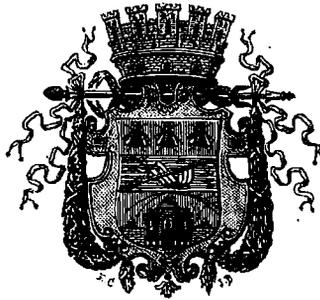
1 V. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXVII, 24 novembre 1873. p. 1216.

ASSOCIATION FRANÇAISE
POUR
L'AVANCEMENT DES SCIENCES

CONGRÈS DE LILLE

1874

M



PARIS
AU SECRÉTARIAT DE L'ASSOCIATION
76, rue de Rennes.

alors une teinte jaune, qui prouve une absorption relativement plus forte des rayons violets.

Quand on opère sur d'autres corps mats, noirs ou colorés, l'angle C déterminé par l'expérience est inférieur à la valeur calculée, tant que ω est plus petit que 90° , et d'autant plus faible que α est plus grand.

D'un autre côté, pour le cas particulier de $\alpha = 0$, $\omega = 90^\circ$, la polarisation persiste dans le rayon diffusé, et l'on est ainsi conduit à reconnaître que la diffusion dans la plupart des corps est un phénomène multiple, de telle sorte que la diffusion proprement dite avec ses caractères simples, telle qu'elle a été définie plus haut, est toujours compliquée d'une réflexion. Il ne s'agit pas ici de la réflexion spéculaire, qui s'opère sur une surface polie, considérée comme une surface géométrique, mais d'une réflexion régulière sur les facettes que présentent les aspérités superficielles, et qui sont normales à la bissectrice de l'angle formé par le rayon incident et le rayon diffusé. Cette manière d'envisager la diffusion est justifiée par l'invariabilité du plan de polarisation de la lumière diffusée, alors que l'on fait varier l'angle suivant lequel la lumière incidente rencontre la surface du corps, depuis l'incidence normale jusqu'à l'incidence presque rasante.

D'un autre côté, l'angle d'incidence correspondant à la réflexion diffuse étant égal à $1/2 \omega$, en augmentant graduellement sa valeur, on atteint l'angle de polarisation maximum. Dans ce cas, le plan de polarisation du rayon réfléchi se confond avec le plan d'incidence, et l'azimut de polarisation du rayon diffusé éprouve des perturbations et des variations extrêmes, qui dépendent des proportions de lumière diffuse et de lumière réfléchie qui composent le rayon diffusé. L'étude d'une lame de verre noir, polie d'un côté et mate de l'autre, fournit à cet égard des résultats instructifs qui viennent tous à l'appui de l'interprétation du phénomène de la diffusion dans le sens que je viens d'indiquer.

A ce point de vue, il y a deux directions particulières du rayon diffusé, qui permettent d'isoler le rayon réfléchi, et aussi le rayon diffusé proprement dit, dans les cas peu nombreux de la réflexion vitreuse pour lesquels les formules de Fresnel sont applicables : c'est lorsque pour $\alpha = 0$, on a $\omega = 90^\circ$, et $1/2 \omega$ égal à l'angle de polarisation maximum. En faisant varier α dans ces deux cas, on pourrait, à l'aide de mesures précises d'azimuts de polarisation, déterminer le rapport des proportions de lumière diffusée et réfléchie et en conclure le coefficient de diffusion. Les nombres que j'ai obtenus n'ont pas une exactitude suffisante pour que j'aie pu aborder utilement un pareil calcul. J'ai seulement constaté que la diffusion proprement dite est le phénomène dominant dans l'indigo, le bleu de Prusse, le sulfure et le phosphore de

cuivre obtenus par précipitation, etc.; tandis que dans l'oxyde de cuivre, le sulfure noir de mercure, le noir d'aniline, l'oxyde noir d'urane, le verre dépoli, etc., la lumière réfléchie est en proportion plus grande que la lumière diffusée. Ajoutons que certains corps, tels que les sulfures de plomb et d'argent précipités, donnent aux rayons diffusés des caractères non équivoques de polarisation elliptique, et l'on peut alors juger des complications que présente le phénomène de la diffusion, et la nécessité de faire intervenir dans cette étude les compensateurs et appareils appropriés à l'étude de la réflexion elliptique.

Le résumé succinct que je viens de donner de ces premiers essais a pour but de définir les caractères essentiels de la diffusion lumineuse, et d'établir qu'elle constitue un phénomène complexe dans lequel interviennent à la fois : 1° la diffusion proprement dite, régie par les mêmes lois que la diffusion intérieure ou illumination des corps transparents ; 2° la réflexion régulière sur les aspérités de la surface ; 3° la fluorescence.

M. A. CORNU

ingénieur des mines, Professeur à l'École polytechnique.

SUR LE LEVIER A RÉFLEXION

— Séance du 26 août 1874. —

La nécessité de mesurer de petites longueurs en valeur absolue m'a conduit à employer un dispositif expérimental applicable à une foule de cas : je l'appellerai *levier à réflexion*, et décrirai une de ses applications à la mesure de petites épaisseurs et à celle de la *courbure* des surfaces cylindriques et sphériques : sous cette forme on peut le nommer le *sphéromètre à réflexion*.

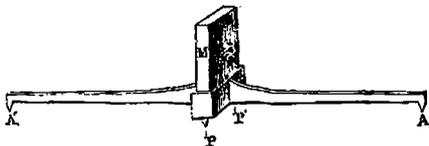


Fig. 29.

Imaginons un fléau de la balance (*fig. 29*) reposant sur un couteau ou mieux sur deux pointes PP' et présentant à chaque extrémité une pointe

A et A'. Il porte en son milieu un miroir plan parallèle à la ligne des deux pointes PP' et perpendiculaire à la ligne des deux autres AA'. Il est en équilibre instable lorsque la ligne AA' est horizontale ; on allège la monture centrale de façon que le centre de gravité soit aussi près que possible de l'axe AA'. Imaginons ce levier placé sur un plan et les quatre pointes réglées de façon à poser à la fois sur la surface d'un plan : plaçons sous les pointes PP' une lame à faces parallèles dont on veut connaître l'épaisseur ; alors le levier ne portera plus sur les quatre pointes : on pourra le faire basculer autour de l'axe PP'. Si l'on observe l'angle dont le levier se déplace dans cette rotation (ce qui est très-aisé avec une lunette et une échelle divisée se réfléchissant dans le miroir), on déduira de la longueur du levier l'épaisseur ϵ qu'on désire obtenir. En effet, dans le triangle PAQ (fig. 30), on a

$$\sin \text{PAQ} = \frac{\epsilon}{l},$$

l étant la demi-longueur du levier.

Le mouvement de bascule double cet angle, et la réflexion double encore une fois, de sorte qu'on observe quatre fois l'angle PAQ.

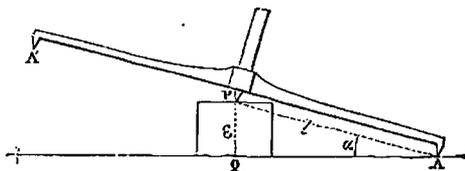


Fig. 30.

Si l'épaisseur est petite par rapport à la demi-longueur du levier, on pourra remplacer les sinus et tangentes par les arcs, de sorte que l'on pourra écrire

$$\epsilon = l \alpha,$$

α étant le quart de l'angle mesuré sur l'échelle divisée, c'est-à-dire tel que

$$\frac{n - n'}{4D} = \alpha,$$

n et n' étant les points de division extrêmes visés par la lunette, et D la distance du miroir à l'échelle.

L'observation que nous venons de décrire suppose que les quatre pointes sont dans un même plan : on arrive assez aisément à cette condition en prenant pour AA' les pointes de deux vis à filet très-petit : avec quelques précautions dans la manœuvre, on arrive à serrer ou desserrer l'une d'elles de façon que le mouvement de bascule devienne

de plus en plus petit, lorsque l'appareil est posé sur un plan. Mais on peut se passer de ce réglage à l'aide d'une observation préliminaire: en effet, supposons que la ligne AA' soit située au-dessus de l'axe de rotation PP' à une distance h : lorsqu'on fera basculer le levier sur un plan, on observera un angle de rotation α , tel que

$$\sin \alpha_0 = \frac{h}{l} \quad \text{ou simplement} \quad \alpha_0 = \frac{h}{l},$$

d'où l'on conclura la quantité h .

Si maintenant on veut mesurer une autre épaisseur ε (fig. 31), le déplacement angulaire du levier correspondra à la somme de l'angle α_0 et de l'angle α , qu'on aurait mesuré si h était nul.

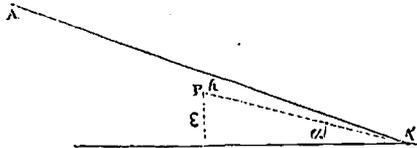


Fig. 31.

On retranchera donc de la différence des lectures faites sur l'échelle divisée $n - n'$, lors de la mesure de l'épaisseur cherché, la différence $n_0 - n'_0$, faites lors de l'observation initiale du levier seul; on aura alors

$$\varepsilon = l \times \frac{(n - n') - (n_0 - n'_0)}{4 D}.$$

Ce dispositif a, sur le sphéromètre ordinaire, l'avantage d'une simplicité telle que chacun peut aisément le construire de ses mains. Cet avantage, déjà fort important, n'est pas le principal. Le levier à réflexion a surtout pour but de permettre les *mesures absolues*, c'est-à-dire rapportées à l'unité de longueur vraie. Or l'unité de longueur est donnée soit par une règle étalonnée, soit par une machine à diviser. Comme le pas de la vis d'une telle machine est rarement métrique, on parvient, à l'aide d'un microscope placé sur le chariot de la machine, à déterminer la valeur métrique du pas de la vis, à l'aide d'une règle auxiliaire: ces deux instruments, règle et machine, sont donc équivalents.

Mais un sphéromètre à vis est excessivement difficile à comparer avec une machine à diviser ou avec une règle: en tous cas, les modes de comparaison usités jusqu'à ce jour sont très-indirects; si bien qu'en général on se contente de l'affirmation du constructeur pour la valeur du pas de la vis du sphéromètre: ce qui conduit quelquefois à des erreurs de 1 pour 100 et au delà pour la valeur absolue des quantités qu'on

mesure. Le levier à réflexion n'est point sujet à ces causes d'erreur. La longueur $2l$ des deux pointes se détermine avec une machine à diviser, à $\frac{1}{100}$ de millimètre près : si $2l = 100^{\text{mm}}$ environ, on a une précision relative de $\frac{1}{10000}$. Comme le pas de la vis a pu être comparé à une bonne règle, la mesure réduite de $2l$ est absolue.

Il ne reste plus qu'à tracer ou à mesurer avec la même machine les traits de l'échelle divisée qu'on emploiera et à vérifier, toujours avec la même machine à diviser, la règle avec laquelle on mesurera D , distance de l'échelle au plan de réflexion. En général, il suffira de prendre $D = 1$ à 2 mètres; l'approximation de D sera d'au moins $\frac{1}{2}$ millimètre, c'est-à-dire $\frac{1}{20000}$ pour 1 mètre et $\frac{1}{10000}$ pour 2 mètres. Quant à $n - n'$, comme on estime avec une bonne lunette $\frac{1}{10}$ de millimètre, il suffira de s'arranger de manière à avoir $n - n' > 100^{\text{mm}}$ pour avoir le millièème comme erreur relative.

En résumé, il sera donc aisé d'obtenir une précision voisine du millièème sur l'ensemble des opérations, ce qu'on est loin d'atteindre avec les sphéromètres.

Le levier à réflexion est surtout utile pour la mesure des courbures, et spécialement en optique dans le cas de la mesure des éléments géométriques des lentilles, objectifs, miroirs, etc.

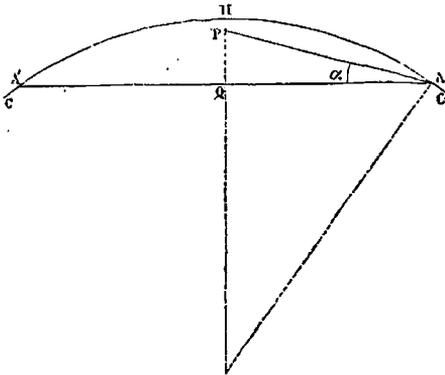


Fig. 32.

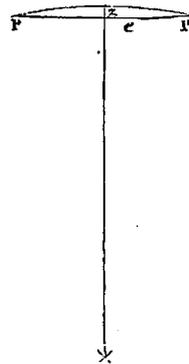


Fig. 33.

Prenons le cas le plus général d'une courbure sphérique à mesurer (fig. 32). Le mouvement de rotation du levier posé sur la surface à mesurer s'effectue autour de la ligne passant par les deux pointes. On détermine donc ainsi la flèche de l'arc compris entre les points touchés par les points AA'. Rigoureusement parlant, ce n'est pas cette flèche, mais cette flèche diminuée de la flèche de l'arc transversal compris entre les deux pointes PP'. Comme les pointes ne sont écartées que de la

quantité nécessaire à la stabilité du levier, la correction très-petite qu'elle nécessite (les flèches varient comme le carré des arcs), se fait à l'aide de la valeur approchée de la courbure.

Soit α l'angle PAA'; la flèche $f = PQ$ définie par cet angle est donnée par la formule

$$f = l \sin \alpha$$

Le rayon ρ du cercle, passant par les trois points A, P, A', satisfait à la condition

$$l^2 = f \times 2\rho.$$

Le vrai rayon de courbure R passant par les points A, A', H,

$$\overline{AQ}^2 = l^2 - f^2 = HQ \times (2R - HQ).$$

Or $HP = f + z$, z étant la petite flèche produite par l'écartement $2e$ des pointes P, P'.

Donc on a aussi (fig. 33)

$$e^2 = z \times (2R - z) = 2R z \text{ approximativement.}$$

On peut, comme z est excessivement petit, se contenter de la valeur approchée ρ du rayon R,

$$\rho = \frac{l^2}{2f},$$

d'où

$$z = \frac{e^2}{2R} = \frac{e^2}{2\rho} = \frac{e^2}{l^2} f,$$

Substituant dans AQ^2 , il vient

$$l^2 - f^2 = (f + z) [2R - (f + z)],$$

d'où

$$2R = \frac{l^2 - f^2}{f \left(1 + \frac{e^2}{l^2}\right)} + f \left(1 + \frac{e^2}{l^2}\right).$$

Or, on peut prendre aisément

$$\frac{e}{l} = 0,1, \frac{e^2}{l^2} = 0,01 \text{ et } \frac{e^4}{l^4} = 0,0001,$$

qu'on peut négliger : de plus $\frac{f}{l}$ est également très-petit; on peut donc

négliger le produit $\frac{f^2 e^2}{l^4}$; développant en série le dénominateur, il vient, après avoir supprimé les termes négligeables :

$$2R = \frac{l^2}{f} \left(1 - \frac{e^2}{l^2}\right).$$

Substituant la valeur de f ,

$$R = \frac{l^3 \left(1 - \frac{e^2}{l^2}\right)}{l \sin \alpha} \text{ ou approximativement } \frac{l}{\alpha} \left(1 - \frac{e^2}{l^2}\right).$$

α étant toujours le quart de l'angle observé sur la surface courbe diminuée de l'angle observé sur un plan. Si l'angle α était un peu notable, il vaudrait mieux le calculer avec la Table de logarithmes par la formule

$$2 \operatorname{tang} 2 \alpha = \frac{n - n'}{D},$$

qu'on trouve aisément d'après la condition que l'échelle est normale au rayon visuel lorsque le levier est dans la position moyenne.

Pour s'habituer à l'usage du levier à réflexion, il est bon de l'employer à la mesure de la courbure d'un miroir concave, par exemple de la surface concave d'une lentille divergente. On a, en effet, une vérification très-délicate pour la mesure optique du rayon de courbure; on répète les observations jusqu'à ce qu'on obtienne la concordance des deux valeurs.

La détermination optique du rayon de courbure de la surface concave s'obtient aisément de la façon suivante : on dispose (fig. 34) un petit prisme hypoténuse P, de façon à renvoyer sur toute la surface du miroir MM' la lumière d'une lampe monochromatique (alcool salé) rendue convergente sur la face aa' par une lentille C.

On colle avec un peu de cire un fil métallique d'environ $\frac{1}{2}$ de millimètre de diamètre sur la face aa' en a, de façon que ce fil parallèle aux arêtes dépasse de 4 à 5 millimètres la surface horizontale du prisme. Après quelques tâtonnements, on arrive aisément à recevoir l'image conjuguée de la face a' du prisme au-dessus de ce prisme et dans le plan de cette face.

On aperçoit alors l'image du fil a' qui se projette sur l'image éclairée de la face du prisme et aussi le prolongement du fil a qui se détache sur le même fond brillant.

Avec un oculaire (qui n'a pas besoin d'être achromatique) d'autant plus puissant que le miroir concave sera plus parfait, on pourra observer le fil et son image côte à côte et régler la distance au miroir, de telle

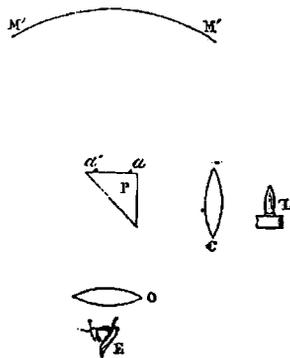


Fig. 34.

façon qu'ils soient bien dans un même plan perpendiculaire à l'axe principal du miroir.

Il suffit alors de mesurer la distance du centre du miroir au plan commun des deux images pour avoir le rayon de courbure cherché.

Pour la commodité et la précision de l'expérience, le prisme P, la lentille C, la lampe L et l'oculaire O doivent être disposés sur un même support qui glissera dans une coulisse dirigée suivant l'axe du miroir (1).

Le levier optique se prête à une foule d'autres applications; l'une des plus utiles est la mesure de la flèche des flexions des corps élastiques.

Je suis parvenu avec ce dispositif à estimer de semblables mouvements d'une petitesse comparable aux longueurs d'onde de la lumière. Il suffit de diminuer suffisamment la longueur du bras de levier et d'augmenter à la fois la puissance de la lunette et la distance de l'échelle divisée. Au point de vue de la délicatesse, comme de la précision, l'appareil ne laisse donc rien à désirer : toutefois il ne faudrait pas se faire illusion sur les conditions géométriques de l'instrument et croire qu'on peut avoir à la fois l'extrême précision et l'extrême délicatesse : il y a là une question d'erreurs relatives facile à apprécier. En raccourcissant le levier, on perd en précision ce qu'on gagne en sensibilité.

(1) La mesure absolue du rayon de courbure est fondée sur l'observation initiale du levier posé sur un plan parfait : il faut donc être assuré que cette dernière surface remplit cette condition ou au moins connaître cette courbure. Pour effectuer cette vérification, la méthode optique suivante est très-délicate. On choisit pour plan une lame de glace polie et l'on observe par réflexion sur sa surface l'image d'un objet éloigné ou la fente d'un collimateur, à l'aide d'une bonne lunette. Si l'on n'est pas obligé de modifier le tirage de la lunette pour voir l'objet directement et par réflexion, et surtout si l'image de cet objet est également nette sous toutes les incidences, la surface est suffisamment plane. Si l'image perd sa netteté, il faut rejeter la lame ou chercher si dans certains azimuts de réflexion la netteté des lignes perpendiculaires au plan d'incidence ne se conserve pas. Il arrive presque toujours qu'un de ces azimuts donne une image suffisante en modifiant le tirage ; on peut alors tirer parti de cette lame en calculant sa courbure suivant le plan de réflexion. En effet, d'après la théorie des caustiques, on sait que la distance focale des rayons parallèles, après réflexion sous une incidence i , est égale à $\delta = \frac{1}{2} R \cos i$, R étant le rayon de courbure de la surface dans le plan de réflexion ; on observe le *dépointement* ou variation de tirage de la lunette, on en conclut δ d'où $R = \frac{2 \delta}{\cos i}$. En augmentant l'angle d'incidence

on multiplie, pour ainsi dire, la courbure autant qu'on le veut par le facteur $\frac{1}{\cos i}$.

ASSOCIATION FRANÇAISE
POUR
AVANCEMENT DES SCIENCES

CONGRÈS DE LA ROCHELLE

1882

276



PARIS
AU SÉCRÉTARIAT DE L'ASSOCIATION
4, rue Antoine-Dubois, 4.
(PLACE DE L'ÉCOLE-DE-MÉDECINE.)

ASSOCIATION FRANÇAISE
POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Congrès de la Rochelle. — 1882.

M. A. CORNU

Membre de l'Institut, Professeur à l'École polytechnique.

**SUR LA PROPORTION DE LUMIÈRE POLARISÉE PAR RÉFLEXION SUR LES CORPS
D'INDICE VOISIN DE L'UNITÉ
APPLICATION A L'ILLUMINATION DES CORPS TRANSPARENTS**

— Séance du 25 août 1882 —

Lorsqu'on fait tomber un faisceau de lumière naturelle sur la surface plane d'un milieu d'indice n sous l'incidence i , on a, pour la proportion de lumière polarisée dans le plan d'incidence, d'après la formule de Fresnel :

1° PAR RÉFLEXION

$$R = \frac{a^2 - a'^2}{a^2 + a'^2}$$

2° PAR RÉFRACTION

$$R_1 = \frac{b^2 - b'^2}{b^2 + b'^2}$$

expressions dans lesquelles on a

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{\cos i \sin r - \cos r \sin i}{\cos i \sin r + \cos r \sin i} \\ a' &= \frac{\sin i \cos i - \sin r \cos r}{\sin i \cos i + \sin r \cos r} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} b &= \frac{2 \sin r \cos i}{\cos i \sin r + \cos r \sin i} \\ b' &= \frac{2 \sin r \cos i}{\sin i \cos i + \sin r \cos r} \end{aligned}$$

Si l'on suppose l'indice près de l'unité $n = 1 + \epsilon$, ϵ étant une fraction très voisine de zéro, on en déduit, par approximation,

$$\begin{aligned} \sin r &= (1 - \epsilon) \sin i \\ \cos r &= (1 + \epsilon \operatorname{tang}^2 i) \cos i, \end{aligned}$$

en négligeant le carré ϵ^2 devant l'unité, ce qui exclut les cas où i serait trop voisin de 90° , puisqu'alors tg^2i serait infini.

Substituant dans les valeurs de a, a', b, b' , on a, au même ordre d'approximation,

$$\begin{array}{l|l} a = -\frac{\epsilon}{2}(1 + tg^2i) & b = b' = 1 - \frac{\epsilon}{2}(1 + tg^2i) \\ a' = +\frac{\epsilon}{2}(1 - tg^2i) & \\ \text{d'où} & \\ R = \frac{2tg^2i}{1 + tg^2i} & R_1 = 0. \end{array}$$

On en conclut :

1° *Que la proportion de lumière polarisée par réflexion est indépendante de ϵ ;*

2° *Que la proportion de lumière polarisée par transmission est nulle.*

Ces deux résultats s'appliquent immédiatement à l'illumination des corps transparents que M. Lallemand a si bien étudiée : en effet, si l'on suppose que l'illumination est due purement et simplement à une réflexion sur les molécules des corps supposés d'un indice légèrement différent de celui du milieu éthéré qui les enveloppe, l'expression de R doit donner la proportion de lumière polarisée produite par illumination, quoique l'on ne sache rien sur la différence d'indice qui peut exister à la surface réfléchissante.

C'est en effet ce qui arrive, car la valeur de R coïncide avec l'expression de M. Lallemand

$$P = \frac{\sin^2\alpha}{1 + \cos^2\alpha},$$

α étant l'angle que forme la direction visée avec la direction du faisceau incident.

En effet, dans ce cas $\alpha = 2i$: et la substitution de cette valeur reproduit précisément la loi ci-dessus qui s'est trouvée vérifiée par l'expérience.

Il n'est donc pas besoin d'une théorie spéciale pour expliquer la polarisation de la lumière émise par les corps transparents lorsqu'ils sont illuminés par des rayons très intenses : les lois de Fresnel sur la réflexion en rendent un compte parfait.

DISCUSSION

M. le PRÉSIDENT fait remarquer qu'il faut admettre alors que la réflexion se fait non pas sur la molécule, mais sur une couche d'éther condensé autour de cette molécule.

M. A. CORNU

Membre de l'Institut, professeur à l'École polytechnique.

SUR UN NOUVEAU PHOTOPOLARIMÈTRE

— Séance du 28 août 1882 —

Cet appareil est destiné à mesurer la proportion de lumière polarisée d'un faisceau donné. Il se compose essentiellement d'un prisme biréfringent de Wollaston et d'un prisme de Nicol : le prisme biréfringent est fixé à l'extrémité d'un tube muni, à l'autre extrémité, d'un diaphragme rectangulaire dont la largeur est telle que les bords opposés des deux images soient exactement en coïncidence. Ces deux images étant polarisées à angle droit, le prisme de Nicol, fixé en arrière sur un cercle ou tambour divisé, peut les éteindre tour à tour, de sorte qu'il existe toujours une position qui les rend égales en intensité. Cette position est définie avec une précision qui atteint le $\frac{1}{10}$ de degré, grâce à la contiguïté des deux champs à comparer.

Il est facile de démontrer que, si les sections principales du prisme biréfringent sont parallèles aux sections principales du faisceau partiellement polarisé qu'on reçoit dans l'axe de l'instrument, cette position du Nicol analyseur, qui égalise les deux images, par rapport aux deux azimuts qui les éteignent, définit la proportion de lumière polarisée R du faisceau. En effet, soient P^2 et Q^2 les intensités des faisceaux polarisés à angle droit dont il s'agit de mesurer le rapport

$$R = \frac{P^2 - Q^2}{P^2 + Q^2}.$$

D'après la loi de Malus, on aura pour l'intensité des deux images vues à travers l'analyseur.

$$p^2 = P^2 \cos^2 \omega, \quad q^2 = Q^2 \sin^2 \omega,$$

ω étant l'angle que fait le plan de polarisation du Nicol avec celui de l'image dont l'intensité est représentée par p . Lorsque les deux images sont égales,

Q

on a $p^2 = q^2$, d'où $tg^2\omega = \frac{P^2}{Q^2}$,

par suite

$$\frac{P^2 - Q^2}{P^2 + Q^2} = \frac{\sin^2\omega - \cos^2\omega}{\sin^2\omega + \cos^2\omega} = -\cos 2\omega = R.$$

Cette observation suppose qu'on connaisse l'origine de l'angle ω , mais on peut se passer de cette donnée en répétant l'observation, après avoir tourné l'appareil d'un angle droit, et cherchant de nouveau à retrouver l'égalité des deux images. Cela revient à changer P^2 en Q^2 et réciproquement : on devra donc trouver le même rapport changé de signe,

d'où $R = +\cos 2\omega'$,

en indiquant par ω' la lecture de la nouvelle position du Nicol.

Si donc l'origine ω_0 est inconnue, on a les deux conditions

$$\omega = \omega_1 - \omega_0,$$

$$\pi - \omega = \omega_2 - \omega_0 + \frac{\pi}{2},$$

en appelant ω_1 et ω_2 les lectures des deux opérations ; on a ajouté $\frac{\pi}{2}$, à cause de la rotation d'un angle droit de l'appareil, pour garder la même origine ; d'où l'on conclut, par soustraction, pour éliminer ω_0 :

$$\pi - 2\omega = \omega_1 - \omega_2 + \frac{\pi}{2}.$$

Donc

$$R = -\cos 2\omega = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \omega_2 + \omega_1\right) = \sin(\omega_2 - \omega_1).$$

La proportion de lumière polarisée est donnée par le sinus de la différence des deux lectures.

On vérifie qu'on est bien dans les conditions indiquées en calculant $\omega_0 = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) - \frac{\pi}{4}$, qui doit rester constant dans une même série.

La discussion montre aisément que, si l'absorption des deux faisceaux par le prisme biréfringent était inégale, ce mode d'observation en éliminerait l'influence en supposant le rapport des absorptions voisin de l'unité.

Il reste maintenant à indiquer comment on établit la condition de coïncidence entre les sections principales du faisceau et celles du prisme biréfringent.

Lorsque l'appareil est monté en altazimut (1) on y parvient rigoureusement en fixant l'analyseur à 45° des sections principales du prisme; on fait alors tourner l'appareil tout d'une pièce autour de son axe, jusqu'à ce que les deux images soient égales: on est alors évidemment à 45° de l'azimut cherché. Il suffit donc de tourner de 45° la graduation du manchon qui porte l'appareil pour établir la coïncidence cherchée des sections principales.

Si l'appareil est tenu à la main, comme dans certaines études de polarisation atmosphérique, l'opération précédente se fait encore approximativement: mais, grâce à la propriété de maximum et de minimum des sections principales du faisceau, l'observateur rectifie aisément la position approchée par rotation de l'appareil sur lui-même, au moment de l'égalisation des deux images; de sorte que la mesure peut être effectuée dans des conditions très satisfaisantes d'exactitude.

Enfin, dans le cas général où les sections principales du faisceau ne coïncident pas avec les sections principales du prisme biréfringent, on peut encore déduire de la condition d'égalité des deux images la valeur du rapport R . En effet, soit ϵ l'angle des sections; on a évidemment, en employant deux fois la loi de Malus

$$(P^2 \cos^2 \epsilon + Q^2 \sin^2 \epsilon) \cos^2 \omega = (P^2 \sin^2 \epsilon + Q^2 \cos^2 \epsilon) \sin^2 \omega,$$

d'où l'on tire aisément

$$\cos 2\omega = -R \cos 2\epsilon.$$

De là d'autres applications du photopolarimètre, dans lesquelles ω reste fixe et où l'on mesure $\pm \epsilon$ en éliminant l'origine ϵ_0 qu'il est souvent difficile de connaître.

En résumé, l'instrument mis sous les yeux de la section, et qui me sert depuis plusieurs années, possède des ressources très variées, aussi bien pour les mesures précises que pour les évaluations rapides de la proportion de lumière polarisée existant dans un faisceau donné.

(1) L'appareil a été construit ainsi, avec beaucoup d'habileté, par M. Jules Duboscq.

ASSOCIATION FRANÇAISE
POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Congrès de Blois. — 1884.

M. A. CORNU

Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École polytechnique.

**SUR LES COEFFICIENTS D'ABSORPTION DE L'ATMOSPHÈRE POUR LES RAYONS ULTRA
VIOLETS ET L'INFLUENCE PROBABLE DE L'OZONE SUR LA VARIATION DE CES COEF-
FICIENTS**

— Séances des 6 et 8 septembre 1884 —

Loi empirique qui lie le coefficient d'absorption à la longueur d'onde. — L'étude de la variation de la limite du spectre solaire ultraviolet, soit avec la hauteur du soleil, soit avec l'altitude, m'a conduit à conclure que le coefficient d'absorption de l'atmosphère pour les radiations ultraviolettes croissait avec une extrême rapidité avec la réfrangibilité : aussi dans une première approximation peut-on représenter le coefficient a_λ comme une exponentielle d'exponentielle de la longueur d'onde λ , du moins dans la région comprise entre $\lambda = 292$ et $\lambda = 320$ millièmes de millimètre.

Je me suis proposé d'abord d'examiner si cette extrême rapidité dans la loi d'absorption était particulière au mélange gazeux qui constitue l'atmosphère : quelques observations bien simples montrent qu'il n'en est rien et que les substances transparentes pour les radiations visibles et complètement opaques pour les radiations plus réfrangibles présentent, pour les radiations intermédiaires, la même rapidité dans la variation du coefficient d'absorption.

L'emploi de la photographie permet, avec l'aide de la lumière solaire, de donner de ce fait une démonstration en quelque sorte intuitive.

Il suffit de placer sur la fente d'un spectroscopie photographique, et

AU

perpendiculairement à sa direction, un prisme à angle très aigu formé avec la substance dont on veut étudier la loi d'absorption : un faisceau de lumière solaire projeté sur la fente pénétrera dans l'appareil en subissant une absorption dépendant de l'épaisseur du milieu absorbant traversé. Comme chaque point de la fente produit un spectre spécial, on aura, placés les uns au-dessus des autres, les spectres successifs correspondant à des absorptions croissant depuis zéro (si l'arête du prisme absorbant est sur la fente) jusqu'à l'épaisseur de la base du prisme.

Ces spectres, pour un temps de pose déterminé, sont limités à des radiations de moins en moins réfrangibles à mesure qu'ils correspondent à des épaisseurs de plus en plus grandes du milieu absorbant : on obtient donc ainsi en une fois la série des spectres qu'on obtiendrait en plaçant devant la fente du spectroscopie une série de lames à faces parallèles d'épaisseur croissante : la comparabilité des limites est bien plus parfaite, puisque tous les spectres sont contigus, obtenus sur la même plaque et pour une durée rigoureusement égale d'exposition.

Il résulte de cette disposition que le spectre photographique, dont l'éclat est à peu près uniforme dans tous les sens (en faisant abstraction des raies sombres du spectre solaire parallèles à la fente) lorsque le prisme absorbant est enlevé, est au contraire inégalement estompé suivant la hauteur : la courbe suivant laquelle il se termine du côté le plus réfrangible représente la série des limites correspondant aux épaisseurs diverses de l'absorbant. Cette ligne figure précisément la relation qui existe entre la *longueur d'onde limite* et *l'épaisseur du milieu absorbant*, c'est-à-dire la relation analogue à celle que l'on obtient en observant la limite du spectre solaire à diverses hauteurs du soleil.

On juge assez bien, à vue, la forme de cette courbe limite : si on la rapporte aux deux axes rectangulaires formés, l'un $O\lambda$ ou spectre correspondant à l'épaisseur zéro de l'absorbant, l'autre, arbitraire Oy , parallèle à la fente, on reconnaît qu'elle paraît présenter d'un côté une asymptote parallèle à $O\lambda$, tandis que de l'autre elle se relève rapidement.

Le type de ces courbes serait soit l'hyperbole $(y - y_0)\lambda = C$, soit la logarithmique $y = Ae^{-m\lambda}$: l'hyperbole impliquerait une asymptote très rapprochée $y = y_0$ qui serait en contradiction avec l'idée de continuité du pouvoir absorbant ; au contraire la forme logarithmique, qui n'a qu'une seule asymptote, concorde avec cette continuité.

On est donc amené à conclure que la branche de courbe peut être assimilée à un arc de logarithmique : si l'on admet que l'intensité photographique P est proportionnelle à l'intensité I_λ de la radiation de longueur d'onde λ , à une certaine fonction $F(t, \lambda)$ de la durée d'exposition t et de λ , on aura, s'il n'y a aucun absorbant :

$$P = I_{\lambda} F(t, \lambda)$$

et

$$P = I_{\lambda} F(t, \lambda) a_{\lambda}^{\varepsilon}$$

s'il existe un absorbant d'épaisseur ε .

La condition d'uniformité du spectre (dans les limites λ' , λ'' où l'on observe) pour une durée t d'exposition donne :

$$C = I_{\lambda} F(t, \lambda).$$

La condition de limite d'impression W donne :

$$W = I_{\lambda} F(t, \lambda) a_{\lambda}^{\varepsilon};$$

d'où

$$\frac{W}{C} = a_{\lambda}^{\varepsilon}.$$

Mais l'épaisseur ε est proportionnelle à l'ordonnée y de la courbe $\varepsilon = by$

$$a_{\lambda}^{by} = \frac{W}{C} = C' (\text{const}^b)$$

ou

$$a_{\lambda} = \left(\frac{W}{C} \right)^{\frac{1}{by}}.$$

Or, on a

$$y = Ae^{-m\lambda};$$

on en conclut :

$$a_{\lambda} = \left(\frac{W}{C} \right)^{\frac{1}{bAe^{-m\lambda}}} = \left(\frac{W}{C} \right)^{\frac{e^{m\lambda}}{\lambda b}};$$

c'est-à-dire une exponentielle d'exponentielle comme le coefficient d'absorption atmosphérique.

Les substances sur lesquelles j'ai opéré sont des verres colorés et le baume de Canada incolore; toutes ont donné le même type de courbes limites et par suite présentent la même loi d'absorption; les constantes seules diffèrent.

REMARQUE. — Le mode de raisonnement qui conduit à cette fonction se fonde, dans les deux cas, sur l'hypothèse que l'intensité de l'impression photographique est proportionnelle à l'intensité de la radiation. On vérifie aisément cette hypothèse en photographiant côte à côte une série de spectres avec un diaphragme variable devant l'objectif; si la durée d'exposition

est en raison inverse de l'ouverture libre de l'objectif, tous les spectres présentent la même intensité.

Relations empiriques entre la longueur d'onde limite et la durée d'exposition. — Dans l'observation photographique de ces spectres d'absorption, la durée d'exposition qui, au premier abord, semble devoir jouer un rôle exclusif pour la production de la limite du spectre, offre une particularité bien curieuse qui en simplifie singulièrement le rôle : on reconnaît, en effet, que la prolongation de la durée d'exposition recule si peu la limite λ de visibilité de l'impression photographique, qu'il est presque inutile de prolonger l'exposition au-delà de 2 à 3 minutes.

Il semble que la majeure partie de l'effet se fasse dans les premiers instants : cette remarque s'applique aussi bien aux expériences précédentes qu'aux observations spectrales du soleil.

Une étude méthodique de l'influence de la durée t d'exposition sur l'étendue du spectre solaire m'a montré que la loi empirique qui lie ces deux variables est la suivante :

$$\lambda = b + \frac{A}{t^n}$$

n étant très voisin de $\frac{1}{2}$, de sorte qu'on peut écrire :

$$t(\lambda - b)^2 = A^2$$

A et b étant des constantes dépendant de la hauteur du soleil au moment de l'observation.

Cette forme de fonction montre, en effet, l'existence d'une limite b que la prolongation de la durée d'exposition, même jusqu'à $t = \infty$, ne peut dépasser et qui se trouve très vite atteinte, en pratique, pour des valeurs de t relativement faibles.

La découverte de nouvelles mixtures photographiques beaucoup plus sensibles que le collodion humide (que j'employais primitivement) pouvait faire espérer un accroissement notable de la limite du spectre solaire ; l'expérience directe d'accord avec la loi empirique ci-dessus indiquée, montre qu'il n'en est rien et que le gain, même en employant des émulsions à la gélatine, 25 fois plus sensible que le collodion humide, est presque inappréciable.

L'expérience a été répétée un grand nombre de fois dans les belles journées des mois de juin et de juillet 1882 et 1884 aux environs de midi, en prenant des précautions minutieuses pour éviter les reflets qui risquent de voiler le cliché ; je n'ai pu dépasser que de 1 à 2 unités la raie U donnée comme limite extrême avec le collodion humide ; encore les détails des raies nouvelles sont-ils très effacés. Le gélatino-bromure était cependant

au moins 20 fois plus sensible que le collodion humide dont je faisais usage (1).

L'interprétation de ce mot *sensibilité* par la formule empirique

$$\lambda = b + \frac{A}{\sqrt{t}}$$

explique le peu d'influence que l'accroissement de cette sensibilité exerce sur la limite spectrale.

En effet, on dira *pratiquement* qu'une couche photographique est p fois plus sensible qu'une autre si elle produit le même effet dans un temps p fois moindre.

Prenons comme effet l'obtention de la même valeur limite de λ avec deux couches différentes.

Si l'on admet que la même forme de fonction empirique convient dans les deux cas, on aura :

$$\lambda = b + \frac{A}{\sqrt{t}} = b' + \frac{A'}{\sqrt{t} : p}$$

ou

$$b - b' = \frac{A' \sqrt{p} - A}{\sqrt{t}}$$

Si l'on admet en outre, pour que la *comparabilité* soit parfaite, que l'identité d'effet sera la même, quelles que soient les durées t et pt d'exposition, on aura les deux conditions

$$A' = \frac{A}{\sqrt{p}}$$

et

$$b = b'.$$

La première condition signifie que le coefficient A' est égal à A divisé par la racine carrée du facteur p représentant la *sensibilité relative*; la seconde, que la limite $b' = b$, c'est-à-dire que la *radiation limite est indépendante de la sensibilité*.

Si l'accroissement de sensibilité ne change pas la limite du spectre, il permet du moins, pour une même durée d'exposition, d'approcher plus près de cette limite

$$\lambda = b + \frac{A}{\sqrt{p}} \times \frac{1}{\sqrt{t}}.$$

(1) La sensibilité relative était estimée par l'inverse de la durée d'exposition nécessaire pour obtenir, toutes choses égales d'ailleurs, des clichés également frappés d'un même paysage.

L'erreur commise sur la limite vraie est

$$\frac{\Lambda}{\sqrt{p}} \frac{1}{\sqrt{t}}$$

au lieu de

$$\frac{\Lambda}{\sqrt{t}}.$$

On voit que la différence des résultats est bien petite dès que t est un peu grand.

Applications numériques. — La série d'observations méthodiques que j'ai publiées (*Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. LXXXVIII, p. 1103)

Durée d'exposition	Longueurs d'onde limite
1 ^s	$\lambda = 306,5$
5	301,0
20	298,5
100	297,5

conduit à la formule

$$\lambda = 296,5 + \frac{100}{\sqrt{t}}$$

l'unité de temps étant la seconde, celle de λ le millionième de millimètre, Si $t = 100^s$, l'erreur commise, $297,50 - 296,50$, est d'une unité.

Si l'on opère avec une couche 25 fois plus sensible ($p = 25$, $\sqrt{p} = 5$), l'erreur commise est seulement 5 fois moindre, c'est-à-dire 0,2; autrement dit la différence entre les deux clichés n'est que de 0,8; on s'attendrait évidemment à bien davantage.

Analyse des conditions qui font varier la transparence ultraviolette de l'atmosphère. — La facilité avec laquelle on approche de la limite infranchissable b que semble indiquer la formule empirique (1), même lorsque la durée d'exposition et la sensibilité de la substance photographique varient d'une manière notable, conduit à une conséquence digne d'être poursuivie.

L'observation prouve que la limite du spectre solaire ultraviolet corres-

(1) Il ne faudrait pas conclure d'une manière *absolute* que la limite spectrale est indépendante de la nature de la couche sensible; car la démonstration qui établit cette indépendance est la traduction d'un résultat expérimental probable, mais qui n'est pas établi avec rigueur; en effet, on suppose 1° l'existence de la formule empirique; 2° la condition *rigoureuse* que, quelles que soient les durées d'exposition, pourvu qu'elles soient dans le rapport de 1 à p , on a

$$\lambda = b + \frac{\Lambda}{\sqrt{t}} = b' + \frac{\Lambda'}{\sqrt{pt}}.$$

Or, il se pourrait que p ne fût pas constant et variât un peu avec λ . L'emploi dans toutes ces couches sensibles des mêmes sels d'argent justifie la rigueur supposée de ces hypothèses.

pendant à une même hauteur de soleil n'est pas absolument fixe ; elle paraît plus étendue en hiver qu'en été.

On est tenté d'abord d'attribuer ces divergences à l'influence de la substance photographique ; on vient de voir que cette influence est presque insensible ; on peut mettre ensuite en ligne de compte les brumes, les poussières, etc., de l'atmosphère ; mais j'ai observé bien des fois qu'en hiver et à Paris, c'est-à-dire au milieu des poussières et du brouillard, la limite atteinte à hauteur égale du soleil était notablement plus élevée que par certains jours d'été en apparence beaucoup plus purs.

La transparence extrême de l'eau liquide pour les radiations ultraviolettes et les observations directes que j'ai faites dans les Alpes (*C. R.*, t. LXXXIX et XC) excluent immédiatement l'influence de la vapeur d'eau.

Je me suis demandé alors si cette variation de limite n'était pas due presque exclusivement à la présence dans l'atmosphère d'un élément absorbant variable en quantité suivant certaines conditions météorologiques et moins abondant en hiver qu'en été.

Comme on n'a aucun motif de mettre en doute la constance de la composition chimique de l'atmosphère, on doit d'abord écarter l'hypothèse de l'arrivée et de la disparition d'un élément nouveau et s'en tenir à la formation de composés particuliers produits par des influences physiques aux dépens des éléments de l'air.

On est donc naturellement conduit à supposer que les grands phénomènes électriques dont l'atmosphère est le siège en été pourraient être la cause de la variation du pouvoir absorbant de l'atmosphère ; on sait que les décharges électriques lentes ou disruptives peuvent, dans un mélange d'oxygène, d'azote et de vapeur d'eau, produire soit de l'ammoniac, soit des composés nitreux, soit simplement de l'ozone.

Une série d'expériences m'a montré que ni le gaz ammoniac, ni l'acide hypoazotique ne rendent compte de l'absorption atmosphérique des radiations ultraviolettes, et qu'au contraire l'ozone imite d'une manière frappante cette action absorbante de l'atmosphère avec la même loi apparente dans la progression du pouvoir absorbant.

L'expérience est facile à exécuter ; il suffit de diriger un large faisceau solaire sur un tube de quelques décimètres de longueur, fermé par deux lames de quartz débordant le tube, à travers lequel on fait circuler le gaz à essayer ; on reçoit ce faisceau sur la moitié de la fente du spectroscopie photographique, sur l'autre moitié on fait tomber une autre partie du même faisceau solaire, traversant les mêmes lames de quartz. Il résulte de cette disposition qu'on obtient côte à côte deux spectres identiques lorsque le tube est rempli de l'air ambiant et qu'on observe la différence des deux spectres lorsque le tube est rempli d'un gaz absorbant.

On trouve ainsi que de l'air saturé d'ammoniac par un barbotage lent

à travers de l'ammoniaque liquide n'exerce aucune influence appréciable sur le spectre solaire le plus étendu.

Les vapeurs nitreuses, qui exercent une absorption si énergique sur la partie visible du spectre, présentent une propriété bien inattendue; elles n'absorbent les radiations ultraviolettes du spectre solaire que d'une manière relativement très faible.

Ainsi lorsque la colonne gazeuse présente une coloration jaune un peu brune, coloration qui passerait parmi les photographes comme le type de la lumière inoffensive dans un cabinet photographique, le spectre sillonné de bandes sombres dans le violet jusqu'aux raies HK présente un éclat presque normal depuis L jusqu'à la limite du spectre solaire.

En variant progressivement la quantité de vapeur nitreuse, on reconnaît que pour absorber notablement l'extrémité la plus réfrangible du spectre solaire ultraviolet, il faut obtenir une teinte jaune brun assez foncée pour faire apparaître des cannelures extrêmement sombres dans le spectre visible.

Il est donc impossible d'attribuer aux vapeurs nitreuses une action importante dans l'absorption atmosphérique, puisqu'on ne voit pas dans le spectre solaire même la trace de ces cannelures caractéristiques qui apparaissent longtemps avant l'absorption ultraviolette.

Quant à l'ozone, son action est très nette; l'absorption qu'il exerce sur les radiations extrêmes du spectre solaire est très énergique et se fait sentir bien avant que la coloration bleue découverte par MM. Chapuis et Hautefeuille devienne appréciable.

Dans mes premières expériences, l'effet a été observé avec un tube de 0^m,70 seulement, l'emploi d'un tube de deux mètres et d'une étincelle plus énergique dans l'appareil à ozone de M. Berthelot n'a pas beaucoup augmenté l'intensité de l'absorption.

Depuis j'ai pu réduire à 10 centimètres la longueur du tube sans cesser de percevoir une absorption aussi énergique.

Dans ces conditions diverses, l'extrémité ultraviolette du spectre solaire disparaît totalement; l'affaiblissement s'étend jusqu'à la raie R, mais les radiations moins réfrangibles conservent toute leur intensité.

Il est bon d'ajouter que l'absorption totale du spectre solaire ultraviolet à partir de S ($\lambda = 310$) a lieu avant que la coloration bleue de la colonne gazeuse soit assez sensible pour donner les bandes d'absorption caractéristiques de l'ozone.

Dans la crainte que cette absorption ne pût être attribuée à quelque gaz étranger provenant de réactions secondaires pendant la décomposition du chlorate de potasse, j'ai essayé l'action de l'acide chlorhydrique et celle du chlore; la première m'a paru inappréciable, la seconde est très énergique dès que la coloration jaune apparaît, elle s'étend non sur l'extrémité, mais

sur la totalité du spectre solaire ultraviolet; il y avait donc à craindre l'effet d'une trace de chlore.

L'expérience devient décisive lorsqu'on opère de la manière suivante : on fait passer le courant d'oxygène (déplacé par l'acide sulfurique) alternativement naturel et électrisé; le pouvoir absorbant, nul dans le premier cas, devient énergique dans le second. Un autre genre de contre-épreuve consiste à abandonner à lui-même le tube plein d'ozone, qui perd alors peu à peu son pouvoir absorbant; on suit la diminution de ce pouvoir absorbant par l'extension progressive de la limite du spectre solaire visible.

La variation de la durée d'exposition reproduit avec l'ozone le phénomène qui se présentait avec toutes les substances absorbantes déjà citées et qui dérivent de la progression très rapide du coefficient d'absorption avec la réfrangibilité des radiations.

En résumé, cet ensemble d'expériences tend à montrer que l'ozone doit jouer dans l'absorption atmosphérique des radiations solaires ultraviolettes un rôle appréciable; s'il en était ainsi, l'étude assidue de la limite ultraviolette du spectre solaire prendrait une importance très grande en météorologie, puisqu'elle permettrait d'espérer une espèce de mesure de l'influence électrique sur l'oxygène de l'air; or, ces influences électriques ont une telle relation, non seulement avec la production des orages, mais encore avec tous les grands mouvements de l'atmosphère, qu'on ne saurait prévoir jusqu'où peut conduire une appréciation numérique des forces électriques qui règnent dans des régions inaccessibles à nos moyens d'investigation.

Remarque sur la coloration bleue du ciel. — MM. Chapuis et Hautefeuille ont émis l'idée que la coloration bleue du ciel était due au moins en partie à l'ozone. Les expériences que je viens de rapporter et les observations spectrales que je poursuis depuis longtemps sur le bleu du ciel ne sont pas favorables à cette manière de voir.

D'abord, le spectre visible du bleu du ciel ne présente nullement les bandes d'absorption caractéristiques de l'ozone, qui devraient au contraire exister avec une intensité remarquable. On y voit les raies sombres de la lumière solaire sur un champ dont l'intensité va en croissant du rouge au violet.

La même progression s'étend dans le spectre ultraviolet jusqu'à la limite du spectre de la lumière solaire; au-delà du violet, l'éclat photographique devient si vif, qu'il n'y a bientôt plus de différence appréciable entre le spectre du bleu du ciel et celui d'un nuage blanc éclatant; cette expérience comparative est particulièrement facile à faire; il suffit de projeter sur la fente d'un spectroscope photographique convenablement mobile, l'image d'un nuage blanc se découpant sur le ciel bleu. En mainte-

nant le bleu sur l'une des moitiés de la fente et le blanc sur l'autre, on obtient les deux spectres contigus où les différences d'intensité sont faciles à saisir.

On y reconnaît, malgré le faible éclat relatif de ces sources de lumière, en opérant avec l'émulsion à la gélatine, les raies S, T, et même ι , par conséquent des raies dans la région que l'ozone absorbe lorsqu'il existe en grande quantité; or, comme la coloration bleue intense du ciel est due à une absorption énergique des rayons rouges, l'absorption corrélatrice des rayons ultraviolets devrait être encore plus énergique et par suite effacer toute l'extrémité ultraviolette du spectre; il est donc fort improbable que l'ozone entre pour une part importante dans la coloration bleue du ciel.

ASSOCIATION FRANÇAISE

POUR

L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Fusionnée avec

L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DE FRANCE

(Fondée par Le Verrier en 1864)

CONFÉRENCES DE PARIS

1889

M. A. CORNU

Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes, Vice-Président de l'Association.



PARIS

AU SÉCRÉTARIAT DE L'ASSOCIATION

A PHôtel des Sociétés savantes

25, RUE SERRIN, 25

ASSOCIATION FRANÇAISE POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Fusionnée avec

L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DE FRANCE

(Fondée par Le Verrier en 1864)

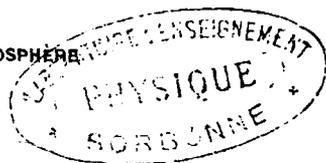
CONFÉRENCES DE PARIS — 1889

M. A. CORNU

Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes, vice-président de l'Association

LES PHÉNOMÈNES OPTIQUES DE L'ATMOSPHÈRE

— Séance du 23 Février 1889 —



MESDAMES, MESSIEURS,

L'atmosphère dans laquelle nous vivons et qui nous enveloppe de toutes parts est le siège de phénomènes optiques très importants. Les uns, comme la couleur bleue de la voûte céleste, comme les teintes variées du crépuscule, nous sont si familiers que nous ne leur prêtons qu'une attention distraite et superficielle. D'autres, comme les couronnes, les halos, les parhélies, sont plus rares ou plus difficiles à observer, et passent le plus souvent inaperçus. Ils offrent cependant, tous, un vif intérêt au point de vue des causes qui régissent les grands phénomènes naturels. Aussi les savants les plus illustres, physiciens, géomètres, naturalistes, Descartes, Huyghens, Newton, Young, Fresnel, Bravais, en ont ils fait le sujet de leurs méditations; c'est à leurs efforts que nous devons la solution de plusieurs des beaux problèmes suscités par ces phénomènes. Nous allons passer en revue les principaux phénomènes optiques que nous présente l'atmosphère terrestre; nous les décrirons dans leur ordre de fréquence et de facile observation, en commençant par les plus ordinaires. En voici l'énumération :

- 1° Les phénomènes de coloration que présente la voûte céleste ;
- 2° L'arc-en-ciel ;
- 3° Les couronnes qui apparaissent autour du soleil et de la lune ;
- 4° Les grands cercles ou halos qui se montrent quelquefois autour de ces deux astres et quelques phénomènes secondaires.

Dans chaque cas, je m'efforcerai de vous présenter une reproduction artifi-

cielle de ces divers phénomènes, soit pour vous les rappeler, soit pour vous les faire connaître; mais je vous demanderai beaucoup d'indulgence pour ces images, qui seront nécessairement imparfaites; elles n'offriront ni la vivacité, ni la richesse de teintes des phénomènes naturels; néanmoins, ces images auront l'avantage de vous présenter les traits essentiels de ces phénomènes et de vous en montrer l'explication la plus vraisemblable; à ce titre, elles mériteront d'arrêter un instant votre attention.

I

COLORATIONS QUE PRÉSENTE LA VOUTE CÉLESTE

L'un des plus beaux phénomènes qu'il nous soit donné d'observer dans l'atmosphère, c'est cette coloration bleu d'azur que revêt la voûte céleste lorsque le ciel est sans nuages. Je ne m'arrêterai pas à vous décrire ce magnifique spectacle chanté par les poètes de tous les temps et de tous les pays. Je me bornerai à vous rappeler que, quand le soleil est élevé au-dessus de l'horizon, le ciel est d'un bleu profond; lorsque le soleil s'abaisse, le ciel prend une teinte bleu clair, tournant au vert d'eau; le soleil s'approchant de l'horizon, la teinte s'adoucit et passe au vert jaunâtre, puis au jaune orangé; lorsque le soleil est très bas, elle vire au rouge; lorsque enfin le soleil est à l'horizon et se couche, les teintes crépusculaires sont d'un rouge cramoisi. Le ciel présente cette même richesse de nuances lorsque le soleil se lève. Les poètes n'ont pas de couleurs assez vives pour peindre et pour exalter ces teintes resplendissantes de l'aurore et du crépuscule. Ils ont devancé, par leurs séduisantes peintures, les descriptions des physiciens.

A notre point de vue de physicien, nous nous bornerons à vous demander: Quelle est la cause de ces phénomènes si divers? Il n'est pas facile d'y répondre. On n'est pas d'accord sur le mécanisme optique qui produit la coloration de l'atmosphère. On a proposé plusieurs explications, la plupart d'entre elles ont été rejetées: je vous exposerai brièvement celle qui me paraît la plus probable.

La première question que l'on ait à se poser est celle-ci: Pourquoi le ciel est-il bleu? Il semble au premier abord que la question soit bien simple. On dira, c'est un fait. Le ciel est bleu parce que l'air est bleu. L'air est bleu comme les bleuets sont bleus, comme les coquelicots sont rouges, comme les feuilles sont vertes.

Mais la recherche des causes de la coloration des corps est un des problèmes les plus difficiles de l'optique physique, et ce problème posé depuis Newton n'a pas encore reçu de solution définitive. Pour ce qui concerne les plantes, cet insuccès n'est pas très étonnant, car la constitution des plantes et des feuilles est très complexe. Il y a, dans les plantes, des cellules, des canaux et tant d'éléments différents qu'il n'est pas surprenant qu'on n'ait pas encore saisi la cause de la coloration. Pour l'air, il semble que le problème soit bien plus simple; l'air étant un milieu gazeux, diaphane, sans cellules, sans fibres, les conditions du problème se trouvent par suite notablement simplifiées. La solution cependant n'est pas aussi facile à trouver qu'il pourrait sembler à première vue.

Pour élucider cette question, nous allons faire quelques expériences. Cherchons à imiter la coloration bleue du ciel. Voici, dans cette cuve à parois de

verre, une solution de sulfate de cuivre. Versons-y quelques gouttes d'ammoniaque, faisons l'obscurité dans la salle et éclairons la cuve, afin que la couleur du liquide, telle que vous la verriez par transparence, se projette sur le tableau. Vous voyez se développer une coloration bleu d'azur, c'est le *bleu céleste* des chimistes : effectivement elle est, sur cette petite longueur d'eau que vous voyez ici, aussi intense que celle du bleu du ciel. Vous voyez sur le tableau cette teinte qui rappelle non seulement celle du ciel, mais aussi celle de l'eau pure que vous avez pu observer dans les eaux du Rhône à Genève, des lacs d'Italie ou de la Méditerranée. Ce rapprochement nous fournira-t-il l'explication que nous cherchons ? L'air, l'eau, le sulfate de cuivre ammoniacal sont-ils bleus de la même manière ? Vous allez voir qu'il y a une différence considérable.

Il y a des phénomènes essentiels qui ne sont pas reproduits. Si l'air était bleu comme l'eau teintée, le soleil devrait paraître bleu ; or il n'est pas bleu, il paraît au contraire jaunâtre, et il jaunit d'autant plus qu'il s'approche davantage de l'horizon ; à l'horizon, il devient jaune orangé, rouge, et finalement cramoisi. Nous ne tenons donc pas, par l'expérience précédente, l'explication exacte de la coloration du ciel. On peut cependant faire une objection et dire : Le soleil, il est vrai, n'est pas bleu, mais les horizons, les lointains sont d'un bleu extrêmement foncé ; par conséquent, l'air est bleu comme l'eau. La réponse est facile : L'air est bleu, mais c'est par diffusion, c'est-à-dire lorsqu'il est éclairé latéralement. Les horizons que nous voyons bleus sont en réalité sombres. Ces rochers, qui de loin nous paraissent bleus, ce sont des rochers noirs que nous apercevons à travers l'atmosphère, et l'on peut s'en convaincre en s'approchant. Ce n'est donc pas par un effet de transparence de l'air intermédiaire qu'ils nous paraissent bleus. Si l'on regarde à l'horizon une maison blanche, un rocher blanc, cette maison, ce rocher ne nous paraîtront pas bleus, mais au contraire jaunâtres, et d'un ton d'autant plus orangé que la distance sera plus considérable. En un mot, c'est l'éclairement latéral de l'air qui produit les teintes bleues en se projetant sur un fond noir. Par conséquent, nous voici avertis que l'atmosphère ne peut pas être comparée, au point de vue de la coloration, à un liquide bleu. La comparaison avec la solution de sulfate de cuivre ammoniacal n'est pas exacte pour l'air, mais elle est exacte pour l'eau, car si on regarde un caillou blanc à travers l'eau du Rhône à Genève, un coquillage blanc au fond de la Méditerranée, ce caillou, ce coquillage paraît parfaitement bleu : tandis que si l'on suit des yeux, à travers les mêmes eaux, un objet noir qu'on y projette, on le voit disparaître sans exciter de coloration bleue particulière. Ainsi, le bleu de la solution de sulfate de cuivre ammoniacal est l'image fidèle du bleu des eaux transparentes, mais ne reproduit aucunement les phénomènes qu'offre le bleu du ciel.

Je dois mentionner une autre explication. MM. Chapuis et Hantefeuille ont découvert le fait curieux que l'oxygène modifié par l'électricité, l'ozone, prend une teinte bleue quand on le regarde par transparence ; il était tout naturel de penser qu'on pouvait expliquer, au moins en partie, le bleu du ciel par l'ozone. Mais l'ozone, comme la solution de sulfate de cuivre, laisse voir en bleu les corps blancs : à travers un tube rempli d'ozone, les objets blancs paraissent bleus. Par conséquent, s'il y avait beaucoup d'ozone dans l'air, si l'ozone était la cause efficiente de la coloration bleue du ciel, on verrait le soleil bleu. Le bleu du ciel n'est donc pas dû à l'ozone : les observations spectrales confirment d'ailleurs cette opinion.

Je vais maintenant vous présenter un second type de liquide qui reproduira également un bleu comparable à celui de la voûte céleste. Il suffira de jeter dans l'eau une solution alcoolique de résine pour faire apparaître la teinte bleue d'un ciel légèrement voilé de brume. J'aurais pu prendre également une solution alcoolique de térébenthine, ou de l'eau de Cologne, ou de l'extrait de Saturne, ou une solution aqueuse de savon. Pour que l'imitation fût parfaite, il faudrait ne mettre qu'une goutte de liquide dans un très long tube. Avec une colonne de un ou deux mètres, on obtiendrait la teinte exacte. Le bleu serait d'autant plus pur que la colonne liquide serait plus longue et la quantité de matières étrangères plus diluée. Vous voyez que cette solution, qui est bleuâtre par éclaircissement latéral, est jaune brunâtre par transparence. Vous apercevez sur le tableau la couleur jaune brunâtre qui caractérise les objets lumineux à l'horizon.

Pour vous prouver que cette coloration et celle de l'atmosphère sont bien de même nature, je vais imiter, à l'aide de substances d'une opalescence bleuâtre, les teintes que présente le soleil couchant. Comme substance opalescente, nous allons prendre un de ces verres opalins qu'on emploie en grande quantité, par exemple, sous forme de globes ou d'abat-jour. Si l'on examine ces verres par réflexion sous une très faible épaisseur, ils paraissent bleus. Prenons deux de ces lames taillées en biseau très allongé : en les superposant et les faisant glisser l'une sur l'autre, nous formerons une lame à face parallèle d'épaisseur variable depuis quelques dixièmes de millimètre jusqu'à quelques millimètres. Projurons, d'autre part, un faisceau de lumière à travers un diaphragme circulaire qui nous représentera le soleil ; couvrons le diaphragme par cette double lame : le disque prend une teinte fauve très légère au début pour l'épaisseur la plus faible ; à mesure que l'épaisseur augmente, la teinte passe à l'orangé, au brun rouge, en un mot à des teintes très rapprochées du soleil couchant, et si nous pouvions augmenter encore l'épaisseur, l'analogie avec la teinte du soleil couchant serait encore plus sensible. Le verre opalin mince est donc dans le même cas que l'émulsion résineuse : il paraît bleuâtre par éclaircissement latéral et roux par transparence.

Reprenons maintenant cette émulsion résineuse. Nous obtenons le même effet : bleu par diffusion, ce fluide est jaune rougeâtre par transparence.

Or le jaune rougeâtre est la teinte complémentaire du bleu que nous sommes accoutumés à voir au ciel. Cette expression veut dire que, si l'on ôte du bleu à la lumière blanche, il reste du jaune rougeâtre. Eh bien, voilà le lien physique qui relie les deux sortes de colorations atmosphériques ; les divers bleus du ciel et les teintes jaunes ou cramoisies des crépuscules sont complémentaires, et leur séparation est due à l'action des molécules d'air sur la lumière. C'est ce que nous allons tâcher d'éclaircir par quelques expériences.

Vous savez que la lumière blanche est composée de rayons de diverses couleurs ; vous savez que cet ensemble de couleurs porte le nom de spectre, et que les couleurs en lesquelles on décompose la lumière s'appellent souvent les couleurs du prisme, à cause de l'appareil qui sert à les produire. Nous allons commencer par produire cette décomposition de la lumière, afin que vous sachiez bien ce qu'est la lumière employée. Nous prenons comme source de lumière une fente étroite éclairée par une lampe électrique et que nous projetons avec une lentille sur le tableau ; sur le trajet de ce faisceau, nous plaçons un prisme qui étale les couleurs sur ce tableau dans l'ordre bien connu : rouge, orangé, jaune, vert, bleu, indigo, violet. Maintenant il est facile d'opérer la recompo-

sition de toutes ces couleurs ; pour cela nous placerons une seconde lentille en avant du prisme, de manière à projeter la face d'émergence de ce prisme sur le tableau ; la lumière blanche est reconstituée.

Nous pouvons maintenant montrer que les divers bleus du ciel et les teintes cramoisies du crépuscule sont complémentaires. C'est une variante d'une expérience bien connue que Léon Foucault a faite en 1853. En avant de la seconde lentille et en son foyer où se trouve l'image du spectre (qui sans cette lentille se formerait sur le tableau), plaçons un système de deux lames prismatiques qui rejette une partie du spectre à droite et une partie à gauche. Voyez : notre image blanche se sépare en deux. Nous avons, d'un côté, du bleu et, de l'autre côté, du rouge cramoisi, sans que la partie commune aux deux images cesse de donner du blanc parfait. En déplaçant la bilame prismatique, nous obtenons toutes les teintes bleuâtres du ciel, depuis le vert d'eau jusqu'à l'azur, et à côté les teintes complémentaires, depuis le cramoisi jusqu'à l'orangé.

Par un mécanisme différent, les molécules d'air effectuent cette séparation ; elles arrêtent le bleu et le renvoient dans tous sens, c'est-à-dire le diffusent et ne laissent passer que du rouge. Voilà donc, réduite à ses termes les plus simples, l'explication des colorations si variées de la voûte céleste.

L'air ne diffère pas, à cet égard, d'un grand nombre de substances. Nous venons de voir que les verres opalins produisaient le même effet. De même toutes les fumées, par exemple la fumée de tabac, bleues par éclaircissement latéral, sont jaune-brunâtres par transparence. Telle est aussi la fumée diaphane qui s'élève au-dessus de nos foyers. Les essences, les vapeurs légères produisent le même effet. L'air atmosphérique n'est donc plus pour nous une exception ; il rentre dans la règle commune (1).

Je vous rappellerai, à ce propos, ces lueurs rouges qui ont apparu si souvent, le soir, dans l'atmosphère, à la fin du mois de novembre 1883, et qui ont persisté pendant près de deux ans. Je veux simplement vous faire remarquer que ces lueurs rouges nous offrent une nouvelle preuve directe de cette propriété de l'air de disperser les rayons bleus et de transmettre les rayons rouges.

Le Krakatoa, volcan des îles de la Sonde, lors de l'épouvantable éruption qui eut lieu le 27 août 1883, et qui a coûté la vie à plus de 50,000 personnes, lança dans sa dernière explosion une immense colonne de cendres et de poussières à une hauteur qu'on estime à plusieurs dizaines de kilomètres. Les plus légères, dispersées dans les hauteurs de l'atmosphère par les courants supérieurs, se sont répandues peu à peu sur tout le globe terrestre et ont formé en quelques semaines, au-dessus de nos têtes, une espèce de nuée invisible qui ne se trahissait le jour que par une teinte blanchâtre du ciel et une couronne rousse autour du soleil. Mais, au crépuscule, les parties les plus élevées de ces poussières restaient, comme un nuage, longtemps encore éclairées par les rayons solaires rasant la surface terrestre. La lumière, dans son long trajet à travers l'atmosphère, s'était dépouillée de ses rayons bleus, qui formaient l'azur pour d'autres régions, et il ne nous arrivait que les rayons rouge cramoisi qui constituaient dans nos pays ces beaux crépuscules que l'on a admirés à cette époque.

Il nous resterait, pour achever l'étude optique des teintes de la voûte céleste, à discuter l'influence des poussières et celle de la vapeur d'eau qui absorbe certaines radiations du spectre à l'exclusion des autres ; nous ne nous y arrête-

(1) On doit à lord Rayleigh une théorie mathématique de ces phénomènes qui en rend un compte très exact et fournit la loi mathématique de la quantité relative de lumière diffusée suivant la réfrangibilité de la couleur.

rons pas : je me bornerai à mentionner une action particulière à laquelle certains observateurs ont attribué un rôle important dans les teintes bleues du ciel : je veux parler des phénomènes de fluorescence.

Voici une solution d'*esculine*, substance qu'on extrait de l'écorcé des marronniers : elle paraît légèrement bleuâtre. Au lieu d'éclairer cette solution par de la lumière blanche, projetons sur elle des rayons d'un violet très foncé, qui constituent la majeure partie des rayons chimiques; sous l'influence de ces rayons, la solution d'*esculine* s'illumine d'un éclat extrêmement vif, offrant une teinte bleue très riche que ne présentera pas du tout l'émulsion résineuse que voici, à côté. Ce phénomène d'illumination est encore plus visible avec d'autres substances, mais les teintes développées sont de diverse nature. Ainsi les pétroles, les huiles lourdes, certains hydrocarbures, donnent des bleus violacés, les sels et le verre d'urane un jaune verdâtre, la fluorescéine un jaune vif. La lumière transmise est d'ailleurs toujours complémentaire.

Bien que cette assimilation de l'atmosphère à un corps fluorescent soit loin d'être démontrée, il n'est pas impossible que, dans l'air atmosphérique, il existe en petite quantité des composés carbonés fluorescents, capables de donner à l'atmosphère sinon la totalité de cette couleur azur que nous lui connaissons, du moins d'en fournir une certaine part.

II

ARC-EN-CIEL

Quoiqu'il reste encore bien des choses intéressantes à dire sur les colorations du ciel, je passe rapidement à un phénomène auquel on accorde généralement plus d'attention : l'arc-en-ciel.

L'arc-en-ciel est connu de toute antiquité. Il est mentionné dans la Bible comme le signe d'alliance. Dans la mythologie, l'arc-en-ciel figurait parmi les divinités ; c'était Iris, la messagère des dieux. Les physiciens, moins poétiques, se bornent à en déterminer la cause et à l'imiter. Voici une image représentant les deux arcs concentriques qu'on aperçoit généralement à la fois : l'arc intérieur est plus brillant, l'arc extérieur est plus pâle. En outre, la disposition des couleurs n'est plus la même. Dans l'arc intérieur, le rouge se trouve à l'extérieur ; dans l'arc extérieur, c'est l'inverse. La succession des couleurs est celle que vous avez aperçue dans le spectre lorsque nous avons décomposé la lumière blanche par le prisme. Ce phénomène de l'arc-en-ciel apparaît quand la pluie tombe et que le soleil luit en même temps. Pour le voir, il faut tourner le dos au soleil et regarder les traînées de pluie éclairées. L'arc-en-ciel n'apparaît, du reste, que sur les nuages, origines de ces traînées de pluie ; il en suit la marche, s'interrompt si la traînée se sépare, s'affaiblit graduellement à mesure que le nuage pluvieux se disperse et disparaît. L'eau en gouttelettes, telle que celle des cascades, des jets d'eau ou même de simples pulvérisateurs, permet de reproduire l'aspect des arcs-en-ciel.

Sous cette forme, il serait difficile de vous en rendre tous témoins, la disposition de la salle ne s'y prête pas ; mais je puis au moins vous en présenter une image qui servira à vous rappeler la disposition des couleurs : on la produit à l'aide d'un prisme, en projetant l'image spectrale d'une fente analogue à celle que vous avez vue tout à l'heure ; si l'image est brillante, elle n'est pas absolument fidèle, car elle ne présente pas tout à fait les mêmes teintes. Les couleurs du

prisme que vous avez sous les yeux sont séparées et juxtaposées : elles sont pures. Dans l'arc-en-ciel, au contraire, le rouge seul est pur ; quant aux autres couleurs, elles sont toujours mélangées avec celles qui les précèdent. De sorte que les teintes sont lavées de blanc et de plus en plus jusqu'au violet. Le spectre arqué vous offre la disposition naturelle des couleurs : rouge, orangé, jaune, vert, bleu, indigo, violet. Nous l'obtenons avec une fente courbe, une lentille et un large prisme à vision directe. Voici le premier arc-en-ciel, celui dans lequel le rouge est extérieur, c'est-à-dire forme la bordure du haut ; voici maintenant le second arc qu'on obtient en tournant le prisme de 180° , de façon à mettre le rouge en bordure intérieure, c'est-à-dire vers le bas. Pour être plus exact, il faudrait en même temps affaiblir les couleurs de ce second arc, qui sont toujours beaucoup moins vives que celles du premier.

C'est à Descartes que l'on doit la première explication physique et géométrique de l'arc-en-ciel ; il l'a donnée dans le *Traité des météores* publié en 1637 à la suite du célèbre *Discours sur la méthode*. Newton, après lui, n'a plus eu qu'à préciser la question par le calcul. Il l'a fait avec toutes les ressources du calcul infinitésimal qu'il venait d'inventer en y ajoutant le résultat de ses admirables expériences sur la réfraction et les couleurs.

Voici, d'après la figure du *Traité des météores* de Descartes, les traits essentiels du phénomène : vous voyez la coupe d'une goutte de pluie sous forme d'un cercle ; ces droites figurent le trajet du rayon incident qui pénètre dans la goutte d'eau en se réfractant : le rayon se réfléchit sur la surface intérieure de la goutte et en sort après une nouvelle réfraction. Le faisceau solaire arrive donc à l'œil de l'observateur après deux réfractions et une réflexion : telle est la marche d'un rayon dans l'arc intérieur, c'est-à-dire le plus brillant. Descartes avait d'ailleurs reconnu par expérience que les rayons bleus sont plus réfrangibles que les rayons rouges ; il put donc compléter l'explication et prévoir l'ordre de succession des couleurs.

Dans cette autre figure, qui représente aussi la coupe d'une goutte d'eau, vous voyez la marche des rayons qui produisent l'arc extérieur. Ces rayons subissent toujours deux réfractions : l'une à l'entrée, l'autre à la sortie, mais ils subissent deux réflexions à l'intérieur de la goutte d'eau. C'est ce qui explique d'abord la différence de position de cet arc et aussi le moindre éclat de l'arc extérieur, car la lumière s'affaiblit à chaque réflexion.

La différence de réfrangibilité entre le rouge et le violet permet aussi d'expliquer pourquoi, dans l'arc extérieur, la disposition inverse des couleurs comparée à celle du premier.

Le calcul numérique de Descartes, effectué avec les valeurs précises des indices de réfraction de l'eau, donne des résultats absolument conformes à l'expérience. L'arc-en-ciel intérieur sous-tend un angle de $42^\circ 30'$ pour les rayons rouges ; l'arc extérieur un angle de $50^\circ 30'$ environ.

Nous pouvons reproduire les phénomènes qui se passent dans la goutte d'eau de Descartes : il suffit de prendre un petit ballon rempli d'eau distillée, de l'éclairer par un faisceau de lumière, et de diriger le faisceau réfléchi à l'intérieur sur le tableau. A la vérité, les couleurs sont moins vives que celles de l'arc-en-ciel, mais leur disposition est la même. On peut, d'ailleurs, produire à volonté l'un ou l'autre des deux arcs en dirigeant le faisceau tangentiellement au ballon d'un côté ou de l'autre : si le faisceau couvre le ballon tout entier, on obtient les deux arcs à la fois avec l'espace obscur qui les sépare. Ainsi voici le premier avec le rouge vif à l'extérieur, la teinte tournant au bleu à l'autre

extrémité. En déplaçant le faisceau, voici le second arc avec les couleurs inverses et beaucoup plus faibles. Et maintenant voici les deux arcs simultanément. Nous avons donc une reproduction complète du phénomène de l'arc-en-ciel.

Il resterait à expliquer pourquoi le nombre d'arcs-en-ciel est limité et pourquoi la réfraction dans une direction quelconque ne produit pas des colorations stables, comme on serait tenté de le supposer ; mais il y aurait là des développements géométriques, aperçus par Descartes, précisés par Newton, qui nous entraîneraient trop loin ; il me suffira de vous dire que la condition de production d'un arc-en-ciel est celle d'un minimum de déviation du faisceau lumineux.

Pour compléter l'explication, il me reste à lever une objection que l'on pourrait faire à la théorie de Descartes. Nous avons dit que la lumière se réfléchit à l'intérieur de la goutte ; les personnes peu familiarisées avec les expériences d'optique pourraient douter de la possibilité de cette réflexion et supposer que les arcs projetés sur le tableau sont produits par les parois de verre du ballon. Pour lever tous les doutes, nous ferons l'expérience de la fontaine lumineuse, qui consiste à faire couler une veine liquide et à l'éclairer, par l'orifice qui lui donne passage, dans le sens même du jet, au moyen de la lumière électrique : la veine s'illumine, mais en même temps elle conduit la lumière par réflexion jusqu'à l'extrémité de sa course, et là rebondit sous forme d'une gerbe lumineuse. Cette expérience, bien que fort connue et employée souvent au théâtre, est instructive : elle démontre la possibilité de la réflexion de la lumière sur une surface idéale produite, non par un corps solide, mais par un corps liquide.

III

PHÉNOMÈNE DES COURONNES

Vous avez certainement tous vu, par une nuit claire, des nuages passer sur la lune et se revêtir des colorations les plus vives sous forme de couronnes ou anneaux circulaires. Les gens de la campagne connaissent bien ce phénomène, qu'ils confondent avec le halo, dont le diamètre est plus grand ; ils prétendent, non sans quelque raison, que lorsque le cercle ou la couronne est près de la lune, la pluie est loin ; ils affirment, au contraire, que si la couronne est loin, la pluie est proche. Effectivement la grande couronne ou halo est signe de pluie ; quant aux petites couronnes, elles n'ont pas, dans nos climats, de signification météorologique bien précise.

Il se produit aussi des couronnes autour du soleil, mais la clarté du soleil est tellement vive qu'il est impossible de les regarder sans un dispositif spécial. Le moyen le plus commode est d'observer le soleil par réflexion sur un baquet d'eau ou sur un verre noir.

Je vais vous montrer une image affaiblie du phénomène des couronnes. Le faisceau lumineux passant par une petite ouverture va nous représenter le disque du soleil ou celui de la lune. Nous interposons de la poudre de lycopode. Toutes les poudres formées de grains égaux et très fins peuvent produire le même phénomène. Voilà ces couronnes formées d'anneaux irisés dont les couleurs très vives au centre se reproduisent périodiquement, mais en s'effaçant peu à peu.

Si l'on opère, avec des couleurs simples, en interposant des verres colorés,

rouge ou bleu, par exemple, les anneaux sont alternativement clairs et obscurs, mais leurs diamètres correspondants sont inégaux ; le diamètre apparent est d'autant plus petit que la lumière est plus réfrangible. Ainsi les anneaux bleus sont plus étroits que les anneaux rouges. Dans la lumière blanche, il y a superposition des anneaux de toutes les couleurs simples et production des irisations que vous apercevez lorsqu'on enlève les verres de couleur.

Dans l'atmosphère, ces phénomènes sont causés par la vapeur d'eau ; l'expérience serait facile à répéter si nous disposions d'un générateur de vapeur : mais je vais les reproduire avec beaucoup d'éclat à l'aide de réseaux formés de traits circulaires équidistants et très rapprochés ; ces traits jouent le même rôle que les petits disques égaux et diffractent la lumière suivant les mêmes lois. C'est à Young et Fraunhofer qu'on doit les expériences les plus complètes sur les couronnes, et à Fresnel l'explication complète des phénomènes de diffraction dont les couronnes sont un cas particulier simple.

On doit probablement rapporter au même ordre de phénomènes le cercle brun rougeâtre qu'on a observé autour du soleil de 1883 à 1886, à la suite de l'éruption du Krakatoa. Les fines poussières répandues dans l'atmosphère jouaient le même rôle que les grains de lycopode. Ce sont elles qui produisaient autour du soleil ce cercle irisé qu'on a vu persister pendant deux années de suite.

IV

HALOS ET PARHÉLIES

L'apparition des *halos*, fréquente dans les régions polaires, est souvent regardée chez nous comme extrêmement rare : c'est une erreur ; les halos sont au contraire assez fréquents, même dans nos climats tempérés.

Les gens de la campagne les observent très bien : ils savent que c'est surtout quand le temps va se gâter qu'on voit apparaître ces grands cercles autour du soleil ou de la lune ; ce pronostic est, en effet, très sûr : dix-neuf fois sur vingt, surtout en été, lorsque le halo apparaît, la pluie arrive dans les quarante-huit heures. Ce phénomène s'aperçoit généralement quand le ciel a un aspect blanchâtre, ou bien lorsqu'on voit se former les *cirrus*, petits nuages légers en forme de balayures appelées vulgairement *queues de chat*. Ces nuages très élevés planent à trois, quatre, cinq et quelquefois 6,000 mètres au-dessus de la terre, à une hauteur où la température est devenue très basse. Les halos apparaissent alors sous forme d'un grand cercle lumineux concentrique au soleil ; il est continu si les *cirrus* sont uniformément répartis sur le ciel, interrompu lorsque les *cirrus* offrent des lacunes ; en tout cas, le cercle ainsi formé est bordé de rouge intérieurement, se détachant nettement sur un fond plus sombre : le bord extérieur, au contraire, d'un bleu pâle et lavé de blanc comme dans l'arc-en-ciel.

Le halo le plus fréquent se nomme halo de 22°, parce qu'il a 22° de rayon ; un autre moins fréquent, mais plus large et plus pâle se nomme halo de 46°. Ils apparaissent rarement tous deux à la fois, sauf dans les régions polaires. On observe le halo de 22° autour de la lune plus facilement qu' autour du soleil, à cause de l'éclat éblouissant de l'astre ; mais l'observation devient facile si l'on protège les yeux de l'éclat direct du soleil avec un écran convenable.

C'est encore à Descartes que l'on doit l'idée mère de l'explication des halos, qu'il a d'ailleurs un peu confondus avec les couronnes, comme ses contempo-

rains. Descartes n'hésite pas à attribuer ces phénomènes à la réfraction de la lumière solaire par les petits cristaux de glace qui flottent dans l'atmosphère à l'état de neige fine.

Voici encore une figure extraite du *Traité des météores* où l'explication est clairement énoncée.

On y voit le soleil, entouré de ses rayons ; au-dessous, un nuage formé d'étoiles de glace à six branches ; au bas, l'œil de l'observateur. Descartes remarque que, puisque ces apparences entourent le soleil ou la lune et forment des cercles, c'est qu'ils sont causés par des réfractions à travers des prismes d'angle à peu près tous égaux. Il conclut même que, par suite de ces réfractions, le bleu doit être en dehors, sur chaque cercle, et le rouge en dedans, ce qui est conforme à la réalité.

La figure du *Traité des météores* montre des petites étoiles de glace à six branches : effectivement l'eau cristallise sous forme de prismes hexagonaux. Képler l'avait déjà observé : depuis, la chose est devenue vulgaire ; il suffit d'examiner avec précaution la neige qui tombe pour apercevoir des prismes hexagonaux plus ou moins allongés. Malheureusement les cristaux sont petits, et, quand on s'approche de trop près, la chaleur du visage ou du souffle les fait fondre. Le capitaine Scoresby, qui, dans les mers polaires, a subi des froids de 40 à 50° au-dessous de zéro, a eu le loisir d'examiner un grand nombre d'échantillons et de les dessiner : tous montrent des groupements hexagonaux extrêmement réguliers. Enfin, ces cristaux flottent dans l'atmosphère ; les aéronautes, en particulier Barral et Bixio, en ont recueilli des quantités en traversant les cirrus ; ils ont même pu constater la forme prismatique allongée de ces prismes hexagonaux. L'existence de ces prismes dans l'atmosphère n'est donc pas douteuse. L'explication précise devient alors facile, si l'on considère deux des faces latérales de ce prisme, séparées par une autre face latérale, on voit qu'elles forment entre elles un angle de 60°. C'est à la réfraction par cet angle qu'est dû le halo de 22°. Il se produit parce que nécessairement les rayons réfractés s'accroissent dans la direction voisine du minimum de déviation. D'autre part, vous voyez que la base du prisme forme avec les faces latérales un angle droit. C'est la réfraction par cet angle droit qui de la même manière produit le second halo, celui de 90°.

C'est à Bravais, physicien éminent, mort il y a une quarantaine d'années, qu'on doit la théorie complète et précise de tous les phénomènes optiques produits par les cristaux atmosphériques, ainsi que la reproduction artificielle de ces phénomènes. Voici un prisme de 60° rempli d'eau dont l'indice de réfraction diffère très peu de celui de la glace ; c'est donc comme si nous opérions sur un prisme de glace. Ce prisme est limité par des lames de verre et sa base est un triangle équilatéral ; dans toutes les positions, il fournit un spectre plus ou moins dévié et étalé : dans celle qui correspond au minimum de déviation, les couleurs sont beaucoup plus vives. Vous voyez cette image qui se produit sur l'écran ; elle se forme à 22° de l'image directe, elle ne peut se rapprocher davantage, car en continuant la rotation du prisme, elle rétrograde. C'est la représentation du phénomène fondamental du halo ; on voit aussi ce spectre quelquefois à 22° à droite ou à gauche du soleil ; on le nomme alors *faux soleil* ou *parhélie* : lorsqu'il se produit de part ou d'autre de la lune, il prend le nom de *paraséliens*. Actuellement faisons tourner le prisme très rapidement : la série des spectres se mêle, et la persistance des impressions sur la rétine donne l'aspect d'une longue bande terminée nettement du côté du soleil et sui-

vant une partie estompée du côté opposé; c'est vraiment là le parhélie, pâle, bordée de rouge du côté du soleil et qui passe au jaune, puis au bleu clair, comme l'arc-en-ciel. L'image symétrique représente le second parhélie.

Le prisme hexagonal de la glace présente aussi un angle de 90° qui peut se laisser traverser par la lumière et donner un spectre. Plaçons donc sur l'appareil Bravais un prisme d'eau de 90° . Dans la position du minimum de déviation, il fournit un spectre très étalé : en rotation continue, il donne l'image fidèle du parhélie de 46° .

Ces parhélies, plus rares que les halos, ne se forment que lorsque l'atmosphère est parfaitement tranquille ; parce qu'alors les prismes de glace peuvent s'orienter dans leur chute lente de manière que les arêtes réfringentes identiques soient verticales. Aussi le parhélie de 22° dû à des prismes allongés est-il de beaucoup le moins rare, parce que la forme est plus favorable à l'orientation commune.

Les mêmes expériences se font avec des prismes de verre, d'angle convenable, qui fournissent des parhélies beaucoup plus brillants. Voici le parhélie de 22° et celui de 46° . De là il est facile de passer à l'explication des halos. Imaginez que nous ayons une infinité de ces prismes, orientés dans toutes les directions, nous aurons une infinité d'images parhéliques qui ne pourront s'approcher du soleil, de plus de 22° d'une part et de l'autre de plus de 46° . Mais nous remplacerons ce grand nombre de prismes pareils en faisant tourner un petit nombre à l'aide d'un mécanisme particulier, et la persistance de l'impression lumineuse sur la rétine vous fera voir une lumière continue dans tous les points par où la lumière aura passé successivement. Vous voyez sur l'écran l'image de 22° et au plafond celle de 46° .

Je suis parvenu à reproduire les halos d'une façon plus simple et plus conforme aux conditions naturelles en perfectionnant une idée de Brewster. Plaçons une solution saturée d'alun dans une cuve de quelques millimètres d'épaisseur ; ajoutons un peu d'alcool dans lequel l'alun est insoluble : l'alun se précipite sous forme de cristaux octaédriques extrêmement petits, orientés dans tous les sens, qui flottent au sein du liquide comme les glaçons dans l'atmosphère. Les cristaux d'alun réfractent comme eux la lumière dans tous les sens et permettent la projection de deux cercles, qui sont l'image fidèle du halo de 22° et du halo de 46° .

Enfin il me reste à dire quelques mots de ces bandes lumineuses qui traversent les halos en passant par le centre du soleil. Elles sont dues à la réflexion de la lumière sur les faces des aiguilles de glace ou sur des stries parallèles à une même direction. On aperçoit une de ces bandes dans l'expérience de Bravais en même temps que les parhélies. En effet, lorsque le prisme tourne, la lumière se réfléchit sur les faces planes du prisme, et l'ensemble des rayons réflecteurs forme une bande blanche horizontale passant par le soleil. On la nomme *cercle parhélique*, parce qu'elle s'étend sur un cercle parallèle à l'horizon et passant par les quatre parhélies.

Les cristaux de glace se groupent, comme on l'a vu, suivant des formes très diverses, et les faces ou les stries parallèles qui s'y rencontrent donnent naissance à des cercles parhéliques en *croix* ou en *étoiles*. On les reproduit aisément en plaçant, dans les faisceaux projetés, des tubes de verre en croix ou en étoiles; l'apparence est extrêmement curieuse.

Il y aurait encore bien des particularités intéressantes à signaler dans les phénomènes optiques de l'atmosphère, en particulier ceux qui se rapportent à

la polarisation de la lumière du ciel, de l'arc-en-ciel et des halos ; leurs relations avec les phénomènes météorologiques seraient également dignes d'une mention toute spéciale ; mais le champ est trop vaste pour pouvoir nous y aventurer ; j'ai dû me borner aux faits les plus saillants, et l'heure m'oblige à m'arrêter ici.

En vous remerciant de la bienveillante attention que vous m'avez prêtée, permettez-moi d'espérer que le but de cette conférence, malheureusement un peu longue, aura été atteint. Il l'aura été, si j'ai pu réussir à vous inspirer le désir d'observer vous-mêmes tous ces beaux phénomènes et à vous faire partager les sentiments d'admiration que nous ressentons pour les savants illustres, Descartes, Huyghens, Newton, Young, Fresnel, Bravais, qui nous en ont révélé les lois et l'harmonie.

ASSOCIATION FRANÇAISE

POUR

L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Faillade av.

L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DE FRANCE

(Fondée par Le Verrier en 1864)

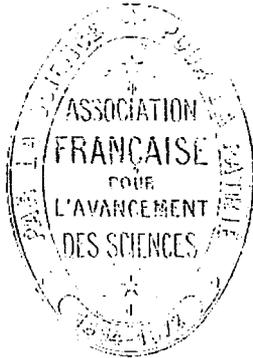
Reconnue d'utilité publique.

CONGRÈS DE LIMOGES

1890

M. A. CORNU

LE RÔLE DE LA PHYSIQUE DANS LES RÉCENTS PROGRÈS DES SCIENCES



PARIS

AU SECRETARIAT DE L'ASSOCIATION

A l'Hôtel des Sociétés savantes

25, RUE SERRINELLE

ASSOCIATION FRANÇAISE POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Fusionnée avec

L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DE FRANCE

(Fondée par Le Verrier en 1864).

CONGRÈS DE LIMOGES. — 1890.

M. A. CORNU

Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes, Professeur à l'École Polytechnique,
Ingénieur en chef des Mines, Président de l'Association.

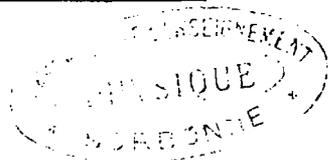
LE RÔLE DE LA PHYSIQUE DANS LES RÉCENTS PROGRÈS DES SCIENCES

MESDAMES, MESSIEURS,

L'Association française, en se rendant à l'invitation que les villes de France lui font, chaque année, l'honneur de lui adresser, a elle-même à s'acquitter d'un double devoir : le premier, que lui imposent ses statuts, « de favoriser la diffusion des sciences » en provoquant dans nos Congrès de savantes recherches et d'utiles discussions ; le second, que lui commande sa devise « par la science, pour la patrie », de travailler dans chaque région de la France à accroître les forces intellectuelles du pays, à exciter une émulation patriotique par les encouragements du présent, par les souvenirs du passé et le culte de nos gloires nationales.

La ville de Limoges, qui nous accueille aujourd'hui avec tant de cordialité, nous rend particulièrement facile l'accomplissement de ce double devoir. Nous trouvons, en effet, soit dans ses murs, soit dans les villes de la région limousine, de savantes Sociétés prêtes à seconder nos efforts ; je ne saurais ici les remercier toutes ; mais qu'il me soit au moins permis de saluer, en arrivant, au nom de l'Association française, la Société d'agriculture, sciences et arts de la Haute-Vienne, organisée par Turgot ; la Société Gay-Lussac, la Société archéologique, la Société scientifique et historique de Brive, celles des lettres, sciences et arts de Tulle, des sciences naturelles et historiques de Guéret ; de tous côtés l'empressement à se joindre à nous assure à notre Congrès les résultats les plus fructueux.

Nous n'oublions pas, parmi les corps scientifiques de votre cité, l'École de médecine et de pharmacie, qui rend des services considérables, mais qui méritent



terait d'être élevée au rang auquel elle a droit dans la patrie de Dupuytren et de Cruveilhier.

Nous irons admirer vos productions industrielles et artistiques, connus depuis des siècles et appréciées du monde entier, dans les belles fabriques où elles se créent; visiter le musée national et l'école nationale des arts décoratifs fondés par la généreuse initiative d'Adrien Dubouché. Nous espérons que le passage de l'Association attirera l'attention des pouvoirs publics sur les vœux et les sacrifices déjà consentis par la ville pour la reconstruction d'un musée réunissant vos précieuses collections artistiques et scientifiques, et l'organisation d'un haut enseignement professionnel nécessaire pour maintenir et perfectionner les traditions de l'art.

En ce qui concerne le souvenir des gloires nationales excitant l'émulation qui mène aux grandes choses, vous n'avez rien à envier à personne; aux plus belles pages de notre histoire, le pays limousin peut lire avec orgueil les noms de ses enfants: d'Aguesseau, Jourdan, Gay-Lussac. L'hommage que vous allez rendre dans quelques jours à Gay-Lussac montre quel prix vous attachez à la mémoire de votre illustre compatriote: l'Association française vous remercie d'avoir attendu sa présence pour inaugurer la statue de ce grand homme, citoyen dévoué à son pays, physicien profond, chimiste éminent. Des voix autorisées vous rappelleront bientôt ses nombreux et utiles travaux; il ne m'appartient donc pas de vous en entretenir. Mais, par une coïncidence heureuse, la tradition ordonne à votre président d'ouvrir le Congrès, en traitant quelque sujet relatif aux sciences physiques, objet de ses propres études: dans l'esquisse rapide des progrès récents de ces sciences, que je vais avoir l'honneur de vous tracer, le nom de Gay-Lussac reviendra plusieurs fois; ne vous en étonnez pas, il reviendrait plus souvent encore s'il m'était permis de sortir de la réserve que m'imposent les circonstances.

La physique a le privilège d'être la conseillère habituelle de presque toutes les sciences qui procèdent de l'expérience ou de l'observation; autrefois elle les renfermait toutes, car elle embrassait tous les phénomènes de la nature extérieurs à nous; on l'appelait *Philosophie naturelle* (nom que les Anglais lui donnent encore), par opposition à la philosophie proprement dite, qui étudie les phénomènes intérieurs à notre être; elle a été subdivisée en branches spéciales permettant de classer les phénomènes d'après l'organe qui les révèle. Ainsi l'optique, née des impressions de la vue, comprenait à l'origine aussi bien l'étude des rayons lumineux que la perspective, la micrographie et l'astronomie. L'acoustique s'étend encore aujourd'hui depuis l'étude des corps sonores ou élastiques jusqu'aux lois géométriques des impressions musicales. L'organe du toucher, qui nous a révélé deux notions capitales, celle de la température et celle de la force, a été l'origine de deux chapitres importants: la chaleur, qui renferme toutes les modifications calorifiques que subit la matière, et la mécanique, qui coordonne les lois des forces et du mouvement. La découverte successive d'un grand nombre de forces particulières, en dehors de la pesanteur et de l'attraction universelle, a conduit à des branches nouvelles, telles que le magnétisme et l'électricité. Enfin, l'étude des propriétés physiques et organoleptiques des corps a fait naître la minéralogie, la géologie, la métallurgie, la chimie, etc.

Aujourd'hui, la physique a beaucoup perdu, en apparence du moins, de son étendue; bien des rameaux de la tige mère se sont détachés pour vivre d'une

vié propre; ainsi l'astronomie, la mécanique, la minéralogie, la chimie sont devenues des sciences distinctes; mais les liens qui les rattachent à la commune origine sont si vivaces, les affinités cachées si puissantes, que l'histoire du progrès de ces sciences est l'histoire même de leurs emprunts et de leurs échanges mutuels.

Dans ces échanges et ces emprunts, c'est presque toujours la science mère, la physique générale, qui a été mise à contribution lorsqu'il s'est agi d'approfondir des faits nouveaux; c'est elle qui, le plus souvent, a suggéré les méthodes, fourni les appareils, en un mot, apporté les puissants moyens d'action dont elle dispose et qu'elle perfectionne sans relâche.

L'examen rapide du développement de deux de ces sciences détachées de la philosophie naturelle mettra en lumière ce rôle particulier que joue la physique dans le progrès des sciences modernes.

Considérons d'abord la chimie. En germe, durant des siècles, dans les procédés utilitaires des métallurgistes ou les aspirations chimériques des alchimistes, elle devient subitement une science de premier ordre avec Richter, Wenzel, Dalton et Lavoisier; cette transformation soudaine, elle la doit à l'introduction de la balance qui substitue à des hypothèses vagues sur la constitution des corps le contrôle incessant d'un instrument de précision; la conservation ou indestructibilité de la matière dans les réactions chimiques est proclamée par Lavoisier, et désormais la balance sera l'attribut de la chimie, le juge en dernier ressort de toute discussion théorique.

En échange de cet appareil qu'elle a fait sien, la chimie apporte la notion des proportions multiples et celle des équivalents; en retour, la physique complète par deux lois nouvelles l'œuvre commencée: la première est la loi de Dulong et Petit, qui détermine avec le calorimètre la chaleur atomique des corps simples. La seconde est la loi de Gay-Lussac, qui ajoute à cette définition en poids de l'atome une définition en volume plus simple encore. Cette loi, généralisée plus tard par Avogadro et Ampère, donne le moyen de déterminer par un nouveau coefficient, purement physique, *la densité gazeuse*, le nombre d'atomes constituant la molécule de chaque composé volatilisable; et c'est toujours le baromètre à chambre de vapeur, imaginé par Gay-Lussac, que les chimistes emploient aujourd'hui.

Voilà donc encore deux nouveaux appareils de physique, le calorimètre et le baromètre, introduits en chimie. M'arrêterai-je à vous rappeler ce que le thermomètre fournit de lois utiles pour les séries organiques? Ce qu'il a donné récemment à M. Raoult pour déterminer les poids moléculaires par la congélation des dissolvants? Ce que le calorimètre fournit tous les jours à MM. Thomsen, Berthelot, Sarrau, Vieille et tant d'autres habiles observateurs pour édifier la thermo-chimie, cette nouvelle mécanique de l'affinité des atomes appelée à grandir comme la mécanique qui régit les attractions des corps célestes?

J'ai hâte d'arriver à la plus merveilleuse découverte physico-chimique, type de la fécondité de ces échanges entre deux sciences voisines! Je veux parler de l'analyse spectrale, fruit des efforts associés d'un chimiste éminent, Bunsen, et d'un profond physicien, Kirchhoff. Grâce à leurs travaux, une ère nouvelle s'est ouverte pour l'analyse chimique; elle date du jour où ces deux savants ont introduit le spectroscope dans le laboratoire de chimie.

Cet appareil, l'un des plus précieux de l'optique, a été constitué peu à peu par les efforts des physiciens; il se compose en effet du prisme de Newton, de

la lunette de Fraunhofer et du collimateur de Babinet; il permet de signaler dans un gaz incandescent la présence des éléments chimiques qui s'y trouvent, même en quantité impondérable, par les raies brillantes sillonnant le spectre de la lumière émise; l'éclat et la position de ces raies sur l'échelle des couleurs prismatiques diffèrent pour chaque élément et par suite le caractérisent. Cette méthode, mille fois plus sensible que les réactions ordinaires de la chimie, vous est trop connue pour que j'en décrive longuement la prodigieuse délicatesse et la fécondité; il suffira de vous rappeler que Bunsen et Kirchhoff affirmèrent la puissance de leur méthode, en découvrant deux nouveaux métaux, le rubidium et le cæsium; depuis, l'analyse spectrale en a fait découvrir bien d'autres et toujours dans des matières où ils existaient en quantité si faible que jamais les procédés anciens n'auraient permis de les y soupçonner. L'admiration pour ce mode d'analyse augmente encore lorsqu'on songe qu'il suffit d'observer un seul instant, dans le spectre de la flamme d'essai, l'apparition d'une raie inconnue, pour établir avec certitude l'existence d'un nouvel élément.

En résumé, chaque fois que la chimie a emprunté à la physique quelque appareil nouveau, elle est entrée dans une phase féconde; elle a étendu et précisé ses conceptions et augmenté dans une proportion considérable la puissance de ses méthodes.

Presque toutes les sciences dérivant de la philosophie naturelle sont dans le même cas; comme autre exemple, je choisirai l'astronomie dont le témoignage est encore plus frappant; à chaque progrès de l'optique correspond en astronomie un élan nouveau, comme un regain d'énergie et de vitalité.

Jusqu'au xvii^e siècle, les astronomes n'avaient aucun moyen d'accroître la pénétration de leur vue; toute l'astronomie se réduisait à l'étude du mouvement des astres principaux par rapport aux étoiles; malgré la simplicité des moyens d'observation, les noms d'Hipparque, Ptolémée, Copernic, Tycho-Brabé et Kepler disent assez à quelle hauteur l'astronomie s'éleva dans la connaissance du monde céleste.

Si, par la patience et l'accumulation séculaire de leurs observations, les anciens astronomes parvinrent à démêler les lois des révolutions des astres, ils ne purent rien connaître de leur constitution individuelle.

Le soleil, au disque éblouissant, refusait orgueilleusement de laisser deviner sa structure; la lune, avec sa figure morose, ne paraissait pas mieux disposée à livrer ses secrets. Quant aux autres astres, malgré les noms pompeux qui les identifiaient aux dieux de l'Olympe, ils n'étaient guère que de simples points et ne devaient leur auréole qu'aux aberrations des yeux de l'observateur. Avec les verres réfringents de Galilée et le miroir de Newton, c'est-à-dire la lunette et le télescope, l'astronomie se transforme; ces nouveaux instruments, dirigés sur les astres, y font apercevoir des merveilles inattendues.

L'orgueilleux soleil est dompté; il livre ses taches et ses facules; la lune laisse voir, sous son masque pâle, les riches dentelures de son relief, ses plaines, ses montagnes et ses cratères. Vénus dévoile ses formes changeantes; Jupiter, son disque et ses satellites; Saturne, son globe découpé par l'ombre de son large anneau.

Et plus tard, avec les gigantesques miroirs qu'Herschel travaillait de ses mains, voilà qu'apparaissent d'autres mondes peuplant l'espace infini, où chaque étoile est un soleil comme le nôtre, dirigeant son cortège de planètes.

Que de problèmes à résoudre! que de mystères à percer! que d'horizons inattendus ouverts à l'imagination humaine!

Telle fut la révolution que produisit en astronomie l'emploi des premiers appareils d'optique.

L'introduction du spectroscope, si féconde en chimie, a encore étendu la puissance de pénétration de l'œil humain dans les détails de la structure des astres, je dirai plus, dans les secrets de la constitution de l'univers.

Avec l'analyse spectrale, l'astronome découvre la composition chimique des astres, malgré l'immense distance qui les sépare de nous. Pour cela, que faut-il ? Un simple rayon de lumière qu'on analyse avec le prisme. L'analyse des rayons solaires montre que le soleil contient, vaporisés à sa surface, le sodium, le fer, le magnésium, le calcium, l'hydrogène, c'est-à-dire les éléments mêmes de l'écorce terrestre; il contient aussi le nickel, partie essentielle des météorites, ces astéroïdes nomades qui remplissent l'espace interplanétaire; le soleil et les corps qui gravitent autour de lui sont donc formés des mêmes éléments.

La lumière des autres astres, concentrée au foyer des grands télescopes, est assez intense pour subir l'analyse; chaque astre peut ainsi être interrogé sur sa nature, d'après son spectre lumineux. La lune et les planètes répondent que leur lumière vient du soleil; les étoiles, qu'elles brillent d'un éclat propre comme notre soleil et qu'elles renferment comme lui les éléments terrestres les plus répandus : résultat immense, puisqu'il étend l'unité de composition chimique à l'univers tout entier !

Le spectroscope a permis à l'astronome de pénétrer encore plus avant dans la connaissance du monde stellaire; après avoir révélé la substance, il dévoile le mouvement. Les étoiles sont si éloignées qu'à peine on peut saisir, pour quelques-unes d'entre elles, un petit déplacement sur la voûte céleste; encore faut-il attendre des années et observer avec les meilleurs télescopes. Quant à savoir si elles s'éloignent ou s'approchent de nous, il n'y faut pas songer; car avec les lunettes les plus puissantes, les étoiles apparaissent comme des points sans diamètre appréciable; on ne peut donc pas, comme pour le soleil, la lune et les planètes, conclure la variation de leur distance de la variation de leur diamètre apparent.

Eh bien! ce mouvement dans le sens du rayon visuel, insaisissable avec les lunettes, le spectroscope le décèle et le mesure à chaque instant avec une précision d'autant plus surprenante qu'elle est indépendante de la distance de l'astre. Voici le principe de la méthode : les ondes lumineuses comme les ondes sonores varient de grandeur avec la vitesse relative de la source qui les produit; ainsi le sifflet d'une locomotive donne un son plus aigu lorsqu'elle s'approche de nous, un son plus grave lorsqu'elle s'en éloigne : c'est ce que nous pouvons constater chaque fois qu'un train croise à toute vitesse celui dans lequel nous nous trouvons.

Avec les sources lumineuses, le phénomène est analogue; seulement, l'échelle des sons du grave à l'aigu est remplacée par la gamme des couleurs prismatiques du rouge au violet; dès lors, une étoile qui s'éloigne doit paraître plus rouge; une étoile qui s'approche, plus violette que si elle était au repos.

Tel est le principe ingénieux conçu par Doppler; malheureusement, sous cette forme, il est inapplicable à l'astronomie; car il faudrait connaître, comme repère, la couleur propre de l'étoile au repos et ensuite pouvoir en apprécier les variations.

Des méditations de l'un de nos plus illustres physiciens, l'idée de Doppler, restée longtemps stérile, est sortie fécondée; M. Fizeau a montré, en effet, qu'en abandonnant la considération de couleur qui ne conduit à rien de correct,

*

pour y substituer celle des raies spectrales, on réalise les deux conditions nécessaires à l'application de la méthode; on obtient un repère, on mesure une variation. Le repère, c'est une raie spectrale commune à l'étoile et à un élément terrestre; la variation, c'est le déplacement de cette raie. Si, en 1849, lorsque M. Fizeau fit connaître cette méthode, on pouvait douter de l'existence de pareils repères, aujourd'hui le doute n'est plus permis; l'analyse spectrale, en établissant l'unité de constitution chimique des corps célestes, a montré que les raies communes au spectre des étoiles et à celui de nos éléments sont nombreuses et reconnaissables. Ces raies occupent-elles rigoureusement la même place que dans les spectres de nos laboratoires? c'est que l'étoile reste à une distance fixe de nous. Ces raies sont-elles toutes déviées vers le rouge? l'astre s'éloigne; vers le violet? il s'approche. Le déplacement de la raie se mesure au micromètre et un calcul simple donne la vitesse avec laquelle l'astre, quelle que soit sa distance, s'approche ou s'éloigne de nous.

Grâce à cette méthode, entrée déjà dans la pratique des observatoires, on connaîtra bientôt la vitesse relative de chaque étoile suivant le rayon visuel: les résultats qu'on attend de ces mesures sont d'une importance extrême; je vais vous en donner une idée. Depuis Herschel, on soupçonne que le système solaire se transporte tout d'une pièce dans l'espace vers la constellation d'Hercule; on aura la confirmation de ce mouvement et, de plus, la grandeur et la direction de sa vitesse.

Avant de quitter ce sujet de spectroscopie stellaire, je veux vous rapporter une observation bien curieuse, destinée à montrer comment les efforts réunis de sciences voisines peuvent amener un résultat inattendu.

Vous avez vu qu'il fallait, pour appliquer la méthode Doppler-Fizeau, trouver dans le spectre lumineux de l'astre les raies d'un élément terrestre. Or, cet élément commun est le plus souvent l'hydrogène, le corps simple par excellence, la substance élémentaire de ceux qui souhaitent l'unité de la matière.

C'est assez dire quel intérêt ont les chimistes à obtenir ce corps à l'état de pureté. Parmi tous les moyens connus pour mettre les impuretés en évidence, le plus simple et le plus sensible est l'analyse spectrale; une décharge électrique illumine aisément l'hydrogène raréfié et donne un spectre à raies brillantes; les substances étrangères ajoutent d'autres raies, faibles, il est vrai, mais en quantité innombrable qu'on ne peut jamais effacer complètement. La question du spectre véritable est donc devenue très délicate; on serait cependant en droit de penser que c'est un chimiste qui a le premier décrit le spectre de l'hydrogène pur!

Et bien! non! c'est un astronome, M. Huggins: il l'a observé, non pas dans une réaction chimique, mais dans la lumière des étoiles blanches, comme Véga, Sirius, l'Épi de la Vierge, etc., en s'aidant de la photographie pour étendre l'échelle des radiations jusqu'à l'ultraviolet. La vérification a été faite depuis et l'on sait, maintenant, reproduire le spectre des étoiles blanches avec de l'hydrogène convenablement purifié.

Ainsi c'est par l'intermédiaire d'astres qui sont à des milliards et des milliards de kilomètres de nous que le véritable spectre de l'hydrogène a été reconnu pour la première fois dans toute son étendue: le caractère le plus précis que possèdent les chimistes pour définir l'hydrogène pur a donc été déterminé par un astronome avec un appareil de physique.

Cette manière piquante de vous présenter un épisode de la lutte incessante pour la conquête de la vérité n'a pas pour but, vous le pensez bien, de désol-

bliger les chimistes au profit des astronomes ou des physiciens; elle est destinée simplement à bien mettre en lumière la puissance que donnent l'union des méthodes et la connaissance approfondie des moyens d'action des sciences voisines.

C'est grâce à ces emprunts et ces échanges mutuels qu'ont été obtenus ces progrès immenses et rapides dont je viens de vous entretenir, que les horizons de l'intelligence humaine se sont agrandis.

Aujourd'hui, il faut l'avouer, la mode est plutôt de rétrécir son horizon, de se spécialiser, comme on dit, de se confiner dans un cercle étroit où l'on puisse devenir rapidement une autorité; l'intérêt particulier y trouve peut-être son compte, mais la science générale y perd certainement.

Voyez, au contraire, ces branches de la science où se donnent en quelque sorte rendez-vous les tempéraments les plus divers; quelle marche rapide et assurée!

En physique, qui est toujours restée le centre de la philosophie naturelle, les exemples ne sont pas rares; je citerai seulement l'histoire de l'électricité: vous verrez quelles impulsions cette branche a reçues du dehors et de tous les côtés; naturalistes, médecins, chimistes, géomètres même, tous ont concouru et concourent encore à la développer. C'est que l'électricité se manifeste sous tant de formes diverses que les observateurs se trouvent à chaque instant aux prises avec elle, soit pour en suivre, soit pour en diriger les effets.

Aucune science n'a eu des débuts plus humbles, plus éloignés du rôle qu'elle joue aujourd'hui et qu'elle jouera désormais dans l'histoire de l'humanité; aucune, dans ses progrès, n'a procédé par bonds plus surprenants et ne s'est répandue dans le monde entier par une diffusion plus rapide.

La première expérience électrique remonte à six cents ans avant notre ère, ce fut l'attraction des corps légers par l'ambre frotté; ce phénomène singulier, connu des philosophes grecs et resté dans l'oubli pendant plus de vingt siècles, excite subitement l'attention de tous les curieux de la nature qui distinguent peu à peu les deux sortes d'électricité, les isolants et les conducteurs. Cette force mystérieuse les attire, elle laisse entrevoir qu'elle recèle une puissance terrible, car à peine a-t-on aperçu l'étincelle grêle du bâton de résine frotté dans l'obscurité et entendu le crépitement minuscule qui l'accompagne que déjà on les compare au zigzag de l'éclair et au bruit de la foudre. La médecine l'utilise: tout le monde veut la voir de près; l'électricité devient à la mode et pénètre au milieu du XVIII^e siècle jusque dans les salons. Les gravures du temps nous montrent d'élégants abbés occupés à répéter les expériences nouvelles devant de belles dames en grande toilette qui semblent prendre un plaisir extrême à exciter les étincelles.

Les expériences d'électricité n'étaient pas toujours aussi plaisantes: Richmann, à Saint-Petersbourg, soutirant par une longue pointe de fer, dans son laboratoire, l'électricité des nuages, fut foudroyé. Mais de tous ces travaux sortirent des résultats considérables: d'abord, une découverte de premier ordre, l'identification de l'électricité de nos machines avec celle des nuées orageuses; ensuite, un engin puissant de défense contre la foudre, le plus redoutable des météores: j'ai nommé le paratonnerre, dû au célèbre Franklin.

Après de si belles conquêtes pour la science et l'humanité, on aurait pu croire que l'ère la plus brillante de l'histoire de l'électricité était close: elle ne faisait que commencer. Une source toute nouvelle de forces électriques, source encore plus faible, encore plus cachée que celle des philosophes grecs, apparaissait tout

à coup dans le laboratoire d'un physiologiste italien ; tout le monde connaît les convulsions de la grenouille de Galvani au contact d'un arc bimétallique. Volta démêle dans cette expérience si complexe le siège d'un développement d'électricité au contact des corps hétérogènes ; il découvre la loi qui permet d'en multiplier l'énergie et en 1794 résume tous ses travaux dans un monument impérissable, la pile électrique.

Toutes les sciences s'en emparent ; la chimie est la première à en bénéficier. Carlisle et Nicholson décomposent l'eau ; Davy, avec la grande pile de la Société royale de Londres, décompose les alcalis et les terres réputés simples jusque-là et en extrait des métaux ; l'enthousiasme est universel. Le premier consul fait construire pour l'École polytechnique une pile rivale de celle de Londres et fournit à Gay-Lussac et Thénard, qui en disposent, l'occasion des plus beaux travaux. Enfin Davy exécute une expérience destinée à éclipser plus tard toutes les merveilles accomplies par l'invention de Volta : réunissant par des pointes de charbon les deux pôles de sa pile colossale, il en fit jaillir une lumière éblouissante et continue ; il venait de découvrir la lampe électrique à arc, source lumineuse incomparable dont l'éclat intrinsèque atteint presque celui du soleil. L'expérience est devenue vulgaire, puisque aujourd'hui dans le monde entier, les villes, grandes et petites, emploient des milliers de ces lampes à éclairer leurs rues ou leurs monuments.

Après un temps d'arrêt de quelques années s'ouvre une période, modeste aussi dans ses débuts, mais qui conduira à des résultats théoriques et pratiques dépassant les prévisions les plus hardies. En 1820, Oerstedt découvre un fait inattendu ; le fil conjonctif des pôles d'une pile, siège de ce qu'on nomme le courant, exerce sur l'aiguille aimantée une action d'allure bizarre. Ampère, le profond géomètre, en démêle la symétrie, et devenant lui-même expérimentateur, il découvre en quelques semaines l'action mutuelle des courants électriques, la loi mathématique qui les régit et, finalement, la production du magnétisme par l'action seule du courant voltaïque. Ce n'était rien moins que l'identification de deux agents, le magnétisme et l'électricité, que l'on croyait jusque-là d'une nature essentiellement distincte : résultat admirable, pas décisif vers la démonstration de l'unité des forces physiques.

Cette nouvelle période se résume, comme les précédentes, dans un appareil caractéristique, l'électro-aimant d'Ampère et Arago : tout le monde le connaît aujourd'hui ; c'est un simple fil métallique, enroulé en hélice, qui prend deux pôles magnétiques quand le courant y circule et devient un aimant puissant lorsqu'il enveloppe une tige de fer doux.

La découverte de l'électro-aimant est un événement considérable, je ne dirai pas seulement dans l'histoire de la science, mais dans celle de l'humanité ; il faut remonter à l'invention de la vapeur ou de l'imprimerie pour retrouver un agent d'expansion aussi actif de la puissance matérielle et intellectuelle de l'homme.

L'électro-aimant s'est introduit partout, dans le laboratoire, dans l'atelier, comme au foyer domestique ; il fait désormais partie de l'organisme social. Dans le télégraphe, c'est lui qui porte la pensée d'un bout du monde à l'autre, avec la rapidité de l'éclair ; dans le téléphone, la parole elle-même ; dans ces puissantes machines dérivant des mémorables découvertes de Faraday, c'est encore lui qui transforme l'énergie en électricité, l'électricité en énergie, qui produit la lumière, qui transmet la force. N'avais-je pas raison de vous affirmer par avance que l'électricité avait conquis un rôle social qu'il était impossible de

prévoir, je ne dis pas au temps de Thalès de Milet ou de Franklin, mais même de Galvani et de Volta ?

Que nous réserve encore l'électricité? Nul ne peut le prévoir; on attend beaucoup d'elle et de tous les côtés. L'art de l'ingénieur la presse de fournir la transformation et la distribution universelles de l'énergie; la médecine et la chirurgie l'appellent à leur aide pour les diagnostics ou les traitements; la physiologie lui demande le secret de la transmission nerveuse, si analogue au courant électrique.

Du côté de la théorie pure, de grands résultats s'annoncent; les géomètres, continuateurs d'Ampère, Poisson, Fourier, Ohm, Gauss, Holmholz, Thomson, Maxwell, qui ont tant aidé à rattacher l'électricité aux lois de la mécanique, préparent une synthèse grandiose qui fera époque dans l'histoire de la philosophie naturelle; ils sont bien près de démontrer que les phénomènes électromagnétiques et les phénomènes optiques obéissent aux mêmes lois élémentaires; que ce sont deux manifestations du mouvement d'un même milieu, l'éther; ainsi les problèmes de l'optique peuvent se résoudre avec les équations de l'électromagnétisme. Au point de vue expérimental, on a déjà des résultats pleins de promesses; la vitesse de la lumière, fixée par les méthodes optiques, se détermine aussi par des mesures purement électriques; on a même pu croire récemment, après les retentissantes expériences de M. Hertz, que l'identification expérimentale des décharges électriques et des ondulations lumineuses était un fait accompli. S'il reste encore des preuves décisives à apporter, on peut dire que, dans l'esprit des physiciens, le lien intime entre l'électricité et la lumière est bien près d'être rigoureusement défini.

Mais je m'arrête: dans le rapide tableau que j'ai mis sous vos yeux, j'ai essayé de vous donner une idée du rôle que joue la physique moderne dans le développement des sciences qui relèvent de l'expérience ou de l'observation. Si incomplet que soit ce tableau (car j'ai omis, pour ne pas fatiguer votre bienveillante attention, des questions capitales), vous avez pu voir que la physique a conservé à un haut degré le caractère d'une science générale, tant par la variété des objets qu'elle embrasse, que par les relations intimes qu'elle a conservées avec les sciences faisant autrefois partie de son domaine; vous avez remarqué, d'un côté, combien elle a donné à des sciences, comme la chimie ou l'astronomie physique; de l'autre, combien elle a reçu du dehors pour le développement de certaines branches, comme l'électricité; elle est donc apte aussi bien à fournir des méthodes délicates ou un outillage de précision, qu'à profiter des suggestions venues des sciences voisines; par suite, elle se prête merveilleusement aux échanges avec toutes les branches de la philosophie naturelle; grâce à son étendue, qui va des confins de l'histoire naturelle aux spéculations les plus abstraites de l'analyse mathématique, elle peut donner à chaque science faisant appel à ses méthodes ou à ses appareils le degré, je dirais volontiers la dose, de précision qui lui convient.

La physique offre encore un caractère remarquable, c'est l'esprit général qui la domine et dirige la marche de ses progrès. Tandis que dans certaines sciences les sujets se subdivisent à l'infini, en physique, au contraire, les phénomènes tendent à se grouper, le nombre des agents distincts diminue de plus en plus: la chaleur est devenue un mode de mouvement ou mieux une forme particulière de l'énergie; le magnétisme a disparu, se confondant avec l'électricité; l'électricité elle-même laisse entrevoir ses affinités avec les ondulations lumineuses, lesquelles sont liées depuis longtemps aux ondulations

sonores; ainsi, à mesure que les diverses branches se perfectionnent, les distinctions s'effacent et les théories tendent à s'unifier de plus en plus, suivant les lois de la mécanique rationnelle.

Et cela ne doit point nous surprendre : la science doit être une et simple; les limites que les philosophes ont tracées entre les diverses branches du savoir humain sont artificielles; elles marquent seulement l'ignorance où nous sommes des liens cachés qui unissent les vérités que nos devanciers nous ont transmises; mais les efforts des générations successives n'ont pas été vains, et nous entrevoyons déjà le jour où ces limites, désormais inutiles, s'effaceront d'elles-mêmes et où toutes les branches de la philosophie naturelle viendront se rejoindre dans une harmonieuse unité.

ASSOCIATION FRANÇAISE

POUR

AVANCEMENT DES SCIENCES

Fusionnée avec

L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DE FRANCE

(Fondée par Le Verrier en 1864)

Reconnues d'utilité publique.

CONGRÈS DE LIMOGES

1890

M. A. CORNU
SUR LE HALO PHOTOGRAPHIQUE



PARIS

AU SÉCRÉTARIAT DE L'ASSOCIATION

Hôtel des Sociétés savantes

28, RUE SERPENTE, 28

ASSOCIATION FRANÇAISE POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES

Fusionnée avec

L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DE FRANCE,

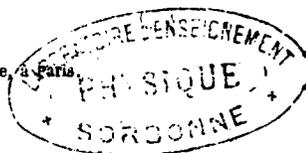
(Fondée par Le Verrier en 1864).

CONGRÈS DE LIMOGES — 1890

M. A. CORNU

Membre de l'Institut, Professeur à l'École Polytechnique, à Paris.

SUR LE HALO PHOTOGRAPHIQUE



— Séance du 9 août 1890 —

Depuis que la photographie a pris une place si considérable dans les sciences d'observation, on s'est accoutumé à considérer ce mode d'enregistrement des phénomènes comme fournissant l'image la plus fidèle de la réalité. Cette opinion est évidemment exagérée, puisque l'expérience journalière montre des imperfections évidentes dans les épreuves photographiques : en effet, celles-ci n'offrent jamais (sans parler de la couleur), ni la finesse, ni la délicatesse de nuances des objets qu'elles représentent : on sait donc, depuis longtemps, que tout ce qui existe dans la réalité ne se retrouve pas sur les clichés, même les plus soignés.

On pourrait croire, en revanche, que tout ce qui se voit sur les clichés existe réellement : il n'en est rien ; on trouve sur des épreuves photographiques d'une perfection admirable des impressions étrangères au sujet reproduit.

Les exemples sont nombreux ; en voici quelques-uns :

Si, à l'aide d'un objectif à court foyer et d'un obturateur suffisamment rapide, on produit une épreuve du soleil sur une plaque au gélatino-bromure, on reconnaît après développement que l'image du disque solaire est entourée d'une couronne tout à fait analogue à celles qu'on voit autour du soleil ou de la lune dans certaines conditions météorologiques. Si l'on admettait que la photographie offre nécessairement une image fidèle de la réalité, on devrait conclure que cette couronne existe réellement et que, si notre œil ne la perçoit pas directement, c'est qu'elle

est causée par des rayons actiniques n'impressionnant pas notre vue. Or, cette conclusion est fautive, comme il est facile de le prouver : il suffit pour cela de répéter l'expérience en employant des plaques sensibles de diverses épaisseurs; on reconnaît immédiatement que le diamètre moyen de la couronne varie proportionnellement à l'épaisseur de la lame de verre sur laquelle est déposée la couche impressionnable. Cette couronne est donc une apparence étrangère à la réalité (1), car si elle avait une existence propre, due à quelque cause solaire ou atmosphérique, elle aurait un diamètre fixe et indépendant de l'épaisseur de la plaque sensible. L'exemple de cette couronne solaire est choisi pour bien montrer le danger qui peut résulter de l'interprétation hâtive d'un cliché et le genre d'erreur qu'on s'expose à commettre en attribuant une réalité à un phénomène accidentel inhérent au procédé d'enregistrement.

L'erreur serait analogue (sans avoir la même portée cosmique ou météorologique), si l'on considérait comme réelle la couronne que l'on aperçoit autour de certains points brillants sur des clichés rigoureusement développés. Il n'est, en effet, pas besoin d'avoir recours à l'image du disque solaire pour obtenir ces couronnes : toutes les lumières artificielles, lampes à huile, becs de gaz, bougies..., les produisent également à la condition de prolonger suffisamment la durée d'exposition. Aussi le phénomène est-il particulièrement brillant avec les lumières électriques, surtout avec les lampes à arc. Lorsque le diamètre apparent est très petit, la couronne prend un aspect caractéristique; au lieu d'être estompée à la fois à l'extérieur et à l'intérieur, comme dans le cas du soleil ou d'une large flamme, elle offre un bord net et brillant, tandis que, sur le bord extérieur, l'intensité décroît graduellement avec une certaine lenteur. C'est exactement l'apparence du *halo* ou cercle lumineux qu'on voit autour de la lune ou du soleil, lorsque le ciel est voilé de cirrus : de là le nom de *halo photographique* donné à ce phénomène que des photographes connaissent depuis longtemps sans en avoir démêlé bien nettement ni la cause, ni le remède.

Ce phénomène se présente encore sous une forme particulière, lorsque les surfaces lumineuses que l'on photographie ont une certaine étendue et se profilent sur des plages sombres; tel est le cas d'une fenêtre se détachant en clair au fond d'une pièce peu éclairée : l'image de la fenêtre, au lieu de se limiter nettement au contour obscur qui la dessine, paraît empiéter sur ce contour, sous forme d'un brouillard lumineux; l'aspect est celui qu'on obtiendrait en regardant la fenêtre à travers une glace couverte

(1) M. Moussette m'a montré récemment une épreuve de ce genre où le halo du soleil couchant empiète sur le contour d'un mur de clôture très rapproché, limitant l'horizon : cette apparence serait incompréhensible si l'on n'en connaissait pas l'origine.

de buée ou un voile de gaze blanche. C'est ce qu'on voit sur la plupart des épreuves représentant soit un appartement, soit un intérieur d'église avec des rosaces ou des verrières. Peu de photographes ont su, jusqu'à présent, se mettre à l'abri de cet effet fâcheux qu'on pourra dorénavant éviter en se conformant aux indications qui seront données plus loin.

C'est surtout en astrophotographie que le halo est particulièrement dangereux et qu'il importe le plus d'en empêcher la formation. Sans parler ici des cartes d'étoiles (auxquelles on ne demande que des données géométriques de position ou de grandeur), j'appellerai surtout l'attention sur la reproduction des nébuleuses. C'est, en effet, pour approfondir la structure de ces astres, dont la lumière est si faible, qu'il importe d'employer la photographie, car la photographie multiplie en quelque sorte l'intensité des radiations en additionnant les actions chimiques successives, proportionnellement à la durée d'exposition. On parvient à obtenir l'impression, relativement intense, d'une foule de détails malgré la complexité de leur structure et la faiblesse de leur éclat; on remplace ainsi les dessins de l'astronome par des clichés photographiques, indépendants de toute interprétation personnelle et susceptibles de présenter l'exactitude nécessaire pour servir de point de départ à des comparaisons ultérieures. C'est là que la certitude d'offrir une image fidèle de la réalité est la condition fondamentale à demander aux clichés photographiques.

Il est à craindre que cette condition n'ait pas été rigoureusement remplie dans tous les essais, parfois fort remarquables, obtenus jusqu'ici pour la photographie des nébuleuses : on ne s'est pas préoccupé de cet effet de brouillard que le halo photographique produit au voisinage des plages intenses, sur les régions sombres contiguës ; et, comme cette sorte d'irradiation croît avec l'intensité et la grandeur de la surface illuminée, elle doit produire en chaque point une impression additionnelle qu'on ne peut pas séparer de l'impression principale. Dans le cas des couronnes autour des points brillants, la séparation était facile; mais, dans le cas présent, elle est impossible parce que le phénomène secondaire, dû à la plaque photographique est de même apparence, de même nature nébuleuse, que l'objet principal. Rien ne peut donc ni délimiter le champ influencé ni même déceler l'existence de la perturbation.

On pourrait objecter que la lumière des nébuleuses est trop faible pour produire ces halos : mais l'objection est sans valeur, puisque par la prolongation de la durée d'exposition on arrive à donner aux clichés la même intensité qu'avec les sources très lumineuses.

Est-ce à cette cause qu'on doit attribuer les différences considérables que présentent les épreuves des belles nébuleuses, comme celles d'Orion, obtenues par les observateurs les plus habiles ? Je serais tenté de le

croire. On a invoqué, pour expliquer ces différences, l'inégalité soit des instruments, soit du temps de pose. Mais si l'on songe qu'il faut également faire intervenir, comme on le verra bientôt, le pouvoir diffusant de la couche sensible et l'épaisseur de la plaque photographique, on jugera que ces deux nouveaux éléments doivent avoir une influence décisive et suffirent largement à expliquer les divergences signalées dans les épreuves obtenues jusqu'ici.

On devra donc désormais ne considérer comme corrects que les clichés obtenus en prenant toutes les précautions nécessaires pour éviter le halo photographique. Ces précautions résultent d'une étude expérimentale dont voici le résumé (1).

1° Le halo photographique est un phénomène optique dont la cause est indépendante de l'action photochimique : il est dû à la diffusion de la lumière sur la couche sensible et à la réflexion totale, sur la seconde surface de la plaque transparente, des rayons diffusés par la première. On produit, en effet, ce halo avec une couche diffusante quelconque, comme une émulsion au sulfate de baryte, une feuille de papier mouillé ou simplement avec du blanc d'aquarelle ou de gouache étendu au pinceau sur une lame transparente (verre, mica, gélatine, etc.).

Si l'on dirige sur la couche diffusante un faisceau étroit de lumière vive, on voit le point illuminé entouré d'un cercle brillant, d'un halo, net à l'intérieur, estompé vers l'extérieur.

2° Le diamètre de ce halo est proportionnel à l'épaisseur de la lame transparente : il est un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de la lame. (L'épaisseur du support transparent de la couche diffusante jouant un rôle principal et indépendant de l'impression photographique, j'ai proposé de donner à ce phénomène le nom de *halo des lames épaisses*).

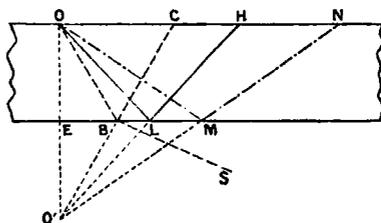
3° Le faisceau lumineux restant le même, l'éclat des halos observés avec des lames d'épaisseurs différentes décroît rapidement lorsque leur diamètre grandit.

Explication du phénomène. — Le point illuminé O (fig. 1) de la couche diffusante OCHN, en contact intime avec le verre, joue le rôle d'une véritable source lumineuse rayonnant dans tous les sens; tous les rayons émis à l'intérieur de la lame en atteignent la seconde surface EBLM et s'y réfléchissent : les uns, tels que OB, par *réflexion vitreuse*; les autres, tels que OM, par *réflexion totale*. Les premiers OB, compris entre la normale OE et l'angle limite EOL, donnent naissance à des rayons réfléchis peu intenses BC, parce qu'ils correspondent à des rayons émergents BS qui emportent la majeure partie de l'intensité lumineuse ;

(1) Voir *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CX, p. 551.

les autres, au contraire, comme OM, situés au delà de l'angle limite, fournissent des rayons réfléchis très brillants, la réflexion totale ne leur faisant rien perdre de leur intensité.

Tous ces rayons réfléchis viennent éclairer la face interne de la couche diffusante et y produisent deux plages contiguës, d'inégal



éclat, dont il est facile de tracer la limite. En effet, ces rayons émanent tous du point O', image virtuelle de la source, symétrique du point O par rapport à la surface de la lame : les rayons réfléchis vitreusement sont compris dans le cône de révolution autour de la normale O'E, ayant pour sommet O' et pour demi-angle au sommet l'angle limite $EO'L = EOL$: ils donnent une plage peu éclairée, limitée au cercle, section droite de ce cône par le plan diffusant. Les rayons réfléchis totalement situés à l'extérieur de ce cône formeront une plage brillante commençant brusquement au même cercle et illimitée à l'extérieur. On reconnaît le halo décrit ci-dessus.

La diffusion au point O ayant lieu quelle que soit la direction du faisceau éclairant, on voit que le phénomène doit être, comme forme, sinon comme intensité, indépendant de l'obliquité de la lame sur le faisceau incident : c'est ce que montre l'expérience.

Le demi-diamètre $\rho = OH$ du halo est celui du cercle de base du cône précité. Soit $R = OO'L$ l'angle limite (tel que $n \sin R = 1$, n étant l'indice de réfraction de l'air au verre), on a évidemment, en appelant e l'épaisseur de la lame :

$$\rho = 2e \operatorname{tang} R \quad \text{ou} \quad \rho = \frac{2e}{\sqrt{n^2 - 1}}.$$

Le diamètre du halo est donc proportionnel à l'épaisseur de la lame : il diminue avec la réfrangibilité de la lumière employée, puisque n grandit avec elle : le bord intérieur doit donc être bleu. L'indice moyen du verre étant voisin de $n = \frac{3}{2}$, on en tire $2\rho = e \cdot 8 \cdot \sqrt{5} = 3,578e$; le diamètre moyen du halo est donc un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de la lame : tous ces résultats sont conformes à l'expérience.

La dégradation de l'intensité lumineuse du halo vers l'extérieur s'explique aisément : l'éclairement en un point N, de plus en plus éloigné du centre O, décroît rapidement pour deux motifs : la source virtuelle O' est à une distance de plus en plus grande et les rayons qui en arrivent sont de plus en plus obliques sur le plan diffusant ON.

D'autre part, on établit aisément la loi qui lie l'intensité des halos

avec leur diamètre : considérons deux lames de même verre, d'épaisseur différente, éclairées par des faisceaux identiques; appelons *points homologues* N, N_1 les points correspondant à des rayons réfléchis, également inclinés sur la normale $EO', E_1O'_1$: ces points seront à des distances $O'N, O'_1N_1$ de leurs sources respectives, proportionnelles à l'épaisseur de la lame; les intensités aux points homologues seront donc en raison inverse du carré de ces épaisseurs ou du carré du diamètre des halos : telle est la cause de l'affaiblissement rapide de l'éclat des halos avec l'accroissement de leur diamètre.

La vérification expérimentale de cette théorie peut se faire de bien des manières : ainsi on rend le halo elliptique et excentrique en prenant une lame prismatique (10° à 15°) au lieu d'une lame à faces parallèles. La vérification simultanée du diamètre et de l'intensité correspondante des halos avec l'épaisseur de la lame s'obtient en collant, avec du haume de Canada, derrière la lame diffusante un fragment de la même lame. Si l'on dirige le faisceau sur la ligne de séparation des régions d'épaisseur différente, on obtient deux demi-halos, situés de part et d'autre de cette ligne : le plus petit étant le plus brillant, le plus grand le plus pâle. Le mica et le gypse, par leur facile clivage, permettent d'autres formes de la même vérification.

On peut conserver l'image exacte des phénomènes indiqués ci-dessus et effectuer à loisir les vérifications quantitatives en opérant avec des plaques photographiques au lieu de lames simplement diffusantes : les nombreux clichés mis sous les yeux de la Section constituent donc la démonstration complète de cette théorie.

Moyens d'atténuer et de faire disparaître le halo photographique. — Dans un grand nombre de cas, on atténuerait le halo d'une manière satisfaisante en employant comme support de la couche impressionnable des lames suffisamment épaisses. Mais le véritable remède ressort de l'étude précédente : il consiste à empêcher le retour à la surface sensible des rayons provenant non seulement de la réflexion totale, mais même de la réflexion vitreuse. Le moyen le plus simple d'y parvenir est, d'abord d'annuler le pouvoir réfléchissant de la seconde surface par le contact intime d'une substance de même indice; en second lieu, d'éteindre les rayons transmis à cette substance, en lui donnant un pouvoir absorbant suffisant pour empêcher que la réflexion ne se produise à la face d'émergence. On est donc conduit à enduire le revers des plaques photographiques d'un vernis opaque convenable, moyen déjà préconisé plusieurs fois. Comment se fait-il que cet artifice ait été considéré jusqu'ici comme insuffisant ? C'est qu'on n'a pas signalé la condition essentielle qui en assure l'efficacité, à savoir l'égalité des indices de réfraction : toute différence notable d'indice, par excès aussi bien que par défaut,

maintient la réflexion appelée ci-dessus *vitreuse*, quelle que soit l'opacité de l'enduit : c'est cette réflexion qui produit, sinon les halos circulaires, du moins ces nébulosités si gênantes autour des objets vivement éclairés.

Comme preuve de l'efficacité de cette condition, je mets sous les yeux de la Section des clichés offrant sur la même plaque deux images du même point brillant obtenues successivement avec la même durée d'exposition. Celle du haut offre un halo extrêmement intense, celle du bas en est absolument dépourvue : pour obtenir ce résultat, chacune de ces plaques (gélatine ou collodion) avait été enduite par derrière, sur sa moitié inférieure, d'une pâte formée de noir de fumée et d'un mélange d'essences (1) ayant exactement le même indice que le verre. Cet enduit a suffi pour empêcher toute trace de halo. L'expérience sous cette forme est tout à fait décisive : elle permet de conclure que le problème de l'annulation du halo photographique est définitivement résolu.

(1) Ce mélange d'essence de girofle ($n = 1,520$), d'essence de térébenthine ($n = 1,480$) ou suivant les cas d'essence de cannelle ($n = 1,610$) est très commode pour les opérations de laboratoire ; il a l'avantage de ne pas sécher ; on étend la pâte avec un pinceau sur le revers de la plaque, au moment de l'employer, et on l'essuie avant le développement.

Pour obtenir un mélange ayant l'indice d'un verre donné, on détache au diamant une bande de ce verre qu'on doucit au besoin sur les tranches, de manière à obtenir une baguette à quatre arêtes réfringentes : on plonge cette baguette dans le mélange contenu dans une cuve à faces parallèles, et l'on observe le sens de la déviation d'une ligne brillante à travers un angle réfringent ; si l'on part du liquide ayant l'indice plus faible que celui du verre et qu'on ajoute progressivement le liquide ou la substance plus réfringente, on diminue, puis finalement on annule cette déviation : l'égalité d'indice est alors atteinte. L'emploi d'une lumière monochromatique et l'utilisation simultanée de deux angles réfringents opposés facilite beaucoup le réglage.

LES
NOTATIONS CHIMIQUES

DANS L'ENSEIGNEMENT

DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

NOTE PRÉSENTÉE AUX MEMBRES DU CONSEIL D'INSTRUCTION ET DE CONSEIL
DE PERFECTIONNEMENT DE L'ÉCOLE

PAR MM. A. CORNU ET G. LEMOINE.

La Commission chargée par le Conseil d'instruction de l'École Polytechnique de reviser les programmes de l'enseignement de la Chimie (1) n'a pu réunir l'unanimité sur la question de notation. Nous venons soumettre au Conseil les motifs qui déterminent la minorité de la Commission à présenter la proposition suivante :

PROPOSITION.

Dans la partie du Cours relative à la Chimie minérale, le Professeur emploiera, comme on l'a fait jusqu'ici, la notation en équivalents.

Dans la partie du Cours relative à la Chimie organique, le Professeur pourra, s'il le juge convenable, employer la notation atomique. Il devra, dans tous les cas, consacrer au moins une Leçon à la comparaison des notations pour permettre la lecture des publications écrites dans l'un ou l'autre système.

Pour justifier cette proposition, nous voulons nous placer non pas au point de vue de la Science générale, mais à un point de

(1) Cette Commission comprend, outre M. le Directeur des études, MM. Cornu, Gal, Grimaux, Lemoine et Potier.

vue purement *pédagogique*. Dans des Cours aussi condensés que ceux de l'École Polytechnique et avec un aussi grand nombre d'élèves, le professeur, quelles que soient ses préférences, doit, suivant nous, s'interdire toute complication dans l'exposé des faits, dans le développement des théories, dans le choix des symboles. La simplicité est, à nos yeux, le premier besoin de l'enseignement.

Nous cherchons à prouver, par ce qui suit, que l'introduction en Chimie minérale de la notation atomique est une complication pour l'enseignement de l'École. L'emploi de cette notation tend à faire exagérer l'importance de certains corps qui ne sont souvent que des curiosités de laboratoire, et à laisser dans l'ombre des réactions souvent très utiles pour les applications : on est inévitablement entraîné à développer certaines théories au détriment de l'étude des grands phénomènes de la nature et de l'industrie ; enfin on complique les notations symboliques des réactions les plus élémentaires.

Tous ces inconvénients, qui ne seraient pas sensibles dans des Cours comme ceux du Collège de France, nous paraissent particulièrement graves à l'École Polytechnique. Nos élèves abordent l'étude des sciences expérimentales avec une éducation mathématique très développée qui leur donne une grande tendance à se laisser séduire par des hypothèses toutes spéculatives leur rappelant la rigueur et l'élégance géométriques ; il faut veiller à ce que, pour eux, les faits acquis et les propriétés des corps ne disparaissent pas derrière des jeux de formule.

THÉORIE ATOMIQUE.

Le choix entre les deux notations rivales étant surtout, suivant nous, une question de langage, on peut se demander pourquoi les partisans de la notation atomique tiennent avec tant d'ardeur à l'introduire dans l'enseignement. La réponse est facile. C'est qu'à la faveur de la notation atomique on veut introduire une théorie particulière toute moderne, qu'on appelle la *théorie atomique* ou hypothèse de la *valence des atomes*. Sans doute la notation est indépendante de la théorie ; mais la réciproque n'est pas vraie, car, pour exposer la théorie atomique, il est infiniment plus commode et plus clair d'employer la notation atomique.

La théorie atomique est née de l'étude de certains composés de Chimie organique, principalement de celle des hydrocarbures. C'est par voie de

généralisation qu'on l'a étendue à la Chimie minérale. Elle a avant tout la prétention, non seulement d'expliquer les isoméries si curieuses que présentent beaucoup de corps organiques, mais encore d'en délimiter le nombre. Cette idée est trop ingénieuse pour qu'on puisse la passer aujourd'hui sous silence dans l'enseignement de l'École Polytechnique. Une Leçon lui serait, suivant nous, utilement consacrée, mais à la condition que cette théorie soit bien séparée des faits qu'elle cherche à expliquer, car ces faits resteront toujours acquis à la Science, au milieu des vicissitudes que l'avenir réserve aux explications théoriques.

Nous craignons beaucoup de voir la théorie atomique s'introduire dans l'enseignement classique autrement qu'à l'état d'hypothèse, et d'hypothèse accessoire. Les considérations sur lesquelles elle s'appuie sont plus ou moins contestables. Nous rappellerons entre autres toutes les discussions auxquelles a donné lieu la composition de l'hydrure de cuivre, cette curiosité de laboratoire qui satisfait si bien aux réactions typiques voulues par la théorie. Nous ferons remarquer surtout qu'on est arrivé aujourd'hui à regarder la *valence* d'un atome comme variable et qu'on discute encore sur la valence du soufre, l'un des corps les mieux connus de la Chimie minérale. On est forcé, pour interpréter les isoméries de la série aromatique, d'ajouter successivement de nouvelles hypothèses aux anciennes. On arrive ainsi à des schémas de plus en plus compliqués dont l'importance apparente peut faire croire aux élèves qu'ils connaissent la véritable structure des édifices moléculaires.

EXAMEN DES DEUX NOTATIONS.

Notation en équivalents. — Les deux notations diffèrent surtout par le point de vue auquel on se place de préférence pour envisager les phénomènes chimiques. La notation en équivalents, *indépendante de toute hypothèse*, s'attache surtout aux relations de *poids* entre les corps qui réagissent.

Ainsi l'on écrit les formules des oxydes les plus usuels en prenant les poids de ces oxydes qui se combinent à une même quantité d'acide, c'est-à-dire qui *s'équivalent* vis-à-vis de cet acide. On écrit les symboles des métaux les plus usuels en prenant les poids qui peuvent se déplacer dans une même série de sels, conformément aux expériences de Richter. On écrit les symboles des métalloïdes en prenant les poids contenus dans un équivalent d'acide.

On accepte franchement l'inconvénient d'avoir des équivalents en volumes qui diffèrent du simple au double : la formule de l'eau gazeuse HO correspond à un volume égal à celui de l'équivalent de l'hydrogène et celle de l'acide chlorhydrique HCl à un volume double. On en est quitte pour doubler certaines formules lorsqu'il y a utilité dans certaines réactions de considérer les corps sous le même volume gazeux ; par exemple, en Chimie organique on écrit souvent l'eau H²O².

Notation atomique. — La notation atomique s'attache principalement aux relations des volumes gazeux entre les corps qui réagissent, *comme si les réactions ne s'exerçaient jamais qu'à l'état gazeux.*

On choisit alors les formules des corps composés, de manière qu'elles correspondent autant que possible à des volumes gazeux égaux. Ce choix est motivé par une considération toute théorique, celle qu'exprime l'hypothèse d'Avogadro et d'Ampère, d'après laquelle des volumes égaux des différents gaz contiendraient le même nombre de molécules; dès lors les poids des molécules seraient proportionnels aux poids de volumes gazeux égaux. La notation atomique a donc la prétention de faire correspondre ses formules aux *poids moléculaires.*

Pour réaliser ce but, on arrive à prendre pour les corps simples comparés à l'hydrogène des poids atomiques qui sont le plus souvent doubles des équivalents; il y a identité seulement pour l'hydrogène, le chlore et ses congénères, l'azote, le phosphore, l'arsenic et l'antimoine, le bore, le potassium avec les autres métaux alcalins et l'argent.

Il y a généralement accord entre les poids atomiques ainsi déterminés et les « équivalents thermiques » qu'on déduirait de la loi de Dulong et Petit; chaque poids atomique des différents corps simples exige à peu près la même quantité de chaleur pour passer de 0° à 1°.

Il importe de remarquer que les corps simples se trouvent ainsi avoir des poids atomiques qui ne correspondent pas toujours à des volumes gazeux égaux. En général, ce volume est égal à celui de un gramme d'hydrogène, mais il y a des exceptions à cette règle : ainsi le phosphore et l'arsenic correspondent à un volume moitié. Aussi, après divers remaniements, les chimistes qui suivent la notation atomique ont admis que les corps simples à l'état de liberté ont des molécules composées d'un plus ou moins grand nombre d'atomes. La molécule de l'hydrogène étant H², celle du phosphore est Ph⁴ en notation atomique; celle du mercure est simplement Hg.

Comparaison théorique des deux notations. — Au point de vue théorique, chaque système a ses avantages et ses inconvénients. « Il est impossible, dit M. Schützenberger, d'accorder toutes les analogies : il y en a d'incompatibles, et, en poursuivant l'une d'elles trop loin, on tend souvent à en détruire une autre. »

On reproche à la notation par équivalents de compliquer les formules des corps organiques et d'exiger souvent qu'on double les formules de Chimie minérale pour les faire correspondre à des volumes gazeux égaux. On reproche aussi à ce système de n'être pas d'accord avec la loi des chaleurs spécifiques (1), car le produit de la chaleur spécifique par l'équi-

(1) Cette objection est singulièrement affaiblie par les exceptions que présente la loi et par les variations des chaleurs spécifiques suivant la température et l'état des corps. — Voir sur cette question une Note toute récente de M. Berthelot, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 21 avril 1887, p. 952.

valent est double pour certains corps de ce qu'il est pour d'autres. Enfin, toutes les fois qu'un métal a deux oxydes (fer, cuivre, mercure), le choix de la formule devient un peu arbitraire.

La notation atomique, de son côté, offre plusieurs points faibles. On a été forcé de corriger, à plusieurs reprises, le système primitivement adopté pour se plier, tant bien que mal, au fait des densités de vapeur anormales. Pour les corps composés, il est difficile d'admettre que dans quelques cas, et notamment pour certains sels ammoniacaux, la condensation soit celle qu'exigerait la théorie. Pour les corps simples, on est forcé de considérer la molécule comme ne contenant pas toujours le même nombre d'atomes (hydrogène, H²; phosphore, Ph³; mercure, Hg). Il faut ajouter que, d'après les expériences de M. Meyer, la densité de vapeur de l'iode paraît diminuer progressivement au-dessus de 1000° pour devenir moitié de ce qu'elle est au-dessous : l'étude des densités de vapeur nous ménage sans doute encore bien des surprises.

En résumé, au point de vue théorique, il semble impossible d'admettre d'une manière absolue que tous les corps composés aient des poids moléculaires correspondant à des volumes gazeux égaux; il y a quelques exceptions, très rares, mais enfin des exceptions. C'est qu'en réalité les phénomènes naturels sont moins simples que nous ne voudrions nous les figurer. Dans certaines circonstances, c'est tel groupe d'atomes qui intervient; dans d'autres circonstances, c'est un nombre double.

Puisque aucune des deux notations n'est pleinement satisfaisante, il nous semble plus logique, au moins pour les conditions actuelles de l'enseignement, de préférer celle qui s'attache au point de vue le plus positif, le plus simple à concevoir, c'est-à-dire à la notion des poids : la considération des volumes gazeux est plus délicate, moins générale, souvent hypothétique : la considération des poids, *indépendante de toute hypothèse*, est devenue, depuis Lavoisier, la notion chimique fondamentale : n'est-ce pas elle encore qui doit prédominer dans l'enseignement?

Comparaison pratique des deux notations. — Au point de vue pratique, c'est-à-dire pour la commodité du langage, nous retrouvons encore à chaque système des avantages et des inconvénients, mais la balance nous paraît pencher d'un côté ou de l'autre, suivant que l'on considère la Chimie minérale ou la Chimie organique.

En Chimie organique, où n'interviennent que trois ou quatre corps simples, il peut être plus commode de prendre la notation atomique; elle simplifie les formules, car la notation en équivalents introduit, presque partout, des nombres pairs. C'est pour cela que les chimistes, qui s'occupent surtout des corps organiques, préfèrent, pour la plupart (mais non pas tous), la notation atomique.

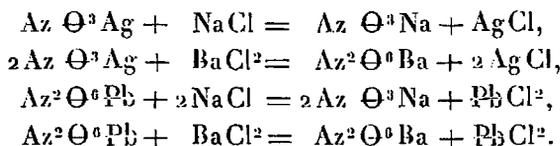
En Chimie minérale, au contraire, il serait impossible de dire que la notation atomique simplifie le langage. La notation par équivalents s'applique beaucoup mieux aux réactions usuelles, parce qu'elle est choisie précisément de manière que les sels usuels aient des formules semblables : les

oxydes basiques principaux s'écrivent tous de la même manière : KO, NaO, CaO, FeO, ZnO, CuO, PbO, AgO.

La notation atomique complique les formules correspondant aux réactions les plus élémentaires, et en particulier aux innombrables doubles décompositions résumées par les lois de Berthollet (1). Prenons, par exemple, la préparation d'un chlorure insoluble (argent ou plomb) par double décomposition; la notation par équivalents exprime la réaction par une même formule :



Avec la notation atomique, il faut quatre types de formules distincts :



À ce point de vue, la notation en équivalents a été un progrès sur les notations antérieures, puisqu'une même formule représente à elle seule un plus grand nombre de faits.

Une autre complication de la notation atomique vient de ce qu'elle dissimule complètement l'origine des sels à partir d'une base et d'un acide : l'azotate de potasse s'écrit AzO^3K , de sorte qu'on n'y reconnaît plus ni l'acide azotique ni la potasse qui, dans les laboratoires, servent presque toujours à le préparer.

Les chimistes « atomistes » nous disent que le système dualistique de Lavoisier a fait son temps. Nous répondrons que beaucoup de phénomènes très importants sont contraires à cette objection, qu'il n'y aurait pas combinaison entre la base anhydre et l'acide anhydre (carbonates, silicates, borates, etc.). La vérité est que nous ignorons absolument la constitution des édifices moléculaires, mais il ne faut pas préjuger cette constitution dans un sens plutôt que dans l'autre, en faisant disparaître dans les notations la trace des réactions les plus usuelles (2). C'est là, suivant nous, un

(1) Ces considérations sont empruntées, ainsi que beaucoup des précédentes, aux publications faites par M. Berthelot sur ce sujet, et en particulier à son ouvrage de la *Synthèse chimique* (Bibliothèque internationale).

(2) La notation en équivalents, indépendante de toute hypothèse, s'accorde aussi bien avec le système *unitaire* qu'avec le système *dualistique*. Ainsi, la formule de l'azotate de potasse peut être écrite (KO, AzO⁵) en séparant l'acide de la base, mais elle peut être écrite (AzO⁵K) sans les séparer.

La notation atomique ne laisse pas la liberté du choix entre les deux systèmes : en effet, en écrivant $\text{Az } \Theta^3 \text{K}$ (avec $\Theta = 16$ au lieu de $O = 8$) on ne peut plus séparer l'acide de la base à moins de doubler la formule et d'écrire ($\text{Az}^2 \Theta^6, \text{K}^2 \text{O}$) ce qui est contraire aux principes admis.

inconvenient des plus graves pour l'enseignement en général et pour l'enseignement classique en particulier.

STATISTIQUE.

D'après une statistique que nous a communiquée M. le Directeur des études, on trouve dans les dix dernières années des Comptes rendus de l'Académie des Sciences (1873-1882) :

Pour la Chimie minérale,

sur 477 Mémoires, 90 seulement écrits en notation atomique, soit 18 pour 100.

Pour la Chimie organique,

sur 540 Mémoires, 348 seulement écrits en notation atomique, soit 64 pour 100.

Ces résultats nous semblent confirmer entièrement nos conclusions, puisqu'ils montrent qu'en Chimie minérale la notation en équivalents est de beaucoup la plus adoptée.

La grande majorité des chimistes français qui appartiennent à l'Académie des Sciences, à nos Écoles d'Application, à l'Enseignement supérieur, à l'Enseignement secondaire, emploient presque exclusivement la notation en équivalents dans les Cours relatifs à l'étude des métaux. M. Berthelot, de même que les professeurs qui se sont succédé jusqu'ici dans notre École Polytechnique, s'en sert exclusivement, non seulement pour la Chimie minérale, mais encore pour la Chimie organique.

RÉSUMÉ.

Le but de notre proposition est d'éviter que nos élèves ne considèrent comme résolues des questions sur lesquelles nos chimistes français les plus illustres ne sont point encore parvenus à se mettre d'accord. Il s'agit, en réalité, non d'une doctrine, mais d'un mode de langage et d'une question purement pédagogique. Chacun des deux systèmes de symboles a ses avantages et ses inconvénients, mais la notation en équivalents, indépendante de toute hypothèse, permet d'expliquer avec la plus grande simplicité toutes les principales réactions classiques. Dès lors, il n'y a pas là de réforme essentielle, urgente, dont l'École Polytechnique ait le devoir de donner l'exemple, au risque de bouleverser ainsi les traditions à la fois de l'enseignement secondaire qui lui fournit des élèves et des Écoles d'application qui recueillent les siens.

En Chimie minérale, nous considérerions comme fâcheux d'introduire la notation atomique, soit dans l'enseignement élémen-

taire, soit même à l'École Polytechnique : nous craindrions ainsi de voir nos élèves les plus faibles retenir moins facilement les réactions classiques qui resteront plus tard leur seul bagage. Ces inconvénients n'existent pas pour la Chimie organique, qui est d'ailleurs la partie la moins immédiatement utile pour les besoins pratiques de nos services publics : si le professeur y emploie la notation atomique, ce sera le moyen de ne laisser nos élèves étrangers à aucun des deux systèmes.

On objectera peut-être, à la solution que nous proposons, le défaut d'homogénéité. Ce reproche n'est pas plus fondé que celui qu'on adresserait aux mathématiciens de changer de système de coordonnées en abordant l'étude de certains corps géométriques. On emploie habituellement les coordonnées rectilignes; mais, quand on arrive à la sphère, on ne se fait nul scrupule d'employer les coordonnées sphériques. Pourquoi ne pas faire la même chose dans l'enseignement de la Chimie? Pourquoi ne pas changer la notation lorsqu'on arrive à l'étude des corps organiques, groupe de corps tout spécial par l'allure des réactions, par la variété des combinaisons et où ne figurent que trois ou quatre éléments : le carbone, l'hydrogène, l'oxygène et quelquefois l'azote? Ce changement même fera voir aux élèves que nos formules n'expriment pas la constitution des corps et ne sont qu'une affaire de langage : c'est précisément pour cela qu'on peut prendre la notation qui se trouve la plus commode.

Enfin, on nous objectera certainement que, si les chimistes français emploient presque tous pour les métaux la notation en équivalents, les chimistes étrangers se servent presque uniquement de la notation atomique. Cette raison ne nous arrête en aucune façon. La France n'a pas besoin, en fait de Science surtout, d'imiter servilement l'Allemagne. Notre pays a toujours su porter dans les hautes études scientifiques la simplicité et la précision : gardons-nous de perdre ces qualités, surtout dans l'enseignement, en compliquant nos notations et en faisant une part trop large aux hypothèses.

4 juin 1887.

**SUR LA TRANSFORMATION DE L'ACHROMATISME OPTIQUE DES OBJECTIFS
EN ACHROMATISME CHIMIQUE;**

PAR M. A. CORNU.

(Note présentée au Congrès tenu à Lyon par l'Association française pour l'avancement
des Sciences, séance du 22 août 1873.)

Je m'étais proposé le problème suivant à l'occasion des travaux préparatoires de la Commission du passage de Vénus :

Transformer l'objectif d'une lunette astronomique, achromatisée pour les rayons visibles, de manière à obtenir, au foyer principal, des épreuves photographiques dont la netteté soit comparable à celle des images optiques directes.

Des études antérieures sur la photographie du spectre ultraviolet ⁽¹⁾ m'avaient conduit à examiner la répartition des foyers des diverses raies du spectre dans une lunette de spectroscopie, formée avec un objectif achromatique. Une graduation en millimètres, tracée sur le tube de tirage d'une semblable lunette, permet d'observer les faits suivants : si l'on note successivement le tirage de la lunette, après avoir mis *au point* avec beaucoup de soin l'image des principales raies du spectre projetées sur le réticule, on remarquera que la distance focale diminue d'abord depuis la raie A jusqu'aux raies B, C, D; il y a un minimum de distance focale vers la raie *b*, puis augmentation à partir de cette région; la raie F forme son

⁽¹⁾ Voir le *Compte rendu de l'Association française*, Congrès de Bordeaux, t. I, p. 300.

foyer à peu près à la même distance que D, l'augmentation devient rapide à partir de G, si bien que le foyer des raies de l'extrémité visible du violet se forme en arrière du foyer de l'extrémité rouge. La photographie permet d'aller beaucoup plus loin, et l'on peut suivre la marche très-rapidement croissante des distances focales des radiations ultra-violettes.

De ces faits résulte la remarque suivante : la répartition des foyers de la région violette dans un objectif achromatisé est précisément inverse de celle qu'aurait produite un objectif non achromatisé ; en effet, les rayons violets, étant les plus réfrangibles, ont une distance focale plus courte que les rayons rouges, lorsqu'on les fait réfracter à travers une lentille convergente de crown-glass : par exemple, l'addition d'une lentille divergente de flint-glass, qui tend à ramener les foyers de toutes les radiations dans un même plan, produit donc une action plus énergique sur les rayons violets que sur les rayons rouges, puisqu'elle allonge le foyer des premiers d'une plus grande quantité que celui des derniers. Il en résulte que, si par un moyen ou par un autre on diminue l'influence de la lentille divergente, on modifie la répartition des foyers des diverses radiations, telle qu'elle a été décrite plus haut, dans un sens qu'on peut aisément prévoir. Le foyer des rayons violets étant relativement moins repoussé que celui des rayons rouges (relativement au cas ordinaire), les rayons dont la distance focale est minimum se rapprochent du côté violet ; l'achromatisme optique est alors altéré : en continuant à diminuer l'influence du verre divergent, on peut parvenir à placer la distance focale minimum dans la région comprise entre G et H. On obtient alors l'achromatisme chimique ; car cette région est, pour les radiations chimiques, l'analogie de la région du spectre visible comprise entre D et F, par l'énergie des impressions qu'elle produit sur les substances photographiques, autrement dit, le *centre de gravité* des radiations actiniques est situé vers le milieu de l'intervalle G et H ; comme dans le spectre visible ce point tombe aux environs de la raie *b*.

Quant au moyen de diminuer l'influence du verre divergent de flint-glass, le plus facile consiste simplement à l'écartier du verre convergent de crown-glass. On se rend compte aisément de cet effet en poussant la condition à l'extrême ; en effet, si l'on plaçait le verre divergent au foyer même du verre convergent, son influence

serait nulle; c'est en le rapprochant que son action augmente, jusqu'au moment où les deux verres sont en contact. Évidemment, dans une position intermédiaire, l'effet du flint-glass sera intermédiaire : *on est donc assuré, par un écartement convenable des verres, d'arriver à l'achromatisme chimique; car on peut parcourir tous les degrés de répartition relative des foyers, depuis l'achromatisme optique qu'on peut considérer comme un achromatisme chimique dépassé, jusqu'au non-achromatisme* (1).

On peut donner une démonstration tout à fait élémentaire de cette méthode d'achromatisme chimique par écartement des verres, en supposant les lentilles sans épaisseur.

Soient p et p' les distances de deux foyers conjugués d'une lentille convergente formée d'un verre dont l'indice soit n pour un rayon

(1) J'ai vérifié expérimentalement toutes ces déductions à l'aide d'un appareil assez simple : on dispose un objectif dont les verres peuvent être écartés à des distances variables (jusqu'à 2 ou 3 pour 100 de la distance focale principale); en avant de cet objectif, on place un prisme dont l'angle est de 8 à 12 degrés, suivant la réfrangibilité de la matière, et dont l'une des faces est argentée, de manière à fonctionner à la fois comme prisme d'angle double et de miroir renvoyant les rayons dans la même direction. En arrière de l'objectif, on place un oculaire positif et un réticule portés par un tirage avec graduation : l'axe de cet oculaire est légèrement incliné sur l'axe principal de l'objectif, de manière à laisser place à une fente éclairée par la lumière du soleil ou d'une étincelle d'induction. Il est facile maintenant de se rendre compte du fonctionnement de l'appareil. La fente étant disposée verticalement au-dessous de l'oculaire, dans le plan focal principal de l'objectif, les rayons émanés de cette fente sont rendus parallèles après leur passage à travers l'objectif, réfractés par la première face du prisme, réfléchis par la seconde, réfractés une seconde fois (dans le sens de la duplication de la dispersion), puis ramenés sur l'objectif : le prisme n'altérant nullement le parallélisme des rayons si ses faces sont bien planes, les rayons vont converger dans le plan focal principal en un point situé au-dessus de la fente : c'est là qu'on place le réticule, entraîné par le mouvement commun du tube de tirage et de l'oculaire. En donnant au prisme un mouvement de rotation autour de son arête, on peut amener chaque raie sous le fil vertical du réticule et la mettre exactement au point sur ce fil; on peut donc ainsi mesurer la position relative des foyers de toutes les raies. On répète la même série d'observations pour les distances convenablement choisies des deux verres, et l'on vérifie les modifications successives d'achromatisme prévues par l'exposé précédent. Après ce résumé, il est facile de comprendre comment ces expériences constituent une véritable méthode optique pour l'étude rigoureuse de l'achromatisme.

Il n'est pas inutile d'ajouter que l'écartement des verres produit une diminution notable de la distance focale principale; avec les verres usités d'ordinaire, la variation de distance focale est sept ou huit fois plus grande que la variation de la distance des verres.

donné; on a la formule bien connue

$$(1) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = (n - 1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) = (n - 1) P,$$

en désignant, pour abrégé, la somme des courbures par P.

La formule analogue pour une lentille divergente sera

$$(2) \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{q'} = (n' - 1) Q.$$

Si ces deux lentilles sont accouplées au contact (comme dans les objectifs ordinaires), on calculera la distance focale principale φ du système, en faisant $p = \infty$, $q = p'$, $q' = \varphi$.

Si les deux verres sont écartés à la distance a , il faudra substituer $p = \infty$, $p' + a = q$, $q = \varphi$; et, en remplaçant la lettre p' par f , pour rappeler que p' est la distance focale principale du verre convergent, on aura

$$(3) \quad \frac{1}{f - a} - \frac{1}{\varphi} = (n' - 1) Q,$$

avec

$$(4) \quad \frac{1}{f} = (n - 1) P.$$

L'écartement des verres doit rester dans des limites très-étroites (1 à $1\frac{1}{2}$ pour 100 de la distance focale totale, environ 0,02 f à 0,03 f).

On peut écrire ainsi le terme

$$\frac{1}{f - a} = \frac{1}{f \left(1 - \frac{a}{f} \right)} = \frac{1}{f} \left(1 - \frac{a}{f} \right)^{-1}.$$

La formule (3) devient, après substitution de la valeur (4) de f ,

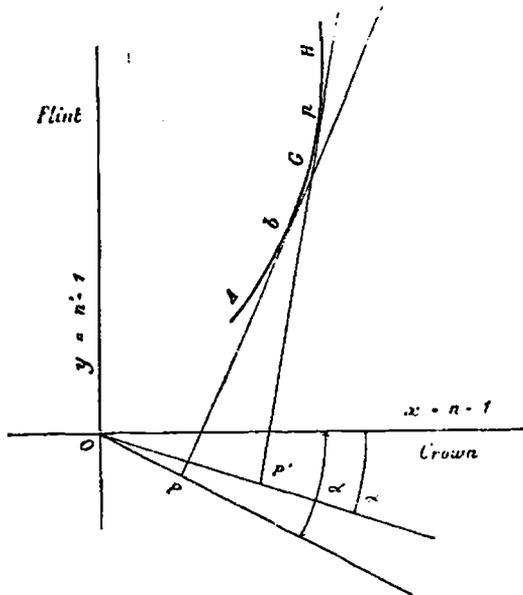
$$(5) \quad \frac{1}{\varphi} = \left(1 - \frac{a}{f} \right)^{-1} P (n - 1) - Q (n' - 1).$$

Pour interpréter cette équation d'une manière toute géométrique, nous aurons recours à la considération d'une courbe qui joue un grand rôle dans la représentation graphique des conditions d'achromatisme, et que pour cette raison j'appellerai *courbe d'achromatisme*.

On l'obtient en construisant les points dont l'abscisse $x = n - 1$ et l'ordonnée $y = n' - 1$ ont respectivement pour valeurs les indices diminués de l'unité des deux verres, indices correspondant à la même couleur, ou mieux à la même raie.

Ainsi, les points A, b, G, H de la courbe ci-jointe (fig. 1) ont été formés en prenant pour abscisses les indices, moins l'unité,

Fig. 1.



du crown-glass correspondant aux raies A, b, G, H, et pour ordonnées les indices moins l'unité du flint-glass correspondant aux mêmes raies. La substitution des valeurs numériques montre qu'avec ces genres de verres la courbe tourne sa convexité vers l'axe des x (crown-glass), et que la direction moyenne de l'arc de courbe passe au-dessous de l'origine et qu'elle fait un angle d'environ 60 degrés avec l'axe des x .

La condition d'achromatisme, représentée par l'équation (5), est que, pour toutes les valeurs correspondantes de x et de y , la variation de φ soit aussi petite que possible. Substituant

$$x = n - 1, \quad y = n' - 1,$$

il vient

$$\frac{1}{\varphi'} = \left(1 - \frac{\alpha}{f}\right)^{-1} P x - Q y,$$

expression de la forme

$$x \cos \alpha - y \sin \alpha,$$

ce qui conduit, par identification, à

$$(6) \quad \frac{\cos \alpha}{\left(1 - \frac{\alpha}{f}\right)^{-1} P} = \frac{\sin \alpha}{Q} \quad \text{ou} \quad \tan \alpha = \frac{Q}{P} \left(1 - \frac{\alpha}{f}\right).$$

On conclut, de cette identification, que l'inverse de la distance focale résultante φ' est proportionnelle à la projection du rayon vecteur de la *courbe d'achromatisme*, sur une droite faisant avec l'axe des x un angle égal à $-\alpha$. Géométriquement, la condition d'achromatisme devient celle-ci : déterminer la direction telle que la projection de l'arc de courbe, considérée dans toute l'étendue qui correspond aux indices des rayons utiles, soit minimum.

Il est évident que cette condition sera remplie, si l'on projette suivant la droite qui joint les deux extrémités de la courbe, ou même si l'on projette l'arc suivant la tangente au point correspondant à la raie b , qui, dans les rayons visibles, représente ce que symboliquement j'ai appelé le *centre de gravité* du spectre visible.

Pour l'achromatisme des rayons chimiques, la direction de la projetante est celle de la tangente en un point μ situé vers le milieu de l'intervalle GH. Comme la courbe est convexe, cette tangente fait un angle plus grand que le précédent avec l'axe des x : donc α doit diminuer.

L'équation (6) montre qu'en effet, pour diminuer α , il faut augmenter α . Donc l'écartement des verres transforme bien l'achromatisme des rayons visibles en achromatisme chimique. La règle expérimentale définie plus haut est donc démontrée.

Le raccourcissement correspondant du foyer est également évident ; car la distance OP' , inverse de φ' , est plus grande que OP .

En résumé, étant donnée une lunette astronomique achromatique dont l'objectif est formé d'une lentille convergente de crown-glass et d'une lentille divergente de flint-glass, on la transformera en un objectif susceptible de donner des images photographiques d'une netteté aussi satisfaisante que possible, en écartant les deux

lentilles d'une quantité dépendant de la nature de ces deux verres. Avec les verres usités en optique, un écartement de $1 \frac{1}{2}$ pour 100 de la distance focale de l'objectif est suffisant, et le foyer chimique est très-voisin du foyer optique.

Quant aux aberrations produites par cet écartement des verres, je me suis assuré, par expérience, qu'ils sont entièrement négligeables. J'ai étudié à ce point de vue plusieurs lunettes de différents foyers, en particulier une excellente lunette de 100 millimètres d'ouverture et de $1^m, 40$ de distance focale. Avec un écartement de 15 millimètres des deux verres, j'ai réussi à photographier une échelle divisée en millimètres, placée à 40 mètres de distance; les traits étaient parfaitement distincts; le rapport des pleins aux vides était bien reconnaissable et l'on pouvait au microscope mesurer avec un micromètre la trentième partie des intervalles. Un relevé micrométrique d'une épreuve très-soignée fait sur une plaque d'argent, d'après le procédé de Daguerre, m'a permis de constater que, sur toute l'étendue de l'échelle qui comprenait près de six cents traits et qui sous-tendait un angle de 45 minutes, il n'y avait aucune déformation systématique.

En résumé, la théorie et l'expérience montrent qu'un objectif bien achromatisé pour les rayons visibles peut être rendu achromatique au même degré pour les rayons chimiques, par un simple écartement des deux verres.

L'écartement le plus convenable doit être cherché par une série d'essais méthodiques : il ne dépasse pas en général $1 \frac{1}{2}$ pour 100 de la distance focale principale primitive de l'objectif. On atteint aisément l'écartement qui correspond à une distance focale jouissant de la propriété précieuse de donner à la fois une image visible passable et une image photographique parfaite.

En terminant, je dirai que la méthode de transformation d'achromatisme est générale, et qu'elle peut s'appliquer à la solution de bien des questions de physique, d'astronomie et de micrographie.

(Extrait du *Journal de Physique théorique et appliquée*, t. III, 1874.)

BIBLIOTHÈQUE
MUSEUM
NATURAL
HISTOIRE
NATURAL

**SPECTROSCOPE DESTINÉ A L'OBSERVATION DES RADIATIONS
ULTRA-VIOLETTES (1);**

PAR M. A. CORNU.

Le spectroscope que j'ai fait construire pour l'observation des radiations ultra-violettes ressemble complètement au spectroscope à deux prismes répandu dans les cabinets de Physique et les laboratoires de Chimie; il en diffère par la nature des matières transparentes qui entrent dans sa construction, car les matières employées ordinairement à la construction des spectroscopes, à savoir le crown-glass et le flint-glass, absorbent les radiations ultra-violettes au moins depuis la raie O, c'est-à-dire depuis la longueur d'onde $\lambda = 340$ millièmes de millimètre.

La description des diverses parties de cet instrument me fournira l'occasion de résumer une série d'études relatives à l'observation des radiations très-réfringibles.

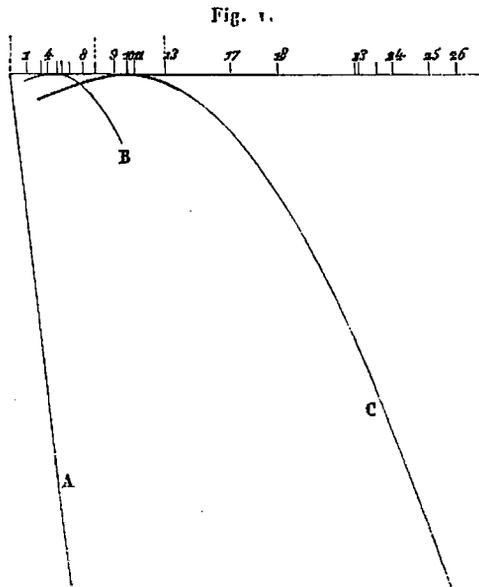
Collimateur et lunette. — L'objectif qui forme la partie essentielle du collimateur comme de la lunette est sensiblement achromatique; il est composé d'une lentille biconvexe de quartz et d'une lentille divergente plan concave de spath d'Islande, toutes deux taillées perpendiculairement à l'axe optique. Cette composition de l'objectif est extrêmement utile pour l'observation des spectres ultra-violets, en général, et surtout du spectre solaire, parce que dans toute l'étendue des radiations ultra-violettes du Soleil, que l'atmosphère terrestre laisse arriver jusqu'à nous, les objectifs sont presque rigoureusement achromatiques. Il en résulte que la variation du tirage de la lunette et du collimateur nécessaire pour passer d'une partie à l'autre du spectre est sinon nulle, du moins extrêmement faible; l'observation photographique ou fluorescente des spectres devient alors extrêmement simple; dans le cas du spectre solaire, l'achromatisme est assez satisfaisant pour qu'on puisse obtenir sur le même cliché la *totalité* du spectre chimique, depuis la raie F jusqu'à la limite extrême (raies S, T, U) la plus réfringible.

La perfection des images n'est pas absolument la même sur tous

(1) Construit dans les ateliers de M. Jules Duboscq.

les points du champ, parce que la surface focale est légèrement courbe; mais on peut, par une série d'essais méthodiques, arriver à déterminer un plan focal moyen qui rend l'ensemble de l'image très-satisfaisant. On peut encore améliorer les résultats par divers artifices qu'il serait trop long d'énumérer, et qui consistent soit à incliner légèrement le plan de la surface focale adoptée, soit à obtenir la compensation réciproque des petites aberrations d'obliquité et de courbure des objectifs et des prismes.

Pour donner une idée des conditions de l'achromatisme que



produit la combinaison quartz-spath d'Islande, je comparerai la variation de tirage de la lunette d'un spectroscope formé par des objectifs crown-glass (courbe B) dans l'observation du spectre solaire et du même spectroscope formé avec des objectifs quartz-spath (courbe C) ayant sensiblement la même distance focale moyenne; enfin, j'indiquerai la variation focale correspondant à des objectifs simples de quartz (courbe A), employés d'ordinaire à ces observations (*fig. 1*).

Les abscisses de ces courbes représentent les déviations minima du rayon ordinaire d'un prisme de 60° en spath d'Islande, à l'échelle de 2^{mm},5 pour 1°. Les ordonnées représentent en vraie

grandeur les variations du tirage de la lunette mise au point sur la radiation correspondant à l'abscisse, le tirage du collimateur restant fixe à une valeur moyenne correspondant à une distance focale d'environ $0^m,45$. La ligne ainsi formée représente à peu près la *courbe focale* des diverses radiations dans une position moyenne du prisme, l'objectif étant fixe. D'après la figure, l'objectif serait situé au-dessus à la distance de $0^m,45$; il en résulte que la partie du champ pour laquelle l'achromatisme est sensiblement parfait est celle qui se trouve dans le voisinage du minimum de distance focale. On aurait la loi de répartition linéaire ou de superposition des foyers des diverses radiations pour l'image d'un point lumineux en supposant que la courbe s'aplatisse de plus en plus par la diminution de l'échelle des abscisses.

On voit que l'objectif crown-glass-flint-glass, très-satisfaisant pratiquement au point de vue de l'achromatisme des images, n'est pas meilleur comme groupement des foyers que l'objectif quartz-spath, pour une même étendue de spectre de part et d'autre du minimum de foyer (1).

Ces objectifs achromatiques ont donc un grand avantage, au point de vue de la facilité et de la rapidité des observations, sur les lentilles simples de quartz; mais ils ont un inconvénient qu'il est juste de signaler: c'est l'imparfaite transparence du spath d'Islande pour les radiations très-réfringibles. Ces objectifs, en effet, laissent voir avec la plus grande facilité les raies de l'étincelle du cadmium jusqu'au n° 25 (d'après la notation de M. Mascart, *Annales de l'Ecole Normale*, 1^{re} série, t. IV, p. 7), raie 26 du même métal, les raies 27, 28, 29 du zinc, et même, à la rigueur, la raie n° 30

(1) L'examen de ces courbes est très-instructif au point de vue de l'étude de l'achromatisme et donnerait lieu à une discussion dont voici brièvement les résultats:

1° Les courbes précédentes, qu'on peut obtenir empiriquement par l'observation de la variation du tirage, se déduisent très-simplement de la *courbe d'achromatisme* (voir *Journal de Physique*, t. III, p. 108) construite en prenant comme abscisse et comme ordonnée l'indice de réfraction de chaque radiation des deux matières à achromatiser.

2° Les petits changements de courbure ou d'écartement des deux lentilles ne modifient pas sensiblement les courbes représentées plus haut dans leur forme absolue; la modification équivaut à un changement dans la direction des axes coordonnés, de sorte que l'on peut se rendre immédiatement un compte très-exact de la répartition des foyers si la distance focale minimum correspond à une autre radiation.

de l'aluminium (notation de M. Soret, *Archives de la bibliothèque de Genève*, mars 1878, t. LXI); mais les raies 31 et 32 de l'aluminium sont complètement absorbées : avec les lentilles simples de quartz (et un prisme de quartz), ces raies, les plus réfrangibles qu'on ait observées jusqu'ici, apparaissent, au contraire, avec un assez vif éclat.

On atténue le pouvoir absorbant de ces objectifs en diminuant autant que possible l'épaisseur de la lentille divergente de spath d'Islande.

Les rayons de courbures adoptés pour la taille des objectifs sont les suivants; ils sont exprimés en fonction de la distance focale F de la lumière jaune de la soude (raie D) :

Quartz perpendiculaire à l'axe.

Surface convexe extérieure.....	$R = -0,4151 F$
» intérieure.....	$R' = 0,3631 F$

Spath d'Islande perpendiculaire à l'axe.

Surface concave intérieure.....	$R' = -0,3631 F$
» extérieure.....	$R'' = \infty$

Ces courbures conviennent plus spécialement à l'étude du spectre solaire ultra-violet, qui s'étend jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 294$, c'est-à-dire presque jusqu'à la raie n° 17 du cadmium. Dans cette étendue, le champ est symétrique par rapport à la raie n° 10, c'est-à-dire de longueur d'onde $\lambda = 347$, et présente une très-faible courbure. Si l'on diminuait un peu le rayon de la courbure R de la surface extérieure du quartz, on repousserait vers la partie la plus réfrangible le sommet de la courbe, c'est-à-dire le centre de symétrie du champ.

Ces courbures ne sont pas celles qui donnent théoriquement le minimum d'aberration de sphéricité; mais au point de vue pratique ce sont celles qui donnent les meilleures images, à cause des difficultés que présente la taille et le poli du spath d'Islande; en effet, les opticiens sont mieux outillés pour polir des surfaces planes que les surfaces courbes de spath; on a donc intérêt à supprimer la face très-peu courbe donnée par la théorie et à la

remplacer par une face plane, qui, d'ailleurs, altère fort peu les conditions du minimum d'aberration sphérique.

On a essayé, pour atténuer l'imperfection de la surface concave de spath d'Islande, de *coller* avec un mastic réfringent (le baume de Canada ou le mastic en larmes) les deux surfaces en contact; mais le pouvoir absorbant de ces résines est tellement considérable pour les radiations ultra-violettes que, malgré la minceur de la couche interposée ($\frac{1}{70}$ de millimètre à peine) et la transparence de la matière employée, l'absorption commençait déjà à la raie n° 10 du cadmium ($\lambda = 346$), c'est-à-dire avant la fin du spectre solaire. Il a suffi de plonger les objectifs dans l'éther pour dissoudre le mastic et rendre aux objectifs leur transparence primitive.

Certains liquides peuvent néanmoins être utilisés pour le *collage*. Ainsi l'eau, l'alcool ou mieux la glycérine bien pure et bien décantée ne produisent aucune absorption sensible jusqu'à l'extrémité du spectre observable, sous l'épaisseur nécessaire à cette opération. On pourrait donc, dans certains cas où la finesse des images devrait être poussée un peu plus loin, se servir de cet artifice très-simple, à la condition de ne pas prolonger l'action des liquides sur le spath, dont la surface polie pourrait être altérée.

Enfin, une précaution qui contribue à la perfection des images consiste à adopter pour les lentilles de quartz des épaisseurs égales et de pouvoir rotatoire inverse; on élimine ainsi, par compensation, des effets secondaires qui ne pourraient que troubler la netteté des foyers.

Prismes. — Le choix de la nature des prismes a nécessité aussi diverses études. Le spath d'Islande a l'avantage de présenter une très-forte dispersion dans le rayon ordinaire, mais il a l'inconvénient d'être difficile à bien tailler, et surtout d'absorber les radiations très-réfringibles. Ce dernier inconvénient est bien plus grave pour le prisme, dont l'épaisseur moyenne est nécessairement considérable, que pour les objectifs dont l'épaisseur peut être beaucoup réduite. Aussi, avec un prisme de spath d'Islande, est-il difficile de dépasser la raie n° 26 du cadmium; encore faut-il observer le rayon extraordinaire qui paraît un peu moins absorbé que le rayon ordinaire.

La taille la plus favorable du prisme de spath d'Islande est celle pour laquelle l'arête est parallèle à l'axe optique; l'angle le plus

C.

I.

usité est celui de 60° . Les deux spectres ordinaire et extraordinaire sont entièrement séparés et présentent des dispersions à peu près dans le rapport de 2 à 1.

Le quartz doit être préféré au spath si l'on veut observer jusqu'à l'extrême limite des radiations réfrangibles; d'un autre côté, il prend un poli d'une perfection incomparable à cause de sa grande dureté. Il offre toutefois, dans ses propriétés optiques, diverses particularités gênantes dont il a fallu éliminer les effets avant d'obtenir les meilleurs résultats.

La première particularité défavorable est la faiblesse de la biréfringence; les deux spectres ordinaire et extraordinaire sont superposés. On a souvent tourné cette difficulté en profitant de la polarisation des deux rayons pour éteindre l'un d'eux par un polariseur ou un analyseur convenablement placé; mais on tombe dans des difficultés d'un autre ordre provenant, d'une part, du pouvoir rotatoire des lentilles de quartz qui constituent les objectifs du spectroscopie, et, d'autre part, de la construction d'un polariseur n'absorbant pas les radiations ultra-violettes.

Quoique je sois parvenu à une disposition additionnelle assez simple pour résoudre la difficulté, je n'ai pas considéré cette solution comme applicable à un spectroscopie d'usage courant. En effet, la multiplicité des surfaces réfringentes élimine une quantité notable de lumière, et, comme on opère déjà sur des rayons dont l'intensité est diminuée de moitié par la double réfraction, on risque de réduire à une fraction trop faible l'éclat des radiations à observer.

Il faut donc éviter la biréfringence et, pour cela, prendre l'axe optique du quartz perpendiculaire au plan bissecteur du prisme. Mais ici se présente la seconde particularité défavorable du quartz, à savoir le pouvoir rotatoire, qui dédouble les rayons incidents en deux rayons circulaires de rotation inverse. La biréfringence est, il est vrai, très-faible et n'a pas d'inconvénient sensible dans certaines expériences, comme celles de M. Stokes, lorsque l'on opère par projection sur un écran fluorescent; mais, dans les observations délicates, les images sont dédoublées et l'écartement croît rapidement avec la réfrangibilité. Ainsi on retombe sur les mêmes inconvénients.

Mais cette fois on peut aisément tourner la difficulté : il suffit

de composer le prisme de deux moitiés de rotation contraire, la face intérieure étant perpendiculaire à l'axe. On obtient ainsi des images dont la netteté ne dépend plus que de la perfection des faces.

Par l'artifice indiqué plus haut, à savoir le collage des deux surfaces contiguës à l'aide d'une goutte d'eau, d'alcool ou de glycérine, on élimine l'influence de ces deux surfaces, tant au point de vue de l'imperfection de leur forme qu'à celui de la perte de lumière causée par l'interposition d'une lame d'air.

Dans le cas où l'on veut obtenir une dispersion double, la compensation du pouvoir rotatoire est plus simple encore : il suffit d'employer deux prismes de quartz ayant leurs plans bissecteurs perpendiculaires à l'axe optique, mais présentant des pouvoirs rotatoires de sens contraires. La dispersion est alors sensiblement la même que celle du rayon ordinaire du spath d'Islande, et on a l'avantage de la transparence complète et de la perfection du poli des faces.

C'était la disposition adoptée dans le spectroscope que j'ai eu l'honneur de mettre sous les yeux de la Société de Physique.

Mode d'observation. — La précision des observations atteint un haut degré de perfection lorsqu'on emploie la Photographie. Les dispositions très-simples à adopter ont été décrites par différents observateurs (1). Les clichés que l'on obtient ainsi ont une grande finesse et supportent des grossissements de 25 diamètres. On peut les conserver et les étudier à loisir, ce qui rend les observations encore plus précieuses. Le petit châssis porte-plaque que j'ai décrit (2) s'applique au spectroscope avec la plus grande facilité.

Mais, pour les usages courants et même pour préparer l'emploi de la Photographie, le mode d'observation le plus commode est l'emploi d'un oculaire fluorescent imaginé par M. Baille (3), et amené à une grande perfection par M. Soret (voir *Journal de Physique*, t. III, p. 253). À l'aide de cet oculaire (*fig. 2*), formé essentiellement d'une lame fluorescente *ff* (verre d'uranc) de 1^{mm} d'épaisseur, que l'on observe obliquement par transparence dans le plan des

(1) BECQUEREL, *La lumière*. — MASCART, *Annales de l'École Normale*, 1^{re} série, t. I.
— CORNU, *ibid.*, 2^e série, t. III, p. 241.

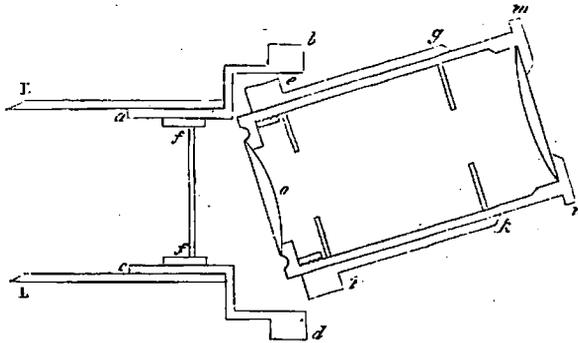
(2) *Ibid.*

(3) *Annales du Conservatoire des Arts et Métiers*, 1867.

raies sous une incidence de 20° à 30° , les raies brillantes des vapeurs métalliques s'observent avec une grande facilité : il suffit de faire jaillir l'étincelle d'une bobine d'induction de grandeur moyenne, avec intercalation d'une bonne bouteille de Leyde entre deux électrodes du métal à étudier. La fente peut être amenée jusqu'à une assez grande finesse, à la condition de mettre la lame de verre d'urane exactement au foyer des radiations observées.

Pour s'exercer à ces observations, je conseille d'étudier d'abord

Fig. 2.



le spectre du magnésium, qui présente une raie quadruple excessivement intense ($\lambda = 280$) un peu au delà de la limite du spectre solaire. C'est, toutes choses égales d'ailleurs, la radiation ultraviolette très-réfrangible de beaucoup la plus intense que l'on puisse obtenir avec les métaux usuels. Les quatre composantes sont assez resserrées pour que l'ensemble puisse servir dans une foule de cas de source monochromatique.

Ensuite on s'exercera à observer les raies du cadmium, puis celles du zinc et enfin celles de l'aluminium, dont les plus réfrangibles forment la limite des radiations observables.

L'étude du spectre solaire est plus délicate lorsqu'on veut la pousser un peu loin. Il faut prendre beaucoup de précautions pour éviter les reflets à l'intérieur de l'oculaire fluorescent, et pour cela ajouter, à $0^m,02$ en avant de la lame fluorescente, un diaphragme d'ouverture aussi petite que possible; malgré cette précaution, on n'atteint pas la limite à laquelle on parvient avec la Photographie.

Pour obtenir plus de finesse dans les détails, sauf à perdre un peu d'éclat, il est bon de réduire l'épaisseur du verre d'urane à

0^m,5; on doit même le remplacer, ainsi que l'indique M. Soret, par une petite cuve d'une solution d'esculine pour observer la région LMN, dans laquelle la fluorescence du verre d'urane est très-faible.

Repères. — La position des raies s'obtient surtout par comparaison avec un spectre déjà connu, et en particulier avec les raies du spectre solaire. On projette la raie dont on veut connaître la longueur d'onde sur le trait-réticule du verre d'urane, et l'on substitue à la source un faisceau solaire; mais on ne peut guère dépasser la longueur d'onde $\lambda = 300$.

Si la lunette du spectroscopie est munie d'un mouvement micrométrique, on peut opérer sur toute l'étendue du spectre ultra-violet en rapportant les observations aux raies du cadmium, du zinc et de l'aluminium, qui forment une échelle suivant les conventions de MM. Mascart, Soret et Sarrazin.

Pour des observations moins précises, on peut se contenter de l'image d'une échelle divisée réfléchi sur la deuxième face du dernier prisme, comme dans les spectroscopes ordinaires. L'image de cette échelle est amenée dans le plan de la lame fluorescente, à la hauteur de la croisée des traits-réticules. On amène la raie à définir (observée obliquement par fluorescence) sur la croisée des traits, puis on abaisse l'oculaire de manière à voir par transparence les traits de l'échelle divisée: la croisée des traits définit sur l'échelle la position de la raie. On peut ainsi, indirectement il est vrai, mais d'une manière simple et rapide, construire la carte des spectres ultra-violetes avec presque autant de facilité que celle des spectres visibles.

(Extrait du *Journal de Physique*, t. VIII; 1879).

ÉTUDES PHOTOMÉTRIQUES,

PAR

M. A. CORNU.



Ayant été amené, dans différentes recherches, à étudier des dispositions simples pour la mesure des intensités lumineuses, j'ai obtenu divers appareils photométriques et spectrophotométriques qui me paraissent devoir rendre des services dans plusieurs branches de la Physique et de l'Astronomie.

Ces appareils sont fondés sur une propriété des lentilles découverte et utilisée par Bouguer, à savoir que l'image focale est, comme forme, indépendante de la grandeur et de la forme de l'ouverture de la lentille, et, comme intensité, proportionnelle à la surface de cette ouverture.

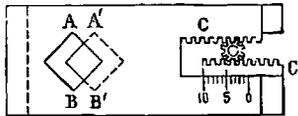
Première forme d'appareil : comparaison de l'éclat intrinsèque d'images réelles reçues sur un écran blanc. — L'appareil se compose de deux objectifs achromatiques, aussi identiques que possible, dont les axes optiques principaux se croisent au double environ de leur distance focale commune ; chacun d'eux produit sur un écran blanc l'image d'un petit diaphragme rectangulaire placé sensiblement au foyer conjugué de l'écran ; derrière chacun de ces petits diaphragmes, on place respectivement les deux sources de lumière, ou mieux la partie des sources de lumière dont on veut comparer l'éclat. On amène l'égalité des éclairagements des deux images en faisant varier la surface de l'un des objectifs ; à cet effet, chaque objectif est couvert par deux plaques métalliques glissant l'une sur l'autre par l'effet d'un pignon commun à deux crémaillères C, C' (*fig. 1*), portant chacune une ouverture carrée AB, A' B'.

C.

1

Dans une de leurs positions relatives extrêmes, les deux carrés sont en coïncidence et une ouverture carrée maximum livre passage à la lumière; dans l'autre position extrême, l'ouverture de l'une des plaques est cachée par la partie pleine de l'autre, de sorte qu'aucune lumière ne peut passer; dans les positions intermédiaires, les ouvertures se correspondent partiellement, et, comme elles sont taillées de façon que le mouvement relatif ait lieu suivant une dia-

Fig. 1.



gonale, l'ouverture libre a toujours la forme carrée, quelle que soit sa dimension. De plus, comme le pignon est fixe, par la rotation du pignon, l'une des plaques s'élève autant que l'autre s'abaisse; il en résulte que le centre du carré variable reste fixe devant le centre optique de la lentille. C'est le dispositif connu sous le nom d'*œil de chat*, dont l'invention est généralement attribuée à S^c Gravesande (1).

Pour faire une mesure de comparaison de deux lumières, on approche les sources aussi près que possible des petits diaphragmes rectangulaires et on règle leur position par deux conditions :

- 1° Leur image sur l'écran doit être aussi nette que possible; à cet effet, on les avance ou on les recule d'une quantité convenable.
- 2° Les bords opposés des deux images doivent être en coïncidence aussi parfaite que possible, afin que la ligne de séparation des deux champs devienne invisible lors de l'égalité des éclats.

En second lieu, on choisit les points des sources lumineuses qu'on veut comparer et on amène leur image respectivement sur les deux bords dont l'image est commune sur l'écran.

Tout étant bien réglé, on ouvre au maximum le diaphragme carré de l'objectif correspondant à la source d'éclat minimum; et l'on amène l'égalité des deux éclairéments le long du bord commun en

(1) Bouguer, en raison de la coloration des verres dont il faisait usage, avait donné aux diaphragmes la forme de secteurs : les épaisseurs variables de l'objectif entraient ainsi toujours dans la même proportion (*Traité d'Optique*, p. 37 ; 1760).

manœuvrant la crémaillère de l'autre objectif : l'égalité est atteinte lorsque la ligne de séparation semble disparaître. Les ouvertures présentant un côté gradué ou une échelle convenable CC' (*fig. 1*), on calcule les éclats intrinsèques relatifs en prenant les inverses des carrés des graduations.

On peut varier indéfiniment la même mesure en diminuant un peu le diaphragme de la source d'éclat minimum et cherchant à retrouver l'égalité : on obtient ainsi un nouveau couple de lectures dont le carré du rapport donne l'inverse du rapport des éclats, et ainsi de suite.

On a même en général, lorsque les sources sont très intenses, intérêt à diminuer l'ouverture des deux objectifs pour diminuer l'éclairement de l'écran : on juge ainsi beaucoup mieux l'égalité des deux champs lumineux.

Il peut arriver que les deux sources n'aient pas la même couleur ; la comparaison des éclats n'a plus alors de sens précis. On rétablit la signification précise en examinant les deux images de l'écran avec un verre coloré de la couleur qui paraît le plus en rapport avec l'usage qu'on doit faire de ces sources. Pour éliminer l'influence des petites dissemblances des deux appareils, on les substitue l'un à l'autre, ce qui est facile, grâce à leur construction : en effet, chaque appareil est fixé sur la base d'un large tube cylindrique mobile à frottement sur un cylindre intérieur fixe. Cette disposition permet en outre d'incliner l'axe principal de l'objectif, de l'élever ou de l'abaisser à volonté.

Comme exemple instructif d'observation, on peut citer la comparaison de l'éclat intrinsèque du milieu de la flamme d'une lampe à pétrole à mèche plate avec celui de la même flamme vue de tranche : on trouve que l'éclat de la flamme vue de tranche est plus de dix fois supérieur à l'éclat du milieu de la flamme vue de face.

Pour effectuer cette comparaison, on prend une source auxiliaire (comme une lampe modérateur à double courant d'air, à verre cylindrique) et on choisit comme point de comparaison une partie de la flamme qui paraisse bien homogène, en particulier le bord de la flamme, qui possède un éclat vif et constant.

On dispose de l'autre côté la lampe à pétrole sur un support tournant autour d'une verticale passant par l'axe de la mèche, de sorte qu'une rotation de 90° place la flamme alternativement de

face et de tranche. On compare ainsi l'éclat de chacun des deux aspects de la flamme à celui d'une source auxiliaire : si l'on a soin de laisser constante l'ouverture de l'objectif correspondant à cette source, le rapport cherché est égal à l'inverse des carrés des lectures sur l'autre objectif. La méthode de la source auxiliaire est évidemment générale et préférable à celle qui a été décrite plus haut, car elle élimine les inégalités de construction des diaphragmes ou de transparence des objectifs ; c'est celle que j'ai adoptée dans les dispositifs perfectionnés qui vont suivre.

Deuxième forme d'appareil : suppression de l'écran blanc ; microphotomètre. — Le dispositif ci-dessus permet, en remplaçant l'écran opaque et blanc par une feuille de papier huilé, un verre douci, etc., d'observer en arrière les deux images contiguës avec une loupe, ce qui rend l'observation plus commode et plus précise. On peut même supprimer cet écran et observer les images aériennes, qui sont infiniment plus fines et plus vives ; mais, les axes principaux des deux lentilles formant un angle d'une quinzaine de degrés, les deux images réelles ne peuvent pas être vues simultanément dans la même position de l'œil, puisque les deux anneaux oculaires (images conjuguées des objectifs) sont séparés. La comparaison devient donc difficile ; elle ne peut redevenir précise que si l'on amène en coïncidence les axes optiques des deux objectifs. Pour y parvenir, j'ai employé d'abord le moyen bien connu qui consiste à interposer une glace sans tain à 45° , qui laisse passer par transmission le faisceau d'un des objectifs et qui amène par réflexion le faisceau provenant de l'autre objectif. Par un réglage convenable, on arrive facilement à obtenir les deux images réelles dans un même plan focal, qu'on observe avec un oculaire ou un microscope à faible grossissement. L'inégale proportion de lumière réfléchie et réfractée ne permet pas, dans ce cas, de comparer directement les deux sources ; l'une d'elles sert de source auxiliaire (¹). L'emploi de cette glace sans tain offre deux particularités qui peuvent dans certains cas présenter des inconvénients : elle polarise partiellement les deux faisceaux, l'un par réflexion, l'autre par réfraction ; si donc les

(¹) Si l'on avait quelque intérêt à connaître le rapport des intensités des sources I_1, I_2 et le rapport k des intensités transmises par réflexion et réfraction, on ferait

lumières à comparer sont elles-mêmes partiellement polarisées dans des plans non déterminés, les rapports des intensités sont altérés dans des rapports qu'il serait possible de déterminer, au prix de diverses opérations accessoires qui compliqueraient la méthode.

La seconde particularité est l'influence des deux surfaces de la glace sans tain, qui donnent chacune une image réfléchie de la source auxiliaire : on a donc ainsi deux images dans des plans focaux légèrement différents. On peut se débarrasser de l'une d'elles en prenant une glace assez épaisse ou en donnant une très légère inclinaison aux deux faces; on n'est arrêté que par l'irisation de l'image transmise.

En revanche, cette disposition se prête à une méthode photométrique applicable à divers phénomènes physiques et astronomiques (éclat relatif des diverses régions du spectre, photométrie stellaire, etc.) qui s'accommoderaient mal de la méthode précédente. Elle consiste à *noyer* l'image transmise dans l'éclat de l'image réfléchie (supposée large et uniforme), jusqu'à ce qu'elle disparaisse. L'influence des deux surfaces de la glace sans tain n'a plus d'inconvénient; on peut alors prendre une lame mince de verre à microscope; les deux images coïncident presque et donnent une intensité sensiblement double à la lumière réfléchie (1).

deux observations croisées en intervertissant les sources et mesurant les rapports apparents m et n dans les deux cas :

$$\frac{k I_1}{I_2} = m, \quad \frac{k I_2}{I_1} = n,$$

d'où

$$k^2 = mn \quad \text{et} \quad \frac{I_2}{I_1} = \frac{m}{n}.$$

(1) En faisant l'opération inverse, c'est-à-dire en noyant l'image réfléchie dans l'éclat de l'image transmise, on obtient une relation qui donne le rapport des intensités des deux lumières au moment où l'une efface l'autre.

En effet, soient I_1 l'éclat intrinsèque de l'image transmise supposée fixe, I_2 celui de l'image de la source auxiliaire qu'on rend variable par la manœuvre du photomètre et k le rapport cherché dans la première opération; soit S la surface libre de l'objectif du photomètre; on a

$$k S I_2 = I_1.$$

Dans la seconde on affaiblit I_2 en donnant à la surface libre de l'objectif la valeur S' :

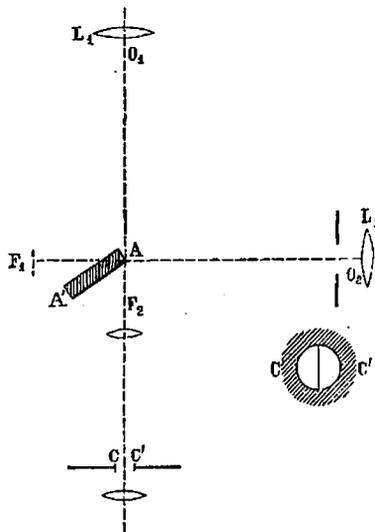
$$k I_2 = S' I_1,$$

C.

r.

égales par la ligne presque invisible formée par l'arête⁽¹⁾; l'une des moitiés présente une intensité fixe, l'autre une intensité variable à l'aide de l'écran photométrique : ce sont les meilleures conditions pour obtenir l'égalité des deux intensités. Dans ces circonstances, et surtout si l'on a soin d'atténuer les intensités jusqu'à une certaine limite, l'œil acquiert une si grande sensibilité, que les moindres différences de composition des lumières se traduisent par une différence de teinte qui devient gênante dans l'appréciation de l'égalité :

Fig. 3.



il n'y a que les sources rigoureusement identiques ou monochromatiques qui donnent une impression d'égalité absolument satisfaisante.

Les plages à comparer peuvent être extrêmement petites; si les images focales sont bien pures et obtenues à l'aide d'objectifs achromatiques, le microscope qui sert d'oculaire peut les amplifier dans de grandes proportions : l'appareil est alors suscep-

(¹) On obtient à coup sûr une arête absolument parfaite, même sous des grossissements considérables, en coupant au diamant une lame à faces parallèles et en utilisant le bord opposé au trait de diamant; on noircit avec un vernis noir la face non utilisée et la tranche de la lame.

tible de mesurer l'éclat d'images extrêmement petites : de là le nom de *microphotomètre* que je propose de donner à cet instrument.

Ce genre de photomètre permet de mesurer non seulement l'éclat intrinsèque de l'image focale qui se peint dans le plan AF_1 , il permet aussi de mesurer, lorsqu'on enlève l'objectif L_1 , l'éclairement produit par une source quelconque dans le même plan AF_1 . En un mot, on peut mesurer l'intensité d'une onde lumineuse tangente au plan passant par l'arête A et la droite AF_1 .

J'ai profité de cette propriété pour vérifier l'exactitude des indications du photomètre, en admettant la loi de l'inverse du carré de la distance, qui paraît à l'abri de toute objection. Une source de lumière constante a été placée à des distances variables D . L'intensité I de l'éclairement produit dans le plan focal a été mesurée par la variation de l'ouverture du photomètre; cette intensité est mesurée par le carré de la diagonale δ de l'ouverture. On doit donc avoir

$$I = h\delta^2 \quad \text{et} \quad I = \frac{k}{D^2},$$

d'où

$$D^2\delta^2 = \text{const.}, \quad D\delta = \text{const.}$$

Le produit de la distance D de la source au plan AF_1 , multipliée par la lecture δ du photomètre, doit donc être constante. Voici deux séries qui vérifient cette relation :

Distance D .	I.		II.	
	Lecture δ .	Produit $D\delta$.	Lecture δ .	Produit $D\delta$.
^m 0,346.....	11,74	4,062	13,14	4,546
0,846.....	4,92	4,162	5,52	4,670
1,346.....	3,10	4,173	3,45	4,644
1,846.....	2,26	4,173	2,52	4,652
2,346.....	1,73	4,059	1,98	4,645

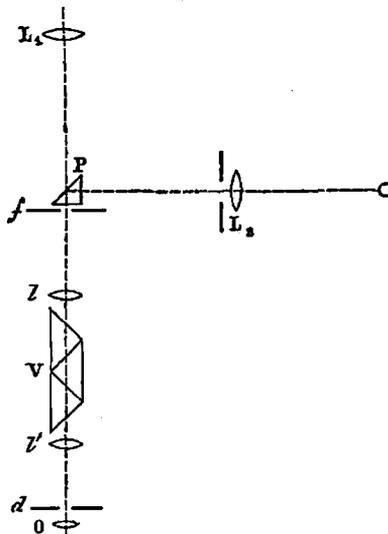
J'estime que l'erreur moyenne, dans les circonstances favorables d'intensité et d'égalité de teinte, ne dépasse pas $\pm \frac{1}{200}$.

Remarque. — L'appareil photométrique ne répond à sa propriété fondamentale que si la pupille reçoit *toute* la lumière qui a passé par l'ouverture des lentilles ou qui provient de la source; il importe donc de vérifier par l'observation de l'*anneau oculaire* du

microscope (à l'aide d'une loupe additionnelle, rappelant le dynamomètre de Ramsden) : 1° que l'ouverture carrée minimum du photomètre L_2 est entièrement visible dans l'anneau oculaire; 2° que l'ouverture de l'objectif L_1 , ou bien l'image de la source, est aussi entièrement visible et bien concentrique à l'image de l'ouverture carrée.

Troisième forme d'appareil : spectrophotomètre. — Les dis-

Fig. 4.



positions précédentes s'appliquent immédiatement à la comparaison de l'intensité des diverses couleurs du spectre : il suffit pour cela de faire tomber dans le plan de la fente d'un spectroscope l'image focale, produite par l'objectif L_1 , de l'objet lumineux qu'on étudie et l'image focale, produite par l'objectif L_2 , de la source auxiliaire. Cette seconde image est amenée par réflexion totale sur l'hypoténuse d'un prisme aussi petit que possible, dont les arêtes sont parallèles à la fente; c'est le dispositif de tous les spectroscopes. La moitié supérieure de la fente est ainsi éclairée par l'image de l'objet étudié, la moitié inférieure par celle de la source auxiliaire. On obtient ainsi deux spectres superposés séparés par une ligne noire qui n'est autre que l'ombre de la base, vue de tranche,

du prisme hypoténuse : cette ligne peut être rendue très fine et presque invisible si l'on use avec soin la surface du prisme (choisi aussi petit que possible) bien normalement aux arêtes : l'astigmatisme inévitable des faces du prisme favorise d'ailleurs le réglage simultané des raies spectrales et de l'image de cette ligne noire.

Pour rendre la comparaison plus facile, un diaphragme d , percé d'une fente convenable, placé dans le plan focal de l'oculaire O , permet d'isoler une petite région des deux spectres correspondant aux couleurs à comparer (¹).

Si le diaphragme est mobile sur une graduation, chaque position pourra définir une longueur d'onde moyenne, à l'aide d'une comparaison préliminaire faite avec les raies de la lumière du Soleil.

(¹) Les réfractions du prisme à vision directe polarisent d'une manière sensible la lumière transmise; si donc la source à étudier était polarisée, il faudrait déterminer la direction du plan de polarisation et tenir compte de cette orientation par rapport au plan de réfraction. Une expérience photométrique préliminaire donnerait pour chaque couleur le coefficient relatif d'affaiblissement correspondant aux deux cas où la lumière est polarisée dans le plan de réfraction et dans le plan perpendiculaire; pour les azimuts intermédiaires, l'intensité se calculerait aisément.

(Extrait du *Journal de Physique*, t. X; 1881.)

LIBRAIRIE
SCIENTIFIQUE
G. MASSON

SUR L'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE DES RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES;

PAR M. A. CORNU.

I. Sur la limite ultra-violette du spectre solaire. — Je me suis proposé, depuis plusieurs années, d'obtenir la limite extrême du spectre solaire du côté ultra-violet, c'est-à-dire du côté des courtes longueurs d'onde. La connaissance exacte de la limite du spectre ou plutôt de la loi suivant laquelle décroît l'intensité du spectre continu idéal de la photosphère apporterait, sur la difficile question de la température du Soleil, des données au moins aussi importantes que les mesures thermiques correspondant aux radiations à grande longueur d'onde.

Malheureusement, comme on va le voir, l'atmosphère exerce sur les radiations à courte longueur d'onde une absorption si énergique, que la majeure partie du spectre solaire ultra-violet est, pour ainsi dire, brusquement interceptée d'une manière complète: l'étude que je m'étais proposée est donc actuellement impossible sous la forme simple que j'avais imaginée. Néanmoins, les résultats obtenus en vue de ces recherches présentent quelque intérêt, même au point de vue auquel je m'étais primitivement placé; ils jettent, en tout cas, un certain jour sur l'allure probable de l'absorption atmosphérique à l'autre extrémité du spectre, moins facile à étudier, et montrent que le phénomène thermique est plus complexe que ne le suppose le mode expérimental généralement adopté pour l'évaluation de la température du Soleil.

Pour rester dans le domaine des faits et de leurs conséquences les plus immédiates, je me bornerai ici à donner un résumé succinct des expériences à l'aide desquelles j'ai cherché à obtenir photographiquement la limite ultra-violette du spectre solaire, l'analyse des conditions qui permettraient de reculer un peu cette limite et les vérifications expérimentales qui en dérivent.

Mode d'observation. — Le spectroscopie dont je me sers généralement est composé d'un collimateur et d'une lunette, dont les objectifs sont respectivement formés par une lentille plan-convexe

de quartz (d'environ 0^m, 26 de longueur focale pour la raie D) ; le prisme est en spath d'Islande : on utilise le rayon ordinaire, dont la dispersion est assez grande.

Au foyer de la lunette, on place une plaque fluorescente de verre d'urane pour la vérification approchée des réglages et finalement une petite glace sensibilisée par du collodion humide. La durée d'exposition varie, suivant les cas, de deux à six minutes, pour obtenir la limite extrême du spectre.

Au moyen d'un héliostat dont le miroir est remplacé par un prisme réflecteur en quartz, on concentre le faisceau de lumière sur la fente du collimateur, à l'aide d'une lentille de quartz.

La limite du spectre est variable suivant l'état de l'atmosphère, la nature du collodion employé et la durée d'exposition ; mais en choisissant les plus belles journées, en adoptant un collodion de composition constante et une durée d'exposition toujours la même, on obtient des séries très comparables (1). Voici un exemple d'observation :

11 septembre 1878. Observation faite à Courtenay (Loiret). Latitude, 48° 2' 20" ; durée d'exposition, deux minutes et demie. Clichés renforcés une fois.

10. 30 ^h 30 ^m matin.....	295,5	3. 40 ^h 30 ^m soir.....	302,0
0. 2 ^h 30 ^m soir.....	295,0	4. 17 ".....	304,5
1. 18 ".....	295,5	4. 38 ".....	307,0
1. 50 ".....	297,0	5. 2 ".....	312,0
3. 9 ".....	299,0	5. 14 ".....	315,0 ²

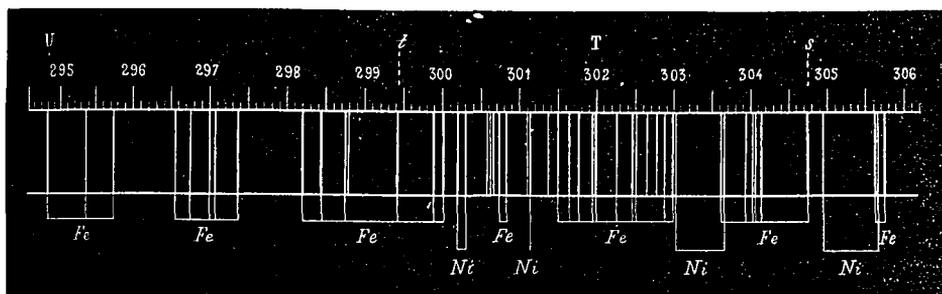
(1) La composition du collodion et du révélateur que j'ai toujours employés de préférence est la suivante :

Collodion (mêler sans précaution et agiter).	{	Pyroxyle.....	1 ^{gr}	Révélateur.	{	Eau distillée....	1000 ^{cc}
		Alcool.....	40 ^{cc}			Sulfate de fer ..	40 ^{gr}
		Éther.....	60 ^{cc}			Alcool.....	30 ^{cc}
		Iodure de cadmium.	1 ^{gr}			Acide acét. crist.	30 ^{cc}
		Brom. de cadmium.	0 ^{gr} , 25				

Le bain d'argent sensibilisateur contient de 7 à 8 pour 100 d'azotate d'argent. Pour renforcer le cliché, on ajoute quelques gouttes d'un bain d'argent à 2 pour 100 au révélateur.

La limite du spectre est exprimée en longueurs d'onde, par comparaison avec la Carte que j'ai construite au moyen des observations faites pendant l'été de 1877, et dont je reproduis ici la partie utile.

Fig. 1.



D'après le Tableau précédent, on voit que l'étendue du spectre diminue avec la hauteur du Soleil, ce qui tend à prouver que c'est à l'absorption de l'atmosphère qu'est due cette limitation.

Après divers essais faits d'après cette manière de voir, j'ai été conduit à représenter par la courbe suivante les résultats des observations. On porte comme abscisse la longueur d'onde limite observée et comme ordonnée le *logarithme du sinus de la hauteur du Soleil* (on sait que les épaisseurs atmosphériques traversées par les rayons solaires sont sensiblement en raison inverse du sinus de la hauteur du Soleil). L'ensemble des points ainsi définis se trouve pour une même journée réparti sur une courbe à fort peu près rectiligne; les divergences proviennent d'altérations momentanées de la transparence de l'atmosphère.

La construction des points correspondant à plus d'une centaine d'observations aux diverses heures de la journée m'a conduit à adopter comme ligne moyenne la droite qui passe par le point ($\sin h = 0,49$ et $\lambda = 300$) et parallèle à la direction définie par deux points ($\sin h = 0,75, \lambda = 295$; $\sin h = 0,30, \lambda = 306$) relevés sur une courbe dont les ordonnées représentaient les sinus des hauteurs vraies du Soleil au début de l'observation. On en déduit l'équation empirique $\sin h = 0,49 \cdot 10^{-0,036175(\lambda-300)}$, ou, si l'on calcule avec des logarithmes népériens, $\sin h = 0,49 e^{-0,03330(\lambda-300)}$.

La limite la plus éloignée que j'aie pu obtenir correspond à la longueur d'onde 293; elle a été atteinte avec certitude deux fois

seulement, le 24 juin et le 18 août 1878, aux environs de midi. Les radiations de $\lambda = 294$ à 295 ont été atteintes bien des fois de mai à septembre 1877 et 1878, et récemment encore dès le 5 mai 1879.

Malgré les nombreux essais faits dans les meilleures conditions, soit à Paris, soit à la campagne, il m'a été impossible d'aller plus loin.

Lorsqu'on examine les causes d'erreur qui peuvent modifier systématiquement les résultats, on reconnaît que la durée d'exposition des clichés est à peu près la seule qu'on ait à redouter dans l'appréciation de la limite du spectre; or il se présente une circonstance extrêmement favorable: c'est que l'effet photographique se produit pour ainsi dire dans les premiers instants, de sorte que la prolongation de l'exposition n'ajoute que peu à l'étendue des radiations agissantes. C'est ce que j'ai établi par une série méthodique d'expériences, parmi lesquelles je citerai la suivante comme typique :

16 octobre 1878. Courtenay. 11^h 47^m, T. M.

Durée de l'exposition (quatre épreuves sur le même cliché).	Longueur d'onde limite du côté ultra-violet.	Différences.
1 ^s	$\lambda = 306,5$	5,5
5	301	2,5
20	298,5	1,0
100	297,5	

Ainsi, les durées d'exposition variant à peu près en progression géométrique, les variations de la limite perceptible diminuent très rapidement; d'après la loi que suivent les différences, pour reculer la limite seulement d'une demi-unité, il faudrait plus que quadrupler la durée d'exposition et la porter à cinq ou six cents secondes ou dix minutes. Aussi l'expérience a-t-elle montré qu'il était à peu près indifférent de dépasser deux à trois minutes pour la durée de l'exposition lorsque le temps est bien pur; lorsque l'on craint le passage de brumes légères, il est plus prudent de prolonger cette durée jusqu'à six minutes, afin d'augmenter les chances d'éclaircie.

Analyse des conditions qui permettraient de reculer la limite de l'observation. — La limitation du spectre ultra-violet paraissant due à l'absorption atmosphérique, peut-on espérer, en se plaçant

dans des conditions plus favorables, reculer notablement la limite de visibilité? Nous allons voir, par l'analyse des conditions de l'expérience, que, d'après les faits observés, on ne doit pas attendre une amélioration bien considérable ou du moins en rapport avec les difficultés matérielles qu'il faudrait affronter.

Exprimons l'intensité P de l'impression photographique en fonction des éléments qui la déterminent; nous admettrons que l'intensité P , pour des valeurs très petites (les seules sur lesquelles nous ayons ici à raisonner), est proportionnelle à l'intensité J_λ de la radiation de longueur d'onde λ et à une fonction particulière de λ et du temps t ; $P = J_\lambda F(\lambda, t)$. Cette fonction F représente la *sensibilité* de la couche impressionnable. Si la radiation, avant d'agir, est transmise par un milieu d'épaisseur ε ayant le pouvoir de transmission α_λ pour la radiation λ , l'intensité devient I_λ ; $I_\lambda = J_\lambda \alpha_\lambda^\varepsilon$, $\alpha_\lambda < 1$. Le milieu absorbant étant limité par une surface sensiblement plane, la direction de transmission faisant un angle h avec le plan, on a

$$\varepsilon = \frac{l}{\sin h};$$

l est l'épaisseur normale du milieu absorbant supposé homogène; s'il n'est pas homogène, mais formé de couches parallèles de densité variable δ , l représente la hauteur équivalente calculée par la formule $l\delta_0 = \int \delta dz$, δ étant la densité correspondant à l'épaisseur z et δ_0 étant la densité choisie pour l'évaluation de la *hauteur réduite* l , car c'est la quantité de la matière traversée, et non sa répartition, qui produit l'absorption. Substituant dans la valeur de P , on a

$$(1) \quad P = J_\lambda F(t, \lambda) \alpha_\lambda^{\frac{l}{\sin h}}.$$

Il y a trois fonctions inconnues de λ , à savoir J , F et α_λ ; la forme particulière sous laquelle elles se présentent permet de les éliminer à l'aide de l'équation empirique fournie par les observations dont il a été question plus haut. En effet, on a déterminé pour un même lieu ($l = l_1$) la loi qui lie les hauteurs h du Soleil à la longueur d'onde limite λ observée, c'est-à-dire à celle qui donne l'impression photographique limite $P = \omega$; ω est alors une constante, la même pour toutes les valeurs de λ . Prenant le logarithme des deux membres

de l'équation précédente, où $P = w$, $t = T$, durée constante de l'exposition,

$$\log w = \log J_\lambda + \log F(T, \lambda) + \frac{l}{\sin h} \log a_\lambda,$$

qui se réduit à la forme $\frac{\sin h}{l} = \psi(w, T, \lambda)$, puisque J_λ est une fonction de λ (J_λ représente la loi qui lie l'intensité de la radiation avec la longueur d'onde dans le spectre continu idéal de la photosphère).

Mais l'expérience a montré que dans le même lieu ($l = l_1$), pour une durée de pose constante ($T = \text{const.}$), la limite d'impression ($w = \text{const.}$) était donnée par la loi $\sin h = 0,49 e^{-0,08330(\lambda-300)}$, ou de la forme

$$\sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}.$$

Substituant cette valeur de $\sin h$ et celle de l , la formule devient

$$(2) \quad \frac{\sin h}{l} = \frac{M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}}{l_1}.$$

Variation de la limite avec l'altitude. — Si l'on se reporte à la formule primitive (1), on voit que l'absorption est d'autant moindre que la hauteur solaire est plus grande et que l'épaisseur l est plus petite. On doit donc, en diminuant l'épaisseur atmosphérique, c'est-à-dire en augmentant l'altitude z du lieu d'observation, étendre la limite de visibilité du spectre.

La formule (2) donne précisément la loi cherchée, c'est-à-dire l'étendue gagnée avec l'altitude. En effet, la quantité l est, à un facteur près, représentée par le poids d'une colonne atmosphérique ayant l'unité de base comme section; si donc on désigne par p la pression barométrique, on aura $l = Ap$, où la loi de décroissance de la pression avec l'altitude est donnée par une expression de la forme $p = p_0 e^{-\frac{z}{z_0}}$, z_0 étant la constante barométrique. Il vient finalement

$$\sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda_0) - \left(\frac{z-z_1}{z_0}\right)},$$

formule qui donne la loi approchée qui existe entre la longueur d'onde de la radiation du spectre solaire à la limite de visibilité

pour une hauteur donnée h du Soleil et l'altitude z du lieu d'observation.

Nous pouvons maintenant savoir ce que l'on gagne par l'accroissement de l'altitude, à hauteur égale du Soleil; il suffit d'écrire que l'exposant de e est constant.

La longueur d'onde de la radiation limite et l'altitude sont donc liées par une fonction linéaire, de sorte que leurs variations finies ou infiniment petites sont proportionnelles; le coefficient de proportionnalité est $-mz_0$,

$$dz = -663^m,3 d\lambda;$$

en substituant, $z_0 = 7963^m$ (constante de Ramond, 18336^m , multipliée par le module des logarithmes vulgaires, ou $0,434294$) et $m = 0,0833$.

Ainsi on a chance de reculer la limite de visibilité des radiations d'une quantité correspondant à une unité (millionième de millimètre) dans la longueur d'onde lorsqu'on s'élève de $663^m,3$ en altitude.

Ce gain est, relativement à la longueur du spectre que donnent les étincelles d'induction ou l'arc électrique, extrêmement faible. Si l'on songe que l'on ne peut guère faire d'observations régulières au-dessus de 4000^m d'altitude, on voit que le gain calculé n'atteint que six unités ou environ la moitié de la différence qui se présente de l'hiver à l'été; le résultat obtenu serait donc encore bien loin de correspondre aux efforts à dépenser pour aller installer des appareils à une altitude aussi grande.

II. *Observation de la limite ultra-violette du spectre solaire à diverses altitudes.* — Je me suis proposé d'étudier par l'expérience directe la variation de cette limite, en installant mes appareils ordinaires d'observation en différents points des Alpes, à des altitudes convenablement choisies.

J'aurais désiré atteindre une altitude aussi grande que celle à laquelle plusieurs observateurs ont porté leurs appareils pour l'étude de la radiation calorifique du Soleil, par exemple au sommet du mont Blanc ou du Breithorn. Malheureusement, je reconnus bientôt que cela était presque impossible dans le cas de mes expériences: les manipulations photographiques exigent une installation

spéciale, des abris contre le vent et la lumière, et les observations, pour être concluantes, demandent un temps beaucoup plus long que celui pendant lequel on peut rester dans ces hautes régions.

Devant ces difficultés, qu'on ne pourrait surmonter qu'avec de grandes dépenses, j'ai cru devoir me contenter pour cette fois d'altitudes modérées (2600^m), mais réunissant des conditions relativement confortables, afin de pouvoir, pendant toute la journée, effectuer à loisir une série complète d'observations. J'ai pensé que ce que l'on perdrait par défaut d'altitude serait largement compensé par le soin et la tranquillité d'esprit que l'observateur apporterait à ses opérations.

Mettant à profit les indications données par plusieurs savants habitués aux expériences dans les montagnes, je me suis installé d'abord au Riffelberg, dans le massif du mont Rose, à une altitude de 2570^m. Cette station, où se trouve un hôtel convenable, est l'une de celles où les probabilités de temps clair sont les plus grandes. J'ai été très favorisé sous ce rapport, car j'ai eu trois belles journées consécutives, les 24, 25 et 26 juillet, pendant lesquelles j'ai obtenu vingt-neuf clichés du spectre solaire.

L'étude de l'influence de l'altitude étant en réalité une mesure différentielle, mesure à effectuer sur un élément très délicat et très fugace, il faut, pour arriver à une conclusion valable, non seulement que l'appareil d'observation soit le même, mais encore que les circonstances de toute nature soient aussi identiques que possible. En conséquence, je tâchai de réaliser une véritable mesure différentielle en transportant mes appareils à quelques kilomètres du Riffelberg, mais à 2000^m en contre-bas. Je m'installai dans le petit village de Viège, au confluent de la vallée de Zermatt et de la vallée du Rhône (altitude, 657^m), et pendant la magnifique journée du 28 juillet 1879 je pus obtenir une série de quatorze clichés.

Dans ces conditions, la comparabilité des résultats est aussi complète que possible : mêmes appareils, même installation improvisée, par suite mêmes erreurs systématiques, mêmes conditions atmosphériques. Aussi la différence de position de la limite ultraviolette est-elle très nette ; on en verra plus loin la valeur numérique.

Enfin, comme contre-épreuve, je répétai les observations au Rigi

(à moitié chemin entre le Rigi Staffel et le Rigi Kulm, à 1650^m d'altitude). La journée du 1^{er} août fut très belle jusqu'à 2^h, puis des brumes légères survinrent, comme cela arrive fréquemment dans ces parages. J'obtins une série de dix clichés; la limite observée aux environs de midi est intermédiaire entre celles observées au Riffelberg et à Viège. Les jours suivants ne furent pas assez purs pour permettre de faire des observations utiles.

L'examen micrométrique des clichés a donné les résultats suivants pour les limites extrêmes du spectre solaire ultra-violet; ils sont exprimés en longueurs d'onde :

	λ .	Altitude.
Riffelberg.....	293,2	2570 ^m
Rigi.....	294,8	1650
Viège.....	295,4	660
Différence (Riffel-Viège).	<u>-2,2</u>	<u>1910</u>

Les nombres ci-dessus étant très comparables entre eux, on peut en tirer une valeur directe du coefficient d'accroissement de visibilité avec la hauteur, que j'avais déduit des observations faites à Paris (50^m d'altitude) ou à Courtenay (Loiret) (170^m environ). Ce coefficient, calculé d'après la formule empirique qui lie la limite ultra-violette à la hauteur du Soleil, a été trouvé plus haut égal à 663^m; les résultats ci-dessus montrent que ce coefficient est trop faible. En effet, la différence d'altitude de 1910^m entre Viège et le Riffel n'a reculé la limite que de 2,2 unités, ce qui correspond à 868^m d'accroissement d'altitude par unité.

La belle série du 25 juillet, faite au Riffelberg, permet d'obtenir une valeur très approchée de ce coefficient d'accroissement. L'ensemble des résultats est représenté par une expression de la forme

$$\sin h = M e^{-m(\lambda - \lambda_0)},$$

dans laquelle $m = 0,11256$. On en conclut, suivant l'analyse exposée précédemment,

$$dz = -m z_0 d\lambda \quad \text{ou} \quad dz = -896^m,3 d\lambda.$$

Telle est la valeur théorique de ce coefficient, fondée sur des données précises. L'observation directe donne 868^m, en partant

des observations du Riffel et de Viège : la concordance est donc aussi satisfaisante qu'on peut le souhaiter dans l'évaluation numérique de phénomènes aussi délicats et constitue une vérification des calculs théoriques qui lient les phénomènes observés en un seul point avec ceux qu'on observe à diverses altitudes.

III. *Démonstration directe de l'absorption des radiations ultra-violettes par l'atmosphère.* — La théorie précédente suppose que c'est l'atmosphère qui absorbe les radiations ultra-violettes suivant une progression extrêmement rapide lorsque la longueur d'onde diminue. J'ai réussi à montrer par une expérience directe cette absorption des radiations très réfrangibles.

Un tube de 4^m de longueur, fermé à ses deux extrémités par deux lames de spath fluor, a été intercalé entre le collimateur et le prisme du spectroscope formé par des objectifs et des prismes de quartz.

Devant la fente du collimateur on fait jaillir une forte étincelle d'induction entre deux électrodes d'aluminium et l'on observe le spectre soit avec un oculaire fluorescent, soit avec un oculaire photographique : l'aluminium donne le spectre le plus étendu qu'on connaisse; les trois derniers groupes de raies sont les derniers termes de l'échelle conventionnelle bien connue (*Journal de Physique*, t. VIII, p. 187). Lorsque le tube est plein d'air, on ne voit aucune trace de la raie 32 du spectre de l'aluminium; mais, si l'on fait progressivement le vide, la raie 31 gagne notablement en intensité, la raie 32 apparaît bientôt et finalement surpasse en éclat la raie 31; la raie 30, qui varie extrêmement peu, sert de repère et rend très faciles ces appréciations relatives d'intensité. Si on laisse rentrer l'air dans le tube, les mêmes phénomènes se reproduisent en ordre inverse.

Ainsi, l'absorption des radiations très réfrangibles par l'atmosphère est démontrée : l'explication admise pour rendre compte de la variation de la limite ultra-violette du spectre solaire est donc légitime.

IV. *Sur la loi de répartition suivant l'altitude de la substance absorbant dans l'atmosphère les radiations solaires ultra-violettes.* — Les résultats précédents peuvent se résumer ainsi :

1° La longueur d'onde λ de la radiation à la limite de visibilité photographique observée dans le spectre ultra-violet, lorsque le Soleil est à une hauteur h au-dessus de l'horizon, est donnée empiriquement par une expression de la forme

$$\log \sin h = m\lambda + n,$$

m et n étant deux constantes; de sorte que, si l'on prend le logarithme sinus de la hauteur du Soleil comme ordonnée et la longueur d'onde comme abscisse, la ligne représentative des points ainsi définis, correspondant aux diverses heures de la journée, est une droite.

2° A des altitudes croissantes, la droite représentative se déplace parallèlement à elle-même, proportionnellement à la variation d'altitude, dans le sens d'un accroissement de visibilité du spectre; le taux de la progression q est d'environ $868^m, 2$, c'est-à-dire qu'à hauteur égale du Soleil on voit reculer d'une unité (millionième de millimètre) sur l'échelle des longueurs d'onde la limite visible lorsqu'on s'élève de $868^m, 2$, de sorte que l'équation de la droite prend la forme

$$(3) \quad \log \sin h = m \left(\lambda + \frac{z}{q} \right) + n.$$

La loi représentée par (3) ne peut être, à un point de vue rigoureux, qu'une loi approximative; on peut toutefois se demander quelles conséquences on pourrait en déduire si on la considérait comme exacte, sinon comme valeur numérique des coefficients, du moins comme forme mathématique; envisagée à ce point de vue, elle impose à la constitution optique de l'atmosphère des conditions qu'il est intéressant de mettre en évidence, car elles peuvent caractériser la nature des substances qui exercent l'absorption et les lois qui régissent ce phénomène.

Pour traiter la question par le calcul, on ne peut pas, avec le nombre restreint des données expérimentales dont nous disposons, aborder le problème de la constitution de l'atmosphère dans toute sa généralité; nous allons nous borner au cas simple, et d'ailleurs très vraisemblable, dont voici l'énoncé :

On supposera que le pouvoir absorbant de l'atmosphère (formée

de couches horizontales) est dû à une substance unique ou à un mélange homogène, entrant dans l'air pour une proportion variable et inconnue suivant l'altitude.

Le problème étant ainsi posé, les résultats précédents suffisent à déterminer la loi inconnue de répartition de la matière absorbante avec l'altitude et à exclure par là même certaines causes auxquelles on pouvait attribuer jusqu'ici l'absorption des radiations ultra-violettes.

Voici les résultats auxquels on parvient en traitant la question par le calcul (1).

La masse de la matière absorbante est à chaque altitude proportionnelle à la pression barométrique, par conséquent dans un rapport constant avec la masse de l'air atmosphérique.

Ce résultat exclut immédiatement la vapeur d'eau comme matière absorbant les radiations ultra-violettes. En effet, le poids de la vapeur d'eau est loin d'être en rapport constant avec le poids de l'atmosphère : la proportion diminue au contraire rapidement avec l'altitude.

On conclut des formules empiriques qui donnent le poids d'eau hygrométrique avec l'altitude que, *si l'absorption des radiations ultra-violettes était due exclusivement à l'action de la vapeur d'eau distribuée avec l'altitude suivant la loi que l'expérience indique, l'accroissement de visibilité du spectre solaire ultra-violet serait d'une unité (millionième de millimètre) sur l'échelle des longueurs d'onde pour un accroissement d'altitude de 286^m,9.* L'observation directe ayant donné trois fois plus, c'est-à-dire une unité pour 868^m,2, il y a lieu de rejeter la vapeur d'eau comme cause exclusive de l'absorption des radiations ultra-violettes.

Il est fort curieux que la vapeur d'eau, qui paraît jouer le rôle prédominant dans l'absorption des radiations peu réfrangibles du spectre, ne soit pas la substance qui exerce l'influence principale dans l'absorption des radiations ultra-violettes.

J'ai tenu à vérifier ce résultat par une expérience directe : j'ai

(1). Voir. *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, séance du 26 avril 1880.

constaté que l'air saturé d'humidité à 15° et l'air soigneusement desséché, observés sous une épaisseur de 4^m dans l'appareil précédemment décrit (*Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 1290), ne présentent aucune différence appréciable dans l'absorption qu'ils exercent sur les radiations très réfrangibles du spectre de l'aluminium.

L'eau, à l'état liquide, agit également d'une manière très différente sur les deux extrémités du spectre. M. Soret a montré, en effet, que l'eau distillée est parfaitement transparente pour les radiations très réfrangibles (*Archives de Genève*, mars 1878), puisqu'une colonne d'eau distillée de 1^m,16 laisse passer la radiation n° 28 (spectre du zinc, $\lambda = 206$); au contraire, pour les radiations infra-rouges, l'eau est si opaque, d'après les expériences de notre confrère M. Desains, que 0^m,01 d'épaisseur enlève au spectre calorifique des métaux incandescents la moitié de leur longueur et les trois quarts de leur intensité (*Comptes rendus*, t. LXXXIV, p. 286).

(Extrait du *Journal de Physique*, t. X; 1881.)

**SUR UNE LOI SIMPLE RELATIVE A LA DOUBLE RÉFRACTION CIRCULAIRE
NATURELLE OU MAGNÉTIQUE (1);**

PAR M. A. CORNU.

La propriété singulière que possèdent certains corps de faire tourner le plan de polarisation de la lumière, propriété qui paraissait ne devoir être expliquée que par une connaissance approfondie de la constitution moléculaire de ces corps, a été, par un trait de génie de Fresnel, ramenée, comme explication, aux phénomènes ordinaires de propagation des ondes.

L'explication de Fresnel est fondée en effet :

1° Sur une *équivalence cinématique* : une onde à vibration rectiligne équivaut à la superposition de deux ondes à vibrations circulaires de sens inverses se propageant avec la même vitesse ;

2° Sur une *propriété physique* que Fresnel a découverte et vérifiée par expérience : dans les corps doués de pouvoir rotatoire comme le quartz, la vitesse de propagation des ondes à vibrations circulaires a deux valeurs différentes, suivant le sens de la description de la vibration : la vitesse la plus grande correspondant à la vibration circulaire de même nom que la rotation du quartz.

La théorie de Fresnel a été étendue immédiatement à l'explication du pouvoir rotatoire que le magnétisme développe dans les milieux transparents ; l'adaptation était particulièrement naturelle après les beaux travaux d'Ampère sur l'identité des aimants et des solénoïdes. Cette extension a paru si naturelle, que la vérification expérimentale de la théorie de Fresnel appliquée aux phénomènes magnétiques n'a été, sinon faite, du moins publiée que dans ces derniers temps (2).

Les vitesses v' , v'' des deux ondes circulaires inverses sont liées à l'arc α de rotation du plan de polarisation par la relation qu'on

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCII.

(2) A. RICHY, *Nuovo Cimento*, t. IV, 1878; H. BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 331.

déduit de la théorie de Fresnel,

$$\alpha = \frac{\pi e}{\lambda} \left(\frac{V}{v'} - \frac{V}{v''} \right),$$

où λ est une longueur d'onde dans l'air de la radiation simple employée, V la vitesse de la lumière dans l'air, e l'épaisseur du milieu et π l'arc d'une demi-circonférence, égal à 3,14159.

J'ai été amené à rechercher une seconde relation entre ces vitesses, de manière à les déterminer toutes deux d'une manière complète; les faits observés peuvent se résumer sous la forme très simple que voici :

1° *Dans le quartz, la moyenne des vitesses de propagation suivant l'axe optique des ondes circulaires de sens inverses est sensiblement égale à la vitesse de l'onde ordinaire perpendiculairement à cet axe.*

2° *Dans le flint lourd de Faraday, la moyenne des vitesses de propagation des ondes circulaires de sens inverses séparées par l'action magnétique est sensiblement égale à la vitesse commune de ces ondes quand l'action magnétique est nulle.*

Expériences faites sur le quartz. — La propriété énoncée a été vérifiée sur toute l'étendue des radiations comprises entre le rouge et la limite des radiations ultra-violettes, c'est-à-dire depuis la raie n° 1 du cadmium ($\lambda = 643,7$) jusqu'aux raies n° 32 de l'aluminium ($\lambda = 185$). La méthode du prisme permet, en effet, de mesurer simultanément les trois vitesses en question : il suffit d'employer, fixés l'un au-dessus de l'autre, deux prismes de quartz ayant *exactement* leurs faces dans le même plan, l'un taillé suivant la coupe précédemment indiquée, le plan bissecteur de l'angle réfringent normal à l'axe optique, l'autre ayant l'arête parallèle à cet axe. Ce double prisme, placé sur la plate-forme du goniomètre de Babinet, donne quatre images de la fente éclairée avec une lumière monochromatique; trois d'entre elles sont très voisines et parfaitement équidistantes, si les deux prismes ont *exactement* le même angle (1). Celle du milieu est polarisée rectilignement,

(1) Il s'est présenté une particularité singulière qui m'a arrêté pendant quelque temps. Pour obtenir l'égalité parfaite des angles, j'avais fait tailler ensemble les

parallèlement à l'arête commune : c'est l'onde ordinaire. Les deux autres sont polarisées circulairement en sens inverses, comme dans l'expérience citée précédemment. La quatrième image représente l'onde extraordinaire.

L'observation micrométrique directe ne comporte qu'une approximation médiocre dans la région des radiations visibles, en raison de la faible distance angulaire des images ; mais, dans la région ultra-violette, les mesures des clichés photographiques acquièrent une précision qui croît très vite avec la réfrangibilité, car la distance des images réfractées croît comme le pouvoir rotatoire, c'est-à-dire plus vite que l'inverse du carré de la longueur d'onde. De plus, l'influence relative d'une petite inégalité dans l'angle des deux prismes décroît rapidement avec la réfrangibilité : il en résulte que la netteté des vérifications est d'autant plus grande que la longueur d'onde est plus courte, contrairement à ce qui a lieu pour les lois seulement approximatives, comme la loi de Biot, où les divergences s'aggravent avec la réfrangibilité des radiations observées.

L'insuffisance de précision que donne la méthode du double prisme avec les radiations visibles m'a conduit à compléter les

deux blocs de quartz ; malgré cette précaution les angles des deux prismes n'étaient pas parfaitement égaux. Je fis recommencer le travail des surfaces : la même différence et dans le même sens se présenta encore ; je fis alors construire séparément deux nouveaux prismes par deux habiles opticiens, en recommandant le plus grand soin dans la taille des faces : la même anomalie se présenta avec les deux doubles prismes comme précédemment. J'en conclus que l'anomalie était inhérente à la nature même du quartz : je ne tardai pas à reconnaître que l'inégalité de la dilatation du quartz dans les diverses directions en était la cause. Un calcul très simple, fondé sur les coefficients donnés par M. Fizeau, me permit en effet de déterminer la température à laquelle l'angle réfringent variable devient égal à l'angle réfringent fixe et à reconnaître que cette température, voisine de 30°, était celle que devait prendre le quartz pendant le travail de la taille et du polissage. Il suffit en effet de tenir le prisme dans les mains pendant quelques minutes pour constater, par l'observation des images réfractées, que les deux angles réfringents deviennent égaux.

On annule l'erreur provenant de cette cause en fixant des lames de glace parallèles à l'aide d'une goutte d'un mélange d'essences de girofle et de canelle ayant le même indice que le rayon ordinaire. Pour l'observation des radiations ultra-violettes les lames de verre étaient remplacées par des lames de quartz et le mélange d'essences par la glycérine : l'indice est un peu plus faible qu'il ne faut pour obtenir la compensation exacte, mais l'observation fournit le moyen de calculer la correction.

mesures par la méthode des interférences. L'expérience consiste à faire interférer deux faisceaux traversant respectivement deux blocs *parfaitement égaux* de quartz ⁽¹⁾, l'un dans le sens de l'axe optique, l'autre dans le sens perpendiculaire (biquartz à axes croisés). En polarisant la lumière blanche employée pour éclairer la fente lumineuse, de manière à ne laisser passer dans le second bloc que l'onde ordinaire, on observe deux systèmes latéraux de franges polarisées circulairement en sens inverses. A l'aide d'un compensateur spécial (qui n'est autre qu'un double tube d'Arago), on amène successivement la frange similaire de chaque système sous le réticule, et la moyenne des déplacements donne exactement la position de la frange centrale du système qu'on obtient en faisant passer les deux faisceaux simultanément à travers le même bloc. L'apparition de ce nouveau système de franges s'obtient par une légère translation transversale donnée au biquartz ⁽²⁾.

Expériences faites sur le flint lourd. — La loi relative au pouvoir rotatoire magnétique, en raison de la faible double réfraction développée et de l'opacité du flint lourd pour les radiations réfrangibles, n'a pu être établie que par la méthode des interférences. Les deux faisceaux passaient respectivement à travers deux blocs égaux de flint, l'un placé entre les deux armatures du gros électro-aimant de l'École Polytechnique, l'autre soustrait à l'action magnétique, soit par un éloignement suffisant, soit par l'insertion dans l'intérieur de l'une des armatures. La fente lumineuse était éclairée avec de la lumière polarisée circulairement vers la gauche dans la moitié supérieure, vers la droite dans la moitié inférieure ⁽³⁾. On obtient ainsi deux systèmes de franges, exactement sur le prolongement l'un de l'autre, lorsque le courant est inter-

(1) On rencontre une anomalie analogue à celle qui a été signalée ci-dessus avec les prismes : on l'élimine de la même manière, en fixant sur chaque extrémité du double bloc une lame de crown bien parallèle avec une goutte d'un mélange d'essences ayant l'indice ordinaire du quartz.

(2) Je tiens à remercier M. J. Duboscq et M. Léon Laurent pour le concours empressé qu'ils m'ont apporté dans ces expériences et l'habileté qu'ils ont déployée dans la taille et le polissage des appareils de quartz dont j'ai eu besoin.

(3) A l'aide d'un prisme de Nicol et de deux lames *mica quart d'onde*. A cet effet, on coupe en deux la lame de mica à bords nets et bien rectangulaires et on colle les deux morceaux sur la fente, bord à bord, après avoir tourné l'un d'eux d'un angle droit.

rompu; mais les deux systèmes se séparent d'une quantité proportionnelle à l'intensité du champ magnétique lorsque le courant est fermé, et la moyenne de leurs positions reproduit leur position commune primitive. L'inversion du courant échange les déviations et double la précision des mesures. Malgré la petitesse des déviations, qui atteignent à peine $\pm \frac{1}{10}$ de frange, le caractère différentiel des mesures et la précision des pointés, qui dépasse parfois $\frac{1}{200}$ de frange, permettent d'affirmer l'égalité des variations de vitesse à moins de $\frac{1}{20}$ de leur valeur, approximation qui paraîtra déjà considérable, eu égard à l'ordre de grandeur du phénomène.

Énoncé plus général. — Bien que les expériences n'aient porté que sur deux substances particulières, comme ces deux substances réunissent, chacune dans leur genre, les conditions les plus favorables à la précision des mesures, je suis convaincu que les résultats obtenus doivent s'étendre à tous les corps similaires sur lesquels il serait plus difficile d'expérimenter.

L'analogie des deux lois obtenues dans des conditions si différentes semblerait même révéler une propriété optique générale de la matière pondérable relativement à la transformation des ondes lumineuses : en effet, ces deux lois sont susceptibles d'un énoncé commun indépendant des circonstances dans lesquelles elles ont été obtenues :

Le dédoublement d'une onde polarisée rectilignement en deux ondes polarisées circulairement en sens inverses s'effectue de manière que la moyenne des vitesses de propagation des ondes dédoublées soit égale à la vitesse de propagation de l'onde unique qui existe dans les conditions où les causes de ce dédoublement n'agissent pas.

La généralité de cette conclusion est trop éloignée des faits observés pour qu'on puisse l'accepter autrement que comme une conjecture; aussi ne me serais-je pas hasardé à l'énoncer si je n'étais en possession de faits analogues, rendant fort probable l'existence de relations de cette forme, que j'exposerai ultérieurement.

(Extrait du *Journal de Physique*, 2^e série, t. 1; 1882.)

SUR LES RAIES SPECTRALES SPONTANÉMENT RENVERSABLES ET L'ANALOGIE DE LEURS LOIS DE RÉPARTITION ET D'INTENSITÉ AVEC CELLES DES RAIES DE L'HYDROGÈNE ;

PAR M. A. CORNU.

Le progrès des études spectrales et l'extension merveilleuse de leurs applications ont posé l'un des plus beaux problèmes qui se soient jamais offerts aux expérimentateurs et aux théoriciens :

Étant donnée la composition chimique d'une vapeur portée à l'incandescence dans des conditions définies, prévoir la répartition des raies du spectre des radiations émises et leur intensité relative.

Quoique l'attention des observateurs ait été bien des fois attirée sur ce problème, la solution n'en paraît pas très avancée : je me propose, après avoir rappelé brièvement les points sur lesquels les efforts sont venus échouer, d'indiquer un ordre de faits qui semblent ouvrir une voie nouvelle.

Le point de départ de toutes les recherches de ce genre est la remarque suivante :

Lorsqu'on examine les spectres lumineux des vapeurs incandescentes, on distingue souvent des groupes de raies qui se reproduisent avec une périodicité plus ou moins régulière : ces répétitions sont encore plus frappantes lorsqu'on étend le champ des observations jusqu'à la limite extrême du spectre ultra-violet.

L'analogie de ces groupes périodiques avec les harmoniques des corps sonores se présente immédiatement à l'esprit. L'idée est d'autant plus séduisante que les positions de ces groupes, considérées tantôt sur l'échelle des longueurs d'onde, tantôt sur celle des nombres de vibrations, paraissent coïncider avec des termes successifs de la série des nombres entiers. Aussi n'est-il guère de spectroscopistes qui n'aient pas cédé à cet entraînement et qui n'aient pas cherché à ranger des raies d'un même spectre suivant une série harmonique.

Malheureusement la simplicité des relations numériques s'évanouit toujours, lorsqu'on substitue à la contemplation des images

spectrales la détermination numérique précise des longueurs d'onde : la voie des spéculations théoriques semble donc fermée de ce côté.

Cet insuccès ne doit pas décourager les observateurs; toutefois l'espoir de trouver une loi simple, comme celle des harmoniques musicaux, témoigne d'une idée préconçue qu'il importe d'écarter immédiatement; cette loi des nombres entiers ne s'applique qu'à une forme très particulière de corps sonores dont le type est la colonne cylindrique de longueur très grande par rapport à la section : si la forme du corps vibrant s'écarte de ce type spécial, la relation entre les nombres de vibrations des sons successifs devient très complexe (1).

Cette simple remarque suffit à montrer qu'il serait puéril de chercher comme loi générale une relation aussi simple que celle des harmoniques des instruments musicaux : ce serait supposer à la structure des molécules incandescentes une constitution mécanique que l'ensemble des phénomènes chimiques ou physiques ne pourrait guère justifier. Des lois moins simples ne réussissent pas mieux et cela ne doit point étonner : les considérations précédentes montrent même qu'on doit s'attendre à rencontrer, pour définir la répartition des raies spectrales, des fonctions très complexes dépendant de la nature chimique de l'élément, de la structure moléculaire de la vapeur, des conditions d'excitation vibratoire, etc.

En fait, ce qui paraît avoir rendu stériles les efforts tentés en vue de la solution du problème, c'est qu'on a cru devoir s'imposer

(1) Par exemple, dès que les colonnes cylindriques présentent une section comparable à leur longueur, ce qui est le cas des tiges ou des verges, le nombre n des vibrations transversales est donné, suivant que les extrémités sont fixes ou libres, par les racines de l'équation transcendante

$$\frac{e^{+k\sqrt{n}} - e^{-k\sqrt{n}}}{2} \cos k\sqrt{n} \pm 1 = 0;$$

l'intensité de chaque son dépend, d'ailleurs, des fonctions qui définissent les conditions initiales du mouvement. Les valeurs de ces racines, qui ne sont pas sans analogie avec les intervalles de certaines raies spectrales, approchent indéfiniment de la série plus simple $k\sqrt{n} = (2i \pm 1) \frac{\pi}{2}$ lorsque l'ordre i grandit suffisamment.

a priori la fonction destinée à représenter la succession des raies spectrales. Je crois qu'il faut au contraire, rejetant toute idée préconçue sur l'expression mathématique du phénomène, chercher par expérience s'il n'existe pas de fonctions spéciales (exprimables ou non par les symboles ordinaires de l'analyse) susceptibles de réunir dans une loi commune ces séries, dont la régularité et l'analogie ne sont évidemment pas fortuites.

Envisagée à ce point de vue, la question change donc de face et le problème consiste à rechercher si dans tous les spectres il ne se rencontre pas quelques groupes de raies présentant des caractères communs, indépendants de la nature chimique de la vapeur incandescente.

C'est dans cet ordre d'idées que depuis longtemps je poursuis l'étude des spectres visibles et ultra-violet, et je suis parvenu à reconnaître qu'il existe effectivement une catégorie de raies spectrales offrant des caractères si distincts qu'on ne saurait les confondre avec les autres : ce sont les raies *spontanément renversables* que j'ai décrites en 1871 (1) et dont j'ai montré l'existence dans la plupart des spectres de vapeurs métalliques. La disposition commune de leurs groupements, comme on le verra bientôt, me paraît définir une de ces formes expérimentales de fonction répondant aux conditions énoncées. Voici d'ailleurs l'exposé des faits.

Caractères des raies spontanément renversables. — Ils sont bien connus des physiciens et ont été observés, pour la première fois, dans la combustion du sodium par M. Fizeau; je les rappellerai brièvement. Une vapeur incandescente, sous faible densité et à basse température, émet une certaine radiation qui correspond, dans l'observation spectrale, à une certaine raie brillante, mais très fine; si l'on augmente progressivement la température et la densité de la vapeur, la raie croît en intensité et en largeur et devient une véritable bande lumineuse à bords estompés : bientôt on voit, sur cette bande, naître une ligne sombre à la place de la raie fine primitive; finalement, la bande lumineuse s'élargit d'une manière en quelque sorte indéfinie, offrant toujours la ligne

(1) *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 332.

sombre qui s'élargit aussi d'une manière à peu près proportionnelle. Sur le fond lumineux produit par l'épanouissement de la bande, les raies brillantes non renversables s'évanouissent complètement.

Ces phénomènes, observables dans le spectre visible avec la plupart des métaux volatils et l'étincelle d'induction, présentent des proportions énormes dans l'arc électrique, et surtout dans la région ultra-violette. Je citerai en particulier la raie $\lambda = 228,85$ du cadmium; extrêmement faible avec l'étincelle d'induction, cette raie s'élargit dans l'arc au point d'envahir la presque totalité du spectre photographique; quant à la bande sombre de renversement qui en forme le centre, elle arrive à occuper plus de la moitié de l'intervalle compris entre les raies 23 et 24 (notations de M. Mascart), qui disparaissent presque complètement. On peut encore citer la raie $\lambda = 209$ du zinc; deux des composantes de la raie quadruple du magnésium, $\lambda = 280$, ainsi que les belles séries de l'aluminium et du thallium figurées plus loin.

Divers observateurs, en première ligne MM. Liveing et Dewar, ont obtenu un très grand nombre de renversements curieux dans les circonstances les plus diverses. Les plus intéressants sont ceux des raies de l'hydrogène dans le spectre visible, et dans l'ultra-violet celui de la raie $\lambda = 285$ du magnésium, qu'on reproduit avec facilité en brûlant le métal à l'air.

J'ajouterai que les *raies longues*, définies un peu arbitrairement par certains spectroscopistes, rentrent souvent dans la catégorie des raies spontanément renversables.

Il est à peine besoin de rappeler que les lois ordinaires de l'absorption lumineuse et du refroidissement suffisent à expliquer en détail tous ces phénomènes; mais il n'est pas inutile de remarquer que si la théorie prévoit la possibilité du renversement d'une raie donnée, elle ne nous apprend rien sur la propriété de certaines radiations d'offrir, dans des conditions données, le renversement spectral à l'exclusion des autres; c'est cette propriété qui me paraît constituer un élément nouveau et caractéristique.

Quelles sont en général les conditions de température, de pression et de densité les plus favorables à la production de ce pouvoir émissif singulier? C'est ce qu'il serait difficile de dire actuellement. On l'obtient par l'incandescence des vapeurs métalliques

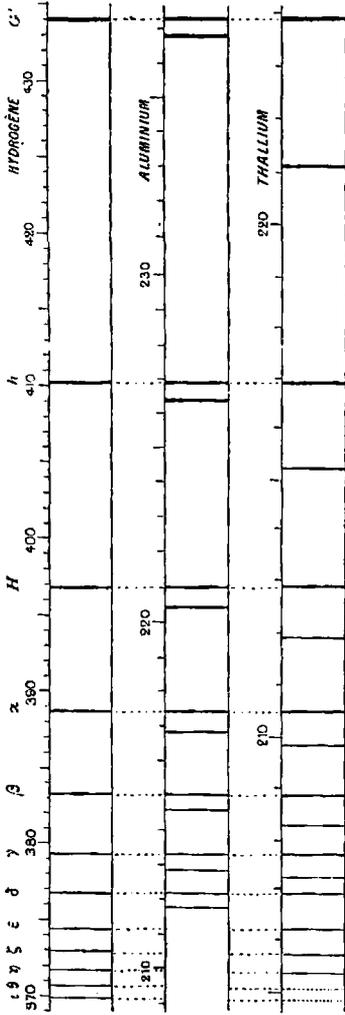
dans un espace plus ou moins limité, échauffé par l'arc électrique ou la combustion directe; mais il est évident que ces conditions auraient besoin d'être précisées et qu'elles sont plus ou moins imparfaitement remplies par les divers moyens à l'aide desquels on obtient les spectres d'émission. Quoi qu'il en soit de l'imperfection de ces moyens, l'importance de cette constitution limite s'accroît encore par les rapprochements qui vont suivre.

Disposition particulière des groupes spontanément renversables. — Lorsqu'on examine sur divers clichés photographiques (1) des groupes de raies qui se reproduisent périodiquement avec une régularité particulière, on reconnaît le plus souvent que ces groupes appartiennent précisément à la catégorie des raies spontanément renversables, car les unes sont renversées, les autres sur le point de l'être : pour un même métal, les renversements sont plus ou moins complets suivant les conditions de l'expérience, et pour des métaux différents, suivant les propriétés chimiques et physiques du métal. De plus, la loi de distribution de ces groupes présente un autre caractère commun relativement à la succession des distances et des intensités : *les raies vont en se resserrant vers le côté le plus réfrangible et en diminuant d'intensité.* Ce caractère est d'autant plus frappant que le nombre des raies renversées est plus considérable, et que le champ sur lequel elles se détachent est plus uniforme; il semble qu'avec l'élévation de température le spectre tende vers un aspect limite, celui d'un fond brillant continu, dépouillé de toute raie autre que celle de la série régulière des raies spontanément renversées. C'est sur cette constitution, en quelque sorte *limite*, que je désire attirer l'attention des observateurs.

Le nombre des spectres métalliques pouvant donner une série

(1) Les clichés photographiques ont l'avantage d'offrir une vue d'ensemble : avec l'appareil dont je me sers (demi-prismes de quartz gauche et droit, lentilles achromatiques quartz fluorine), on obtient sur la même épreuve et avec une netteté satisfaisante la totalité du spectre violet et ultra-violet : la réduction à l'échelle des longueurs d'onde s'effectue à l'aide d'un spectre de comparaison formé des raies du cadmium, du zinc et de l'aluminium dont j'ai déterminé avec soin les longueurs d'onde (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 425); on obtient ce spectre auxiliaire à l'aide d'une étincelle d'induction jaillissant entre deux points d'un alliage formé de poids égaux de ces trois métaux.

régulière de raies spontanément renversées sur un fond continu est assez considérable; mais les plus belles séries que j'aie observées ont été fournies par deux métaux qu'on ne s'attendrait guère,



Légende explicative.

Les graduations définissent les raies en longueurs d'onde (unité: millièmième de millimètre). La première ligne représente les raies sombres du spectre violet et ultra-violet des étoiles blanches d'après les mesures du Dr Huggins (*Comptes rendus*, t. XC, p. 72) : c'est le spectre de l'hydrogène. La deuxième représente une double série de raies renversée dans le spectre ultra-violet de l'aluminium (arc électrique) : l'échelle du dessin a été choisie de manière à faire coïncider avec G' et δ les raies homologues de la première série (première raie de chaque doublet) : on aurait pu opérer de même avec la seconde série (deuxième raies). Ce mode de représentation remplace avantageusement les tableaux numériques montrant la vérification des deux formules empiriques :

- Première série..... $\lambda_1 = 47,30 + 0,43783 h$;
- Deuxième série..... $\lambda_2 = 47,18 + 0,43678 h$,

qui donnent la longueur d'onde de chaque raie en fonction de la longueur d'onde h de la raie correspondante de l'hydrogène : la différence entre le calcul et l'observation est de l'ordre des erreurs d'expériences.

La troisième ligne représente une double série de raies renversées dans le spectre ultra-violet du thallium (arc électrique) : l'échelle du dessin a été choisie comme ci-dessus; les formules empiriques qui représentent ces deux séries sont

- $\lambda_1 = 47,18 + 0,43678 h$;
- $\lambda_2 = 47,18 + 0,43678 h$.

au point de vue chimique, à trouver côte à côte : ce sont l'aluminium et le thallium, dont les équivalents sont aux extrémités de la liste de ceux des corps simples. La figure ci-dessus donne une idée de la répartition de ces raies renversées : on voit qu'elles forment

dans chaque spectre une série de doublets remplissant les conditions de distance et d'intensité énoncées plus haut.

Analogie avec la répartition des raies de l'hydrogène. — Je ne m'arrêterai pas à indiquer les essais infructueux de calculs numériques que j'avais entrepris en vue de représenter chacune de ces séries par la substitution de la série des nombres entiers dans une fonction simple : je dirai seulement que j'avais abandonné ces recherches lorsque la belle découverte du Dr Huggins, sur le spectre des étoiles blanches, ramena vivement mon attention sur ce sujet et m'ouvrit un horizon nouveau. Ces spectres présentent, en effet, une série commune de raies sombres, c'est-à-dire renversées, remplissant précisément les conditions de distance et d'intensité qui caractérisent dans les spectres métalliques les raies spontanément renversables : elle prolonge la série des raies bien connues du spectre de l'hydrogène C, F, G', h; on pouvait donc prévoir que la série entière en faisait partie; c'est ce qu'ont depuis confirmé les travaux de M. Vogel sans cependant lever toute incertitude. L'intérêt de cette identification était tel que j'ai tenu à la vérifier moi-même, ce que je n'ai pu réaliser que dernièrement (1). L'expérience n'est pas sans difficulté; mais, en prenant des précautions de plus en plus minutieuses pour écarter les impuretés du gaz hydrogène raréfié, j'ai vu successivement s'effacer les raies étrangères, et finalement j'ai réussi à obtenir des clichés photographiques offrant la série des raies stellaires dans toute leur pureté. (Voir l'article ci-après).

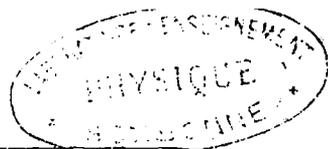
Le spectre de l'hydrogène est placé sur la première ligne du dessin ci-joint : on a rendu la comparaison plus facile par le choix des échelles, de manière à montrer intuitivement l'identité de la loi de répartition des raies dans les trois spectres. On comparerait de même des groupes plus complexes, comme ceux du magnésium, du zinc, du sodium, etc.; la seule difficulté est d'établir la concordance des groupes; on y arrive immédiatement par une construction graphique assez simple. On en conclut l'énoncé suivant qui résume l'ensemble de mes recherches : *Dans les spectres métal-*

(1) Avec l'obligeant concours de M. Alvergniat.

liques, certaines séries de raies spontanément renversables présentent sensiblement les mêmes lois de répartition et d'intensité que les raies de l'hydrogène (1).

Il n'est pas nécessaire d'insister longuement sur l'importance de cette relation : elle met en évidence l'existence d'une loi très générale relative aux pouvoirs émissifs des vapeurs incandescentes et, d'autre part, elle montre que cette loi de succession des raies spectrales, commune à tant de séries, paraît devoir être exprimable à l'aide d'une même fonction, que l'on pourra appeler la *fonction hydrogénique*, laquelle devra jouer un rôle capital dans ces études : le résultat précédent paraît donc constituer un premier pas vers la solution des grands problèmes qui se posent en spectroscopie.

(1) D'autres séries de raies, de catégories voisines, semblent également satisfaire à la même loi ; néanmoins je me bornerai aujourd'hui à l'énoncé ci-dessus, bien que je risque ainsi de paraître accorder aux raies spontanément renversables plus d'importance qu'elles n'en ont en réalité.



NOTE SUR LA CONSTRUCTION DES TUBES A HYDROGÈNE;

PAR M. A. CORNU.

Tous les physiciens savent combien il est difficile d'obtenir des tubes à hydrogène ne contenant pas de substances étrangères : après de longs essais, j'ai réussi à obtenir à coup sûr des tubes ne contenant plus que des traces d'impuretés qu'on parviendrait même à faire disparaître entièrement en prolongeant les opérations.

Les précautions à prendre sont de plusieurs sortes :

1° On doit éloigner le plus possible de la pompe à mercure les appareils que l'effluve électrique doit ou peut traverser; on y parvient en établissant la communication par l'intermédiaire de plusieurs mètres de tubes de verre courbés en hélice séparant des tubes de plus gros diamètres, contenant d'abord des fragments de soufre (aussi peu odorant que possible) et ensuite de la tournure de cuivre: le soufre arrête la vapeur de mercure et le cuivre arrête le soufre.

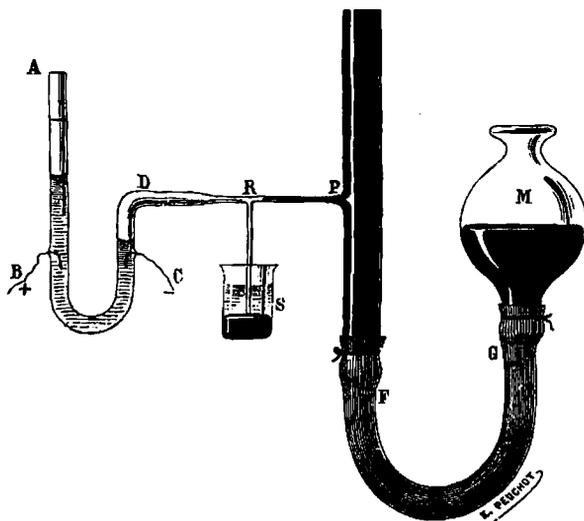
Pour isoler les extrémités de l'appareil, on interpose dans un des intervalles un baromètre dont la chambre a la forme d'un V et dont la cuvette est mobile pour former soupape de fermeture. Dans la capacité ainsi isolée on dispose un autre baromètre à large chambre présentant à son extrémité inférieure un tube latéral PR, presque capillaire, par lequel on introduit les gaz à raréfier.

Il est à peine utile de dire que toutes les parties de l'appareil, jusqu'à la soupape à mercure, doivent être soudées et que les joints à caoutchouc, ou même les joints de verre rodés (réunis nécessairement avec une cire grasse), doivent être entièrement proscrits.

2° On prépare l'hydrogène par l'électrolyse de l'eau acidulée par l'acide phosphorique fondu; le voltamètre est formé d'un tube en U, représenté en ABCD, raccordé par soudure au tube PR de jonction au baromètre. Au point de jonction R est soudé un

petit tube vertical plongeant dans un godet S contenant de l'eau acidulée et du mercure.

Pour faire passer une bulle de gaz dans le baromètre, et par suite dans la capacité isolée de l'appareil, il suffit de soulever avec précaution la cuvette mobile M du baromètre, laquelle est formée d'un vase en forme de poire, réuni par un tube de caoutchouc.



On arrête le dégagement en abaissant la cuvette à un niveau convenable; si on l'abaissait trop, le mercure s'écoulerait dans le godet R comme par un siphon. Au commencement de l'expérience on verse de l'eau acidulée dans le tube-voltamètre ABCD; on le remplit totalement jusqu'au point R et même jusqu'en S en abaissant légèrement le godet S, parce que la branche RS fait siphon. Avec un peu d'adresse on arrive à chasser toute bulle d'air, soit en manœuvrant la cuvette mobile M du baromètre qui fait office de trompe, soit le niveau dans le tube AB.

Pour préparer le gaz, on fait passer le courant de quatre à cinq couples Bunsen par les fils B, C; l'un des gaz s'échappe par la branche ouverte BA, l'autre s'accumule dans la capacité DR: le tube RS fait alors office de tube de sûreté.

Pour obtenir le spectre de l'hydrogène exempt de substances étrangères, on commence par faire le vide, aussi complet que pos-

sible, dans l'appareil jusqu'à ce que l'étincelle d'induction ne passe plus dans les tubes à électrodes ou dans les tubes à gaines de M. Salet, qu'on emploie à l'étude spectrale. On fait passer quelques bulles d'hydrogène et l'on raréfie peu à peu. On voit apparaître inévitablement les bandes et les raies de divers composés carbonés : il suffit, en effet, que l'effluve électrique rencontre un tube mal nettoyé à l'intérieur ou la graisse d'un robinet pour que ces composés se forment instantanément (1). Pour se débarrasser de ces impuretés, on lave l'appareil avec de l'ozone; à cet effet, on renverse le courant dans le voltamètre après l'avoir vidé d'hydrogène, et l'on remplit l'appareil d'oxygène à la pression de 1^{mm} à 2^{mm}. On fait passer l'étincelle dans toute la capacité isolée par la soupape de mercure en fixant les fils de la bobine à deux lames d'étain collées extérieurement aux extrémités des tubes; on arrête de temps en temps l'étincelle pour faire le vide, qu'on pousse jusqu'à ce que l'effluve ne passe plus.

On recommence à remplir l'appareil avec quelques bulles d'hydrogène et on lave de même avec l'effluve d'hydrogène électrisé, et ainsi de suite alternativement avec l'hydrogène et l'oxygène.

On prolonge les opérations aussi longtemps que cela est nécessaire; à chaque fois on constate que le fond sur lequel se détachent les raies de l'hydrogène devient de plus en plus sombre : l'observation se fait avec un spectroscopie ordinaire, ou mieux avec un spectroscopie photographique qui donne des indications plus délicates en raison de l'intensité des raies des composés carbonés dans les régions violettes et ultra-violettes.

C'est en opérant ainsi que je suis parvenu à obtenir, avec des tubes à gaines(2), les séries de spectres photographiques indiquées

(1) J'ai observé ce phénomène pour la première fois dans des circonstances très instructives : le spectre de l'hydrogène étant assez pur, l'un des fils de la bobine d'induction vint à se détacher par hasard : aussitôt, tout l'appareil y compris la trompe, se remplit d'une lueur brillante rosée, mais, au bout de quelques secondes, cette lueur passa du rose au blanc : lorsque le fil de la bobine fut remis en place, le spectre de l'hydrogène était rempli de bandes et de raies étrangères. J'ai depuis répété cette expérience qui, *malheureusement*, ne manque jamais de réussir.

(2) Les tubes à électrodes d'aluminium donnent plus d'éclat, mais sont plus difficiles à purifier.

plus haut, et, bien que les dernières traces des impuretés fussent encore visibles, j'ai acquis la conviction qu'en prolongeant suffisamment les opérations on arriverait à les effacer entièrement. Dans ces tubes ainsi purifiés, l'éclat des raies de l'hydrogène est vraiment admirable.

(Extrait du *Journal de Physique*, 2^e série, t. V; mars 1886.)

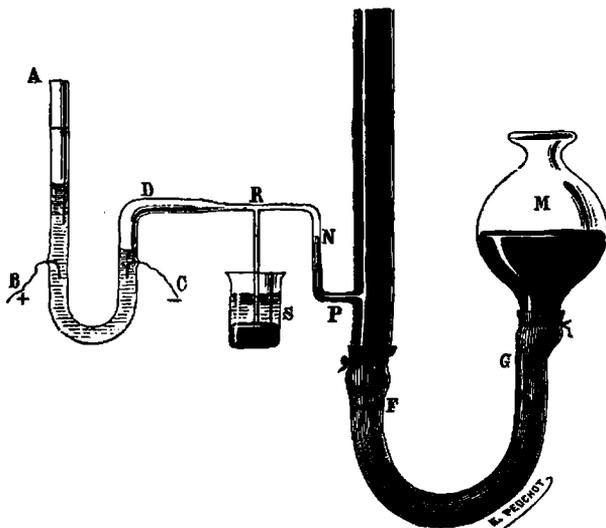
SUR LE SPECTRE ULTRA-VIOLET DE L'HYDROGÈNE;

PAR M. A. CORNU.

Après avoir préparé des tubes à hydrogène pur raréfié par le procédé décrit précédemment [*Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 100 (1)], mon premier soin a été de les utiliser à l'obtention de clichés photographiques permettant des mesures précises.

(1) La figure donnée (p. 101) et la description de l'appareil renferment une petite inexactitude qu'on doit rectifier comme il suit :

La branche capillaire RNP, soudée en P à la base du tube barométrique, présente deux courbures à angle droit; dans la portion PN le niveau N du mercure est dans le même plan horizontal que dans la cuvette mobile M.



La manœuvre convenable de cette cuvette permet de faire varier à volonté ce niveau N du mercure dans la branche capillaire NP.

Ainsi, en abaissant suffisamment la cuvette M, on amène en P le niveau du mercure et par suite on fait pénétrer le gaz bulle à bulle dans la chambre vide de l'appareil; inversement, en élevant la cuvette, on amène le niveau au point de croisement R, et on le fait écouler par la branche RS faisant fonction de siphon. On a recours à cet écoulement de mercure pour entraîner des bulles de liquide introduites fortuitement, soit dans la branche RNP, soit même dans la branche DR sous l'action de l'aspiration qui accompagne le mouvement rapide du mercure.

C.

Les clichés obtenus pendant la préparation des tubes pour contrôler la purification progressive du gaz donnaient déjà des éléments de mesure grâce à un spectre de comparaison formé de raies connues (étincelle jaillissant entre deux pointes d'un alliage à poids égaux de cadmium, de zinc et d'aluminium).

Mais ces spectres ne présentaient ni assez de finesse ni assez de dispersion pour donner des mesures utiles.

Les clichés définitifs ont été obtenus à l'aide du réseau Rutherford et du cercle Brunner suivant la disposition employée pour la mesure des longueurs d'onde des raies très réfrangibles (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 425).

L'intérêt consistait à obtenir sur le même cliché toutes les raies ultra-violettes de l'hydrogène qu'il serait possible de photographier. L'intensité des plus réfrangibles étant très faible, j'ai dû me borner à l'emploi du spectre du premier ordre, les essais tentés avec les spectres d'ordre supérieur n'ayant pas permis d'obtenir les plus réfrangibles; malgré cette précaution de prendre le spectre le plus intense, il n'a pas fallu moins de trois heures et demie d'exposition pour obtenir sur plaques à la gélatine des clichés satisfaisants au double point de vue de la finesse des raies et de l'étendue du spectre.

Un examen préliminaire m'ayant permis de vérifier que la série des raies obtenues avec l'hydrogène purifié coïncidait sensiblement avec celle que M. le D^r Huggins a découverte dans le spectre des étoiles blanches (1), j'avais remis à une époque ultérieure l'étude micrométrique de ces clichés; j'ai pu récemment effectuer cette étude dont voici le résumé, ainsi que les résultats numériques; elle sera précédée d'une description succincte des méthodes d'observation et des appareils employés.

Dispositif optique. — Le réseau Rutherford sur verre, désargenté pour la circonstance (2), a été employé par réflexion sur la

(1) *Comptes rendus*, t. XC, p. 73.

(2) On augmente dans une proportion considérable l'intensité du spectre visible des réseaux sur verre en argentant la surface striée et observant les faisceaux diffractés par la surface intérieure, par conséquent ayant traversé deux fois l'épaisseur du verre.

Les faisceaux diffractés par la surface extérieure ne participent pas autant à cet

face striée, la face parallèle étant noircie par une couche de vernis (bitume de Judée dissous dans la benzine).

La position adoptée sur la plate-forme du goniomètre est celle qui correspond à la *diffraction normale* du premier spectre de droite pour la région moyenne du spectre à observer.

L'incidence correspondante i a été calculée par la formule

$$a(\sin i + \sin \delta) = n\lambda,$$

dans laquelle on a substitué $n = 1$, $\delta = 0$, $\lambda = 390$ et $a = 2935,2$ (l'unité étant le millionième de millimètre). On trouve ainsi

$$i = 53^{\circ} 5';$$

d'où l'on conclut l'angle

$$180^{\circ} - 2i' = 73^{\circ} 50',$$

que doit faire le faisceau réfléchi avec la direction du faisceau sortant du collimateur.

La partie capillaire des tubes à hydrogène illuminée par l'étincelle d'induction était placée parallèlement à la fente du collimateur et à une très petite distance de cette fente; l'illumination était produite par l'étincelle d'une bobine d'induction de 50^{cm} actionnée par huit couples Bunsen.

Les clichés définitifs ont été obtenus avec les tubes n^{os} 20, 21 et 24; le plus brillant était le n^o 21 à électrodes d'aluminium; les deux autres, n^{os} 20 et 24, à *gaines* de papier d'étain suivant la disposition de M. Salet, étaient un peu moins brillants; mais la purification du gaz y paraissait plus complète, en ce sens que les raies spectrales étrangères à la *série stellaire* y étaient moins apparentes.

Remarque sur l'influence de la matière des tubes. — Au point de vue photographique, l'épaisseur du tube de verre que les

accroissement d'intensité, comme si les sillons du diamant étaient empâtés par l'argenteure; on a donc en général intérêt à désargenter le réseau par un lavage à l'acide nitrique dilué lorsqu'on veut observer des radiations ultra-violettes absorbables par le verre.

Si l'on opère avec précaution, les opérations d'argenteure ou de désargenteure, même répétées souvent, ne paraissent aucunement altérer le réseau; il faut pour cela avoir soin de frotter doucement la surface striée dans le *sens des traits* avec du coton cardé imbibé des liquides nécessaires aux lavages.

radiations ultra-violettes sont obligées de traverser est une cause d'absorption qui tend à effacer les raies les plus réfrangibles. Je n'ai pas trouvé de moyen simple capable de l'éliminer.

L'amincissement du tube par rodage plan, assez facile à exécuter, fait disparaître la lentille cylindrique que forme naturellement le tube capillaire, mais diminue d'une manière très appréciable le diamètre apparent du filet incandescent, par conséquent la quantité de radiation utilisable. Divers essais tentés dans cette voie n'ont pas donné d'amélioration bien sensible; je ne les ai pas d'ailleurs poursuivis bien loin, ayant promptement reconnu que les radiations à observer ne sont pas de celles que le verre absorbe avec énergie : je me suis même assuré, par une expérience directe, qu'une petite épaisseur de verre ordinaire (crown-glass) n'exerce sur les radiations de même réfrangibilité qu'une influence relativement insignifiante.

L'expérience consiste à photographier le spectre de la lumière des nuées à travers les vitres ordinaires des fenêtres. On obtient en une demi-heure, avec les plaques à la gélatine, le spectre de la lumière du Soleil. On y reconnaît toutes les raies sombres caractéristiques jusqu'au delà de r , c'est-à-dire au delà de la radiation $\lambda = 314$. Le spectre de l'hydrogène qu'il s'agissait de photographier ne devant pas dépasser $\lambda = 370$, l'influence fâcheuse du verre traversé doit donc être assez faible pour pouvoir être facilement compensée par un léger surcroît dans la durée d'exposition (¹).

Réglage et mise au point. — Le réglage du réseau du collimateur et de la lunette se fait d'abord optiquement en employant la lumière de la soude, conformément aux règles indiquées dans une autre publication (*Annales de l'École Normale*, 2^e série, t. IX, p. 21). On substitue le porte-plaque photographique à l'oculaire de la lunette en déterminant la différence des lec-

(¹) Cette conclusion, un peu vague, d'après ce qui précède, devient au contraire parfaitement précise lorsque l'on connaît la loi rapide que suit le pouvoir absorbant du verre avec la réfrangibilité des radiations transmises : cette loi étudiée avec soin sur diverses espèces de matières transparentes est une exponentielle d'exponentielle de la longueur d'onde, ainsi que cela résulte d'une longue série d'expériences dont on trouvera le détail dans le *Compte rendu du Congrès de Blois*, 1884; *Mémoires*, p. 103).

tures des tirages correspondant à la même radiation. Comme les objectifs quartz-fluorine sont remarquablement achromatiques, le tirage reste constant pour une étendue considérable dans l'échelle des réfrangibilités : c'est ce qu'on peut constater en cherchant méthodiquement, millimètre par millimètre, le tirage de la lunette donnant le maximum de netteté photographique des spectres diffractés; si l'on constate une variation appréciable dans la position du foyer de la lunette photographique par rapport au foyer des rayons visibles, on le répartit moitié sur le tirage de la lunette, moitié sur celui du collimateur.

Les plaques photographiques (gélatinobromure du commerce) ont 5^{cm} de longueur sur 3^{cm} de hauteur; elles fournissent un champ de plus de 2° de largeur offrant une netteté satisfaisante.

Les épreuves présentent en dehors des raies spectrales provenant des tubes à hydrogène incandescents celles de l'étincelle de l'alliage des trois métaux (Cd, Zn, Al); ces dernières se distinguent des premières par leur faible hauteur : plusieurs clichés portent en outre deux repères constitués par deux impressions de l'image réfléchie de la fente du collimateur obtenue en plaçant la lunette à $\pm 30'$ de la direction du faisceau réfléchi par le réseau. Ces deux repères servent à déterminer les déviations de chaque raie spectrale et, par suite, à en calculer la longueur d'onde.

Obtention d'un cliché. — Le cercle Brunner permet aisément la substitution de la lunette photographique (à porte-plaque) à la lunette à vision directe ou optique (1) : on commence par fixer le réseau sur la plate-forme centrale sous l'incidence adoptée et l'on mesure cette incidence, dont l'invariabilité ne dépend que de la fixité relative du réseau et du collimateur. Cette opération se fait avec la lunette optique.

On substitue la lunette photographique et l'on en fixe l'alidade à l'azimut des radiations à observer, défini par exemple par la déviation Δ comptée à partir du faisceau réfléchi. On met en action

(1) Cette disposition commode, obtenue par l'emploi de deux fourchettes sur l'alidade de la lunette, n'est pas indispensable pour ce genre d'observations; il suffit d'ajuster sur le corps de la lunette, supposé fixé à l'alidade, deux tirages, l'un qui soutient le *porte-plaque*, ou châssis photographique, l'autre l'oculaire.

la source de ces radiations pendant la durée nécessaire à l'impression photographique; dans le cas présent, on laissait le tube à hydrogène incandescent devant la fente : cette durée peut varier de vingt minutes à trois heures. A la fin, on substituait au tube l'étincelle condensée jaillissant entre deux électrodes de l'alliage des trois métaux : l'étincelle doit jaillir transversalement à la fente, pour éviter certains effets de parallaxes; cinq à dix secondes suffisent pour donner les raies principales. Ces raies, bien que superposées à celles du spectre précédent, s'en distinguent à première vue par leur faible longueur et leur impression vigoureuse.

Enfin, si l'on veut aussi fixer deux repères donnant l'origine et la valeur angulaire des déviations, on utilise l'étincelle d'induction de l'alliage pour produire deux impressions de l'image réfléchie de la fente du collimateur. A cet effet, on détache avec précaution la pince de l'alidade et, sans toucher au corps de la lunette photographique (ce qui pourrait produire des torsions permanentes), on amène l'alidade à $\pm 30'$ de l'azimut qui donnerait l'image réfléchie de la fente au milieu du champ; deux secondes suffisent pour l'impression photographique et l'on obtient par cet artifice deux repères qui définissent les raies ayant pour déviation $\Delta + 30'$ et $\Delta - 30'$ par rapport au rayon réfléchi.

Comme contrôle de la fixité de l'appareil, il est bon de recommencer la mesure de l'incidence en remettant la lunette optique à la place de la lunette photographique.

La plaque est développée avec une solution saturée (30 pour 100) de sulfate de fer mélangée à trois fois son volume d'une solution saturée (30 pour 100) d'oxalate neutre de potasse; il est souvent utile de ralentir le développement en ajoutant deux ou trois gouttes (pour 20^{cc} du mélange) d'une solution de bromure de potassium à 10 pour 100.

Le cliché est fixé par une solution à 10 pour 100 d'hyposulfite de soude et de 2 à 3 pour 100 d'alun ordinaire; il est lavé et séché.

Relevé micrométrique des clichés. — Le cliché est posé sur le chariot d'un micromètre à vis fixé à la plate-forme d'un microscope dont l'oculaire porte un réticule à deux traits rectangulaires; on règle l'orientation du trait parallèle à la vis en dirigeant ce trait suivant le déplacement d'un point bien net du cliché choisi sur la

croisée des traits. On règle alors l'orientation du cliché de façon que les raies spectrales soient parallèles à l'autre trait du réticule.

Il n'est pas utile d'employer un grossissement supérieur à vingt ou vingt cinq diamètres; on a même intérêt, lorsqu'on veut relever des raies isolées extrêmement faibles, à diminuer encore le grossissement et à le réduire à quatre ou cinq diamètres : l'éclairage du cliché s'obtient à l'aide d'un verre finement dépoli placé au-dessous, et fortement éclairé par le miroir concave du microscope.

Les pointés sont effectués au moins deux fois pour éviter les erreurs; on profite de cette nécessité pour éliminer l'erreur périodique presque inévitable de la vis, en recommençant la mesure à partir d'une nouvelle origine distante de $\frac{1}{2}$ pas; à cet effet, on déplace le cliché sur le chariot, de manière que le pointé de la même raie diffère d'un demi-tour comparé à la première série.

Quelquefois la vis présente une erreur progressive dans la longueur des pas successifs; on l'atténue et même on l'élimine le plus souvent en opérant de la manière suivante. Après avoir effectué la première série de pointés, on retourne le cliché bout pour bout et l'on recommence une nouvelle série de pointés qu'on écrit sur le carnet d'observations, en regard de la précédente, de manière à pouvoir additionner à vue les deux lectures correspondant à la même raie. On vérifie que la somme de ces deux lectures est sensiblement constante. Cette vérification est précieuse pour éviter les erreurs d'inadvertance; de plus elle donne, par les limites entre lesquelles sont comprises les divergences, une idée de la grandeur des erreurs fortuites et, par la variation progressive de la valeur moyenne de la somme constante, elle fournit la grandeur de l'erreur systématique progressive de la vis.

Lorsque les mesures micrométriques sont *relatives* et non pas *absolues*, la vis est presque toujours suffisamment bonne pour qu'on puisse trouver un intervalle d'un grand nombre de pas où l'erreur de proportionnalité des mesures soit négligeable (*).

(*) On détermine aisément cette erreur d'après la variation de la somme moyenne des deux lectures correspondant à une même raie au voisinage du milieu des deux raies extrêmes.

C'est ce qu'on peut démontrer de la manière suivante :

Soit x la lecture du micromètre exprimée en tours et fractions de tour : une

Exemple de calcul numérique.

Il ne sera peut-être pas inutile d'exposer rapidement le mode de calcul numérique des longueurs d'onde du cliché R_8 qui a fourni les mesures données plus loin.

1^o *Constante du réseau.* — Elle a été déterminée le 13 juin 1884 en observant les trois premiers spectres de droite de la lumière de la soude, raie D_2 ($\lambda = 588,89$ adopté) :

	Azimut de la lunette.	Différences.
Direction du collimateur	$360^\circ + 90^\circ 0' 0''$	$180^\circ - 2i = 73^\circ 50' 12''$
» du faisceau réfléchi.	376. 9.48	
1 ^{er} spectre de droite (raie D_2).	359.52.36	$\Delta_1 = 16.17.12$
2 ^e » » » .	346.34. 3	$\Delta_2 = 29.35.45$
3 ^e » » » .	334.30. 0	$\Delta_3 = 41.39.48$

longueur x du cliché mesurée par la différence de deux lectures z_0, z serait donnée, si la vis était parfaitement régulière, par l'expression simple

$$x = (z - z_0) b,$$

b étant la longueur du pas de la vis; s'il y a une progression dans le pas, on peut représenter la correction à faire aux lectures z par un terme en z^2 affecté d'un coefficient très petit c .

On aura donc

$$(1) \quad x = (z - z_0) b + (z^2 - z_0^2) c.$$

Si l'on recommence les lectures à partir d'une autre origine z_1 et en sens inverse, on aura de même

$$x = (z_1 - z') b + (z_1^2 - z'^2) c.$$

Si z_1 et z_0 sont les lectures des deux raies extrêmes, lectures communes à la série directe et à la série inverse, z et z' les couples de lectures correspondant à une même raie dans les deux séries, on a entre z et z' la relation suivante obtenue en retranchant membre à membre les deux équations ci-dessus

$$(2) \quad (z + z' - z_1 - z_0) b + (z^2 + z'^2 - z_1^2 - z_0^2) c = 0.$$

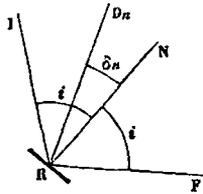
Cette relation se simplifie si l'on use d'approximations successives. Négligeant d'abord le terme affecté de c , il vient

$$(3) \quad z + z' = z_1 + z_0;$$

On conclut d'abord l'angle d'incidence de la différence des deux premiers azimuts

$$2i = 180^\circ - 73^\circ 50' 12'', \quad \text{d'où} \quad i = 53^\circ 4' 51''.$$

Les différences $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ sont les angles que font les faisceaux diffractés avec le faisceau réfléchi.



La formule qui lie l'incidence $i = NRI$, la longueur d'onde λ , l'ordre du spectre n et la déviation $\delta_n = NRD_n$, à la constante α

c'est la relation existant entre z et z' lorsque la vis a tous ses pas égaux, relation très approximativement vérifiée avec la plupart des micromètres.

Pour obtenir une valeur approchée du terme correctif, écrivons

$$z + z' = z_0 + z_1 + \frac{c}{b} [(z - z_0)(z + z_0) + (z' - z_1)(z' + z_1)],$$

et substituons la valeur approchée $z' - z_1 = z_0 - z$, tirée de (3), il vient

$$z + z' = z_0 + z_1 + \frac{c}{b} (z - z_0)(z + z_0 - z' - z_1).$$

Éliminant z' dans la parenthèse par la valeur approchée

$$z_0 - z' = z - z_1,$$

il viendra

$$(4) \quad z + z' = z_0 + z_1 - 2 \frac{c}{b} (z - z_0)(z_1 - z).$$

Cette seconde approximation est bien suffisante; elle donne la loi suivant laquelle varie la somme presque constante des deux lectures d'une même raie; on voit que le terme correctif est maximum pour $z - z_0 = z_1 - z$ ou $z = \frac{1}{2}(z_1 + z_0)$, c'est-à-dire pour le point qui correspond au milieu des deux lectures extrêmes.

La valeur du maximum est égale à $\frac{c}{2b} (z_1 - z_0)^2$; elle permet d'obtenir le coefficient c d'après la valeur de la différence entre la moyenne de la somme $z + z'$ au voisinage de z_1 ou z_0 et la moyenne de $z + z'$ au voisinage de $\frac{1}{2}(z_1 + z_0)$.

On voit que cette erreur croît comme le carré de l'intervalle $z_1 - z_0$ des lec-

du réseau est, comme l'on sait,

$$a(\sin i + \sin \delta_n) = n\lambda;$$

les angles δ positifs sont comptés positivement à partir de la normale RN vers le faisceau incident RI.

On l'écrit sous la forme

$$2a \sin \frac{i + \delta_n}{2} \cos \frac{i - \delta_n}{2} = n\lambda;$$

si l'on pose

$$\Delta_n = i + \delta_n,$$

on aura la formule calculable par logarithmes

$$2a \sin \frac{\Delta_n}{2} \cos \left(i - \frac{\Delta_n}{2} \right) n = \lambda.$$

D'après la figure ci-jointe, on reconnaît que l'angle Δ_n représente la déviation FRD_n du faisceau diffracté RD_n relativement au faisceau réfléchi RF compté dans le sens positif conventionnel.

tures extrêmes; on est donc maître de la rendre aussi petite que l'on veut en réduisant cet intervalle.

Il est bon de se rendre compte de l'influence qu'exerce cette erreur sur la valeur de x donnée par la moyenne des deux séries

$$(5) \quad x = \frac{1}{2}(z - z_0 + z_1 - z')b + \frac{1}{2}c(z^2 - z_0^2 + z_1^2 - z'^2);$$

à cet effet on éliminera z' à l'aide de la relation (4) dans le terme en b et l'on négligera les termes en c^2 ; on trouve aisément

$$(6) \quad x = b(z - z_0) \left[1 + \frac{c}{b}(2z_1 + z_0 - z) \right].$$

Jusqu'ici le coefficient b est resté indéterminé: on peut le déterminer par la condition de connaître en valeur absolue la distance correspondant aux lectures extrêmes $z_1 - z_0$. Soit X cette longueur; on aura par définition

$$\begin{aligned} X &= b(z_1 - z_0) + c(z_1^2 - z_0^2) \\ &= b(z_1 - z_0) \left[1 + \frac{c}{b}(z_1 + z_0) \right]. \end{aligned}$$

Éliminant b , on conclura

$$x = X \frac{z - z_0}{z_1 - z_0} \frac{1 + \frac{c}{b}(2z_1 - z_0 - z)}{1 + \frac{c}{b}(z_1 + z_0)};$$

Des trois déviations $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ observées on conclut

$$\log a = 3,46783 \quad 3,46791 \quad 3,46790$$

dont la moyenne

$$\log a = 3,46788 \quad (a = 2936,8)$$

a été adoptée pour les calculs ultérieurs.

Une seconde détermination effectuée le 13 juin 1884 a conduit exactement au même résultat.

2° *Distance angulaire et déviation des deux repères dans le cliché R₈.* — Le cliché R₈ a été obtenu le 13 juin 1884 avec le tube à gaine n° 24 et une durée d'exposition de trois heures et demie :

La lunette était à l'azimut	4.40.0 ^o	pendant l'exposition.
»	»	15.30.0 pour le repère n° 1.
»	»	16.30.0 » n° 2.

d'où l'on conclut par différence que les points des clichés sur lesquels se trouvent ces repères correspondent aux déviations $\Delta' \Delta''$ avec le rayon réfléchi :

$\Delta' = 10^{\circ} 50' 0''$	Repère n° 1
$\Delta'' = 11^{\circ} 50' 0''$	» n° 2

et, comme le terme en c est très petit, il viendra

$$x = X \frac{z - z_0}{z_1 - z_0} \left[1 + \frac{c}{b} (z_1 - z) \right].$$

Cette expression montre que l'erreur ε , commise sur x lorsqu'on adopte la simple loi de proportionnalité, est

$$\varepsilon = X \frac{(z - z_0)(z_1 - z)}{z_1 - z_0} \frac{c}{b}.$$

Elle est maximum pour $z - z_0 = z_1 - z$, c'est-à-dire pour $z = \frac{1}{2}(z_0 + z_1)$ et cette valeur maximum est

$$\varepsilon = \frac{X}{4} (z_1 - z_0) \frac{c}{b}.$$

De là une autre manière d'obtenir le terme $\frac{c}{b}$ par la double mesure d'une longueur égale à la moitié de l'intervalle $(z_1 - z_0)$.

Sur le cliché la distance des deux repères est de $17',19$; cette distance étant de $1^\circ = 3600''$, on obtient ainsi la valeur angulaire du tour de vis micrométrique $\frac{3600''}{17,19} = 209'',42$, et l'on peut réduire en secondes d'arc les distances de chaque raie au repère n° 1.

Et comme la déviation absolue Δ' de ce repère est connue, on connaît ainsi la distance angulaire Δ de chaque raie au faisceau réfléchi : c'est ce qu'on trouvera dans le Tableau numérique ci-après.

3° *Calcul des longueurs d'onde des raies observées.* — La connaissance de Δ ne suffit pas : il faut connaître l'angle d'incidence; or, avant l'obtention du cliché R_8 , le réseau a été fixé à la plate-forme centrale et l'on a observé avec la lumière de la soude :

	Azimut de la lunette.	
Direction du collimateur	$360^\circ + 90^\circ 0' 0''$	
» du faisceau réfléchi.	$375.57.42$	$180^\circ - 2i = 74^\circ 2' 18''$
Direction du faisceau dif- fracté (raie D_2)	$359.42.6$	$\Delta_1 = 16^\circ 15' 36''$

on en conclut

$$2i = 105^\circ 57' 42'' \quad \text{et} \quad i = 52^\circ 58' 51''.$$

L'observation du premier spectre de droite (raie D_2) a servi à contrôler la valeur de la constante du réseau, ainsi qu'on l'a dit plus haut.

Le Tableau suivant se comprend de lui-même : on y trouve le calcul de la déviation Δ_1 de chaque raie.

L'incidence i étant connue, on a calculé par la formule ci-dessus les longueurs d'onde des raies de l'hydrogène de la série stellaire.

On a retranché $0,30$ à tous les résultats pour accorder la longueur d'onde de la raie h à celle de l'Atlas d'Angström ($410,10$).

En regard de mes résultats, j'ai placé les déterminations faites par le Dr Huggins des longueurs d'onde des raies sombres observées dans le spectre des étoiles blanches (*Comptes rendus*, t. XC, p. 72).

Il n'est pas inutile de rappeler que c'est par comparaison avec les raies de la lumière des nuées que ces déterminations des raies

stellaires ont été faites et que les longueurs d'onde de ce spectre ont été empruntées aux Planches de mon Mémoire sur le spectre normal du Soleil, raccordé à celui d'Angström.

Longueur d'onde des raies de l'hydrogène de la série stellaire, déduite du cliché R₈.

Désignation de la raie.	Distance au repère n° 1			Distance Δ, au faisceau réfléchi.	Longueur d'onde λ corrigée (-0,30).	Spectre des étoiles blanches (Huggins).	Différ. C - H.
	en vis.	en secondes.	en angles.				
G'.....	28,86	5625	1.33.45	11.23.45	433,95	»	»
Repère n° 2.	17,19	3600	1. 0. 0	11.30. 0	412,13	»	»
h.....	16,28	3409	0.56.49	11.46.49	410,10	410,10	0,00
H.....	10,30	2174	36.14	11.26.14	396,89	396,89	0
α.....	6,74	1411	23.31	11.13.31	388,78	388,75	3
β.....	4,33	907	15. 7	11. 5. 7	383,45	383,40	5
γ.....	2,64	553	9.13	10 59.13	379,69	379,50	19
δ.....	1,40	293	4.53	10.34.53	376,94	376,75	19
ε.....	0,51	107	1.47	10.51.47	374,98 ⁽¹⁾	374,50	48
Repère n° 1.	0,00	0	0. 0. 0	10.30. 0	373,83	»	»
ζ.....	— 0,21	— 44	— 44	10.49.16	373,36	373,00	36
η.....	— 0,80	— 168	— 2.48	10.47.12	372,06	371,75	31
θ.....	— 1,25	— 262	— 4.22	10.45.38	371,07	370,75	32
i.....	»	»	»	»	»	»	»

La comparaison de la série des raies de l'hydrogène avec celle des raies des étoiles blanches découvertes par M. le D^r Huggins est aussi satisfaisante qu'on peut l'espérer, étant données les difficultés des deux genres de déterminations.

Les petites variations croissantes que présentent les différences des longueurs d'onde des raies successives est de l'ordre des erreurs systématiques que les deux instruments d'observation (prisme et réseau) peuvent entraîner.

La conclusion du présent travail est donc l'établissement avec

(¹) La raie ε est rendue confuse dans le cliché par une raie étrangère, très forte avec le gaz impur, mais qui n'a pas disparu tout à fait dans le cliché employé.

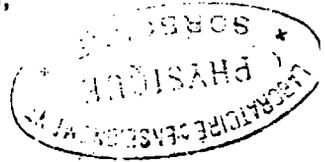
un haut degré de probabilité de la coïncidence de la série des raies sombres des étoiles blanches avec celle des raies brillantes du spectre de l'hydrogène pur, coïncidence pressentie, mais non démontrée par des travaux antérieurs (1).

(1) VOGEL, *Sitzungsberichte*, 10 July 1879, 12 Feb. 1880.

(Extrait du *Journal de Physique*, 2^e série, t. V; août 1886.)

**SUR LA SYNCHRONISATION DES HORLOGES DE PRÉCISION
ET LA DISTRIBUTION DE L'HEURE;**

PAR M. A. CORNU.



Les études théoriques et expérimentales relatives à la synchronisation des systèmes oscillants (*Séances de la Société de Physique*, année 1887, p. 142 et 150) s'appliquent immédiatement aux horloges de précision et à la distribution de l'heure. Je décrirai brièvement la construction et les propriétés d'un dispositif très simple, applicable à toute espèce d'appareils oscillants et réalisant les conditions théoriques dans lesquelles le problème de la synchronisation a été résolu.

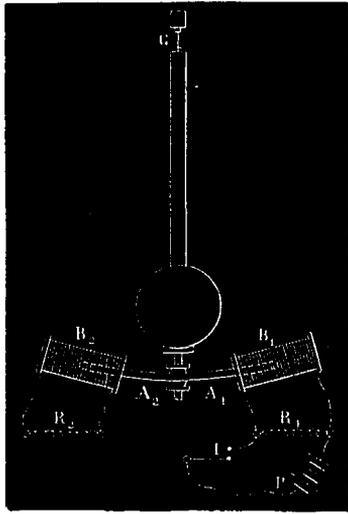
Dispositif général. — On fixe transversalement à la tige du balancier à synchroniser (*fig. 1*), au-dessous (ou au-dessus) de la lentille et dans le plan d'oscillation, un barreau aimanté $A_1 A_2$ courbé suivant une circonférence concentrique à la suspension C : deux bobines en bois ou en ébonite, couvertes de fils de cuivre isolé $B_1 B_2$, enveloppent respectivement les extrémités de ce barreau; leurs axes coïncident avec la direction moyenne de déplacement du pôle correspondant. L'une de ces bobines B_1 reçoit le courant électrique synchronisant (*liaison synchronique*) et fonctionne *par attraction* sur le pôle d'aimant qu'elle enveloppe; l'autre B_2 , fermée sur une résistance convenable R_2 , produit, par l'action inductrice de l'autre pôle, l'amortissement nécessaire à la synchronisation (¹).

Si la longueur du barreau et celle des bobines sont suffisam-

(¹) Ce dispositif, en apparence identique à celui de Jones et à d'autres plus récents, en diffère par l'utilisation d'une bobine comme *amortisseur*; condition essentielle, dont l'importance n'avait pas encore été signalée.

ment grandes relativement à l'amplitude du déplacement des pôles, les portions utilisées du champ magnétique des bobines ont une intensité sensiblement uniforme : on réalise ainsi d'une manière

Fig. 1.



pratiquement rigoureuse les trois forces capables de produire la synchronisation (*loc. cit.*, p. 142), savoir :

- 1° Force principale (composante du poids) proportionnelle à l'écart ;
- 2° Force perturbatrice (amortissement) proportionnelle à la vitesse ;
- 3° Force additionnelle (liaison synchronique) d'intensité périodique, indépendante de la position du système.

Éléments de réglage. — Courant. — Le courant synchronisant lancé à chaque période Θ par l'horloge directrice (figurée ici par le contact-distributeur I dans le circuit de la pile P) peut être réglé de plusieurs manières :

- 1° Par le nombre et la grandeur des couples de la pile ;
- 2° Par la durée de l'émission du courant ;
- 3° Par la dérivation R_1 reliant les extrémités des fils de la bobine B_1 .

La pile n'a pas besoin d'être très énergique : l'action électromagnétique de la bobine, étant tangentielle et s'exerçant à l'extrémité d'un long bras de levier, est très puissante ; aussi reconnaît-on, dès les premiers essais, qu'un courant extrêmement faible (quelques millièmes d'ampère) suffit pour mettre en mouvement un balancier de plusieurs kilogrammes partant du repos. C'est un des avantages les plus précieux de ce dispositif : il le doit à deux particularités qu'il importe de mettre en lumière.

L'action électromagnétique d'une bobine donnée est proportionnelle au produit de l'intensité du courant par la masse magnétique du pôle d'aimant sur lequel elle agit. On dispose donc, par le choix du barreau aimanté, d'un facteur qui permet de multiplier la force électromagnétique par un nombre considérable. Mais on dispose encore ici d'un autre facteur, la durée de l'émission du courant : en effet, le courant n'a pas besoin d'être instantané (*voir les remarques loc. cit.*, p. 155 et 160) ; or, dans le cas où l'amortissement est notable, cette durée peut s'étendre utilement jusqu'à une demi-période. Grâce à ces deux multiplicateurs, on pourrait diminuer en quelque sorte indéfiniment l'intensité du courant, si l'on n'était pas limité par certains phénomènes secondaires et par la nécessité de laisser à cette intensité une valeur suffisante pour le fonctionnement des électro-aimants (enregistreurs, relais, parlours, téléphones, etc.) qu'il est utile de maintenir dans le circuit.

L'emploi des courants faibles est avantageux à bien des points de vue : l'un des principaux est d'éviter les étincelles d'extra-courants de rupture, qui altèrent à la longue les surfaces de contact (en platine pur) du distributeur ; l'addition d'un condensateur Fizeau ou d'une résistance électrolytique polarisable (1) en dérivation aux bornes du distributeur achève d'assurer la conservation parfaite des contacts.

La dérivation R_1 est aussi un palliatif des extra-courants de la bobine B_1 ; elle fournit, en outre, un réglage facile de l'action électromagnétique indépendant de celui de la pile et du distributeur,

(1) Le *coupe-courant* de M. d'Arsonval, formé de deux fils de fer plongeant dans quelques centimètres cubes d'une solution aqueuse de potasse, est un excellent dispositif : on en règle le nombre d'après l'étincelle de rupture ; avec les courants dont il est ici question, un seul suffit en général.

avantage très grand lorsque l'horloge distributrice se trouve à une grande distance de l'appareil synchronisé. Il ne faut pas oublier que cette dérivation ferme d'une manière permanente le circuit de la bobine B_1 et la fait agir comme amortisseur concurremment avec la bobine B_2 .

Réglage de l'amortissement. — La valeur de l'amortissement est corrélatrice de celle du courant employé : en effet, plus l'amortissement est faible, moins la force motrice synchronisante a besoin d'être énergique. Il semble donc qu'on ait intérêt à employer un amortissement et un courant aussi faibles que possible pour économiser les piles et ménager les contacts du distributeur. Mais, d'un autre côté, plus l'amortissement est grand, plus la durée du régime variable est courte (*loc. cit.*, p. 144), par conséquent, plus la synchronisation est rapide, parfaite et indépendante des variations inévitables du courant synchronisant : c'est donc l'amplitude de ces variations anormales qui déterminera la grandeur de l'amortissement à employer ; de sorte que, en dernière analyse, le réglage cherché dépendra presque exclusivement des conditions pour ainsi dire *télégraphiques* du circuit.

Le critérium d'un synchronisme parfait est, en effet, la constance de l'amplitude du balancier synchronisé : cela résulte des expressions (13) et (14) (*loc. cit.*, p. 156 et 157) qui donnent l'amplitude \mathfrak{A} et la phase γ limites :

$$(13) \quad \mathfrak{A} = \frac{uT}{2\pi(\Theta - T)} \sin \gamma,$$

$$(14) \quad \tan \gamma = \frac{2\pi}{\alpha\Theta} \frac{\Theta - T}{T} = \frac{2\pi}{\alpha\bar{c}}.$$

On reconnaît aisément, en se reportant à la démonstration et à la *fig.* 2, que les erreurs de synchronisme ne sont à redouter que pendant les régimes variables accidentels survenus à la suite d'un changement dans la grandeur moyenne de l'action synchronisante u . C'est pour cela qu'on a intérêt à réduire autant que possible la durée de ces régimes variables par la grandeur de l'amortissement.

Il est important de remarquer que, dès qu'un nouveau régime permanent est atteint (amplitude redevenue constante), toute trace de la perturbation disparaît, si la perturbation n'a porté que

l'amortissement additionnel sans rien changer aux conditions purement mécaniques de l'appareil; ainsi, il suffit d'ouvrir les circuits des deux bobines pour retrouver le mouvement du balancier libre, affranchi de toutes les actions ou réactions électromagnétiques destinées à le synchroniser. Cette condition est éminemment favorable à l'étude expérimentale du réglage.

Balanciers entretenus mécaniquement. — Les résultats précédents, rigoureux dans le cas d'un *balancier libre*, c'est-à-dire indépendant de tout mécanisme, s'étendent sans peine au cas où le balancier est soumis périodiquement, comme dans les horloges, à une action automatique qui restitue la force vive absorbée par les résistances passives.

L'analyse mécanique de l'influence de l'échappement et des rouages montre que tout revient, au point de vue analytique, à supposer le coefficient α non plus constant, mais fonction de l'amplitude, c'est-à-dire à remplacer, dans la formule (14), α par

$$\beta = f(\psi_b).$$

Cette condition complique théoriquement toutes les propriétés si simples énoncées précédemment; mais, dans la pratique, la fonction f diffère très peu d'une constante et sa variation n'exerce qu'une influence minime. Dans le cas des horloges à poids (1), par exemple, on démontre aisément que la valeur de β est donnée par

$$\beta = \alpha_0 + \alpha_1 - \frac{h}{\psi_b^2}, \quad \text{où} \quad h = \frac{p \bar{x} T}{4 \pi^2 \mu},$$

à la vitesse, produisant un faible amortissement, que divers systèmes de synchronisation, incorrects en théorie, parviennent à fonctionner: on s'explique alors pourquoi leur réglage est toujours délicat et leur stabilité précaire.

(1) L'étude expérimentale de l'amplitude des balanciers d'horloge, lorsqu'on fait varier le poids moteur, m'a conduit à la loi suivante:

L'amplitude limite du balancier d'une horloge est proportionnelle à la racine carrée du poids moteur.

On retrouve cette loi empirique par la théorie, en admettant:

1° Que la pression de la roue d'échappement sur le balancier s'effectue au moment du passage à la verticale; c'est la condition que les horlogers cherchent à remplir;

2° Que la force vive restituée au balancier pendant l'échappement est égale au travail de la chute du poids moteur.

α_0 représentant le coefficient d'amortissement du pendule libre, α_1 celui que produit l'amortisseur, et h un paramètre proportionnel au travail dû à la chute z du poids moteur p à chaque période T du balancier, et en raison inverse du moment d'inertie μ .

Comme, dans les horloges de précision, le travail du poids moteur dépensé à chaque oscillation est très faible, le coefficient h est très petit : de sorte que l'amortissement additionnel α_1 , nécessaire pour rendre la différence de phase γ sensiblement indépendante de l'amplitude limite, c'est-à-dire pour légitimer l'identification du balancier d'horloge à un balancier libre, n'est pas considérable. Il y a même un cas important où l'identification est rigoureuse, c'est celui où l'amplitude limite est égale à celle que prend le balancier quand on supprime la synchronisation (ouverture des circuits des deux bobines). Au voisinage de cette amplitude, qu'on cherchera généralement à conserver, l'influence du terme perturbateur sera donc négligeable.

Remarque. — Les détails un peu minutieux avec lesquels les éléments de réglage viennent d'être décrits pourraient faire supposer que le réglage des appareils synchronisés est délicat à obtenir et difficile à conserver : il n'en est rien. L'expérience, au contraire, réussit immédiatement et l'on constate, non sans surprise, que le balancier à synchroniser, partant du repos, se met en marche de lui-même dès qu'il reçoit l'action périodique du moindre courant ; d'autre part, avec des courants relativement intenses, on reconnaît que le balancier *ne s'emporte pas* outre mesure : c'est qu'en effet l'amortisseur, dont l'action est presque insensible aux petites amplitudes, agit aux grandes amplitudes comme un frein puissant. Cette précieuse propriété de l'amortisseur laisse une grande latitude pour le réglage du courant. La discussion précédente a donc eu surtout pour but de mettre en lumière toutes les ressources que comporte le dispositif et de montrer comment, dans chaque cas, on peut obtenir le maximum d'effet utile, soit qu'on recherche l'extrême précision, soit qu'on vise surtout à l'économie d'entretien.

Avantages essentiels du système de synchronisation avec amortisseurs électromagnétiques. — En voici l'énumération succincte :

1° Synchronisation sensiblement indépendante du signe et de la grandeur de la marche diurne relative ou tout au moins de sa variation, lorsque le coefficient d'amortissement α est suffisamment grand [analytiquement, αT grand relativement à $2\pi \frac{\theta - T}{\theta}$, voir formules (13), *loc. cit.*, p. 459]. Cela permet d'utiliser des appareils de médiocre précision ;

2° Faiblesse des courants nécessaires au fonctionnement ;

3° Possibilité de vérifier à chaque instant la stabilité de la synchronisation par l'observation de l'amplitude et de la phase du balancier (ces deux éléments ne peuvent rien indiquer sous ce rapport dans le système sans amortissement, parce qu'on a cherché, dans ce système, à les rendre invariables par construction) ;

4° Variété des moyens utilisables pour établir ou modifier le réglage, même pendant la marche de l'appareil ;

5° Mise en marche à peu près automatique, lorsque la synchronisation commence ;

6° Arrêt automatique, lorsque la synchronisation cesse.

Applications. — L'application pratique de ce système de synchronisation a été déjà réalisée dans des circonstances très diverses : la régularité du fonctionnement a toujours été complète. Je l'emploie à l'École Polytechnique, depuis plusieurs années, à synchroniser divers appareils, en particulier deux horloges à secondes ; à l'Observatoire, sur la demande de notre Confrère M. l'amiral Mouchez, j'ai adapté ce système à la synchronisation des deux horloges du pavillon des Longitudes ; dans les ateliers de M. Borrel trois balanciers pesant respectivement 250^{gr}, 1^{kg} et 40^{kg} ont été synchronisés par le même courant depuis deux ans sans interruption. Enfin, au Service géographique de l'Armée, notre Confrère M. le général Perrier a fait expérimenter ce système par M. le capitaine Delforges sur deux horloges distantes de 40^{km} ; malgré l'imperfection de la ligne qui permettait à peine la correspondance télégraphique, la synchronisation a été aussi satisfaisante que possible.

Le problème de la distribution de l'heure à une précision voisine du centième de seconde me paraît donc complètement résolu. Il n'est peut-être pas indifférent de faire remarquer que le dispo-

sitif est simple, d'un réglage facile et n'exige que de faibles courants.

Dans un prochain travail, je résumerai la marche à suivre au point de vue pratique pour régler l'intensité du courant synchronisant et la grandeur du coefficient d'amortissement à donner au balancier.

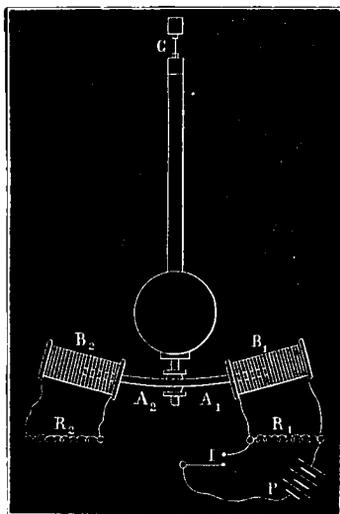
(Extrait du *Journal de Physique*, 2^e série, t. VII; juin 1888.)

**SUR LE RÉGLAGE DES DIVERS ÉLÉMENTS DU DISPOSITIF SYNCHRONISATEUR
DES HORLOGES DE PRÉCISION;**

PAR M. A. CORNU.

Le dispositif synchronisateur décrit précédemment (1) renferme plusieurs éléments indéterminés : on pourrait chercher à les définir dans chaque cas d'après certaines conditions arbitraires ou imposées, par exemple d'après le maximum d'économie dans la construction de l'appareil, l'installation des lignes, l'intensité du

Fig. 1.



courant utilisé, etc. Mais on reconnaît bien vite que ce genre de considérations est, le plus souvent, tout à fait secondaire et que la véritable économie consiste à utiliser pour la construction des appareils les éléments que la pratique des courants électriques a consacrés et qu'on rencontre couramment dans les ateliers.

Il est donc tout naturel de renverser les termes du problème et de se proposer, étant donnés les appareils, de chercher à en tirer le meilleur parti par un réglage approprié.

(1) Voir *Journal de Physique*, 3^e série, t. VII, p. 231. *Séances de la Soc. de Phys.*, p. 65; 1888.

Nous supposerons donc le cas défavorable où l'on met en station une horloge munie du dispositif synchronisateur représenté (*fig. 1*), construit sans conditions particulières et qu'on veut synchroniser loin de l'horloge directrice à l'aide d'un courant périodique ayant l'intensité ordinaire des courants télégraphiques, c'est-à-dire voisin de $\frac{1}{100}$ d'ampère.

La première condition à remplir est de maintenir le balancier en marche à l'amplitude convenable, tout en lui donnant un amortissement notable, condition essentielle de la stabilité du réglage synchronique. Nous allons voir qu'une fois ce résultat obtenu, on peut, par une nouvelle série d'essais méthodiques très simples, perfectionner le réglage et l'amener rapidement à réaliser les conditions qui réduisent au minimum l'influence des actions perturbatrices.

4° Réglage initial de l'amplitude du balancier.

Avec les données moyennes de construction auxquelles il a été fait allusion (¹), l'intensité du courant de 0^{mm},01 donnera une attraction très énergique qui imprimerait au balancier une amplitude exagérée. On s'en apercevra à la manière dont le balancier partant du repos se met en marche sous l'influence de ce courant. Mais on dispose de deux moyens de réglage : l'un consiste à affaiblir le courant dans la bobine attirante B₁ par une dérivation R₁ ; l'autre à accroître l'influence de la bobine amortissante B₂ en diminuant la résistance extérieure R₂. On est donc certain d'arriver à l'amplitude voulue et le régime limite sera atteint d'autant plus rapidement que l'amortissement sera plus considérable ; c'est donc surtout par le réglage du courant qu'on doit agir : c'est, d'ailleurs, le seul moyen qui reste dans le cas où, pour simplifier la construction des appareils, on remplace la bobine amortissante B₂ par un simple tube de cuivre de 1^{mm} à 3^{mm} d'épaisseur et de quelques centimètres de longueur. Voici comment on peut opérer :

Dispositif employé pour le réglage du courant. — Le circuit

(¹) 200^{gr} à 250^{gr} de fil de cuivre couvrent une des bobines de 0^m,2 de diamètre intérieur et de 0^m,6 de long, en fil de 0^{mm},3 pour B₁ et de 0^{mm},5 pour B₂. Aimant de 0^m,18 de longueur et de 0^{mm},15 de diamètre.

de la bobine synchronisante B_1 est fermé par une résistance fixe R_1 , à peu près égale à la sienne, de sorte que la bobine B_1 agit en même temps comme amortisseur concurremment avec la bobine B_2 . Cette résistance R_1 est formée par un rhéocorde, ou mieux par une boîte d'une construction spéciale, disposée de telle manière qu'on puisse intercaler entre les deux extrémités du circuit distributeur une partie quelconque r_1 de R_1 sans modifier le circuit $B_1 + R_1$ (¹).

Comme la résistance du circuit distributeur IP est ou peut être rendue très grande par rapport à la résistance réduite de la boîte B_1 , ainsi *shuntée*, on peut considérer l'intensité I du courant distribué comme constante et indépendante de la résistance r_1 intercalée. Il en résulte que l'intensité i du courant efficace, c'est-à-dire de la portion du courant qui passe dans la bobine et produit la force synchronisante, est représentée par

$$i = I \frac{r_1}{B_1 + R_1};$$

elle est donc proportionnelle à la résistance intercalée r_1 , et peut varier ainsi de zéro à $I \frac{R_1}{B_1 + R_1}$, c'est-à-dire jusqu'aux environs de $\frac{1}{2}$ (ou de toute autre fraction choisie), par degrés aussi rapprochés que le permet la construction de la boîte.

L'emploi d'une dérivation à la bobine synchronisante offre encore une ressource précieuse dans la synchronisation à grande distance : elle a été signalée et utilisée par M. le commandant Defforges, qui emploie dans ses belles observations du pendule une horloge synchronisée avec amortisseur électromagnétique. Cette dérivation permet, en effet, d'atténuer, dans telle proportion qu'on veut, les irrégularités du courant d'une ligne télégraphique causées par des forces électromotrices anormales, étrangères à la pile (courants telluriques, induits, etc.); il suffit, pour cela, d'ac-

(¹) On construit très simplement soi-même une pareille boîte de résistance, de 110 ohms, par exemple, en mettant en *série* dix bobines de 10 ohms et dix bobines de 1 ohm. Les extrémités donnent une résistance totale R , de 110 ohms; si, d'autre part, on relie respectivement à une borne spéciale chaque jonction de deux bobines consécutives, on pourra composer une partie r , ayant telle résistance qu'on veut, à une unité près, comprise entre zéro et 110 ohms; le numérotage convenable des bornes rend la lecture immédiate. On remplacerait aisément les bornes par des chevilles comme dans les boîtes ordinaires.

croître le courant de la ligne jusqu'à le rendre n fois plus grand que les courants perturbateurs, $\frac{1}{n}$ étant la proportion d'anomalie inoffensive; la dérivation permet d'y puiser la fraction utile du courant, sensiblement débarrassé des influences perturbatrices qui seraient gênantes sans cet artifice.

Le perfectionnement que j'introduis ici consiste dans l'invariabilité de la résistance du circuit dérivé R_1 , qui maintient invariable le coefficient d'amortissement propre de la bobine B_1 . On peut donc, en faisant varier la résistance intercalaire r_1 , agir exclusivement sur la force synchronisatrice, comme on agit exclusivement sur l'amortissement en faisant varier la résistance extérieure R_2 de l'autre bobine B_2 .

Comme exemple de ce réglage de l'intensité du courant et de l'amplitude, je citerai l'une des séries d'expériences que j'ai exécutées à l'École Polytechnique: l'horloge à synchroniser, construite par M. Borrel, n'a rien de particulier; c'est une horloge à secondes de qualité ordinaire; le balancier, à tige de sapin, pèse 6^{kg}; l'échappement est à *chevilles*, pour permettre au besoin les grandes amplitudes; l'amplitude de strict échappement (arc de levée) est $\pm 0^{\circ},7$.

La série d'observations qui va suivre est particulièrement intéressante au point de vue de la démonstration de l'efficacité du dispositif synchronisateur; en effet, l'horloge, disposée d'ordinaire pour marquer le temps moyen, a été, dans cette série, réglée sur le temps sidéral (par l'addition d'une masse de 185^{gr} au milieu de la tige du balancier).

Malgré cette avance énorme de *quatre minutes par jour*, elle a été synchronisée sans difficulté par le courant émis par une bonne horloge réglée sur le temps moyen (1), grâce à l'amortissement énergétique imposé au balancier (tube de cuivre de 3^{mm} d'épaisseur, de 6^{cm} de longueur; barreau d'acier de 18^{cm} de long, de 15^{mm} de diamètre, aimanté à saturation).

La boîte de résistance R_1 en dérivation sur le circuit de la bobine B_1 est celle décrite précédemment dans la note de la page 3.

(1) Dans d'autres séries, j'ai opéré depuis quatre minutes de retard jusqu'à six minutes d'avance sans que la synchronisation eût cessé d'être complète.

Voici la série des amplitudes obtenues avec diverses intensités : on y a ajouté la valeur numérique de la phase limite de l'oscillation du balancier correspondant à l'époque moyenne du passage du courant ; on verra bientôt l'importance de cet élément :

Expérience faite avec l'horloge Borrel réglée sur le temps sidéral et synchronisée par une horloge de temps moyen.

Intensité du courant synchronisant (l'unité est sensiblement le dix-millième d'ampère).	Amplitude limite du balancier synchronisé.	Différences.	Phase γ .	Remarques.
110.....	$\pm 1,94$	$0,16$	$70,2$	L'amplitude peut atteindre $\pm 3",20$.
100.....	1,78	$0,16$	$70,2$	
90.....	1,62	$0,16$	$68,4$	
80.....	1,46	$0,16$	$68,4$	
70.....	1,30	$0,16$	$68,4$	
60.....	1,14	$0,18$	$73,5$	$\pm 0",68$ amplitude normale
50.....	0,96	$0,19$	$77,4$	
40.....	0,77	$0,10$	$81,0$	
35.....	0,67		$86,4$	$\pm 0",62$ » de stric t échappement.

Grâce à l'amortissement conforme du balancier, l'amplitude et la phase limite de l'oscillation étaient atteintes au bout de quelques minutes : les observations successives étaient donc rapides.

Détermination expérimentale de la phase limite. — Il reste à dire quelques mots sur la détermination de la phase limite : on la mesure par l'enregistrement simultané du courant synchronisant et d'un courant auxiliaire émis par le balancier synchronisé (contact touchant un ressort latéral). On obtient ainsi sur un cylindre enfumé, à chaque période, deux couples de signaux [(A, B), (a, b), début et fin du courant], qu'on relève avec une lame transparente portant onze droites convergentes, de manière à exprimer directement les époques des signaux en fraction décimale de la période commune. La moyenne des lectures donne ainsi :

- 1° L'époque moyenne du courant synchronisant $\frac{1}{2}(A + B)$;
- 2° L'époque de l'élongation du balancier synchronisé $\frac{1}{3}(a + b)$: on en déduit ici l'époque du passage à la position d'équilibre en retranchant $\frac{1}{4}$ de période.

La différence de ces deux nombres donne la phase exprimée en fraction de période : on la convertit en degrés sexagésimaux en la multipliant par 360° ; on obtient ainsi l'angle γ .

Exemple numérique. — Voici comment a été obtenue la phase $\gamma = 70^\circ,2$ du Tableau précédent :

$$\left. \begin{array}{l} a = 0,00 \\ A = 0,06 \\ B = 0,40 \\ b = 0,57 \end{array} \right\}, \quad \text{d'où} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2}(A + B) = 0,230, \\ \frac{1}{2}(a + b) - \frac{1}{4} = 0,035, \\ \text{Différence} = 0,195 \times 360^\circ = 70,2, \\ \gamma = 70^\circ,2. \end{array} \right.$$

L'approximation dépend de la longueur linéaire de la période sur le cylindre : elle ne dépasse guère ici $\frac{1}{200}$ de période, ce qui correspond à $\frac{1}{100}$ de seconde.

Résumé des résultats obtenus dans ces expériences. — Il n'est pas inutile de faire ressortir quelques-uns des résultats obtenus, pour montrer d'abord qu'ils sont conformes aux prévisions de la théorie, malgré l'introduction d'un élément dont il n'a pas été tenu compte (restitution mécanique automatique sous l'influence des poids moteurs), et ensuite pour prouver que le réglage pratique de l'amplitude s'obtient avec une extrême facilité.

1° *En graduant l'intensité de la force synchronisante, on peut donner au balancier telle amplitude stable qu'on désire, non seulement au-dessus, mais même au-dessous de l'amplitude normale* (celle qui se produit lorsque la liaison synchronique est supprimée).

2° *Les variations d'amplitude sont sensiblement proportionnelles aux variations d'intensité du courant synchronisant.*

C'est la généralisation expérimentale du théorème exprimé par l'équation (13) (1), établie pour un pendule libre : on la retrouve aisément par la théorie en ayant égard aux résultats indiqués précédemment (2) pour un balancier entretenu.

(1) *Journal de Physique*, t. VII, p. 234. *Séances de la Société de Physique*, p. 686; 1887.

(2) *Journal de Physique*, t. VII, p. 236. *Seances de la Société de Physique*, p. 70; 1887.

3° *La phase de synchronisation γ (correspondant à l'époque moyenne de l'action synchronisante) reste sensiblement constante tant que l'amplitude ne descend pas au-dessous de l'amplitude normale.*

La phase γ [voir *fig. 2* (1)] est, en effet, indépendante de l'action synchronisante constante avec un pendule libre, d'après l'équation (14) (2); avec un balancier entretenu, les variations se font sentir au voisinage de l'amplitude, où l'amortissement est compensé par le travail du poids moteur.

Ces résultats démontrent que le dispositif est tellement efficace qu'il permet de synchroniser, avec des courants très faibles, des horloges offrant des divergences de marche bien supérieures à celles qu'on rencontre dans le problème de la distribution de l'heure : il est donc capable de parer à tous les accidents provenant d'une variation accidentelle dans la marche des horloges, fussent-elles d'une qualité très médiocre. Il reste à montrer que ce dispositif permet d'aller plus loin dans le perfectionnement des réglages et qu'il offre des ressources inattendues pour la stabilité et le contrôle permanent du synchronisme.

2° Réglage de l'amortissement et de la phase d'une oscillation synchronique réduisant au minimum l'influence des actions perturbatrices. Réglage aperiodique.

L'une des propriétés les plus avantageuses du dispositif synchronisateur décrit précédemment est la facilité avec laquelle ce dispositif entre en fonction et s'y maintient. Aucun réglage préalable de construction n'est nécessaire : il suffit que l'amortissement électromagnétique du balancier soit notable. La grandeur de cet amortissement peut même être modifiée entre des limites étendues : l'amplitude de l'oscillation varie, mais la synchronisation persiste.

(1) *Journal de Physique*, t. VII, p. 235; *Séances de la Société de Physique*, p. 69; 1887.

(2) *Journal de Physique*, t. VII, p. 234; *Séances de la Société de Physique*, p. 68; 1887.

La théorie rend aisément compte de cette propriété aussi utile que singulière : elle montre qu'il existe effectivement dans le réglage du synchronisme un élément indéterminé *a priori*, la *phase* (fraction de période s'écoulant entre l'époque moyenne de l'action périodique et l'origine de l'oscillation synchronisée), élément que la plupart des systèmes en usage déterminent par construction, mais qui reste arbitraire, comme l'amortissement, dans le dispositif précité et donne au réglage cette latitude si précieuse.

On est amené naturellement à examiner le rôle que jouent cette phase et l'amortissement corrélatif dans la stabilité du régime et à rechercher si un choix convenable de ces éléments ne permettrait pas d'accroître encore l'efficacité du dispositif.

La conclusion de cette étude est qu'on doit adopter le coefficient d'amortissement le plus fort compatible avec les conditions expérimentales, et donner à la phase une valeur aussi rapprochée que possible de *zéro*; on tend alors vers le *réglage aperiodique* dont les propriétés seront exposées plus loin. C'est dans ces conditions qu'on réduit au minimum l'influence des causes perturbatrices les plus fréquentes.

La démonstration de ces résultats se déduit de la théorie des oscillations synchronisées faiblement amorties ⁽¹⁾, exposée précédemment ⁽²⁾.

Je dirai qu'une oscillation est *synchronisée* lorsque, sous l'influence d'une force périodique, elle est parvenue à un régime permanent tel, que *la phase demeure invariable*.

Les lois qui régissent le régime permanent obtenu à l'aide du dispositif précité sont résumées par les expressions (13) et (14) ⁽³⁾,

(1) Dans les applications à l'horlogerie, des coefficients relativement élevés sont encore très éloignés de la limite imposée à l'oscillation par la condition d'être faiblement amortie : à savoir que $\alpha^2 T^2$ soit négligeable devant l'unité. Ainsi, déjà pour $\alpha T = \frac{1}{100}$, on atteint un amortissement énorme pour des appareils de précision; car, avec cette valeur, l'amplitude $A = A_0 e^{-\alpha t}$ se réduit dans le rapport de e (ou 2,71828) à 1 au bout du temps $t = 100 T$, soit 3^{20} si la période T est de 2".

(2) *Journal de Physique*, t. VI, p. 452; *Séances de la Société de Physique*, p. 150; 1887.

(3) *Journal de Physique*, t. VI, p. 459; *Séances de la Société de Physique*, p. 156; 1887.

qu'on peut écrire sous diverses formes

$$(13) \quad \psi_b = \frac{u}{\sqrt{\alpha^2 \Theta^2 + 4\pi^2 \left(\frac{\Theta - T}{T}\right)^2}} = \frac{u \cos \gamma}{\alpha \Theta} = \frac{u \sin \gamma}{2\pi \left(\frac{\Theta - T}{T}\right)}$$

$$(14) \quad \tan \gamma = \frac{2\pi}{2\Theta} \left(\frac{\Theta - T}{T}\right) = \frac{2\pi}{\alpha T} \left(\frac{\Theta - T}{\Theta}\right) = \frac{2\pi}{\alpha \xi}$$

On en déduit les résultats suivants :

1° *La phase limite γ d'une oscillation synchronisée est indépendante de l'intensité u de l'action synchronisante et de l'amplitude limite ψ_b .*

Cette propriété, très importante au point de vue pratique, montre que les réglages des deux caractéristiques de l'oscillation, la phase et l'amplitude, peuvent être rendus indépendants. Il suffit, en effet, α , T et Θ étant donnés, de commencer par régler la phase ; l'amplitude peut être réglée à son tour sans altérer le précédent réglage, en agissant exclusivement sur l'intensité de l'action synchronisante à laquelle elle est proportionnelle.

2° *La phase limite est proportionnelle à la différence des périodes.*

L'observation de la phase limite, qui change de signe avec cette différence, permet donc de décider, sans avoir besoin d'arrêter la synchronisation, si l'oscillation rendue libre serait en avance ou en retard sur l'action directrice. Le signe et la grandeur de la phase indiquent ainsi dans quel sens et de combien il faudrait modifier la période du système synchronisé pour la rendre égale à la période directrice. Cette propriété est fort utile pour le réglage et le contrôle *en marche* des appareils synchronisés.

3° *Le coefficient d'amortissement qu'on doit imposer au système oscillant à synchroniser pour compenser une différence de période donnée $(\Theta - T)$ est défini par la phase qu'on veut maintenir entre l'oscillation synchronisée et l'action directrice, et réciproquement.*

La relation entre ces deux éléments est précisément l'expression (14). Comme la valeur de la phase est, en général, indé-

minée *a priori*, on voit que le coefficient d'amortissement est également indéterminé, et les limites qui le comprennent sont extrêmement étendues : ces limites sont, d'une part, α_0 voisin de zéro (à l'exclusion de $\alpha = 0$, valeur pour laquelle aucun régime permanent ne pourrait s'établir); de l'autre, α_1 tel que $\alpha_1^2 T^2$ soit encore négligeable devant l'unité, condition nécessaire à la validité des formules (13) et (14) : γ varie alors de $\gamma_0 = \pm \frac{\pi}{2}$ à $\gamma_1 = 0$.

On voit là l'explication du fait signalé au début, à savoir le fonctionnement immédiat du dispositif, quelle que soit la grandeur de l'amortissement. C'est qu'en effet, l'équation (14) donnant toujours une valeur réelle pour γ , quels que soient $\Theta - T$, T et α , il s'établit nécessairement un régime stable; l'oscillation est donc *toujours* synchronisée. Quant à la valeur de la phase, elle est le plus souvent indifférente; elle constitue une constante instrumentale qu'on élimine par une observation préalable.

Nous sommes donc en présence d'une indétermination réelle de la phase et du coefficient d'amortissement, et nous ne trouvons dans les formules du régime permanent aucune condition qui puisse les définir. C'est dans la grandeur des variations probables des éléments en jeu que nous allons chercher à lever cette indétermination.

Variation de la phase causée par la variation lente des éléments de réglage. — Nous remarquerons d'abord que les trois éléments Θ , T , α qui figurent dans l'expression de la phase ne varient en général que fort lentement, le plus souvent sous l'influence de causes météorologiques, particulièrement des variations de température qui modifient les dimensions des systèmes oscillants, la résistance des conducteurs électriques ou le magnétisme des aimants. Ces variations, s'accomplissant pendant une durée extrêmement grande relativement aux périodes d'oscillation, modifient insensiblement les valeurs limites de la phase et de l'amplitude, mais sans altérer le caractère du régime, qui ne cesse pas d'être stable et d'être représenté par les formules précédentes. L'élément le plus mobile est évidemment la différence $\Theta - T$ (et le seul qu'il soit utile de considérer, les variations relatives de α et de T étant trop faibles pour agir d'une manière ap-

préciable sur γ); la formule (14) donne le moyen d'en atténuer l'influence : c'est d'augmenter la valeur de α . On en conclut :

L'erreur sur la phase causée par une variation lente de la différence de période décroît lorsque le coefficient d'amortissement augmente.

On a donc intérêt à augmenter autant que possible le coefficient α d'amortissement, ce qui fait tendre la phase vers zéro. On déduirait de l'expression (14) un moyen de déterminer cette valeur de la phase et par suite de α , en recherchant quelle grandeur on doit donner à ce coefficient pour que l'erreur sur la phase soit inférieure à une quantité donnée.

Variations de la phase causées par la variation brusque des éléments de réglage. — Les variations brusques des éléments Θ , T , α et u ont évidemment pour effet d'interrompre le régime permanent et d'imprimer à l'oscillation un régime variable, pendant la durée duquel la phase présente des erreurs périodiques dont il importe de se rendre compte, afin de chercher à les ramener dans les limites de la précision adoptée.

Ces variations brusques, à la rigueur possibles sur tous les éléments, ne sont guère à craindre que sur l'action synchronisante produite par un courant électrique : il faudrait, en effet, supposer aux appareils des vices de construction bien graves pour y prévoir la production habituelle de variations brusques et notables dans la valeur des périodes T , Θ ou du coefficient α . Il n'en est pas de même des piles électriques, des distributeurs de courants ou des lignes télégraphiques : là, au contraire, des altérations inévitables se produisent, et l'on doit toujours redouter des variations brusques de la force synchronisante. Nous nous bornerons donc à examiner l'influence de ce genre de variations; la discussion serait d'ailleurs toute semblable dans le cas d'un autre élément.

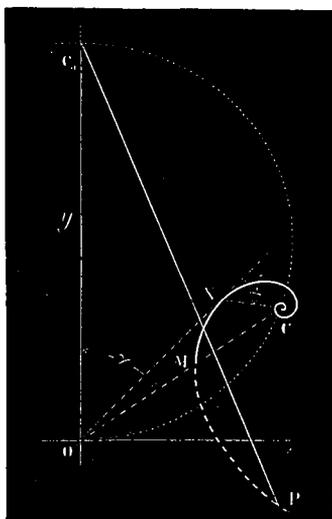
La considération de l'*indicatrice de synchronisation* ⁽¹⁾ donne la solution immédiate de toutes les questions relatives au régime

⁽¹⁾ *Journal de Physique*, t. VI, p. 458; *Séances de la Société de Physique*, p. 156; 1887.

variable qui se produit alors. L'indicatrice est une spirale logarithmique dont l'angle caractéristique est γ . Comme on suppose que u seul varie, l'angle γ , qui en est indépendant, reste le même que dans le régime permanent antérieur; le point asymptotique C de la spirale (*fig. 2*) est donc sur le rayon vecteur OM incliné de l'angle γ sur l'axe des y .

La phase représentée par l'angle du rayon vecteur ON , avec l'axe Oy , oscillera donc périodiquement autour de sa valeur normale γ .

Fig. 2.



On doit se demander d'abord pendant combien de temps cette erreur périodique de la phase se prolongera : théoriquement, cette durée est infinie, puisque le régime permanent ne s'établit qu'après un temps infiniment grand. Mais, en fait, le régime permanent est pratiquement établi quand le rayon moyen de la spirale sous-tend, vu de l'origine, un angle $\Delta\gamma$ assez petit pour que la fraction de période à laquelle il correspond soit négligeable. Calculons donc le temps nécessaire pour que le rayon vecteur $CM = \rho_0$ de la spirale devienne une fraction donnée $\frac{1}{n}$ de sa valeur initiale. La spirale ayant pour angle γ a pour équation polaire

$$\rho = \rho_0 e^{-\omega \cot \gamma} \quad \text{avec} \quad \frac{\omega}{l} = \frac{2\pi}{\mathcal{C}},$$

car le rayon vecteur tourne avec une vitesse angulaire $\frac{2\pi}{\Theta}$. Substituant la valeur (14) de $\cot \gamma$, il vient

$$\rho = \rho_0 e^{-\alpha t}, \quad \text{d'où} \quad t = \frac{1}{\alpha} \log \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{1}{\alpha} \log n.$$

Donc, le temps nécessaire pour réduire à une fraction donnée l'erreur périodique de la phase pendant le régime variable qui suit une variation brusque de la force synchronisante est, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse du coefficient d'amortissement.

D'autre part, le *maximum maximorum* de l'erreur $\Delta \gamma$ est évidemment NOC, donné par la tangente ON issue de l'origine O à la première spire

$$\frac{\Delta \gamma}{\sin \gamma} = \frac{NC}{OC} = \frac{NC}{OM + MC}; \quad \text{d'où} \quad \Delta \gamma < \frac{\Delta u}{u + \Delta u} \sin \gamma.$$

en remplaçant NC par MC qui lui est supérieur.

Donc l'erreur maximum à craindre sur la phase est proportionnelle au sinus de la phase limite.

Ainsi, qu'il s'agisse de variations brusques ou lentes, on a intérêt à donner au coefficient d'amortissement la plus grande valeur compatible avec les conditions expérimentales et à faire tendre la phase limite vers zéro.

Telles sont les conditions théoriques; on peut aisément les réaliser.

1° *Amortissement.* — Le coefficient α n'a jamais besoin d'atteindre la valeur $\alpha T = \frac{1}{100}$ (ce qui correspond à une réduction de l'amplitude du balancier libre dans le rapport de $e = 2,718$ à 1 en 100 périodes T); on doit le diminuer, si l'on désire éviter l'arrêt en cas de la rupture du courant.

2° *Réduction à zéro de la phase.* — On y parvient en agissant sur la période T du balancier de manière à la rendre sensiblement égale à la période directrice Θ . A cet effet, lorsque le régime stable est établi, on observe au chronographe, ou simplement au téléphone, l'époque moyenne du courant synchronisant: si elle a lieu avant le passage du balancier à la position d'équilibre (le

sens du mouvement étant le sens de l'attraction de la bobine), le balancier *retarde*; si elle a lieu *après*, il *avance*. A l'aide de cette règle, facile à démontrer, on corrige aisément *en marche* ce retard ou cette avance au moyen de poids placés au milieu de la tige du balancier, et l'on arrive à la phase nulle, $\gamma = 0$, lorsque l'époque moyenne de l'attraction coïncide avec le passage à la verticale.

Régime et réglage apériodiques. — Je propose de donner le nom d'*apériodique* à ce mode de réglage pour rappeler que, dans ce cas ($\gamma = 0$), tout régime variable de la phase et de l'amplitude est *apériodique*, ces éléments atteignant leur valeur limite sans la dépasser.

La *fig. 2* résume les propriétés du régime *apériodique* comparativement avec le régime périodique ordinaire : dans le cas général, une oscillation, dont le point représentatif est P au moment où la synchronisation intervient, a pour *indicatrice* une spirale logarithmique d'angle γ allant de P en C (point asymptotique), tel que $\gamma OC = \gamma$. Dans le cas de $\gamma = 0$, la spirale dégénère en une droite PC₀. Le point C₀ a pour coordonnées $\gamma = 0$ (axe Oy) et $OC_0 = u : \alpha\theta$ conformément à l'expression (13) : c'est le point asymptotique de l'indicatrice rectiligne, car le point représentatif de l'oscillation s'en approche suivant la loi $\rho = \rho_0 e^{-\alpha t}$, ρ étant la distance des deux points.

La figure donne aussi la loi des amplitudes limites pendant le réglage de la période T; car, d'après (13), le lieu des points asymptotiques (γ, θ) correspondant à un amortissement α et une force u donnés est un cercle décrit sur OC₀ comme diamètre : on voit que l'amplitude limite passe par un maximum pour $\gamma = 0$, condition qui la rend indépendante des petites variations de $\theta - T$.

En raison de l'importance de ce régime apériodique, j'ai tenu à étudier cette indicatrice rectiligne et à l'enregistrer dans les mêmes conditions que la spirale : la *fig. 2 bis* est la reproduction (procédé Dujardin) d'un cliché photographique obtenu comme précédemment (1); elle représente les axes coordonnés rectangulaires et réalise l'indicatrice rectiligne PC₀ (doublée parce qu'elle est produite non par l'époque moyenne, mais par le début et la fin du courant synchronisant). Le point asymptotique est évidemment à l'extrémité la plus *empâtée* du trait. On comparera avec la double spirale (*fig. 4* qui est la reproduction de la *fig. 3* de la page 462) (2). La *fig. 3* donne la vérification de l'égalité approchée des périodes; elle représente, outre l'axe des déplacements (axe des x) et l'oscillation initiale complète

(1) *Journal de Physique*, t. VI, p. 462; *Séance de la Société de Physique*, p. 161.

(2) *Séances de la Société de Physique*, p. 160; 1887.

(cercle et son diamètre), le décroissement d'une oscillation libre comme le faisait la spirale concentrique [fig. 5 (fig. 4 de la page 463) (1)].

Fig. 2 bis.

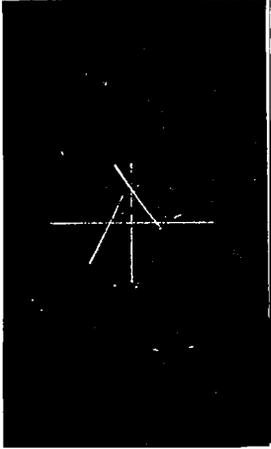
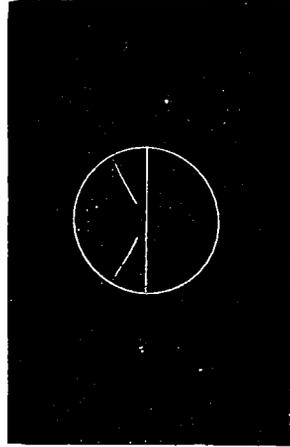


Fig. 3.



L'analogie de ces figures dispense de plus amples explications : on remarquera seulement que la spirale de la fig. 1 correspond à une *avance*

Fig. 4.

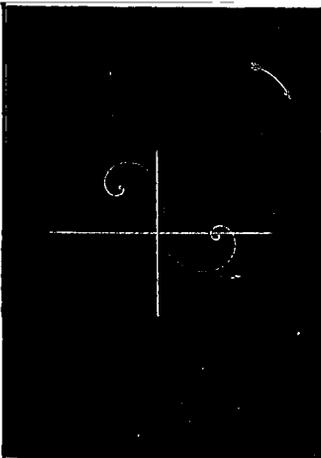
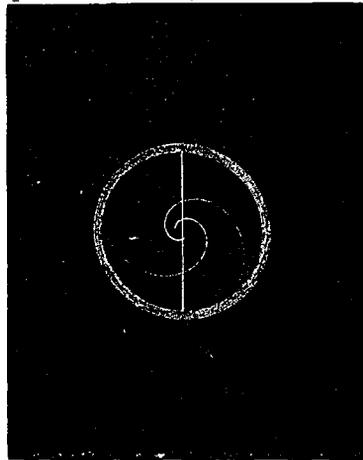


Fig. 5.



du balancier, tandis que celles des fig. 4 et 5 (dont les axes sont d'ail-

(1) *Séances de la Société de Physique*, p. 161; 1887.

leurs, comme ceux des *fig. 2 bis* et 3, tournés d'un angle droit) correspondent à un *retard*.

En résumé, le *réglage aperiodique* offre l'avantage :

- 1° De ne pas dérégler l'appareil pour le synchroniser, comme l'exigent certains systèmes;
- 2° D'éviter tout régime période pour l'amplitude et la phase;
- 3° De réduire au minimum, sinon à zéro, l'influence des perturbations les plus ordinaires;
- 4° De fournir un contrôle incessant du réglage et un moyen simple pour le rétablir s'il vient à varier.

(Extrait du *Journal de Physique*, 2^e série, t. VIII; mars 1889.)

**SUR LE HALO DES LAMES ÉPAISSES, OU HALO PHOTOGRAPHIQUE,
ET LES MOYENS DE LE FAIRE DISPARAITRE ;**

PAR M. A. CORNU.

Lorsqu'on prend l'image photographique d'un point lumineux très brillant sur une couche impressionnable fixée à une lame de verre, on obtient généralement autour de cette image une couronne plus ou moins intense, rappelant l'aspect du phénomène météorologique connu sous le nom de *halo* : aussi appelle-t-on cette image secondaire le *halo photographique*.

Ce phénomène produit sur les épreuves artistiques l'effet le plus fâcheux ; car il apparaît non seulement autour de l'image des points exceptionnellement brillants, mais encore autour de toutes les plages fortement éclairées : aussi a-t-on cherché depuis longtemps à faire disparaître un phénomène si gênant. Il semble toutefois que les remèdes proposés jusqu'ici ne soient pas très efficaces, car il n'est guère de recueil photographique qui ne donne chaque année plusieurs recettes nouvelles destinées à combattre le halo.

Le rôle, chaque jour plus important, que joue la photographie dans les sciences d'observation, et particulièrement en astronomie physique, m'a paru exiger l'examen détaillé de ce phénomène qui ne tend rien moins qu'à fausser par des effets secondaires des images qui passent pour être l'expression la plus fidèle de la réalité : je me suis donc proposé d'étudier les conditions dans lesquelles il se produit, afin de trouver un moyen certain de l'éviter.

Observation directe du halo. — Mon premier soin a été de chercher à rendre le phénomène directement visible à l'œil, sans

G.

compliquer l'observation d'une manipulation photographique : il suffit pour cela de déposer à la surface d'une lame de verre une couche mince d'une substance *diffusante* quelconque en *contact intime* avec cette surface, et d'y projeter un faisceau lumineux étroit et intense. On aperçoit alors autour de la trace du faisceau le halo en question sous forme d'un cercle lumineux net au bord intérieur, dégradé vers l'extérieur.

Quant à la couche diffusante, on l'obtient par les procédés les plus divers : on peut d'abord utiliser les plaques photographiques soit à la gélatine, soit au collodion sec, qui peuvent servir longtemps à la lumière sans noircir; si l'on veut une couche inaltérable, on peut prendre un verre émaillé : à défaut de ce verre, on étendra sur une vitre soit une émulsion gélatineuse au sulfate de baryte, soit une feuille de papier mouillé; enfin on obtient un enduit excellent, applicable sur toute lame transparente, en étendant au pinceau du blanc de plomb (blanc d'aquarelle ou de gouache) délayé dans l'eau gommée épaisse.

Voici les principaux résultats qu'on observe :

1^o La formation du halo est indépendante du dispositif optique avec lequel on éclaire la couche diffusante : lentille simple, objectif composé, miroir concave, carton percé d'un trou, etc., tous ces dispositifs réussissent également bien, pourvu que le point lumineux formé soit très intense.

2^o La forme circulaire et le diamètre du halo sont, avec une lame diffusante donnée, indépendants de l'obliquité de la lame relativement à l'axe du faisceau éclairant; l'enduit diffusant peut être indifféremment tourné vers la source ou du côté opposé : le phénomène s'observe à la fois sur l'une et l'autre face de l'enduit.

3^o Le diamètre du halo est proportionnel à l'épaisseur de la lame de verre : il est un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de cette lame. [L'épaisseur du support transparent (1) de la

(1) Le support transparent peut être autre que le verre, comme on le verra plus loin : ainsi l'on emploie maintenant des *plaques souples*, où l'émulsion photographique est déposée sur gélatine; ces plaques, quoique très minces, donnent aussi des halos difficilement perceptibles sur le cliché à cause de leur faible diamètre, mais qu'on observe directement avec facilité; leur diamètre correspond exactement à leur *épaisseur optique*.

fournissent des rayons réfléchis très brillants, la réflexion totale ne leur faisant rien perdre de leur intensité (1).

Tous ces rayons réfléchis viennent éclairer la face interne de la couche diffusante et y produisent deux plages contiguës, d'inégal éclat, dont il est facile de tracer la limite. En effet, ces rayons émanent tous du point O', image virtuelle de la source, symétrique du point O par rapport à la surface de la lame : les rayons réfléchis vitreusement sont compris dans le cône de révolution autour de la normale O'E, ayant pour sommet O' et pour demi-angle au sommet l'angle limite EO'L = EOL : ils donnent une plage peu éclairée, limitée au cercle, section droite de ce cône par le plan diffusant. Les rayons réfléchis, totalement situés à l'extérieur de ce cône, formeront une plage brillante commençant brusquement au même cercle et illimitée à l'extérieur. On reconnaît le halo décrit ci-dessus.

La diffusion au point O ayant lieu quelle que soit la direction du faisceau éclairant, on voit que le phénomène doit être, comme forme, sinon comme intensité, indépendant de l'obliquité de la lame sur le faisceau incident : c'est ce que montre l'expérience.

Le demi-diamètre $\rho = OH$ du halo est celui du cercle de base du cône précité. Soit R = OO'L l'angle limite (tel que $n \sin R = 1$, n étant l'indice de réfraction de l'air au verre), on a évidemment, en appelant e l'épaisseur de la lame,

$$\rho = 2e \operatorname{tang} R \quad \text{ou} \quad \rho = \frac{2e}{\sqrt{n^2 - 1}}.$$

Le diamètre du halo est donc proportionnel à l'épaisseur de la lame : il diminue avec la réfrangibilité de la lumière employée, puisque n grandit avec elle : le bord intérieur doit donc être bleu. L'indice moyen du verre étant voisin de $n = \frac{3}{2}$, on en tire

$$2\rho = 8e : \sqrt{5} = 3,578e;$$

(1) On voit la nécessité du contact intime de la couche diffusante avec la surface du verre, dont elle doit, en quelque sorte, faire partie optiquement; si les particules diffusantes étaient séparées de cette surface par une couche d'air, si mince qu'elle fût, les rayons transmis à l'intérieur du verre resteraient compris dans l'angle limite EOL et ne pourraient pas le dépasser.

le diamètre moyen du halo est donc un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de la lame : tous ces résultats sont conformes à l'expérience.

La dégradation de l'intensité lumineuse du halo vers l'extérieur s'explique aisément : l'éclairement en un point N , de plus en plus éloigné du centre O , décroît rapidement pour deux motifs : la source virtuelle O' est à une distance de plus en plus grande, et les rayons qui en arrivent sont de plus en plus obliques sur le plan diffusant ON .

D'autre part, on établit aisément la loi qui lie l'intensité des halos avec leur diamètre : considérons deux lames de même verre, d'épaisseur différente, éclairées par des faisceaux identiques ; appelons *points homologues* N, N_1 les points correspondant à des rayons réfléchis, également inclinés sur la normale $EO', E_1O'_1$: ces points seront à des distances $O'N, O'_1N_1$ de leurs sources respectives, proportionnelles à l'épaisseur de la lame ; les intensités aux points homologues seront donc en raison inverse du carré de ces épaisseurs ou du carré du diamètre des halos : telle est la cause de l'affaiblissement rapide de l'éclat des halos avec l'accroissement de leur diamètre.

Expériences directes de vérification. — *a.* L'analyse précédente fait prévoir :

- 1° Que le demi-diamètre EL de la base du cône des rayons susceptibles d'émerger est moitié de celui du halo ;
- 2° Qu'avec la lumière blanche, la bordure de ce cercle doit être complémentaire de celle du halo, c'est-à-dire offrir une teinte rouge.

C'est ce qu'on vérifie en saupoudrant d'une poussière légère la seconde face de la lame qui s'illumine alors sur une surface présentant la forme circulaire, le bord rouge et le diamètre prévus.

b. Le halo est la section droite du cône de l'angle limite : cette section est circulaire, parce que l'axe de révolution OO' , normal au plan réfléchissant, est aussi normal au plan diffusant, les deux faces de la lame étant parallèles ; mais, si les deux faces sont inclinées l'une sur l'autre, l'axe du cône de révolution, toujours normal au plan réfléchissant, s'incline du même angle : le halo devient alors une section oblique de ce cône : de *cercle concentrique* qu'il était dans le premier cas, il devient *ellipse excentrique*.

C'est ce qu'on observe avec un prisme de verre de 12° à 15° d'angle au sommet, dont une face est rendue diffusante. L'expérience est plus instruc-

tive en collant ce prisme avec une goutte d'eau (1) derrière une lame parallèle dont la face extérieure est diffusante. On observe alors :

1° Un halo circulaire concentrique produit par réflexion totale (verre sur eau) sur la face mouillée de la lame;

2° Le halo elliptique excentrique dû à la réflexion totale (verre sur air) sur la face extérieure du prisme;

3° Un arc d'un second halo elliptique excentrique provenant de réflexions multiples faciles à analyser.

Le phénomène se réduit au premier halo elliptique, si l'on remplace l'eau par un mélange d'essences (térébenthine, girofle, cannelle) ayant le même indice que la lame et le prisme.

c. La vérification simultanée du diamètre et de l'intensité correspondante des halos avec l'épaisseur de la lame s'obtient en collant avec une essence convenable derrière la lame diffusante un fragment de la même lame. Si l'on dirige le faisceau sur la ligne de séparation des régions d'épaisseur différente, on obtient deux demi-halos, situés de part et d'autre de cette ligne : le plus petit étant le plus brillant, le plus grand, le plus pâle. Le mica et le gypse, par leur facile clivage, ainsi que des feuilles de gélatine, permettent d'autres formes de la même vérification.

d. On peut varier à l'infini les vérifications indirectes : je me bornerai à citer deux séries d'expériences curieuses : l'une qui consiste à graver sur la face non diffusante d'une lame de verre des divisions ou des dessins qui portent une ombre de dimensions doubles sur la plage illuminée de l'extérieur du halo; l'autre qui consiste à coller avec un liquide approprié derrière une lame diffusante une lame de spath d'Islande ou d'azotate de soude : la réflexion totale donne un double halo assez complexe correspondant aux rayons doublement réfractés; on y reconnaît des arcs de cercle et d'ellipse discontinus qui se réduisent à deux cercles concentriques, si le cristal est taillé perpendiculairement à l'axe.

La justesse de l'explication proposée est donc surabondamment démontrée; on peut d'ailleurs conserver l'image exacte de tous les phénomènes ci-dessus décrits et effectuer à loisir les vérifications

(1) Si le milieu extérieur, au lieu d'être l'air, dont l'indice est 1, est un fluide d'indice n' , l'indice relatif devient $n : n'$ et le demi-diamètre du halo a pour valeur

$$\rho = \frac{2en'}{\sqrt{n^2 - n'^2}}$$

On en conclut que le diamètre du halo grandit à mesure que l'indice extérieur n' croît de 1 à n : lorsque l'égalité est atteinte, le halo devient infiniment grand, par suite pâle, et disparaît. La valeur imaginaire pour $n' > n$ correspond à l'impossibilité de la réflexion totale.

quantitatives, en opérant avec des plaques photographiques au lieu de lames simplement diffusantes : j'ai eu l'honneur de présenter à l'Académie une collection de ces clichés.

Moyens d'atténuer et de faire disparaître le halo photographique. — Dans un grand nombre de cas, on atténuerait le halo d'une manière satisfaisante en employant comme support de la couche impressionnable des lames suffisamment épaisses. Mais le véritable remède ressort de l'étude précédente : il consiste à empêcher le retour à la surface sensible des rayons provenant non seulement de la réflexion totale, mais même de la réflexion vitreuse. Le moyen le plus simple d'y parvenir est, d'abord, d'annuler le pouvoir réfléchissant de la seconde surface par le contact intime d'une substance de même indice ; en second lieu, d'éteindre les rayons transmis à cette substance, en lui donnant un pouvoir absorbant suffisant pour empêcher que la réflexion ne se produise à la face d'émergence. On est donc conduit à enduire le revers des plaques photographiques d'un vernis opaque convenable, moyen déjà préconisé plusieurs fois. Comment se fait-il que cet artifice ait été considéré jusqu'ici comme insuffisant ? C'est qu'on n'a pas signalé la condition essentielle qui en assure l'efficacité, à savoir l'égalité des indices de réfraction : toute différence notable d'indice, par excès aussi bien que par défaut, maintient la réflexion appelée ci-dessus *vitreuse*, quelle que soit l'opacité de l'enduit : c'est cette réflexion qui produit, sinon les halos circulaires, du moins ces nébulosités si gênantes autour des objets vivement éclairés.

Comme preuve de l'efficacité de cette condition, j'ai mis sous les yeux de l'Académie des clichés offrant sur la même plaque deux images du même point brillant obtenues successivement avec la même durée d'exposition. Celle du haut offre un halo extrêmement intense, celle du bas en est absolument dépourvue : pour obtenir ce résultat, chacune de ces plaques (gélatine ou collodion) avait été enduite par derrière, sur sa moitié inférieure, d'une pâte formée de noir de fumée et d'un mélange d'essences ⁽¹⁾ ayant

(¹) Ce mélange d'essence de girofle ($n = 1,520$), d'essence de térébenthine ($n = 1,480$), ou suivant les cas, d'essence de cannelle ($n = 1,610$) est très commode pour les opérations de laboratoire ; il a l'avantage de ne pas sécher rapidement :

exactement le même indice que le verre. Cet enduit a suffi pour empêcher toute trace de halo. L'expérience sous cette forme est tout à fait décisive : elle permet de conclure que le problème de l'annulation du halo photographique est définitivement résolu.

on étend la pâte avec un pinceau sur le revers de la plaque, au moment de l'employer, et on l'essuie avant le développement.

Pour obtenir un mélange ayant l'indice d'un verre donné, on détache au diamant une bande de ce verre qu'on adoucit au besoin sur les tranches, de manière à obtenir une baguette à quatre arêtes réfringentes : on plonge cette baguette dans le mélange contenu dans une cuve à faces parallèles, et l'on observe le sens de la déviation d'une ligne brillante à travers un angle réfringent ; si l'on part du liquide ayant l'indice plus faible que celui du verre et qu'on ajoute progressivement le liquide ou la substance plus réfringente, on diminue, puis finalement on annule cette déviation : l'égalité d'indice est alors atteinte. L'emploi d'une lumière monochromatique et l'utilisation simultanée de deux angles réfringents opposés facilite beaucoup le réglage.

Je me propose de faire connaître ultérieurement un vernis ayant, *après dessiccation*, le même indice que le verre à vitre ordinairement employé ; on pourra ainsi préparer à l'avance l'enduit noir *sec* des plaques photographiques destinées à servir loin du laboratoire obscur.

(Extrait du *Journal de Physique*, 2^e série, t. IX ; juin 1890.)

ÉTUDES SUR LES RÉSEAUX DIFFRINGENTS. ANOMALIES FOCALES;

PAR M. A. CORNU.

1. Les réseaux diffringents servent aujourd'hui presque exclusivement à la détermination précise des longueurs d'onde lumineuses : quelque parfaits que soient aujourd'hui ces appareils au point de vue de la définition des raies spectrales depuis les progrès réalisés par Rutherford et M. le prof. Rowland, ils présentent encore parfois diverses anomalies qui pourraient jeter quelques doutes sur la rigueur des principes optiques sur lesquels ils sont fondés. Il importe donc d'étudier en détail ces perturbations, d'en déterminer les lois et les causes, condition essentielle pour pouvoir en apprécier l'influence sur la précision des mesures, éliminer les erreurs qu'elles entraînent et perfectionner la construction ou l'usage des réseaux diffringents.

Cette étude, un peu ingrate, m'a occupé souvent depuis l'époque déjà éloignée de mes premières observations sur les propriétés focales des réseaux (1) : j'ai été conduit à construire une machine traçant automatiquement des traits espacés suivant des lois déterminées, de manière à produire et amplifier à volonté les anomalies dont je voulais vérifier l'origine ; au milieu des difficultés pratiques si nombreuses qui compliquent la construction des réseaux, j'ai cherché à démêler les causes systématiques de perturbations et à en dégager les éléments purement géométriques : les modifications successives apportées à cette machine, dont j'aurai bientôt

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXX, p. 645; 1875. *Association française, Congrès de Nantes*, p. 376; *Revue scientifique*, n° 12, 18 septembre 1875.

l'occasion de donner une description succincte, m'ont suggéré quelques résultats intéressants à divers titres que je demanderai à la Société la permission de lui communiquer successivement : ce sont presque tous des énoncés de Cinématique ou de Géométrie d'où a disparu la trace des essais longs et laborieux qui leur ont donné naissance.

Anomalies focales.

2. Parmi les perturbations délicates auxquelles sont sujets des réseaux, d'ailleurs très parfaits comme définition des images spectrales, on doit signaler des erreurs systématiques dans la position du foyer de ces images, erreurs incompatibles avec la théorie du réseau régulier.

L'ensemble des observations m'a conduit à attribuer ces anomalies à deux causes distinctes et purement géométriques :

1° Dans le cas des *réseaux plans*, à l'existence d'une faible courbure de la surface sur laquelle a été exécuté le tracé;

2° Dans le cas des *réseaux plans ou courbes*, à l'existence d'une variation régulière dans la distance des traits.

Ces deux causes existent le plus souvent à la fois, ce qui rend assez complexes les lois du phénomène optique.

Courbure anormale de la surface. — La difficulté d'obtenir une surface parfaitement plane explique l'existence de cette courbure généralement sphérique d'une manière approchée et le plus souvent convexe : lorsque la surface est irrégulière, les images spectrales sont défectueuses; les raies perdent toute netteté. Toutefois, quand la surface striée est assimilable à une portion de surface du second degré et offre un plan de symétrie parallèle aux traits, les images des raies spectrales peuvent être parfaitement nettes : l'astigmatisme inévitable peut même être corrigé suivant une méthode que j'ai indiquée ailleurs (1).

Cette remarque montre que, dans la présente étude des propriétés focales des réseaux, on peut faire abstraction de la cour-

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6^e série, t. VII, p. 19.

bure de la surface dans le plan parallèle aux traits et ne considérer que la courbure normale à ces traits. Ce qui revient à supposer le réseau tracé sur une surface cylindrique dont les traits sont des génératrices : la surface striée est donc caractérisée simplement par son rayon de courbure R . Toutes les démonstrations, ramenées à la Géométrie plane, deviennent alors très simples.

Anomalie dans la distribution des traits. Loi représentative. — La difficulté d'obtenir une équidistance rigoureuse des traits explique la variation continue de leur distance : on représentera donc cette distance s , comptée à partir d'un trait pris comme origine, par la formule (1)

$$s = bt + ct^2,$$

la variable t (représentant par exemple le nombre de tours ou de fractions de tour de la vis de la machine à diviser) prenant les valeurs 1, 2, 3, ..., n . Le terme perturbateur ct^2 est positif ($c > 0$) si l'intervalle va en croissant dans le même sens que t ; négatif ($c < 0$) dans le cas contraire.

3. *Interprétation cinématique de la loi admise. Paramètre caractéristique.* — Cette loi de progression de la distance des traits s'interprète par une image qui rend compte de la relation entre les coefficients b et c .

Supposons que le réseau ait été tracé au moyen d'une vis tournant d'angles égaux δt , t croissant positivement : si l'on a $c = 0$ les traits sont équidistants et la vis offre un pas constant; le filet de la vis forme donc une hélice parfaite dont le développement sur un plan est une droite. Si l'on a $c > 0$ les traits sont de plus en plus espacés, pour $c < 0$ de plus en plus resserrés; la vis a donc un pas variable qui (si la vis était prolongée) finirait, dans un sens ou dans l'autre, suivant le signe de c , par devenir nul lorsque $\frac{ds}{dt} = 0$; ce qui aurait lieu à la distance $s_0 = -\frac{b^2}{4c}$, que nous désignerons plus loin par $-\frac{1}{2}P$; d'où l'on conclut aisément :

Lorsqu'un réseau présente dans la distance de ses traits une varia-

(1) Un terme en t^3 un peu notable introduirait des aberrations sensibles dans la formation des images focales; or, ces aberrations ne sont pas appréciables dans les réseaux considérés ici.

tion progressive représentée par la loi $s = bt + ct^2$, on peut le considérer comme tracé au moyen de la rotation d'une vis, dont le filet, développé sur un plan, serait un arc de parabole (1), l'axe de cette courbe étant parallèle à l'axe de la vis. La distance du sommet de la parabole à l'origine, $s_0 = -\frac{b^2}{4c}$, constitue un paramètre caractéristique de la vis et de tous les réseaux tracés avec cette vis, car il est indépendant du nombre de subdivisions du pas, c'est-à-dire de la distance moyenne des traits.

4. *Relations qui régissent les anomalies focales.* — Nous allons démontrer ce résultat très important :

Les anomalies focales d'un réseau, dans le plan normal aux traits, sont entièrement définies par deux constantes linéaires : le rayon de courbure R de la surface et le paramètre P de la vis génératrice du tracé ; ces deux constantes sont liées aux données optiques et géométriques de l'expérience par deux équations très simples qu'on va établir comme il suit :

Soient (fig. 1) :

ρ, ρ' sont les distances respectives des points de convergence des faisceaux incident et diffracté au centre M du réseau ;

α, α' les angles respectifs des axes de ces faisceaux avec la normale au point d'incidence ;

R le rayon de courbure de la section droite MS du réseau ;

P le paramètre caractéristique de la loi de distribution des traits ;
 e leur intervalle moyen.

Considérons une onde cylindrique émanée d'un point A et rencontrant deux traits consécutifs M et M' du réseau ; la différence des chemins parcourus par la lumière est $AM - AM'$ ou $\rho - (\rho + \delta\rho) = -\delta\rho$,

$$(1) \quad -\delta\rho = \delta s \sin \alpha \quad \text{avec} \quad \rho \delta \varepsilon = \delta s \cos \alpha,$$

en appelant δs l'intervalle très petit du trait MM' correspondant à la variation δt dans l'expression $s = bt + ct^2$ (s compté positivement dans le sens MS) et α l'angle MA'M'. Chacun des deux traits devenant le centre d'ondes diffractées, un point A' situé à l'intersection de ces deux ondes sera un point de concordance vibratoire si la différence des chemins

(1) L'hélice parabolique est appliquée à la rayure des armes à feu.

$M'P + M'P'$ est un nombre entier positif ou négatif de longueurs d'ondes; on aura donc

$$(2) \quad \delta\rho + \delta\rho' = -m\lambda \quad \text{ou} \quad \delta s(\sin\alpha + \sin\alpha') = m\lambda,$$

la longueur d'onde étant, comme la distance des traits, traitée comme un infiniment petit.

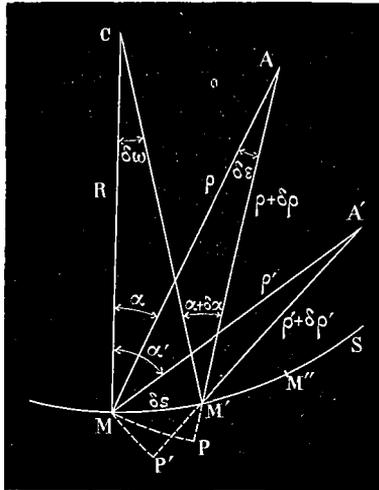
Si l'on considère un troisième trait M'' (défini par un nouvel accroissement constant δt de la variable t) comme associé au deuxième M' , la condition de concordance sera la même, sauf qu'il faudra changer t en $t + \delta t$, α en $\alpha + \delta\alpha$, α' en $\alpha' + \delta\alpha'$; mais $m\lambda$ comme δt restera constant; cela reviendra à égaler à zéro la différentielle de l'équation (2)

$$(3) \quad \delta^2 s(\sin\alpha + \sin\alpha') + \delta s(\cos\alpha\delta\alpha + \cos\alpha'\delta\alpha') = 0.$$

Or on a, en appelant $\delta\omega$, $\delta\varepsilon$, $\delta\varepsilon'$ les angles infiniment petits C, A et A

$$(4) \quad \begin{cases} \delta\alpha = \delta\omega - \delta\varepsilon \\ \delta\alpha' = \delta\omega - \delta\varepsilon' \end{cases} \quad \text{avec} \quad \delta s = R\delta\omega \quad \text{et} \quad \begin{cases} \rho\delta\varepsilon = \delta s\cos\alpha \\ \rho'\delta\varepsilon' = \delta s\cos\alpha' \end{cases}.$$

Fig. 1.



Éliminant $\delta\omega$, $\delta\varepsilon$, $\delta\varepsilon'$ et divisant (3) par δt^2 , il vient

$$(5) \quad \frac{\delta^2 s}{\delta t^2}(\sin\alpha + \sin\alpha') + \left(\frac{\delta s}{\delta t}\right)^2 \left(\frac{\cos^2\alpha'}{\rho} + \frac{\cos^2\alpha'}{\rho'} - \frac{\cos\alpha + \cos\alpha'}{R} \right) = 0.$$

Assimilant ces quotients de quantités très petites aux dérivées $\frac{d^2 s}{dt^2}$ et $\frac{ds}{dt}$, on en conclut les valeurs suivantes qui se rapportent au *trait-milieu*

du réseau ($t = 0$) qu'on prend comme origine

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = 2c, \quad \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = b^2, \quad \text{dont le quotient est} \quad P = \frac{b^2}{2c}.$$

Finalement l'équation (5) prend la forme symétrique

$$(6) \quad \frac{\cos^2 \alpha}{\rho} + \frac{\cos^2 \alpha'}{\rho'} = \frac{\cos \alpha + \cos \alpha'}{R} - \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{P},$$

à laquelle il faut adjoindre l'équation (2) mise sous la forme

$$(7) \quad e(\sin \alpha + \sin \alpha') = m\lambda \quad \text{en posant} \quad e = b\delta t,$$

e représentant, on le voit aisément, l'*intervalle moyen* des traits du réseau.

Telles sont les relations qui régissent les anomalies focales.

5. Discussion de ces formules. Courbes focales conjuguées.

— L'équation (6) établit la relation qui lie la distance focale $\rho' = MA'$ (*fig. 1*) d'une onde cylindrique de longueur d'onde λ , diffractée dans le spectre d'ordre m , lorsque la distance de la source est $\rho = MA$:

1° Cette équation étant symétrique en ρ et α d'une part et ρ' et α' de l'autre, les points A et A' sont de véritables foyers conjugués : on peut donc intervertir leurs définitions et considérer A' comme source et A comme foyer ou inversement ;

2° Pour chaque position de la source ($\rho = \text{const.}$, $\alpha = \text{const.}$), la position d'un foyer A' est indéterminée d'après la seule équation (6) ; cette équation représente donc le lieu géométrique en coordonnées polaires (ρ' , α') de toutes les positions que le foyer du faisceau diffracté, conjugué de la source, peut occuper dans le plan de diffraction : c'est donc l'équation de la *courbe focale* correspondant à une position donnée de la source ;

3° La *courbe focale* A' ne passe pas en général par la source A ; il y a donc une *famille de courbes focales* dont le paramètre est défini par la substitution des coordonnées (ρ , α) de la source dans l'équation (6) ;

4° Le lieu des positions A de la source qui correspondent à la même courbe focale A' a évidemment pour équation

$$(8) \quad \frac{\cos^2 \alpha}{\rho} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\sin \alpha}{P} = k;$$

mais alors l'équation de la courbe focale A' est nécessairement

$$(8 \text{ bis}) \quad \frac{\cos^2 \alpha'}{\rho'} - \frac{\cos \alpha'}{R} + \frac{\sin \alpha'}{P} = -k,$$

pour satisfaire à l'équation (6); elle ne diffère de la précédente que par le signe de la constante k .

Ces deux familles de courbes sont donc conjuguées.

6. *Courbe focale principale.* — Le paramètre k peut prendre la valeur zéro : alors les deux courbes conjuguées correspondant à $k = 0$ coïncident ; leur équation commune est

$$(9) \quad \frac{\cos \alpha}{\rho} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\sin \alpha}{P} = 0.$$

Cette courbe jouit donc de la propriété de passer par tous les foyers et par la source ; elle est *unique* pour le réseau donné et ne dépend que du rayon de courbure R et du paramètre P ; on voit qu'elle est indépendante de la distance moyenne des traits.

Je propose de l'appeler *courbe focale principale*.

Elle affecte, suivant le rapport existant entre R et P , des formes très diverses, qui dérivent du type de la *cissoïde de Dioclès* à laquelle d'ailleurs elle se réduit lorsque la courbure du réseau devient nulle ($R = \infty$). On peut en effet mettre l'équation (9) sous les formes suivantes :

$$(10) \quad \rho = \frac{\cos^2 \alpha}{\frac{\cos \alpha}{R} - \frac{\sin \alpha}{P}} = \frac{PR}{H} \frac{\cos^2 \alpha}{\cos(\alpha + \varphi)},$$

en posant

$$R = H \sin \varphi, \quad \text{d'où} \quad \tan \varphi = \frac{R}{P},$$

$$P = H \cos \varphi, \quad H^2 = P^2 + R^2,$$

qui conduit à une construction géométrique très simple (*fig. 2*).

On vérifie aisément que cette équation peut s'écrire aussi

$$(11) \quad \rho = R \cos \varphi \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos(\alpha + \varphi)} + \cos(\alpha - \varphi) \right].$$

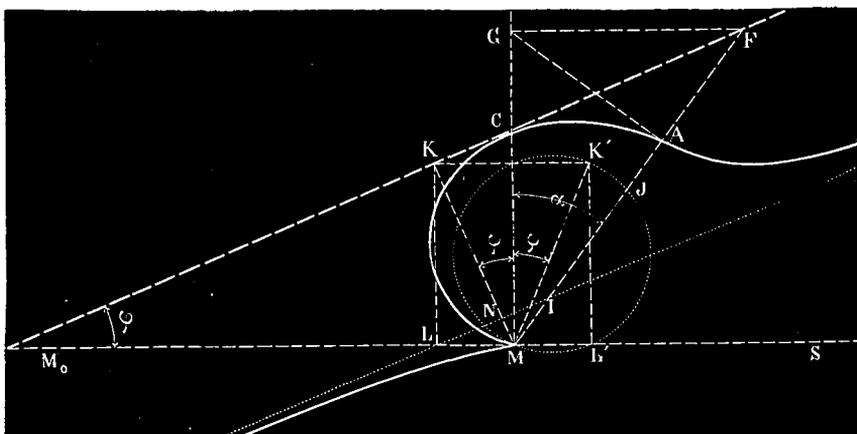
Cette forme démontre évidemment que le rayon vecteur ρ est, comme celui d'une cissoïde, la somme de deux autres, celui d'une

droite et celui d'un cercle; ce qui permet un second mode de construction.

Un point A quelconque s'obtient d'après l'équation (10), à l'aide de la droite M_0C qui joint le centre de courbure C du réseau au point M_0 , tel que $MM_0 = P$: en abaissant sur le rayon vecteur MF de cette droite la perpendiculaire FG sur MG et la perpendiculaire GA sur MF. La courbe a pour asymptote la droite LN dirigée sur $\alpha = 90^\circ - \varphi$ et distante de l'origine M de la quantité $MN = R \cos \varphi \sin \varphi$ qu'on obtient en abaissant les perpendiculaires MK sur M_0C , KL sur M_0M et LN sur MK.

La seconde construction, déduite de l'équation (11), s'obtient en portant sur le prolongement du rayon vecteur MJ du cercle construit sur MK' comme diamètre le rayon vecteur MI de la droite LN asymptote déjà définie. Le cercle a pour diamètre $MK' = R \cos \varphi$, K' étant le symétrique de K par rapport à MG, car il a pour équation $\rho = R \cos \varphi \cos(\alpha - \varphi)$.

Fig. 2.



La figure correspond à $c > 0$, $P > 0$; les traits s'écartent vers la droite; car $P = -2s_0$ (voir p. 3).

7. Cette seconde définition de la courbe focale principale conduit à plusieurs vérifications immédiates en reproduisant comme cas particuliers des résultats déjà connus.

Si l'on suppose le réseau de plus en plus parfait comme équidistance de traits, tout en conservant la même courbure, le point C reste fixe, mais le point M_0 s'éloigne vers l'infini; l'angle φ devient de plus en plus petit; à la limite, la courbe focale devient

nulle (outre une droite parasite MS), le cercle utilisé par M. Rowland dans ses admirables réseaux concaves.

Si, dans le réseau concave, il subsiste une petite erreur systématique de tracé, l'angle φ n'est pas absolument nul; la courbe focale principale se réduit encore sensiblement à un cercle, mais dont le diamètre est incliné de ce petit angle φ sur la normale au réseau. C'est le résultat auquel est parvenu récemment M. J.-R. Rydberg, d'une manière empirique, dans un Mémoire remarquable (*Académie de Stockholm*, t. XVIII, n° 9).

Enfin, passant à des conditions inverses, si le réseau est sensiblement plan et présente une progression systématique notable dans la distance des traits, le point C s'éloigne à l'infini, l'angle φ devient droit; la courbe focale principale devient une cissoïde dont l'asymptote passe par M_0 et est normale au plan du réseau. On retrouve alors la disposition des foyers des spectres que j'ai indiquée dans mes premières recherches.

Je me borne aujourd'hui à ces résultats purement géométriques, réservant pour un article ultérieur la description des méthodes expérimentales permettant les vérifications numériques de ces

(Extrait du *Journal de Physique*, 3^e série, t. II; septembre 1893.)

**SUR DIVERSES MÉTHODES RELATIVES A L'OBSERVATION DES PROPRIÉTÉS
APPELÉES « ANOMALIES FOCALES » DES RÉSEAUX DIFFRINGENTS;**

PAR M. A. CORNU.

8. Les relations existant entre les distances ρ , ρ' des points de convergence des faisceaux incidents ou diffractés, les angles α , α' de leurs axes avec la normale au trait milieu du réseau et les paramètres R , P , e , m , λ définis précédemment (p. 4),

$$(6) \quad \frac{\cos^2 \alpha}{\rho} + \frac{\cos^2 \alpha'}{\rho'} = \frac{\cos \alpha + \cos \alpha'}{R} - \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{P},$$

$$(7) \quad e(\sin \alpha + \sin \alpha') = m\lambda,$$

se prêtent immédiatement aux vérifications expérimentales : il suffit, dans les observations ordinaires, avec un goniomètre de Babinet, de graduer en millimètres les tubes de tirage du collimateur et de la lunette; la lecture de ces graduations définit les distances respectives xx' des points de convergence des faisceaux aux foyers principaux des deux objectifs préalablement bien déterminés. Les formules suivantes donnent ρ et ρ' :

$$(8) \quad xy = f^2, \quad x'y' = f'^2,$$

$$(9) \quad \rho = y + h, \quad \rho' = y' + h',$$

en appelant respectivement h et h' la distance du centre du réseau au *point focal principal extérieur* de chaque objectif.

Les constantes e , R , P se déterminent par trois observations préliminaires; on peut alors comparer les valeurs observées avec les valeurs calculées; telle est la méthode, en quelque sorte brutale, de vérification.

Il est plus élégant et surtout plus instructif d'utiliser les équations (6) et (7) de manière à éliminer certaines données et à

réduire les vérifications à ce qu'elles ont d'essentiel. On remarquera, en effet, qu'il y a superposition de deux effets : l'un, inhérent à l'action de la courbure de la surface définie par le rayon R ; l'autre à l'action du défaut d'équidistance des traits, caractérisé par le paramètre P . Il y a donc intérêt à étudier séparément ces deux influences autant qu'à déterminer isolément la valeur numérique de leurs paramètres.

9. *Construction et propriétés géométriques des courbes focales conjuguées.* — On éclairera la discussion de ces phénomènes (nécessairement un peu complexes en raison du grand nombre d'éléments qu'ils comprennent : $\rho, \rho', \alpha, \alpha', R, P, e, \lambda, m$) par la construction des *courbes focales conjuguées* (p. 6) : on obtiendra ainsi, avec une vue d'ensemble, des vérifications qualitatives faciles et beaucoup plus rapides que par discussion numérique.

THÉORÈME I. — *Si la source décrit une des courbes focales, le foyer conjugué (point de la caustique par réflexion) décrit la courbe focale conjuguée.*

Comme la construction par points de la caustique est très simple (1), on peut vérifier ou compléter le tracé de l'une des courbes par l'autre.

Ce théorème se démontre en substituant $\alpha' = -\alpha$ dans l'équation (6) ; on retrouve alors la formule bien connue (caustiques par réflexion)

$$(10) \quad \frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho'} = \frac{2}{R \cos \alpha}.$$

THÉORÈME II. — *Si, par le centre du réseau, on mène une droite coupant les deux courbes focales conjuguées, la moyenne harmonique des deux rayons vecteurs ρ', ρ'' est le rayon vecteur ρ de la courbe focale principale.*

(1) Du centre de courbure on abaisse une perpendiculaire, 1° sur le rayon réfléchi ; 2° du pied de cette perpendiculaire sur la normale et l'on obtient le *centre de jonction*. La source, son foyer conjugué et le centre de jonction sont toujours en ligne droite (voir A. CORNU, *Nouvelles Annales de Mathématiques*, 2^e série, t. II ; 1863).

La démonstration est immédiate; il suffit de prendre la demi-somme des équations (8) et (8 bis), p. 6, en substituant $\alpha = \alpha'$ et $\rho = \rho''$ et de l'identifier avec l'équation (9).

Remarque. — La demi-différence de ces deux équations donne encore un résultat utilisable dont je supprime l'énoncé pour abrégier.

Enfin, il reste à indiquer une construction géométrique de ces courbes focales; elle résulte de l'interprétation de l'équation (8), qu'on peut écrire

$$(8\text{ ter}) \quad \rho = \frac{K}{2} \frac{\cos^2 \alpha}{\cos\left(\frac{\alpha}{2} + \varphi\right) \cos\left(\frac{\alpha}{2} + \psi\right)} \quad (1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{K^2} = \frac{1}{R^2} + \frac{1}{P^2}, \\ \operatorname{tang}(\varphi + \psi) = \frac{R}{P}, \\ \operatorname{tang} \varphi \operatorname{tang} \psi = \frac{R - Q}{R + Q}, \end{array} \right.$$

Q représentant l'inverse de k (p. 6), pour rétablir l'homogénéité.

L'ensemble de ces propriétés permet donc de traiter *graphiquement* tous les cas relatifs à la formation des foyers des réseaux.

Remarque. — Cette équation représente, en réalité, l'une et l'autre des deux courbes conjuguées; en effet, leur ensemble forme une courbe du sixième degré dont les branches sont algébriquement inséparables.

Nous allons maintenant passer en revue quelques propriétés conduisant à des vérifications simples et caractéristiques.

10. *Séparation des effets de la courbure et de la non-équidistance des traits.* — On séparera immédiatement l'influence de la variation progressive des traits à l'aide de la remarque suivante: le signe de P, paramètre qui la caractérise, est le même que celui du coefficient c dans la formule

$$(11) \quad s = bt + ct^2 \quad \text{avec} \quad P = \frac{b^2}{2c},$$

qui donne la distance du trait d'ordre t au trait milieu-origine.

(1) Le paramètre K est représenté par la droite MK (fig. 2, p. 8).

Si l'on fait tourner le réseau de 180° autour de sa normale au trait milieu, la loi de succession des traits devient

$$(12) \quad s' = bt - ct^2,$$

par conséquent P change de signe. On peut donc renverser le signe de P, tandis que celui du rayon de courbure R reste invariable. De là une méthode d'observation qui permet soit d'éliminer, soit d'isoler l'influence de P, et, d'une manière corrélatrice, d'isoler ou d'éliminer l'influence de R.

En effet, le faisceau incident restant fixe ($\rho'\alpha'$), l'axe du faisceau diffracté d'ordre m conserve dans cette rotation la même direction α en vertu de l'équation (7) indépendante de P comme de R; mais, comme P change de signe dans la seconde position, la distance primitive ρ devient ρ_2 : elles sont définies par les deux relations

$$(13) \quad \frac{\cos^2 \alpha}{\rho_1} + \frac{\cos^2 \alpha'}{\rho'} = \frac{\cos \alpha + \cos \alpha'}{R} - \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{P},$$

$$(14) \quad \frac{\cos^2 \alpha}{\rho_2} + \frac{\cos^2 \alpha'}{\rho'} = \frac{\cos \alpha + \cos \alpha'}{R} + \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{P}.$$

Ajoutant et retranchant membre à membre, il vient

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\cos^2 \alpha'}{\rho'} \\ = \frac{\cos \alpha + \cos \alpha'}{R} = \frac{2}{R} \cos \left(\frac{\alpha - \alpha'}{2} \right) \cos \left(\frac{\alpha + \alpha'}{2} \right), \end{array} \right.$$

$$(16) \quad \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \cos^2 \alpha = - \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{P} = - \frac{2}{P} \cos \left(\frac{\alpha - \alpha'}{2} \right) \cos \left(\frac{\alpha + \alpha'}{2} \right),$$

relations où les influences caractérisées par R et P sont séparées et qui se prêtent à une méthode expérimentale très simple, qu'on pourrait appeler *méthode par rotation du réseau autour de sa normale* (*).

(*) M. Cornu met sous les yeux de la Société l'application de cette méthode, en montrant la variation du foyer d'un réseau concave Rowland (de 10 pieds de distance focale) lorsqu'on fait tourner le réseau de 180° autour de la normale. Le dépointement était d'environ 0^m,02 au deuxième spectre, observé normalement à la surface.

Remarque. — La méthode ne s'appliquerait pas moins bien si l'on remplaçait la rotation (souvent incommode dans la pratique), par l'observation sous des *incidences symétriques*, c'est-à-dire en dirigeant le faisceau incident dans la direction $-\alpha'$ et observant le faisceau diffracté dans la direction $-\alpha$: la substitution de ces valeurs dans (6) montre que le résultat est identique.

11. Cas particuliers. — Il est inutile d'insister sur tous les cas particuliers qui simplifient l'observation : il suffit d'en énumérer quelques-uns.

1° *Faisceau incident parallèle* : ρ' devenant infini disparaît de l'équation (15), ce qui la rend tout à fait symétrique de (16).

2° *Faisceau incident parallèle avec incidence normale* : $\rho' = \infty$, $\alpha' = 0$, l'équation (16) devient particulièrement simple.

3° *Source lumineuse au centre de courbure* : $\rho' = R$, $\alpha' = 0$.

C'est le cas réalisé dans l'observation spectrale à l'aide des réseaux concaves Rowland : les équations (13) et (14) deviennent

$$(17) \quad \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \cos \alpha = \frac{1}{R},$$

$$(18) \quad \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \cos^2 \alpha = -\frac{\sin \alpha}{P}.$$

Lorsque P est très grand, c'est-à-dire lorsque l'équidistance des traits est presque parfaite, il se présente une grande simplification : alors les distances ρ_1 et ρ_2 sont peu différentes, et leur moyenne, arithmétique, géométrique ou harmonique, est sensiblement la même ; soit ρ cette moyenne, l'équation (17) donnera comme valeur très approchée

$$(18) \quad \rho = R \cos \alpha,$$

Éliminant alors $\cos^2 \alpha$ entre (18) et (19), il vient, en remplaçant $\rho_1 \rho_2$ par ρ^2 , conformément à la remarque ci-dessus,

$$(19) \quad \frac{1}{2} (\rho_1 - \rho_2) = \frac{R^2}{P} \sin \alpha.$$

C'est la loi des anomalies focales d'un réseau Rowland découvertes par M. J.-R. Rydberg (*voir* p. 8) qui se trouve ainsi

résulter directement de la présente théorie : c'en est même une vérification précieuse.

4° *Méthode du retour des rayons.* — On peut déterminer expérimentalement, point par point, la *courbe focale principale*; la méthode consiste à observer le faisceau diffracté en coïncidence avec le faisceau incident : $\alpha = \alpha'$, $\rho = \rho'$. L'appareil se réduit à une lunette fonctionnant aussi comme collimateur : le tirage mobile porte la fente (éclairée par un prisme hypoténuse) et, sur le prolongement de la fente, le réticule. On peut simplifier encore le dispositif et le réduire à l'*oculaire nadiral* lorsqu'on opère avec une source monochromatique. On voit aisément que les équations de condition sont précisément (17) et (18). L'angle α est mesuré par la plate-forme graduée qui contient le réseau.

12. Il resterait à montrer que les formules (6) et (7) conviennent aux faisceaux diffractés aussi bien par *réflexion* que par *transmission*. La discussion serait un peu longue; elle présente le même genre de difficultés que celle des foyers d'une lentille d'un miroir. Dans la pratique, toute difficulté s'évanouit parce qu'on a toujours comme repère le foyer des faisceaux transmis ou réfléchis ($m = 0$); on reconnaît donc sans hésitation la branche de courbe focale où se trouvent les foyers diffractés successifs.

13. *Détermination directe du paramètre P.* — Jusqu'ici le paramètre P (1) n'a été déterminé que par son influence sur la convergence des faisceaux diffractés : il est nécessaire pourtant, à titre de contrôle, d'en obtenir la valeur indépendamment de tout phénomène interférentiel.

1° *Méthode micrométrique.* — Appelons l_1 et l_{-1} les deux

(1) P représente le paramètre relatif à l'accélération de la distance des traits sur l'arc *s développé* : il coïncide avec le paramètre P_0 de la vis génératrice (p. 4) si la courbure de l'arc est très faible; sinon, on a sensiblement

$$\frac{1}{P_0} = \frac{1}{P} + \frac{\delta}{R},$$

δ étant l'inclinaison moyenne de l'arc s sur l'axe de la vis pendant le tracé.

demi-largeurs du réseau comptées à partir du trait milieu et T le nombre des traits de chaque côté : on a évidemment

$$l_1 = bT + cT^2,$$

$$l_{-1} = bT - cT^2,$$

d'où

$$2bT = l_1 + l_{-1},$$

$$2cT^2 = l_1 - l_{-1}$$

et

$$\frac{b^2}{2c} = P = \frac{(l_1 + l_{-1})^2}{4(l_1 - l_{-1})}.$$

Cette méthode exige une machine micrométrique très parfaite.

2° *Méthode du MOIRÉ.* — La méthode suivante dispense de toute machine de haute précision; elle est générale et permet de multiplier d'une manière presque indéfinie l'erreur suivant une loi quelconque d'équidistance des traits. Elle est fondée sur l'observation de *moirés* ou *franges*, produits par la superposition sous un petit angle de deux réseaux identiques. Appliquons-la à l'étude de la loi continue $s = bt + ct^2$. Les trois figures ci-contre permettront d'abréger les explications.

La première (*fig. 3*) représente un réseau grossier dont les intervalles croissent régulièrement de $\frac{1}{240}$ de millimètre à chaque trait dans le sens de la flèche : il a été tracé sur une planche de cuivre, tiré sur papier et reproduit par le procédé Dujardin. La deuxième (*fig. 4*) représente la *superposition de deux tirages successifs* de la même planche sur une même feuille; mais cette feuille, appliquée obliquement sur la planche, a été, au deuxième tirage, retournée de 180° dans son plan; la position des deux flèches en est la preuve. Enfin la troisième (*fig. 5*) représente un autre mode de superposition; la feuille de papier, inclinée vers la gauche par rapport à la planche, au premier tirage, a été inclinée, au second, du même angle vers la droite; les flèches en font foi.

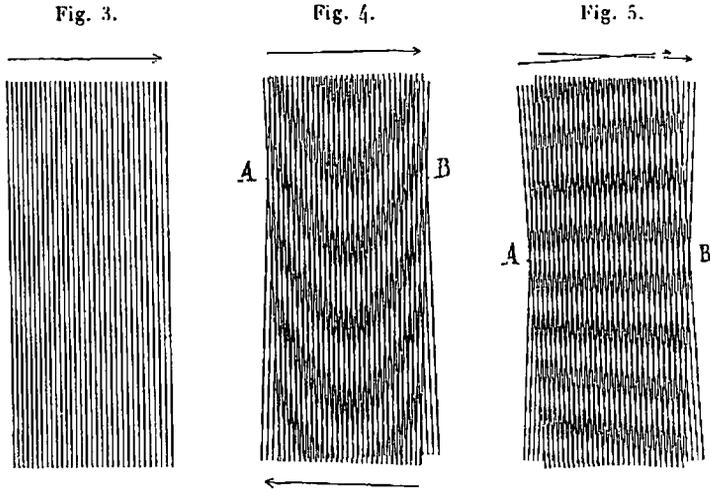
La *fig. 4* (où les intervalles de largeur inverse sont superposés) offre un *moiré* formé de courbes dont on trouve aisément les équations; celle qui nous intéresse, AB, et qui est jalonné par les points de croisement des traits de même ordre, est une *para-*

bole dont le sommet a pour rayon de courbure \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = P \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta},$$

2θ étant l'angle d'inclinaison des deux réseaux (¹). On peut donc relever directement sur cette parabole la valeur du paramètre P . Au lieu de mesurer \mathcal{R} , ce qui serait un peu délicat, on relève la longueur $2X$ de la corde de l'arc de parabole AB et la flèche Y , et l'on a

$$P = \frac{X^2 \cos^2 \theta}{2Y \sin \theta}.$$



Grâce à la multiplication de la flèche Y (d'autant plus grande que

(¹) Les coordonnées rectangulaires x, y d'un point de la courbe [l'origine des coordonnées étant l'intersection des deux traits milieux ($t = 0$) et l'axe des y la bissectrice de ces traits] sont

$$x = \frac{s + s'}{2 \cos \theta} = \frac{bt}{\cos \theta}, \quad y = \frac{s - s'}{2 \sin \theta} = \frac{ct'}{\sin \theta},$$

d'où

$$x^2 = y \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \frac{b^2}{c} = \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} 2P y,$$

par élimination de t dans s et s' donnés par (11) et (12).

La demi-corde X s'obtient en substituant dans x $t = T$ (voir ci-dessus) et la flèche Y en faisant la même substitution dans y .

l'angle θ est plus petit), la mesure n'exige pas d'appareils de haute précision.

La *fig. 5* offre un contrôle important : la frange claire rectiligne AB prouve l'identité des deux réseaux superposés; la moindre inégalité se traduirait par une altération de la droite résultante.

L'application à la détermination de P dans les réseaux diffringents est évidente : le resserrement des traits rend plus curieuse encore la production du *moiré* sur un champ en apparence uniforme. Le phénomène apparaît soit avec deux réseaux transparents identiques (tracés avec la même machine), soit sur deux copies d'un même réseau : les copies photographiques sur gélatine bichromatée, suivant le procédé de M. Izarn (*Comptes rendus*, t. CXVI, p. 506), sont particulièrement propres à cette observation. Les franges apparaissent aussi en *moiré* lorsqu'on effectue deux fois le tracé sur la même surface, sous une obliquité convenable; c'est ainsi que j'opère depuis longtemps pour étudier les erreurs continues ou périodiques des vis.

Quel que soit le mode d'application de la méthode, on trouve dans l'observation de ces franges des contrôles très précieux.

Les vérifications numériques relatives aux propriétés focales précitées feront l'objet d'une prochaine Communication.

(Extrait du *Journal de Physique*, 3^e série, t. II; octobre 1893.)

SUR

LA VITESSE DE LA LUMIÈRE,

PAR A. CORNU,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

Rapport présenté au Congrès international de Physique,
réuni à Paris en 1900,
sous les auspices de la Société française de Physique.

PARIS.

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1900

SUR

LA VITESSE DE LA LUMIÈRE,

PAR A. CORNU,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

1. La valeur numérique de la vitesse de la lumière est une des constantes physiques qui paraissent le mieux déterminées, grâce à la concordance des résultats obtenus à l'aide de deux méthodes fondées sur des principes essentiellement différents.

Cette vitesse, dans le vide, est très voisine de 300 000 kilomètres par seconde de temps solaire moyen. Il reste toutefois à évaluer l'erreur probable ou possible de cette valeur, car la concordance des deux méthodes, bien que très satisfaisante à un point de vue général, n'est pas absolue; les erreurs extrêmes assignées aux deux sortes de déterminations ne conduisent pas à une valeur commune; en prenant les moyennes des deux résultats les plus probables de chaque méthode, leur demi-différence (qui devrait représenter une limite inférieure de l'erreur à craindre) est supérieure à l'erreur probable attribuée à la détermination considérée actuellement comme la plus précise.

L'une des valeurs est donc nécessairement trop élevée, ou bien l'autre trop basse : quelle est celle qu'on doit préférer?

On est ainsi amené à examiner laquelle des deux méthodes, soit par son principe, soit par sa réalisation, est susceptible de fournir la détermination la plus approchée. Envisagée à ce point

de vue, la question est très délicate; mais elle mérite un examen sérieux à cause des problèmes d'optique qu'elle soulève, problèmes difficiles, dont la solution aurait une grande importance pour la théorie de la lumière.

Nous passerons d'abord rapidement en revue les déterminations expérimentales en les partageant en deux groupes, d'après la méthode qui les a fournies, afin de dresser la liste des valeurs dignes d'être comparées.

Méthode de la roue dentée.

2. *Détermination de Fizeau.* — Cette méthode, imaginée en 1849 par Fizeau (1), est la première en date qui ait permis de mesurer la vitesse de la lumière à la surface de la Terre sans l'intervention des phénomènes astronomiques.

Elle constitue une découverte de premier ordre, non seulement à cause de la difficulté du problème résolu, mais encore par la réalisation de dispositifs optiques d'une délicatesse et d'une précision admirables (2). Fizeau, en décrivant cette méthode, a montré, par une détermination exécutée entre Suresnes et Montmartre, à une distance de 8633^m, que la constante obtenue avec ses appareils était bien celle que les astronomes avaient conclue des phénomènes astronomiques. Mais le chiffre qu'il donnait (315 000 kilomètres à la seconde) n'avait aucune prétention à l'exactitude rigoureuse; il annonçait même son intention de reprendre cette mesure, sous le patronage d'Arago, avec des appareils perfectionnés. Froment fut chargé par l'Académie des Sciences d'exécuter un mécanisme permettant de donner à un mobile une rotation uniforme de grandeur variable à volonté par degrés insensibles; des difficultés de diverses natures surgirent pendant la construction de cette machine, et la mort d'Arago interrompit définitivement l'exécution du projet.

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XXIX, p. 90.

(2) Produire un point lumineux presque microscopique entre les dents d'une roue, envoyer le faisceau divergent qui en émane à plusieurs dizaines de kilomètres, l'y faire réfléchir sur un miroir et le ramener au point de départ est un résultat qui aurait été qualifié d'impossible, peut-être même d'absurde, s'il avait été proposé avant d'avoir été réalisé.

3. *Détermination de M. A. Cornu.* — Aidé des bienveillants conseils de Fizeau, j'entrepris de tourner les difficultés mécaniques qui avaient arrêté Froment; en effet, non seulement il n'est pas besoin d'imprimer une vitesse constante à la roue dentée, mais on a intérêt, au contraire, à opérer avec une vitesse variant suivant une loi régulière; un système d'enregistrement automatique permet de définir cette loi et d'obtenir la vitesse de rotation du rouage à l'époque fixée par la théorie de l'appareil.

Un premier essai, exécuté en 1874 entre l'École Polytechnique et le mont Valérien ⁽¹⁾, à une distance de 10 310^m, montra toutes les ressources de ce mode opératoire; en même temps, il mit nettement en évidence l'existence d'erreurs personnelles par suite du retard ou de la persistance des impressions visuelles et de la nécessité de les éliminer. Le chiffre résultant de la moyenne des mesures a été de 298 500 kilomètres avec une erreur probable estimée à $\frac{1}{800}$; une cause d'erreur systématique reconnue ultérieurement explique pourquoi ce résultat est trop faible (*Annales de l'Observatoire*, t. XIII, p. A. 298).

Une détermination plus précise s'imposait : le Conseil de l'Observatoire de Paris, sur la proposition du Directeur, Le Verrier, me chargea de l'exécution des mesures. Le tome XIII des *Annales de l'Observatoire (Mémoires)*, contient tous les détails de l'opération longuement préparée et exécutée en 1878 entre l'Observatoire et la tour de Montlhéry, à une distance de 22 910^m. Le résultat définitif porta à 300 400^{km} la vitesse de la lumière dans le vide avec une approximation estimée à $\pm \frac{1}{1000}$, c'est-à-dire $\pm 300^{\text{km}}$: il est déduit d'une discussion très soignée des causes d'erreurs personnelles, systématiques ou constantes et affranchi de ces erreurs par l'emploi de combinaisons particulières propres à éliminer leur influence ⁽²⁾. La vitesse de la lumière serait ainsi comprise entre 300 100^{km} et 300 700^{km}.

⁽¹⁾ *Journal de l'École Polytechnique*, XLIV^e Cahier.

⁽²⁾ M. Helmert, dans un travail inséré aux *Astronomische Nachrichten* (t. LXXXVII, p. 123; 1876-1878), a cru pouvoir établir l'existence d'une erreur systématique de la forme $z - z_n = \frac{y}{2n - 1}$, dans la série des résultats partiels que j'avais publiée dans une Note sommaire (*Comptes rendus de l'Académie*, t. LXXIX, p. 1361; 1874) avant la rédaction de mon Mémoire définitif : z repré-

4. *Détermination de MM. Young et Forbes.* — La méthode de la roue dentée a été reprise en 1880-1881 par MM. James Young et G. Forbes (1), avec l'idée d'éliminer une part des erreurs physiologiques en opérant avec deux collimateurs à réflexion situés à des distances différentes, mais rapprochés angulairement d'environ 25". Ils obtenaient ainsi dans le champ deux points lumineux dont les extinctions n'étaient pas simultanées. L'observation consistait à déterminer la vitesse de la roue qui donnait à ces deux points le même éclat.

sente la valeur conclue des observations d'extinction d'ordre n , z , la valeur corrigée de la vitesse de la lumière et γ un paramètre à déterminer.

Comme ce résumé sommaire ne contient que des données insuffisantes, M. Helmert n'a pas eu connaissance des distinctions à établir entre tous ces résultats; il a traité cette série de nombres comme s'ils ne différaient, *toutes choses égales d'ailleurs*, que par l'ordre de l'extinction. La méthode des moindres carrés lui a fourni les paramètres γ et z_0 ; z_0 représente alors la valeur corrigée de la vitesse de la lumière déduite de l'ensemble de mes expériences: il est égal à 299 990^{km}.

Ce point de départ est visiblement incorrect, car ces résultats partiels ont été obtenus dans des conditions différant soit par la grandeur de la roue dentée, par le nombre de dents ou la forme de la denture, soit par le signe de l'accélération de la vitesse angulaire, etc. *On ne peut donc pas affirmer que l'erreur ne soit fonction que de l'ordre.* De plus, il aurait fallu établir que cette loi d'erreur convient mieux que toute autre à la représentation des données: la légère amélioration de la somme des carrés des erreurs obtenue par l'introduction du paramètre γ ne suffit pas à le démontrer: en examinant même de près la série des erreurs résiduelles, on reconnaît qu'elles affectent une allure systématique défavorable à l'hypothèse adoptée.

Je n'ai eu connaissance du travail de M. Helmert que longtemps après la publication de mon Mémoire complet; mais j'avais été moi-même amené, en passant en revue les diverses lois possibles d'erreurs systématiques, à considérer précisément celle qu'à signalée M. Helmert: j'avais conclu (*loc. cit.*, p. A. 277) au rejet de cette loi comme n'apportant pas d'amélioration sensible à la concordance des résultats partiels.

Il n'y a donc aucun motif plausible pour adopter la correction proposée par le savant allemand. Je suis porté à croire que c'est le signe négatif de cette correction qui a dû séduire M. Helmert, car il laisse visiblement percer le désir d'obtenir une valeur faible de la vitesse de la lumière voisine du chiffre de Foucault (298 000^{km}), dans l'espoir d'un accord plus complet avec les données astronomiques qu'il préférerait alors. Cette tendance est si visible dans son esprit, qu'après avoir abaissé de $\frac{1}{345}$ le résultat définitif de mes expériences, M. Helmert n'hésite pas à l'abaisser encore de $\frac{1}{345}$, c'est-à-dire d'une fraction trois fois plus forte, et à conclure que la valeur la plus probable de la vitesse de la lumière doit être voisine de 299 000 kilomètres par seconde.

(1) *Philosophical Transactions*, Part I, p. 231; 1882.

L'idée de remplacer l'annulation d'une impression physiologique par l'observation de l'égalité de deux impressions était ingénieuse : par contre, la réalisation de cette idée apportait une cause d'erreur bien autrement grave que celle dont on redoutait l'influence.

En effet, la marche des ondes envoyées au collimateur le plus éloigné ou renvoyées par lui est profondément modifiée par la diffraction en rasant à l'aller et au retour le collimateur le plus rapproché. La propagation rectiligne des rayons de lumière blanche est altérée en direction et d'une manière différente suivant la longueur d'onde des radiations qui la composent : de là des anomalies de phase et de couleur qui sont une source de trouble pour le phénomène si simple dans l'appareil à un seul collimateur.

Mais ce n'est pas tout : au lieu d'employer, comme dans le dispositif de Fizeau, une glace sans tain pour recevoir le faisceau de retour, ces deux observateurs eurent la malheureuse idée, pour accroître l'éclat des images réfléchies, de remplacer cette glace par un miroir d'argent percé d'un trou central. Ce dispositif est tout à fait incorrect, car il n'envoie aux collimateurs aucun faisceau lumineux direct, ainsi qu'on s'en assure par la construction géométrique des images conjuguées. Si ces collimateurs s'illuminent, c'est qu'ils reçoivent des faisceaux diffractés provenant du bord intérieur du faisceau conique creux émis par le miroir percé ; ils ne renvoient eux-mêmes que les ondes diffractées par les contours de leurs objectifs (*voir plus loin p. 15*).

Ces remarques montrent combien l'appareil soi-disant perfectionné était loin de remplir les conditions théoriques de propagation libre des ondes lumineuses dans un milieu sans obstacles : de là des colorations inévitables, aggravées encore par les aberrations de la lentille collectrice (*condenser*) non achromatique servant d'éclaireur.

Toutes ces dispositions fâcheuses eurent pour résultat d'apporter des anomalies fréquentes, et d'attribuer aux diverses radiations une vitesse de propagation différente suivant leur couleur, vitesse plus grande pour le bleu verdâtre que pour le rouge. Cette conclusion, contraire au phénomène de la dispersion, est contredite par les observations antérieures et par les mesures ultérieures dont nous parlerons plus loin (p. 10). On doit donc con-

sidérer comme fort suspect le nombre $301\,382^{\text{km}}$ obtenu pour la vitesse de la lumière correspondant aux rayons de réfrangibilité moyenne du spectre.

En résumé, si l'on rejette les déterminations dont le caractère de précision n'est pas défini, il ne reste à l'actif de la méthode de la roue dentée que la valeur obtenue à l'Observatoire de Paris, à savoir $300\,400^{\text{km}} \pm 300^{\text{km}}$, représentant la vitesse dans le vide de la lumière par seconde de temps solaire moyen.

Méthode du miroir tournant.

5. *Détermination de Léon Foucault.* — C'est à Léon Foucault qu'on doit d'avoir prouvé, en 1862 (1), par une série d'expériences, que la méthode du miroir tournant peut servir à déterminer avec précision la vitesse de la lumière ainsi qu'Arago l'avait pressenti (2).

Le principe de la méthode du miroir tournant dérive des études exécutées en collaboration avec Fizeau, sous l'impulsion d'Arago, en vue de trancher entre la théorie de l'émission et celle des ondulations.

On a coutume, dans les Livres didactiques, d'attribuer à Foucault tout le mérite de l'invention de cette méthode; mais, en réalité, le nom de Fizeau doit être associé à cette belle découverte, ainsi qu'il résulte des documents publiés à cette époque (3).

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LV, p. 501 et 792.

(2) Dans la séance du 3 décembre 1838, Arago lut devant l'Académie une Note insérée aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. VII, p. 954, intitulée : *Système d'expériences à l'aide duquel la théorie de l'émission et celle des ondes seront soumises à des épreuves décisives*. C'est sur l'emploi du miroir tournant de Wheatstone qu'Arago fonde son système d'expériences destinées à comparer la grandeur relative de la vitesse de la lumière dans l'air et dans l'eau, et celle des divers rayons colorés dans un liquide très dispersif comme le sulfure de carbone : il ose même annoncer qu'à l'aide de cet appareil « l'on mesurera, jusqu'à un certain degré, la vitesse absolue de la lumière, sans recourir aux phénomènes célestes », ce qui était d'une hardiesse extraordinaire pour l'époque.

(3) Ce qui a contribué à attacher exclusivement le nom de Foucault à la méthode du miroir tournant, c'est que Foucault fut le premier à annoncer (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XXX, p. 551) par une observation décisive la solution du problème d'Arago; sur ce point précis, la priorité de Léon Foucault n'est pas contestable. Mais il y a deux questions distinctes qu'on doit ici soigneusement séparer : d'abord le dispositif optique, base essentielle de la

C'est en multipliant l'espace parcouru par le faisceau réfléchi que Foucault multiplia et rendit mesurable avec précision la déviation angulaire très petite obtenue dans son appareil primitif. Il semblait qu'il suffit d'augmenter le rayon de courbure du miroir concave concentrique au miroir rotatif, et la distance focale de l'objectif destiné à la production de l'image de retour.

Mais Foucault comprit, avec une profonde connaissance des lois de l'Optique, qu'il fallait conserver l'intensité de cette image en même temps que sa netteté. En augmentant le rayon de courbure du miroir concave, il faut en accroître le diamètre dans le même

méthode, ensuite la solution du problème d'Arago et les autres applications énoncées dans la Note de 1838. A la seconde question, la réponse n'est pas douteuse; mais à la première, à savoir l'invention de la méthode, il est facile de montrer qu'au point de vue scientifique les noms des deux physiciens doivent être mis au même rang suivant un jugement équitable.

Il est, en effet, certain que tous deux, collaborateurs assidus pendant de longues années, Fizeau et Foucault ont cherché ensemble la solution du problème d'Arago, sous l'inspiration et les conseils directs de l'illustre physicien-astronome; il est donc difficile de faire la part de chacun d'eux dans ces études. Cependant je tiens de Fizeau lui-même (et je crois faire honneur à sa loyauté en rappelant cette confiance) que l'idée du retour du rayon par une réflexion auxiliaire appartient à Foucault; c'est lui qui a songé à placer un miroir plan normal au faisceau issu du miroir tournant pour le ramener au point de départ; mais les deux collaborateurs s'accordèrent bientôt à reconnaître que, pour obtenir une image focale fixe du faisceau de retour, condition essentielle pour la rigueur du phénomène, il fallait réduire de plus en plus la largeur du miroir plan et employer en réalité un miroir linéaire.

Or, avec un miroir trop étroit, l'expérience qu'ils voulaient tenter devenait irréalisable à cause de la faiblesse de la lumière réfléchie; aussi les essais furent-ils abandonnés pendant un certain temps.

C'est alors que Fizeau imagina d'opérer la réflexion par un miroir sphérique concentrique au miroir rotatif : l'image de retour devient rigoureusement fixe, quelle que soit la position du miroir tournant, et son intensité aussi grande qu'on le veut; l'expérience, quoique très délicate, devenait possible avec ce perfectionnement. On démontre, en effet, aisément que la proportion de lumière incidente ramenée au point de départ est égale à $\frac{\alpha}{2\pi}$, α étant l'arc sous-tendu par le diamètre utile du miroir concave. Ce rapport peut atteindre $\frac{1}{10}$, tandis qu'avec le miroir linéaire ce rapport est voisin de zéro.

C'est à cette période de leur collaboration que Foucault se sépara; il ne restait plus qu'à réaliser la rotation rapide du miroir. Foucault, avec l'aide de Froment, imagina l'élégante turbine qui est restée le moteur ordinaire du miroir rotatif : Fizeau s'associa L. Bréguet, dont le père avait construit pour Arago un rouage à denture hélicoïdale atteignant une vitesse de 2000 tours par seconde.

Ce fut alors entre les deux rivaux un véritable *steep-chase* pour atteindre

rapport pour conserver l'intensité proportionnelle, c'est-à-dire conserver l'ouverture angulaire du miroir. Cette condition conduit bientôt à des dimensions irréalisables.

En augmentant le foyer de l'objectif on amoindrit le pouvoir de définition de l'appareil déjà très faible à cause du faible diamètre du miroir tournant.

Le dispositif très ingénieux et très connu, composé d'une série de miroirs concaves qu'il imagina, lui permit de conserver à la fois l'éclat et la netteté de l'image tout en multipliant la distance. Avec un parcours total de $2 \times 20^m = 40^m$, Foucault obtint des

le but proposé par Arago; tous deux arrivèrent à la même séance de l'Académie (6 mai 1850) présentant des appareils optiquement identiques, preuve de leur féconde collaboration (*Comptes rendus*, t. XXX, p. 551 et suiv.); mais, plus heureux que son rival, qui n'avait réussi qu'à vérifier l'efficacité de son appareil, Foucault annonçait qu'il avait réussi l'expérience: il avait vu la déviation du rayon lumineux traversant la colonne d'eau, et elle est plus grande que la déviation traversant une égale longueur d'air; la théorie de l'émission était donc condamnée, celle des ondes démontrée par une expérience directe, conformément au plan d'Arago. Foucault arrivait donc incontestablement le premier au but si désiré.

Sa priorité était même d'autant mieux établie qu'il avait profité de sa situation de Rédacteur scientifique au *Journal des Débats* pour publier quelques jours avant la séance, avec un enthousiasme et un orgueil bien naturels, le résultat attendu depuis si longtemps pour fixer la Science sur la nature de la lumière (*Œuvres complètes*, p. 517).

Fizeau aurait probablement gagné la partie si un accident imprévu n'avait retardé pour lui l'observation finale: la colonne d'eau distillée sur laquelle il opérait était contenue dans un tube de zinc; au moment de faire l'expérience, cette eau se troubla à un tel point qu'il fut impossible d'obtenir le faisceau lumineux. Il dut faire construire un autre tube et attendre une éclaircie qui fournit le rayon solaire nécessaire à l'expérience. Ce fut un retard d'une semaine qui l'empêcha d'arriver à temps; mais bientôt il apportait la confirmation du résultat de Foucault, à l'aide de son appareil, qui, sous certains rapports, était plus parfait optiquement (*Comptes rendus*, t. XXX, p. 771).

On voit qu'en fait les efforts combinés des deux illustres physiciens ont été nécessaires pour arriver à constituer le dispositif optique du miroir tournant dont la puissance a permis de trancher « mathématiquement », comme le dit Arago, « l'une des questions les plus grandes et les plus débattues de la Philosophie naturelle ».

J'ai exposé en détail l'historique de la découverte de la méthode non seulement pour rectifier une question de priorité, mais encore pour mettre en lumière les difficultés optiques qu'il a fallu vaincre, et signaler quelques particularités qui reparaitront dans la discussion des expériences faites en Amérique avec la même méthode. Nous reverrons le miroir quasi linéaire, l'observation directe du faisceau dévié en dehors de la direction incidente comme dans l'appareil Fizeau-Bréguet.

mesures assez concordantes (*Comptes rendus*, t. LV, p. 501 et 792; 1862) dont la moyenne lui fournit la valeur de 298000^{km} à la seconde.

Cette détermination est intéressante au même titre que l'avait été celle de Fizeau avec la roue dentée pour montrer la difficulté vaincue et l'efficacité de la méthode : dans les mesures, la déviation n'était que d'environ $\frac{7}{10}$ de millimètre : l'approximation des pointés avec un système oculaire grossissant 25 fois ne pouvait pas dépasser beaucoup le demi-centième de millimètre ; l'erreur relative était donc de l'ordre du $\frac{1}{300}$ ou au plus du $\frac{1}{150}$.

La valeur ainsi obtenue malgré toute l'habileté de l'observateur ne peut donc pas être comptée parmi les mesures de haute précision.

6. Déterminations de M. Michelson. — En 1879 et 1882, M. Albert-A. Michelson (1) réussit à utiliser la méthode du miroir tournant en accroissant considérablement la distance parcourue par le faisceau lumineux afin d'obtenir de grandes déviations. Il abandonna le point de vue de Foucault, celui qui consiste à conserver aux faisceaux la plus grande convergence possible compatible avec les dimensions du miroir tournant et une grande ouverture angulaire au réflecteur concave concentrique à l'axe de rotation. A plusieurs centaines de mètres le rayon de courbure du miroir devient si grand qu'on doit, vu la difficulté de la taille, adopter un simple miroir plan : en raison de la petitesse de l'angle sous-tendu il joue le rôle du miroir linéaire considéré par Fizeau et Foucault dans leurs premières études et exige une lumière très intense pour être utilisé. La source était une fente fine dont l'image conjuguée produite par une lentille de 150 pieds (46^{m}) de distance focale se formait après réflexion sur le miroir tournant sur la surface du miroir lointain de 7 pouces ($0^{\text{m}},18$) de diamètre situé environ à 2000 pieds (600^{m}) de distance. L'image déviée de la fente était observée sous la forme aérienne comme dans le dispositif de Fizeau et Bréguet.

La marche géométrique des faisceaux est un peu indéterminée : en effet, supposons le point de convergence exactement sur la surface plane du miroir lointain, et au centre de ce miroir le

(1) *Astronomical papers of the American Ephemeris*, Vol. I, Part III.

faisceau conique réfléchi normalement reviendra suivant son axe sur la lentille et le miroir, et de là ira converger au point de départ. Mais si le point de convergence est à droite ou à gauche de cette position, la réflexion rejettera à droite ou à gauche d'un angle double l'axe du faisceau conique réfléchi; ce faisceau ne reviendra alors que partiellement sur la lentille et, par suite, renverra au point de départ un faisceau convergent affaibli et dévié; l'image au retour sera donc élargie et estompée. On est ainsi condamné à employer un miroir réflecteur sous-tendant un angle très faible.

Ainsi la marche des faisceaux est en réalité complètement différente de celle qui caractérise l'appareil Foucault-Fizeau, par suite de la substitution d'un miroir plan au miroir concave. Ce n'est pas, rigoureusement parlant, l'*image* de la source que l'on observe, mais une bande lumineuse estompée assez étroite pour permettre des pointés moyens.

Les mesures de 1879, effectuées à la Naval Academy, donnèrent comme valeur

$$299910^{\text{km}} \pm 50.$$

En 1882 l'appareil réinstallé à Cleveland

$$299853^{\text{km}} \pm 60.$$

L'erreur relative des pointés étant très faible, la moyenne des mesures conduit à une erreur relative de la vitesse de la lumière dépendant des causes fortuites estimées à une très petite fraction, environ $\frac{1}{5000}$.

Nous reviendrons plus loin sur la question des erreurs systématiques.

La grandeur de la déviation a permis à M. Michelson de prouver que la conclusion de MM. Young et Forbes sur la différence de vitesse des rayons colorés était erronée (p. 5).

7. *Détermination de Newcomb.* — En 1881 et 1882, M. Simon Newcomb exécuta, avec le concours de M. Michelson et plus tard de M. Holcombe, une série de mesures (1) avec un appareil per-

(1) *Astronomical papers of the American Ephemeris*, Vol. II, Part III.

fectionné sous plusieurs rapports, mais empruntant toujours la modification inaugurée par M. Michelson.

Ces perfectionnements sont les suivants :

1° La distance fut portée d'abord en 1881 à 2550^m,95 entre le fort Myer et le Naval Observatory, puis en 1882 entre le fort Myer et la base du Washington Monument à 3721^m,21 (*loc. cit.*, p. 165 et 194);

2° L'élimination du zéro des déviations a été effectuée en opérant avec un miroir tournant dans les deux sens, de manière à observer la déviation des deux côtés de la source de lumière;

3° La multiplication de l'intensité lumineuse a été obtenue par l'emploi d'un appareil rotatif portant quatre surfaces planes réfléchissantes parallèles à l'axe;

4° Le faisceau émis était distinct du faisceau réfléchi : à cet effet un collimateur fixe envoyait la lumière de la fente éclairée sur la partie supérieure de chaque surface des miroirs tournants; le faisceau après s'être réfléchi à la station opposée était reçu par la partie inférieure du même miroir dans une lunette mobile sur un cercle divisé;

5° Le réflecteur était formé par deux miroirs légèrement concaves de 0^m,40 de diamètre, placés côte à côte pour renvoyer plus de lumière.

Les expériences ont été conduites avec le plus grand soin; les mesures angulaires sont très concordantes et le résultat final, discuté par M. Newcomb, est fixé à

$$299\,860^{\text{km}} \pm 30^{\text{km}},$$

c'est-à-dire avec une approximation de $\frac{1}{10000}$.

Discussion des résultats et des méthodes.

8. De l'exposé rapide qui précède il résulte comme valeurs définitives de la vitesse de la lumière les nombres suivants :

D'après la méthode de la roue dentée.....	300400 ^{km} ± 300 ^{km}
» du miroir tournant...	299860 ^{km} ± 30 ^{km}

Leur moyenne 300130^{km} est comprise dans les limites de la première détermination; mais leur demi-différence, 270^{km}, est 9 fois supérieure à l'erreur probable assignée pour la seconde.

Malgré cette divergence on peut dire que peu de constantes physiques sont déterminées avec autant d'approximation par des méthodes plus différentes. Cette constatation est donc très satisfaisante : il est ainsi très probable que la moyenne de ces deux valeurs, $300\ 130^{\text{km}}$, représente la vitesse de la lumière avec une approximation difficile à calculer, mais de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ en valeur relative.

Il importe cependant de chercher à se rendre compte de la grandeur et du signe de cette erreur : la question mérite d'être examinée, car elle soulève des problèmes importants relatifs au mécanisme de la réflexion des ondes lumineuses.

Cette discussion est purement scientifique; ni l'habileté, ni l'amour-propre des observateurs, qui ont consciencieusement effectué et discuté leurs mesures, ne sont en question. Il s'agit de comparer, sans parti pris, le principe des méthodes et d'examiner la rigueur de leur réalisation expérimentale.

9. *Comparaison théorique des deux méthodes.* — La méthode de la roue dentée est fondée sur trois hypothèses :

1° Le mouvement constituant la lumière se propage dans un milieu indéfini suivant une direction rectiligne avec une vitesse constante, indépendante de l'intensité lumineuse;

2° Si, normalement à la trajectoire du faisceau lumineux, on fait mouvoir un obstacle avec une vitesse négligeable par rapport à la vitesse de la lumière, la régularité de la propagation au voisinage et au delà de l'obstacle n'est pas altérée;

3° L'acte de la réflexion normale s'effectue dans un temps négligeable par rapport à la durée de propagation utilisée.

L'observation consiste à apprécier l'effet de l'obstacle mobile sur l'intensité du mouvement lumineux dans les conditions diverses où l'impression physiologique, que le mouvement excite, décèle l'existence ou la disparition de ce mouvement.

Suivant les idées de la théorie ondulatoire, c'est une force vive moyenne qui est le seul élément à apprécier.

La vitesse linéaire de l'obstacle, c'est-à-dire des dents de la roue dentée, est toujours négligeable, puisque cette roue ne tourne que de quelques dents ou de quelques millimètres pendant que la lumière parcourt plusieurs dizaines de kilomètres.

La méthode du miroir tournant, outre les trois hypothèses précédentes, met en œuvre deux autres hypothèses qui pénètrent plus avant dans la constitution de la lumière et qui, par conséquent, comportent beaucoup plus de réserves :

1° Les lois de la réflexion oblique sur un milieu en mouvement dont la vitesse est faible, comparativement à celle de la lumière, sont les mêmes que si le milieu est en repos ;

2° Les lois de la réflexion d'un faisceau lumineux issu d'une source réelle ou virtuelle, dont la vitesse transversale de déplacement est plus ou moins comparable à celle de la lumière, sont les mêmes que si la source était en repos relatif.

Le mécanisme de la réflexion constitue un phénomène d'un ordre plus intime que la production d'une intensité moyenne. Dans la théorie ondulatoire on voit clairement que c'est la constitution mécanique de l'onde qui détermine la direction de propagation efficace et, par suite, l'orientation du faisceau : l'analyse du phénomène de la transmission devient très compliquée lorsque ces ondes sont soumises à des forces dissymétriques comme celles qui interviennent dans la réflexion oblique sur un miroir tournant.

La comparaison des deux systèmes d'hypothèses montre que la méthode de la roue dentée est une méthode relativement *statique* fondée sur l'observation de la force vive moyenne d'une onde en régime permanent se propageant sur une trajectoire rectiligne et symétrique : celle du miroir tournant est relativement *dynamique*, puisqu'elle est fondée sur la mesure d'une déviation angulaire résultant de la composition de deux vitesses, à savoir celle de l'onde lumineuse et celle d'un système mécanique étranger aux forces naturelles de la propagation dans le milieu interposé.

La simplicité des principes est donc tout en faveur de la méthode de la roue dentée.

L'accord si intéressant des valeurs de la vitesse de la lumière par les deux méthodes semble prouver que les hypothèses additionnelles invoquées par la méthode du miroir tournant sont très voisines de la vérité ; mais il ne suffit pas pour en établir la démonstration. La petite divergence qui existe entre les résultats ne serait-elle pas, au contraire, l'indice d'une légère dérogation ?

10. *Réalisation expérimentale des deux méthodes.* — Le dispositif expérimental de la roue dentée réalise exactement les conditions sur lesquelles la méthode est fondée : il s'applique sans difficultés à des distances considérables (1). Il permet, en outre, de varier, entre des limites étendues, les circonstances de l'observation de manière à étudier l'effet des perturbations fortuites, aussi bien que celui des causes d'erreur systématiques : il suffit pour cela de changer le diamètre des roues, leur moment d'inertie, le nombre et la forme des dents, le sens et la grandeur de leur vitesse, etc. Il reste, il est vrai, l'influence des erreurs personnelles inhérentes à toute observation ; mais la discussion des résultats partiels permet d'évaluer la limite probable des erreurs dues aux diverses causes. Dans les déterminations faites à l'Observatoire de Paris, toutes ces influences ont paru négligeables à l'approximation de $\frac{1}{1000}$ ou $\pm 300^{\text{km}}$ à la seconde.

La méthode du miroir tournant est beaucoup moins riche en moyens de contrôle. La distance, qui fournit l'élément essentiel de la mesure, ne peut guère dépasser quelques kilomètres, et la discussion des erreurs probables dues à l'influence des divers éléments de l'appareil se borne à une appréciation de leur perfection relative. Le champ est donc libre pour examiner si les conditions essentielles ont été remplies dans les appareils qui ont fourni la valeur adoptée ci-dessus comme caractéristique de la méthode.

On a vu plus haut que le dispositif à grande distance employé par M. Michelson et adopté ultérieurement par M. Newcomb ne réalise pas rigoureusement une condition importante : le faisceau de retour ne reproduit pas exactement l'image de la source ; il donne, en réalité, une image très faible, légèrement mobile, fonction des dimensions du miroir et de l'objectif.

Il eût été facile de corriger cette double imperfection en remplaçant le miroir plan par le collimateur de Fizeau composé d'un objectif et d'un miroir focal : l'éclat de l'image eût été particulièrement augmenté.

Au lieu de l'objectif, difficile à construire aux grands diamètres et dont l'achromatisme est toujours imparfait, on peut adopter

(1) Des expériences, en cours d'exécution à l'Observatoire de Nice, ont déjà porté cette distance à 40^{km} , c'est-à-dire avec un trajet de 80^{km} pour la lumière.

un miroir concave, de diamètre et de courbure convenables, avec un petit miroir focal de courbure double.

11. L'emploi d'un miroir plan à grande distance entraîne d'ailleurs des difficultés incessantes de réglage que les observateurs américains n'ont pas dissimulées et qu'ils n'ont qu'imparfaitement résolues : le miroir plan exige une orientation si rigoureuse qu'une erreur de quelques secondes compromet entièrement la visibilité du faisceau réfléchi. Le collimateur ci-dessus se règle, au contraire, une fois pour toutes, sans aucun tâtonnement ; car une erreur angulaire de plusieurs minutes dans la direction de l'axe optique n'a qu'une influence négligeable sur l'intensité de la lumière renvoyée au point de départ.

Heureusement pour les observateurs il est intervenu un phénomène accessoire qui a élargi notablement le champ angulaire de visibilité du faisceau : c'est la diffraction produite par le contour de la surface réfléchissante.

On sait que, lorsqu'on fait passer un faisceau de lumière à travers une ouverture, ce faisceau s'épanouit en dehors de l'espace qui géométriquement devrait seul être éclairé ; d'où il résulte qu'un observateur placé dans l'ombre géométrique voit s'illuminer le bord de l'ouverture le plus voisin pour lui du faisceau transmis ; de même un miroir éloigné dont le faisceau réfléchi ne devrait pas atteindre une certaine région peut néanmoins y envoyer une quantité notable de lumière (1).

C'est certainement grâce à ce phénomène que la visibilité du faisceau de retour a été suffisante pour permettre des mesures ; car, étant donnée la faible ouverture angulaire du miroir tournant vu à la distance du miroir réflecteur, il était à peu près impossible de renvoyer exactement le faisceau dans leur direction et surtout de l'y maintenir.

Si ce phénomène accessoire ajoute de l'éclat au faisceau renvoyé au point de départ, il ne sert en rien à préciser l'image ; au

(1) C'est sur ce principe qu'est établie la mire lointaine de l'observatoire de Nice (Notice de l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1892), qui renvoie dans l'axe de la grande lunette méridienne les faisceaux diffractés par un collimateur situé à 6^m,5 et provenant de deux éclaireurs placés symétriquement au voisinage de cette lunette, à 0^m,35 de l'axe.

contraire il tend à la diffuser, surtout si au lieu d'un seul miroir plan on en dispose deux comme dans l'appareil de M. Newcomb, tous les points du périmètre des deux miroirs pouvant intervenir à des degrés divers.

On s'explique alors pourquoi l'image observée dans la lunette a été beaucoup plus large que la fente servant de source lumineuse et comment elle atteignait souvent presque une minute d'arc (*loc. cit.*, p. 192).

Outre l'inconvénient de donner des images troubles et élargies, la diffraction peut causer des erreurs de pointé, suivant que ce sont les bords de droite ou de gauche qui s'illuminent le plus. Et comme les deux miroirs placés côte à côte avaient chacun 0^m, 40 de diamètre (p. 132), les bords de même nom sous-tendaient un angle de $\frac{0,40}{2550,95} = 32''$ à l'une des distances et $\frac{0,40}{3721,21} = 23''$ à l'autre, ou environ $\frac{1}{10000}$ de l'angle total des déviations observées (20000'' à 30000''); dans les cas également probables de dérèglages inégaux, les bords illuminés étaient de nom contraire et sous-tendaient des angles doubles.

Il est à craindre que ce genre d'erreur puisse prendre dans certains cas un caractère systématique suivant le sens de rotation du miroir : les considérations qui suivent seraient de nature à confirmer ces craintes.

12. *Vitesse transversale de l'image focale lointaine comparée à celle de la lumière.* — L'objection la plus sérieuse qu'on puisse faire au dispositif américain est fondée sur l'incertitude de la deuxième hypothèse additionnelle. Elle porte sur le fait que la vitesse absolue suivant laquelle l'image réelle de la source lumineuse envoyée sur la surface du réflecteur se déplace dans l'espace est si grande qu'elle est de l'ordre de la vitesse de la lumière.

En effet, c'est toujours au delà de 200 tours par seconde que la rotation du miroir était utilisée (p. 192); l'espace parcouru en une seconde par l'image focale de la fente à la distance D était donc supérieur à $2\pi \cdot D \times 200$ soit 46761^m pour $D = 3721,21$: sa vitesse était donc plus grande que $\frac{1}{64}$ de la vitesse de la lumière.

Il est certain que ces conditions de réflexion sont tellement éloignées de celles qui servent à en établir les lois qu'on est en

droit de faire des réserves sur l'extension de ces lois aux circonstances présentes.

Le genre de difficultés qu'on rencontre dans l'analyse de ce phénomène est tout à fait analogue à celles qui s'offrent dans l'étude de l'aberration; le déplacement transversal rapide d'un centre d'ébranlement modifie nécessairement d'une manière très sensible le mécanisme ordinaire de la propagation et celui de la réflexion. On se rappelle que Fresnel a été obligé d'imaginer une hypothèse additionnelle pour expliquer l'aberration, et cette hypothèse n'a été vérifiée qu'un demi-siècle plus tard par la célèbre expérience de l'entraînement partiel des ondes due à Fizeau.

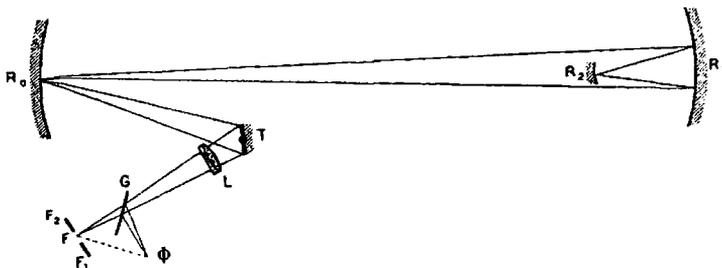
13. *Description sommaire d'un dispositif correct.* — Pour abréger ces remarques critiques, il suffira d'indiquer comment on peut réaliser un dispositif auquel les objections précédentes ne sont pas applicables : ce dispositif, outre qu'il reproduit fidèlement l'image de la source, annule cette translation rapide de l'image focale envoyée sur le réflecteur. L'artifice expérimental, combinaison de l'appareil de Foucault et du collimateur Fizeau, consiste à projeter sur le réflecteur non pas l'image réelle de la source, comme dans la disposition américaine, mais celle du miroir tournant; le réflecteur lointain muni d'un miroir focal devient un véritable collimateur Fizeau, si favorable à la stabilité du réglage et à l'éclat de l'image de retour.

Voici, dès lors, la disposition théorique de l'appareil et la marche des faisceaux :

La source lumineuse F envoie, à l'aide de l'objectif L , son image sur la surface du miroir concave R_0 après réflexion sur le miroir tournant T ; la position de R_0 est déterminée par la condition que l'image du miroir lointain R_1 se fasse sur la surface du miroir tournant : cette condition détermine à son tour la position de l'objectif L et celle de la source d'après la distance focale de cet objectif.

Tous les faisceaux qui émanent du miroir tournant dans ses positions successives et qui tombent sur R_0 rencontrent toujours la surface du miroir lointain R_1 et vont converger sur la surface du miroir focal R_2 , dont le rayon de courbure est égal à la moitié de celui de R_1 . On reconnaît aisément que sur R_2 se peint l'image

de R_0 et particulièrement l'image doublement conjuguée de la source F . La réflexion normale de ce cône lumineux ramène les fais-



ceaux en coïncidence en F avec la source d'où ils dérivent et en reproduisent exactement l'image : mais pour cela il faut que tous les réglages focaux indiqués aient été bien opérés et que la surface réfléchissante R_1 n'ait pas d'astigmatisme.

L'interposition d'une glace sans tain G permet d'observer en Φ cette image de retour et de contrôler sa position, sa forme et son éclat ⁽¹⁾. L'importance de la reproduction fidèle de l'image de la source est capitale : il n'y a pas d'autre moyen plus précis de démontrer que c'est bien le faisceau émané de la source que l'on observe, et non des lueurs étrangères ou altérées, et de constater l'identité rigoureuse de la source et de son image.

Par rotation rapide du miroir tournant, on voit cette image se déplacer soit dans le plan de Φ , soit de part et d'autre de la source F en F_1 , ou F_2 , quand la déviation est suffisamment grande.

La dimension utile du miroir tournant T et, par suite, le pouvoir optique de la lunette d'observation LF sont déterminés par la grandeur de l'image conjuguée en T du miroir lointain : on a donc intérêt à donner au miroir R_0 un long foyer pour augmenter le diamètre de cette image. Mais on n'est pas obligé pour cela d'accroître proportionnellement le diamètre de R_0 , car on n'utilise de ce miroir qu'une bande diamétrale très étroite, de sorte que l'on

⁽¹⁾ J'ai vérifié toutes ces particularités avec des miroirs R_0 , R_1 , R_2 , ayant respectivement 5^m , 6^m et 3^m de rayon de courbure à la distance R_0R_1 égale à 119^m et un miroir tournant improvisé tournant à 110 tours par seconde (d'après le son d'axe) : la déviation observée a fourni naturellement une valeur approchée de la vitesse de la lumière.

pourrait remplacer le miroir R_0 par deux ou trois miroirs concentriques de même rayon et de faible ouverture, placés côte à côte.

Au contraire, le réflecteur lointain R_1 travaille par toute sa surface; aussi doit-il être très parfait comme régularité de courbure. C'est la grandeur de son diamètre qui limiterait pratiquement l'emploi de ce dispositif. Toutefois une rosace de miroirs dont les surfaces seraient exactement sur la même sphère pourrait remplacer le miroir unique R_1 , et, par suite, offrir économiquement une grande surface réfléchissante.

L'étude expérimentale de ce dispositif m'a montré que la perfection des images exige une atmosphère d'un calme exceptionnel beaucoup plus grand que pour le collimateur de la roue dentée, car les ondes doivent conserver leur forme régulière aussi bien à l'aller qu'au retour : les perturbations se font donc sentir sur le double trajet.

Il serait donc nécessaire, si l'on voulait exécuter une détermination avec ce dispositif, d'opérer à une grande altitude au-dessus d'une vallée profonde et d'attendre avec patience, soit de jour avec le Soleil, soit de nuit avec la lumière électrique, des conditions météorologiques favorables.

14. Bien que plus correct que l'appareil américain, le présent dispositif reste encore soumis à des causes d'erreurs inhérentes à la méthode.

1° L'incertitude de l'influence du mouvement de la surface réfléchissante sur la réflexion des ondes lumineuses : on démontre aisément que si l'angle de réflexion était modifié d'une certaine quantité, il y aurait compensation par l'effet de la seconde réflexion au retour. Mais la démonstration suppose que la modification a la même valeur dans les deux cas; or, en vertu même de la rotation du miroir pendant le trajet de la lumière, l'incidence a varié dans l'intervalle; on est donc obligé d'admettre que l'erreur sur l'angle de réflexion est indépendante de l'incidence, ce qui est loin d'être prouvé expérimentalement. Il y a donc là une cause d'erreur qui croît avec la vitesse angulaire, et l'inversion du sens de cette vitesse n'élimine pas ce genre d'erreur; au contraire, elle la double dans l'élimination du zéro.

Ainsi la première hypothèse additionnelle sur laquelle repose

la méthode demanderait, aussi bien que la seconde, une vérification qui n'a pas encore été présentée.

2° La nécessité d'opérer dans l'air (vu les difficultés optiques et mécaniques qu'on rencontrerait à établir le système rotatif dans le vide) peut être la source d'une erreur systématique tout à fait analogue à la précédente. La grande vitesse linéaire de la périphérie des miroirs (qui atteint 40^m et 50^m par seconde) détermine sur le trajet des faisceaux des tourbillons d'air comprimé ou raréfié qui se déplacent avec la même vitesse angulaire : la variation de densité et, par suite, d'indice infléchit la direction des faisceaux, comme le feraient des prismes, d'une quantité différente à l'aller et au retour, parce que la traversée de ces tourbillons ne s'opère pas exactement aux mêmes points. Il y a donc là une cause d'erreur qui croît avec la vitesse de rotation et ne s'élimine pas par l'inversion du sens de cette vitesse.

15. *Expression de l'erreur systématique dans le cas d'une influence fonction de la vitesse angulaire du miroir.* — On pourrait encore signaler d'autres causes d'erreur du même genre, telle que l'entraînement partiel par la matière pondérable traversée : elles ont toutes un caractère commun, celui d'être fonction *impaire* de la vitesse angulaire ω du miroir tournant, car elles s'annulent au repos pour $\omega = 0$ et changent de signe avec elle. Il est facile de démontrer que ce genre d'influences introduit dans le résultat final une erreur constante qui, toutes choses égales d'ailleurs, est en raison inverse de la longueur $2D$ du trajet de la lumière.

Soit, en effet, α l'angle dont le miroir qui fait n tours par seconde a tourné pendant la durée t de la propagation ; soit ε l'erreur angulaire causée par les influences fonctions de la vitesse,

$$\varepsilon = \varphi(\omega) \quad \text{avec} \quad \omega = 2\pi n,$$

la déviation réelle du faisceau de retour est $2\alpha + \varepsilon$.

Soit V la valeur exacte de la vitesse de la lumière ; on a rigoureusement

$$\frac{t}{1} = \frac{\alpha}{2\pi n} = \frac{\alpha}{\omega} \quad \text{et} \quad V = \frac{2D}{t} = \frac{2D}{\alpha} \omega.$$

Soit δ la déviation mesurée avec l'appareil au foyer de la lunette

La distance R

$$\delta = R(2\alpha + \varepsilon) \quad \text{d'où} \quad \alpha = \frac{\delta}{2R} - \frac{\varepsilon}{2};$$

substituant la valeur de α dans celle de V, il vient

$$V = \frac{4RD\omega}{\delta - R\varepsilon} = \frac{4RD\omega}{\delta} \times \frac{1}{1 - \frac{R\varepsilon}{\delta}}.$$

Lorsqu'on ignore l'existence de l'erreur ε on écrit $\varepsilon = 0$ et l'on calcule une valeur erronée U de la vitesse de la lumière

$$U = \frac{4RD\omega}{\delta}.$$

La valeur exacte V est donc liée à U par la relation

$$V = U \frac{1}{1 - \frac{R\varepsilon}{\delta}} \quad \text{d'où} \quad U = V \left(1 - \frac{R\varepsilon}{\delta}\right).$$

Si ε est très petit, on peut développer $\varphi(\omega)$ en série ordonnée suivant les puissances impaires de ω et se borner, comme première approximation, au premier terme du développement

$$\varepsilon = A\omega + \dots$$

Substituant à $\frac{R\omega}{\delta}$ sa valeur approchée $\frac{U}{4D}$ ou $\frac{V}{4D}$ il vient

$$U = V \left(1 - \frac{AV}{4D}\right).$$

Donc la vitesse calculée U est entachée d'une erreur systématique constante, indépendante de la grandeur et du sens de la vitesse angulaire du miroir tournant.

Si le coefficient A du développement de ω est *positif*, c'est-à-dire si le faisceau réfléchi est *entraîné* dans le sens de la rotation, la valeur calculée d'après l'observation est *trop faible*.

Le sens de l'erreur est conforme à l'idée que je me suis faite *instinctivement* des erreurs qui tendent à affecter la méthode du miroir tournant : je crains que le miroir *n'entraîne* un peu le faisceau.

On voit que cette erreur constante diminue, en raison inverse de la distance $2D$, ce qui est encore conforme à la comparaison du chiffre de Foucault avec ceux des deux observateurs américains : à mesure que la distance sur laquelle on opère augmente,

la valeur observée va en croissant; la méthode du miroir tournant donnerait donc des valeurs trop faibles.

Il ne faudrait pas attacher une importance exagérée à ces deux remarques, mais il n'était pas inutile de les signaler.

16. Conclusion. Valeur probable de la vitesse de la lumière.

— Le point de départ de cette discussion est l'impossibilité d'accorder la détermination exécutée en Amérique à l'aide du miroir tournant avec celle obtenue à l'Observatoire de Paris à l'aide de la roue dentée, sans décupler l'erreur probable assignée par M. Newcomb à son résultat définitif.

Je crois avoir montré que l'extrême petitesse de cette erreur probable relative ($\frac{1}{10000}$), bien que conforme à la discussion numérique des résultats partiels, n'est pas en rapport avec l'incertitude que les principes de la méthode et les difficultés de leur réalisation expérimentale laissent subsister sur la valeur *absolue* de la vitesse de la lumière mesurée avec le miroir tournant.

Ma conclusion est donc la suivante :

Tant qu'on n'aura pas opéré avec un appareil remplissant exactement les conditions géométriques et optiques si bien observées dans les dispositifs de Fizeau et Foucault; tant qu'on n'aura pas prouvé que les lois ordinaires de la réflexion s'appliquent avec rigueur aux conditions imposées par la méthode, un doute grave planera sur la confiance à accorder à la valeur absolue de la vitesse de la lumière obtenue à l'aide du miroir tournant.

C'est pourquoi j'ai considéré comme incertaine et vraisemblablement exagérée l'approximation de $\frac{1}{10000}$ assignée aux mesures effectuées en Amérique.

Je crois donc qu'on doit, sans avoir égard à la haute opinion que l'on accorde à la précision de ces mesures, donner le même poids aux déterminations exécutées avec les deux méthodes, adopter leur moyenne et estimer l'approximation de ce chiffre en prenant la demi-différence des deux résultats. En conséquence, la valeur que je considère actuellement comme la plus probable de la vitesse de la lumière dans le vide est

300130 ± 270 kilomètres par seconde de temps solaire moyen.

**SUR CERTAINS PHÉNOMÈNES D'OPTIQUE MÉTÉOROLOGIQUE
APPARUS DEPUIS LA FIN DE L'ANNÉE 1883;**

PAR M. A. CORNU.

I. — LUEURS CRÉPUSCULAIRES.

Le 26 novembre 1883, au coucher du soleil, apparut une illumination extraordinaire dans le ciel, visible à peu près dans toute l'Europe centrale : des teintes d'un rouge cramoisi d'un éclat admirable tapissaient la voûte céleste autour du point où le soleil venait de disparaître et s'étendaient en se dégradant jusqu'à l'horizon oriental. Le phénomène, après avoir d'abord grandi en intensité et en étendue, s'affaiblit peu à peu, puis s'effaça après avoir duré plus d'une heure. Le lendemain et les jours suivants, on revit les mêmes lueurs brillantes, non seulement au coucher, mais encore au lever du soleil. Ces apparitions continuèrent avec des éclats inégaux, mais en s'affaiblissant toujours : on les aperçoit de temps à autre, même encore à présent.

La première idée fut de rapporter ces apparences à des aurores boréales comme on en vit dans l'Europe centrale de 1870 à 1873; mais d'abord on n'observa ni rayons mobiles, ni variations rapides d'intensité, ni draperies lumineuses caractéristiques de ces beaux phénomènes; en outre, l'aiguille aimantée, d'ordinaire si sensible aux perturbations magnétiques qui accompagnent l'apparition de ces aurores, ne présenta aucune anomalie dans les variations diurnes; l'assimilation dut être rejetée.

On apprit bientôt par les journaux et les publications scientifiques que ces lueurs crépusculaires avaient été déjà aperçues un peu partout : dans le courant de novembre, le phénomène avait été observé en Angleterre; en Égypte, en Arabie, au mois d'octobre; dans l'Amérique du Sud, à l'île de la Réunion, dans la mer des Indes, dès les premiers jours du mois de septembre.

On se trouvait donc en présence d'un phénomène général dont

A. C.

1

la cause, embrassant toute la surface du globe terrestre, présentait partout à peu près les mêmes caractères, variables seulement en intensité suivant l'époque ou suivant la position géographique. Dans la mer des Indes, en particulier, le phénomène n'a été longtemps visible que sur un long fuseau s'étendant depuis le cap de Bonne-Espérance jusqu'aux îles de la Sonde où, les 26 et 27 août dernier, venait d'avoir lieu cet épouvantable cataclysme du volcan de Krakatau. Les registres de bord des navires qui avaient sillonné ces mers signalaient leur entrée dans cette région à crépuscules rouges de feu ainsi que leur sortie, de sorte qu'on a pu alors en tracer les limites sur la carte; on y a reconnu la trajectoire ordinaire des cyclones, si fréquents dans l'océan Indien.

II. — COURONNE PARTICULIÈRE AUTOUR DU SOLEIL.

Dès que les jours brumeux de décembre furent passés, un nouveau phénomène, plus délicat mais présentant un lien probable avec le précédent, fut signalé de divers côtés. En plein jour, autour du Soleil, on aperçut et on aperçoit encore une sorte d'auréole circulaire très brillante, d'un blanc bleuâtre ⁽¹⁾, limitée à l'extérieur par une couronne d'un brun particulier se fondant par degrés insensibles avec l'azur du ciel. Ce phénomène n'est bien visible que les jours où la pureté du ciel est très grande, autrement il est effacé par l'illumination blanchâtre qui entoure alors le Soleil; la vivacité de coloration de cette couronne augmente pour un observateur qui s'élève dans les montagnes, ainsi que l'a constaté M. Forcl, ou dans les ascensions aérostatiques, suivant les observations de M. Tissandier.

Occupé depuis plusieurs années, pendant la belle saison, à l'étude de divers phénomènes d'optique météorologique, en particulier de la polarisation atmosphérique, j'ai été naturellement amené à considérer attentivement ce nouveau phénomène, qui est venu troubler de la manière la plus complète les lois expérimentales auxquelles j'étais accoutumé.

Voici le résumé de ces observations, qui tendent à confirmer

(1) J'ai eu l'occasion d'observer cette auréole dès le 27 novembre, un peu avant le coucher du soleil, le lendemain de la première apparition des beaux crépuscules; depuis je l'ai revue à chaque coucher de soleil dans un ciel pur.

l'existence d'un lien très intime entre l'apparition de cette couronne et celle des lucurs crépusculaires. Je demande la permission d'insister sur les divers caractères de ce phénomène, parce que, si les lucurs crépusculaires ont à peu près disparu, cette nouvelle apparence existe toujours et avec le même éclat et mérite une attention spéciale.

1^o *Variations de forme et de coloration.* — La couronne rougeâtre, concentrique au Soleil, observée dès le mois de décembre 1883 par divers observateurs, en particulier par MM. José J. Landerer, Thollon et le D^r Forel, est la manifestation la plus simple de ce phénomène; elle n'apparaît, sous cette forme géométrique, que quand le Soleil est à une grande hauteur au-dessus de l'horizon, au milieu d'un ciel suffisamment pur; mais, lorsque le Soleil s'abaisse, l'arc inférieur de la couronne s'élargit et devient plus intense; au-dessous, sur l'horizon, naît une bande colorée de même teinte, qui s'élargit aussi vers la couronne, comme attirée par elle; cette bande s'étend peu à peu dans tous les sens, atteint la couronne et finit en quelque sorte par l'englober.

Pendant cette déformation, l'espace brillant intérieur, d'un blanc légèrement bleuâtre, reste sensiblement circulaire; par une illusion facile à expliquer, le Soleil paraît n'en plus occuper le centre, mais un point de plus en plus rapproché du bord inférieur; finalement, lorsque le Soleil atteint l'horizon, le cercle intérieur de la couronne y devient aussi tangent au même point. Dans l'intervalle, les teintes se modifient d'une manière continue; elles passent d'abord par la couleur dite *jaune de Naples* et tournent ensuite au jaune brunâtre. Après le coucher du Soleil, la couronne prend l'apparence d'une fumée légère et s'efface peu à peu; les colorations se fondent avec celles du Soleil couchant, mais en rappelant le plus souvent, dans les régions supérieures, les teintes supérieures, les teintes rosées des beaux crépuscules de l'hiver dernier.

Telle est la succession des apparences qu'on peut voir pendant une belle journée, lorsque le ciel est pur; de petits nuages n'empêchent cependant pas l'observation; ils offrent même l'occasion de constater que l'illumination colorée se produit derrière eux, c'est-à-dire au-dessus d'eux, car ils se détachent en blanc bleuâtre

sur les teintes rouges, orangées ou jaunes, dont il est ici question.

La brume ou les cirrus légers suffisent généralement à effacer tous ces phénomènes; mais les cumulus épais, avec trouées de ciel bleu, permettent, dans certaines circonstances météorologiques, de faire des observations encore plus curieuses, lorsque ces trouées s'ouvrent sur la couronne. La couleur rousse assez effacée que la couronne présente d'ordinaire se change en un rouge de cuivre extrêmement vif, se fondant par diverses nuances intermédiaires avec le bleu azur sur lequel il se détache. La succession des teintes de la couronne, qu'on aperçoit mal sur le ciel pur, se voit alors avec netteté dans l'ordre suivant; à partir du centre: bleu azur clair, gris teinte neutre, jaune brun, jaune orangé, rouge cuivre, rouge pourpre et violet sombre; elle offre beaucoup d'analogie avec la succession des teintes du premier anneau des couronnes de diffraction que présentent les nuages légers: on peut donc faire souvent la comparaison directe.

L'apparition de ces teintes si vives ne se produit pas à toutes les trouées ouvertes sur la couronne; une seconde condition est nécessaire: il faut que, sur la ligne de visée, les couches brumeuses soient dans l'ombre; autrement, les couleurs sont lavées de blanc et ne diffèrent en rien des teintes ordinaires: cette condition devient évidente, lorsqu'on suit les traînées blanches ou *rayons* qui divergent du Soleil à travers ces trouées, car c'est en dehors de ces *rayons* qu'on observe ces teintes rouges de feu d'un éclat si extraordinaire (1).

Ces observations conduisent à penser que le phénomène se produit dans une région de l'atmosphère notablement plus élevée que le niveau des cumulus et même des cirrus et qu'il acquerrait, pour un observateur situé dans les régions de l'atmosphère où toute brume terrestre disparaît, l'intensité extraordinaire que j'ai entrevue dans les circonstances précitées.

C'est justement la conclusion à laquelle arrive M. le D^r Forel,

(1) Un phénomène analogue, mais moins brillant, s'aperçoit à travers les cirrus légers: j'ai même eu plusieurs fois l'occasion de constater simultanément la couronne rousse entre les filaments de ces nuages et le halo de 22° caractéristique des cirrus: la couronne étant plus étalée que le halo, quoique d'un diamètre moindre, se distingue très aisément.

d'après ses observations à des altitudes croissantes dans les Alpes : cette concordance, obtenue par deux voies si différentes, donne une grande probabilité à l'hypothèse qui placerait le siège du phénomène à une altitude considérable.

2° *Procédé pour augmenter la visibilité du phénomène.* — Les circonstances météorologiques permettant d'observer ces couleurs éclatantes sont très rares : dans nos climats du centre de la France, les teintes de la couronne sont pâles, même dans les belles journées ; on peut toutefois leur donner beaucoup d'éclat par un artifice très simple ; il consiste à cacher le disque du Soleil par un écran opaque et à observer le ciel à travers un milieu coloré convenable : certains verres d'un rose violacé, diverses substances en solution, parmi lesquelles on peut citer l'alun de chrome et surtout le violet d'aniline (1), permettent d'apercevoir la couronne, lors même que la brume l'efface presque entièrement à l'œil nu.

Lorsqu'on a réglé la teinte des verres ou la concentration de la liqueur d'après la meilleure visibilité du phénomène, on reconnaît avec un spectroscopie que l'absorbant a enlevé le milieu du spectre (le jaune et le vert), sans avoir sensiblement altéré les couleurs extrêmes (le rouge, le bleu et le violet). Aussi la couronne apparaît-elle en rouge sur fond bleu violacé.

Il paraît nécessaire, pour une bonne visibilité, de conserver à l'absorbant la transparence pour les couleurs extrêmes ; car un verre rouge à vitrail, qui éteint tout, sauf le rouge, dessine mal la couronne, et une cuve de bleu céleste (sulfate de cuivre ammoniacal), qui intercepte le rouge, le jaune et le vert, efface entièrement le phénomène (2) ; le ciel paraît d'un bleu presque uniforme jusqu'au bord du disque solaire.

(1) On improvise la petite cuve nécessaire à l'observation, en collant à chaud avec de la paraffine un anneau de carton de Bristol entre deux verres. On commence par regarder le ciel à 90° du Soleil pour effacer certaines impressions physiologiques persistantes, puis on approche progressivement du centre du phénomène.

(2) La photographie ne m'a donné aucune trace appréciable de la couronne un jour où le phénomène était passablement visible : le collodion employé avait pourtant été choisi de manière à présenter le maximum de sensibilité entre les raies G et H.

Il résulte de ces observations que le phénomène décroît en intensité avec la réfrangibilité de la lumière émise : nous retrouverons plus loin des conclusions semblables.

3° *Observations polariscopiques.* — Cette couronne circum-solaire n'a pas seulement troublé l'uniformité de la teinte bleue du ciel autour du Soleil, elle a apporté une perturbation considérable dans la polarisation atmosphérique, spécialement aux environs des points neutres.

On sait qu'il existe dans le ciel pur (que j'appellerai *normal* par opposition à l'état actuel) trois *points neutres*, c'est-à-dire trois points dont la lumière est dépourvue de toute polarisation; à savoir : le point d'Arago, situé au-dessus du point antisolaire; le point de Babinet, au-dessus du Soleil; le point de Brewster, au-dessous; tous trois dans le vertical de l'astre.

Depuis l'apparition de la couronne, les distances respectives de ces trois points aux centres solaire ou antisolaire ont varié d'une quantité considérable : en outre, *quatre nouveaux points neutres ont apparu; deux à deux symétriquement placés par rapport au vertical du Soleil, à peu près à la hauteur des centres solaire et antisolaire.*

L'observation des deux nouveaux points neutres à droite et à gauche du Soleil est particulièrement facile en interposant un verre rouge entre l'œil et le polariscope (1) de Savart; ils sont situés à l'extérieur de la couronne rouge : un verre de couleur verte montre des points neutres moins écartés, et un verre bleu cobalt les rapproche à une distance très faible du Soleil. *L'intensité de la perturbation décroît donc avec la réfrangibilité de la lumière émise : l'analyse du phénomène polariscopique, comparé à celui des années antérieures, montre que la perturbation correspond en chaque point à la superposition d'un faisceau*

(1) Il est nécessaire, pour une bonne perception des franges, de disposer le polariscope comme la loupe des horlogers, pour protéger latéralement l'œil qui observe, de couvrir l'autre œil avec la main et de maintenir tout le visage à l'ombre derrière un écran convenable. Un point neutre est caractérisé par les deux conditions suivantes; c'est un point où les franges du polariscope s'effacent : 1° quelle que soit leur orientation; 2° en devenant complémentaires sur leur prolongement.

polarisé dans un plan perpendiculaire au plan passant par le Soleil.

Les deux nouveaux points neutres, voisins du point antisolaire, sont au contraire difficiles à observer : il faut employer un double verre rouge à vitrail pour opérer sur une radiation aussi monochromatique et aussi peu réfrangible que possible. Le champ de vision est sombre : néanmoins les franges sont bien visibles si le ciel est pur ; malheureusement le phénomène ne dure que quelques minutes avant le coucher du Soleil. On reconnaît alors, dans l'allure des franges observées, sous toutes les orientations, entre l'horizon et le point neutre d'Arago, l'analogue de ce qui se produit entre le Soleil et le point neutre de Babinet : on est ainsi conduit à l'existence de deux autres points neutres. Toutefois, comme l'identité n'est pas et ne peut pas être absolue, en raison de la différence des circonstances, je ferai quelques réserves sur la constitution de ces points ⁽¹⁾ et je demanderai que l'on considère l'affirmation de leur existence comme la manière la plus simple et la plus brève de caractériser la perturbation qui existe actuellement au voisinage du point antisolaire.

4° *Observations polarimétriques et photométriques.* — La perturbation n'est pas moins grande aux environs du point où la polarisation est maximum, c'est-à-dire dans le vertical du Soleil à 90° de l'astre : la proportion maximum de lumière polarisée, qui, dans les belles journées, atteignait, ces années dernières, le chiffre de 0,75, n'a presque jamais dépassé 0,48.

Une diminution accidentelle de la proportion de lumière polarisée correspond d'ordinaire à une simple augmentation de la brume ; mais la permanence d'une proportion aussi faible, dans les conditions météorologiques les plus diverses, rapprochée des perturbations signalées plus haut, paraît indiquer l'existence permanente d'une cause agissant comme la brume pour diffuser de la lumière neutre (ou polarisée normalement au plan du Soleil) et diminuer la polarisation apparente du ciel bleu.

Des mesures photométriques, faites autour du disque solaire,

(1) L'effacement des franges est à peu près complet en ces points : mais leur *inversion*, qui doit se faire ici sur une zone étroite, n'est pas observable avec une lumière si faible et si peu homogène.

mais dont le détail m'entraînerait trop loin, conduisent à la même conclusion.

L'observation polarimétrique faite avec un verre rouge ou un verre bleu cobalt montre que la proportion de lumière polarisée est moindre pour les radiations rouges que pour les radiations bleues : là encore l'intensité de la perturbation décroît avec la réfrangibilité.

III. — AURÉOLE A L'OPPOSITE DU SOLEIL COUCHANT.

Depuis que ces observations ont été faites, de nouveaux renseignements sont venus accroître encore la probabilité d'une liaison entre l'apparition des crépuscules lumineux et celle de la couronne solaire. Un troisième phénomène visible à l'opposite du Soleil couchant, par conséquent autour du point antisolaire, a été aperçu assez fréquemment au courant de l'hiver 1883-1884, dans l'Allemagne du Nord, dans les pays Scandinaves et même en Angleterre.

L'illumination crépusculaire du côté de l'orient, caractérisée d'ordinaire par les arcs bleus et roses qu'on peut observer en général lorsque le ciel est pur, a pris la forme d'une auréole rougeâtre sous-tendant un angle de 15° à 30° suivant les cas : les descriptions fournies par les divers observateurs ne sont pas très concordantes, mais toutes signalent cette apparence d'auréole ou d'arc-en-ciel à faible diamètre et ces couleurs rouges cuivrées.

Ces auréoles antisolaires ne semblent pas avoir été aperçues en France : sans avoir connaissance de leur apparition, j'avais cherché, au courant des études précitées, si les anomalies de la polarisation atmosphérique autour du point antisolaire ne correspondaient pas à quelque phénomène visible sans l'aide du polariscope ; mais je n'avais rien aperçu de bien net. M. Duclaux a été plus heureux : dans les montagnes du Cantal il a observé une apparence en forme de Ω qui paraît être l'équivalent de l'auréole crépusculaire orientale signalée dans le nord de l'Europe.

Tels sont les nouveaux phénomènes d'optique météorologique observés depuis la fin de l'année 1883.

Les lueurs crépusculaires ne sont plus aujourd'hui visibles dans nos climats qu'à de rares intervalles et paraissent très affaiblies.

mais la couronne solaire et tous les phénomènes de polarisation qu'elle comporte sont aussi intenses que jamais.

Il resterait maintenant à donner l'explication de toutes ces apparences : c'est ce que je vais tâcher de faire en indiquant brièvement les hypothèses les plus plausibles proposées pour rendre compte des faits qui viennent d'être rapportés.

IV. — HYPOTHÈSES SUR LA CAUSE ET L'ORIGINE DE CES PHÉNOMÈNES.

Il y a d'abord lieu de distinguer la cause immédiate de ces phénomènes optiques et l'origine de cette cause : la cause immédiate paraît être l'existence à une très grande hauteur dans l'atmosphère d'un nuage ou plutôt d'un brouillard léger de particules extrêmement ténues : cette hypothèse rend compte immédiatement des lueurs crépusculaires qui apparaissent lorsque le Soleil était à 18° ou 20° au-dessous de l'horizon ; il suffit de supposer que lors des premières apparitions ces particules aient pu flotter à 60^{km} ou 70^{km} d'altitude.

La couleur rougeâtre de ces lueurs répond bien au pouvoir absorbant de l'atmosphère que les physiciens observent dans les radiations du Soleil à diverses hauteurs et que les astronomes reconnaissent dans la teinte rougeâtre que présente le disque lunaire aux éclipses totales (¹) ; la longueur du trajet des rayons du Soleil à travers l'atmosphère avant d'atteindre ce nuage explique suffisamment l'intensité des colorations.

La couronne solaire et l'auréole antisolaire s'expliquent encore avec facilité dans cette hypothèse : il suffit de supposer que les particules en suspension dans l'atmosphère offrent un diamètre moyen sensiblement constant, ce qui est du reste une conséquence à peu près forcée de leur existence permanente à ces hauteurs : elles se trouvent alors dans les conditions théoriques qui donnent naissance aux couronnes de diffraction.

On a vu plus haut que la succession des couleurs était bien celle

(¹) L'éclipse totale de Lune du 4 octobre dernier n'a pas présenté au même degré cette couleur rouge : ce serait, suivant l'opinion de quelques savants, une preuve de l'existence de ces nuages de particules : les hautes régions de l'atmosphère terrestre n'auraient pas présenté leur transparence ordinaire.

de l'anneau du premier ordre : les anneaux d'ordre supérieur n'apparaissent pas, parce que l'égalité du diamètre moyen des particules n'est pas et ne peut pas être rigoureuse.

Nous arrivons maintenant à la seconde question : quelle est l'origine de ces particules en suspension dans l'atmosphère? La réponse à cette question est, comme on le voit, indépendante de l'explication des phénomènes d'optique météorologique présentée ci-dessus. On a fait à cet égard plusieurs hypothèses : la première, cherchant à rester dans le domaine ordinaire des influences météorologiques, donne pour origine de ces particules la formation de glaçons très petits analogues à ceux qui paraissent constituer les cirrus. Cette hypothèse très simple a l'inconvénient d'exiger des hypothèses additionnelles pour subsister. En effet, quelle est la cause de cette production à une altitude insolite de nuages glacés? Pourquoi cette permanence pendant des mois et bientôt des années? Pourquoi les phénomènes optiques, halos, parhélies, etc., qui accompagnent d'ordinaire l'existence des cristaux de glace dans l'atmosphère, ne se montrent-ils pas à l'état permanent?

Bien qu'il ne paraisse pas impossible de trouver des réponses à ces questions, on voit que l'hypothèse proposée n'est simple qu'en apparence et qu'elle rencontre dans les faits observés plutôt des difficultés que des confirmations.

La seconde hypothèse consiste à attribuer à ces particules une origine cosmique, c'est-à-dire la même origine que les météorites : la Terre dans son mouvement orbitaire aurait traversé un essaim de poussières circulant comme elle autour du Soleil et aurait entraîné tout ce qui se serait trouvé dans sa sphère d'attraction. Cette hypothèse paraît au premier abord très séduisante : les lueurs crépusculaires, très vives à l'origine, ont été en s'affaiblissant. Cela s'accorde avec l'idée que les poussières sont venues de l'extérieur et qu'elles sont tombées peu à peu suivant leur ordre de grosseur à la surface de la Terre. L'explication paraît d'autant plus plausible qu'on a observé dans divers pays de véritables pluies de poussières. M. Nordenskiöld, ayant eu l'occasion de faire l'examen chimique d'un échantillon recueilli en Suède, y a constaté la présence du fer et du nickel, éléments qu'on rencontre dans les météorites. Toutefois cet argument n'est pas décisif, car on observe souvent des pluies de poussières dont l'origine est certainement

terrestre : ainsi les poussières minérales que le vent soulève au Sahara traversent la Méditerranée, formant ces *brouillards secs* bien connus dans l'Europe méridionale. Ces poussières ont été recueillies, soit en mer sur des navires, soit sur les côtes : on y retrouve des éléments pétrographiques (silice, feldspaths, micas) des sables du désert africain.

En Norvège on recueille parfois des cendres volcaniques provenant des éruptions des volcans d'Islande ; le microscope y montre des fragments de ponce et jusqu'à des cristaux de pyroxène. L'origine cosmique des poussières atmosphériques demanderait donc à être vérifiée par des preuves plus directes.

Enfin la troisième hypothèse rattache la diffusion de ces nuées de particules à cet effroyable cataclysme de Java où l'explosion du Krakatau a coûté la vie à plus de 50 000 personnes. La plupart des arguments invoqués par les partisans de l'origine cosmique s'applique avec beaucoup plus de vraisemblance à cette origine volcanique. Il arrive même que plus on discute cette hypothèse, plus on la trouve plausible, plus on la voit s'accorder avec les faits. Elle a pour elle d'abord d'expliquer pourquoi les premières manifestations crépusculaires ont immédiatement suivi l'éruption de Java : aucune n'avait été signalée auparavant ; ensuite elle explique la marche progressive de l'apparition de ces lueurs autour du centre d'explosion. Cette marche progressive rend bien invraisemblable l'origine cosmique de ces particules : on ne conçoit pas, en effet, si cette origine cosmique était réelle, comment le phénomène n'aurait pas apparu à peu près simultanément sur tous les points du globe terrestre ; c'est au contraire l'inverse qui est arrivé. Ces régions sur la mer des Indes dessinant la trajectoire des cyclones montrent d'une manière péremptoire que les cendres des volcans de Java entraînées par les vents ordinaires de ces parages sont la cause de ces crépuscules extraordinaires dont il a été question plus haut.

On pourrait objecter que la hauteur où planent les particules est bien grande en comparaison de celle à laquelle s'élèvent les fumées de nos volcans européens : mais, à la lecture du rapport de M. Verbeek, les objections disparaissent devant la grandeur de cette convulsion volcanique ; les matières projetées ont été vues par un navire au large à 18^{km} ou 20^{km} au-dessus des cratères ; le volume de

ces matières est estimé à plus de 150 kilomètres cubes. Si l'on songe que les matières gazeuses qui s'échappent en même temps ont dû représenter un volume des centaines de fois plus considérable, il n'y a plus lieu de s'étonner que les poussières les plus ténues aient pu au début atteindre l'altitude de 70^{km} ou 80^{km}. Quant à leur suspension en quelque sorte indéfinie dans l'air, elle n'a rien de contraire à ce qu'on sait sur les lois de la viscosité de l'air, sur l'action des vents, de la chaleur et de l'électricité atmosphérique.

La discussion plus détaillée des documents qui ont été publiés sur cet effroyable cataclysme nous entraînerait hors du cadre de cette simple notice : ce qu'on vient de rappeler suffit à prouver qu'on peut, avec une grande vraisemblance, sinon avec certitude, rapporter à une origine volcanique tous les phénomènes optiques dont notre atmosphère a été depuis dix-huit mois et est encore actuellement le siège.

Extrait du *Bulletin astronomique*; avril 1885.

NOTICE

SUR LES

RAIES TELLURIQUES DU SPECTRE SOLAIRE

ET EN PARTICULIER SUR LE GROUPE α ;

PAR M. A. CORNU.

Depuis les travaux de Brewster et de M. Janssen, on distingue dans le spectre solaire deux espèces de raies sombres : les unes dont l'aspect reste toujours le même, les autres qui deviennent plus larges et plus sombres à mesure que le Soleil s'approche de l'horizon. Les premières, pour la plupart identifiées avec les raies brillantes de vapeurs métalliques (fer, magnésium, calcium, sodium, nickel, etc.) ont été attribuées à l'absorption produite par les substances métalliques vaporisées à la surface du Soleil; les autres, en raison de leur intensité variable avec l'épaisseur atmosphérique traversée par les rayons solaires, s'expliquent par l'absorption élective que produisent les vapeurs ou les gaz froids de l'atmosphère terrestre : on doit donc distinguer les raies *solaires* et les raies *telluriques*.

Les désignations des principaux groupes de raies par des lettres A, B, C, ..., H, α , b , ..., imaginées dès le début par Fraunhofer (1817), c'est-à-dire, bien avant les travaux précités, n'établissent aucune distinction entre ces deux sortes de raies; quelques lettres nouvelles ont même été ajoutées, de sorte qu'actuellement la nomenclature des raies ne présente aucune symétrie et prêterait à la confusion, si le nombre de groupes à distinguer n'était fort restreint. Voici, en effet, le résumé de nos connaissances à ce sujet.

Parmi les huit raies principales primitivement dénommées par Fraunhofer depuis A jusqu'à H, pour séparer à *peu près* les sept couleurs principales du spectre (A, rouge extrême; B, rouge; C, orangé; D, jaune; E, vert; F, bleu; G, indigo; H, violet) six d'entre elles sont caractéristiques d'éléments métalliques et sont d'origine solaire (C et F, hydrogène; D, sodium; E, G, fer; H, calcium); les deux autres, A et B, sont telluriques.

pect, doivent avoir probablement pour origine l'absorption produite par un gaz permanent de l'atmosphère terrestre; mais, tout en mentionnant l'acide carbonique, il ne se prononça pas sur la nature chimique de l'absorbant.

L'observation quotidienne de l'intensité des bandes de la vapeur aqueuse avec un spectroscopé à faible dispersion est devenue une donnée météorologique dans certains observatoires; j'ai montré, dans une publication récente (1), que l'emploi d'une dispersion un peu forte, résolvant ces bandes en raies isolées, permettait une évaluation précise de la quantité totale de vapeur d'eau existant à un moment donné dans l'atmosphère.

Une étude fort intéressante d'un astronome américain, M. Langley, sur les groupes A et B, a conduit à un résultat très curieux (2); ces deux groupes, observés avec une forte dispersion, présentent exactement la même structure et sont formés d'une bande résoluble et d'une série de doubles lignes formant cannelures: il est donc naturel de conclure que A et B sont dus tous deux à la même substance absorbante existant dans l'atmosphère sèche.

De nombreuses observations sur tous les groupes telluriques ont été exécutées par l'Astronome Royal d'Écosse, M. Piazzi Smyth, à Lisbonne et à Madère; le Mémoire détaillé (*Madeira spectroscopic*), dans lequel l'auteur résume tous les travaux de ses devanciers et ses propres observations, donne une idée très précise de l'état de la question dans ces derniers temps: on y trouve la confirmation de l'origine aqueuse des groupes voisins de D, de C et de la bande α , l'identité de structure de A et B, la nature tellurique de B, les doutes émis sur l'origine tellurique de A, enfin l'incertitude complète sur l'origine de la bande α , que M. Piazzi Smyth qualifie de *mystérieuse*.

La continuation de mes études sur l'absorption des radiations solaires de toute réfrangibilité par l'atmosphère (3) m'a conduit naturellement à l'examen de la bande α , dont l'importance ressort de l'exposé qui précède; le premier soin, dans ce genre de recher-

(1) *Comptes rendus*, t. XCV, p. 801.

(2) *Proceedings of the American Academy*, 1878.

(3) *Sur l'absorption des radiations ultra-violettes par l'atmosphère* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 940).

ches, est de refaire, à grande échelle, la carte de la région à étudier (1).

Les premières journées d'observation (août et septembre 1883, Courtenay, Loiret) se passèrent à relever les raies visibles et à noter leurs variations relatives avec la hauteur du Soleil. Comme mes devanciers, je ne vis d'abord qu'un amas complexe de lignes sombres, distribuées irrégulièrement comme les raies telluriques voisines de D; mais de cette confusion sortit tout à coup une régularité singulière lorsque je parvins à démêler avec certitude les diverses espèces de raies qui se superposent dans ce groupe et qui appartiennent au moins à trois catégories distinctes. Il n'est peut-être pas sans intérêt d'indiquer brièvement la marche suivie pour atteindre ce résultat.

1° *Raies d'origine solaire.* — Avec le réseau Rutherford dont je faisais d'abord usage (2), la distinction des raies telluriques d'avec les raies solaires se faisait par la considération des intensités relatives à diverses hauteurs du Soleil. Cette détermination est extrêmement longue et pénible : elle exige des séries d'observations de plusieurs heures faites dans des conditions météorologiques à peu près constantes, et les résultats ne sont décisifs que si les raies à comparer sont voisines comme distance et comme intensité. Ayant reçu de M. le professeur Rowland un magnifique réseau sur métal que l'Université John Hopkins de Baltimore a gracieusement offert à l'École Polytechnique, j'essayai une méthode permettant d'abrégier le travail et de déterminer, à la simple inspection, les raies d'origine solaire. Grâce à la dispersion des spectres, à l'intensité et à la perfection des images de cet admirable réseau (3), la réussite a été complète.

(1) L'atlas d'Angström est assez incomplet en cette région, et surtout présente une échelle trop réduite. Celui de M. Fiévez offre, au contraire, beaucoup de détails et m'a été fort utile dans ces études.

(2) *Comptes rendus*, t. XCV, p. 801.

(3) La surface striée ne mesure pas moins de 0^m,06 (longueur des traits) sur 0^m,08 de largeur : la distance constante des traits est égale à 0^{mm},001760. L'appareil d'observation se compose d'un collimateur de 1^m,18 de longueur focale (0^m,90 d'ouverture) et d'une lunette de 1^m,40 (0,105 d'ouverture) : l'angle des angles optiques est fixe (environ 42°), de manière à observer le deuxième spectre sous une incidence presque normale.

Le principe de la méthode est le déplacement des raies dans le spectre de la lumière émise par une source en mouvement absolu ou relatif, principe énoncé pour la première fois en 1848 par M. Fizeau, dans un Mémoire rectifiant les idées de Doppler (¹). Ce déplacement des raies spectrales a été depuis considéré bien des fois par divers spectroscopistes (Secchi, Huggins, Zöllner, etc.), mais c'est à M. Thollon qu'on doit l'expérience où le déplacement dû à la rotation du Soleil a été mis hors de doute : l'artifice très élégant imaginé par M. Thollon consiste à comparer à des raies telluriques fixes les raies solaires, qui se déplacent suivant que l'on prend comme source l'une ou l'autre extrémité de l'équateur solaire (²). Par cette observation différentielle l'auteur s'est mis à l'abri des effets de parallaxes auxquels les dispositifs employés jusqu'ici à ces mesures peuvent donner lieu.

L'analyse des conditions optiques de la formation des images m'a permis de faire faire à la question un pas de plus et de rendre absolue l'observation relative que M. Thollon a si bien utilisée à la démonstration du principe de M. Fizeau.

Voici comment on doit opérer : on projette sur la fente du collimateur l'image très petite du disque solaire produite par une

(¹) *Bulletin de la Société philomathique*, décembre 1848, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XIX, p. 211. La longueur d'onde λ de la source devient

$$\lambda' = \lambda \left(1 - \frac{v}{V} \right),$$

v étant la composante des vitesses relatives de la source par rapport à l'observateur suivant la direction du faisceau reçu, et V la vitesse de la lumière. Dans le cas où l'on considère comme source le contour apparent du soleil aux extrémités de l'équateur, le rapport $\frac{v}{V} = \frac{v}{330000}$, car la vitesse absolue du point de l'équateur solaire est égale très sensiblement à 2^{km} par seconde.

Le rayon solaire équatorial égale 108,6 fois le rayon terrestre de 6378^{km}, et la durée de la rotation solaire est de 25 jours 4 heures 29 minutes, suivant l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1884.

On en conclut aisément que le déplacement des raies spectrales dans le voisinage des raies D ($\lambda_1 = 589,40$, $\lambda_2 = 588,89$) est environ $\pm \frac{1}{17}$ de la distance de ces deux raies, suivant qu'on prend comme source le bord oriental ou le bord occidental de l'équateur solaire : le déplacement total atteint donc $\frac{1}{8}$ de cette distance.

(²) *Comptes rendus*, t. XCI, p. 369.

lentille achromatique de $0^m,10$ à $0^m,12$ de distance focale; on fait *osciller rapidement* (deux à trois fois par seconde) la lentille, de manière à amener alternativement les deux bords du disque tangentiellement au même point de la fente. On voit alors les raies d'origine solaire osciller comme la lentille, tandis que les raies telluriques restent fixes: les grains de poussière dont le fil horizontal du réticule est toujours parsemé servent de repères très commodes. L'amplitude de ce balancement des raies mobiles est d'autant plus grande que la direction de l'équateur solaire est plus près d'être normale à la fente; mais, grâce à l'oscillation rapide qu'on donne à l'image, le balancement est si net qu'il est reconnaissable à peu près dans toutes les orientations de l'équateur solaire. Au moindre balancement, il se produit même une singulière illusion: les raies mobiles paraissent se détacher en relief et osciller en avant du plan des raies fixes.

L'emploi d'une très petite image solaire en oscillation rapide (1) constitue déjà un perfectionnement notable à la méthode ordinaire-

(1) Le balancement des raies est tellement favorable à la netteté de l'impression physiologique qu'il rend visible des déplacements qui passeraient inaperçus sans cet artifice; on s'en convainc en opérant *statiquement*; à cet effet, on interpose entre la fente et la lentille collectrice un prisme biréfringent qui permet de rendre tangents normalement à la fente les deux bords opposés du disque solaire. Les raies telluriques restent rectilignes, les raies solaires sont inclinées et brisées. La brisure qui caractérise la double déviation n'est bien nette que lorsque l'orientation du disque solaire est voisine du maximum d'effet. Il est juste d'ajouter que ce mode opératoire diminue au moins de moitié l'intensité générale du champ de vision.

Néanmoins c'est celui qu'on doit appliquer à la distinction des raies telluriques et solaires par la *photographie* dans les régions infra-rouge ou ultra-violettes. Il est alors utile d'employer le dispositif bien connu du prisme à réflexion totale pour orienter l'équateur solaire dans la direction la plus favorable, c'est-à-dire parallèlement à la fente du collimateur. Des essais préliminaires m'ont prouvé qu'on ne saurait trop s'attacher à réaliser la rigueur des conditions focales dont il est ici question pour obtenir sur les clichés des résultats probants.

Il est utile d'ajouter que l'intensité des radiations observées exerce une influence considérable sur la visibilité du phénomène: ainsi, dans les parties sombres du spectre solaire, la brisure et même le balancement des raies deviennent de moins en moins perceptibles, à mesure que l'éclat du champ diminue. Avec l'appareil dont je faisais usage, le phénomène s'effaçait au delà du groupe B dans le rouge, et en deçà de G dans le bleu; c'est alors que la photographie doit venir en aide à l'observateur.

ment employée ; mais il reste à indiquer les conditions que doivent remplir les appareils, conditions sans lesquelles le phénomène perd sa netteté et se réduit à l'apparence différentielle de M. Thollon, au lieu d'offrir le phénomène absolu qu'il importe d'obtenir.

La première condition est bien connue : le plan de l'image du disque solaire doit coïncider exactement avec la fente du collimateur ; la seconde est non seulement négligée dans les spectroscopes, mais elle est même parfois rejetée comme défavorable à la beauté des images.

Cette condition est l'*aplanétisme* de l'image spectrale : elle consiste à faire coïncider, dans le plan du réticule de la lunette d'observation, les foyers des deux systèmes rectangulaires de lignes qu'on peut apercevoir dans le champ, à savoir les raies spectrales et les stries transversales causées par les défauts de la fente du collimateur (1). On reconnaît aisément que, si ces conditions sont remplies, le déplacement des faisceaux concentrés exactement dans le plan de la fente par la lentille collective est sans influence sur la position des raies spectrales, quelle que soit la loi de variation des intensités successives des faisceaux ; tandis que, dans le cas contraire, il peut se produire un déplacement anormal, ou *parallaxe* des images : de là l'impossibilité d'obtenir la fixité absolue des raies telluriques lors du balancement de la lentille collectrice. C'est probablement faute d'avoir eu égard à cette seconde condition que l'on n'a pas jusqu'ici obtenu cette fixité parfaite nécessaire à la rigueur des résultats. Lorsque les plans de toutes les images focales remplissent bien la condition de coïncidence indi-

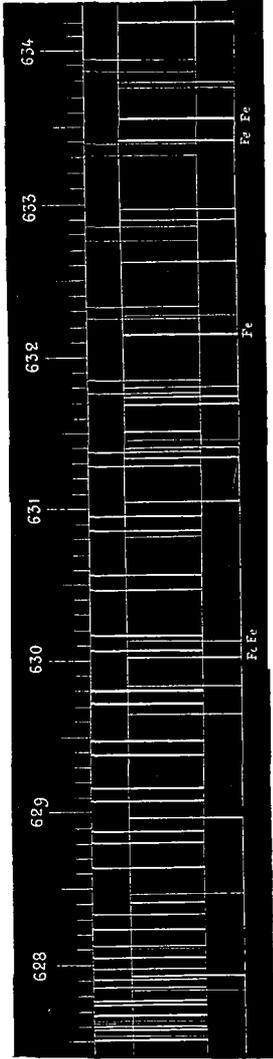
(1) Dans le Mémoire détaillé, je donnerai la manière de corriger les spectroscopes de cette erreur d'aplanétisme, erreur généralement considérée comme avantageuse (comme dans les réseaux concaves), parce qu'elle débarrasse le champ de vision des stries horizontales à peu près inévitables.

Il suffira de dire ici que cette correction s'obtient très aisément avec les réseaux, sans lentille auxiliaire, par la variation méthodique du tirage du collimateur et l'observation séparée des foyers des deux espèces de raies : les stries horizontales suivent la loi ordinaire des foyers conjugués, comme si le réseau n'existait pas ; les raies spectrales sont soumises à une loi différente, de sorte qu'il est toujours possible de déterminer le plan où les deux systèmes de foyers coïncident.

Avec les spectroscopes à prismes, la correction sans lentille auxiliaire est moins simple : on l'obtient par une rotation convenable des prismes relativement à la position du minimum de déviation.

quée ci-dessus, la distinction des raies telluriques devient immédiate : on interroge, en quelque sorte individuellement, chaque

GROUPE TELLURIQUE α (ANGSTRÖM).



m...
n...
p...

(L'échelle est double de celle de l'Atlas d'Angström.)

LÉGENDE.

m, raies d'absorption de l'atmosphère sèche (raies du spectre complet prolongées vers le haut), le Soleil étant à quelques degrés de l'horizon ;

n, spectre complet ;

p, raies d'origine solaire (raies du spectre complet prolongées par le bas).

Les raies attribuées à la vapeur aqueuse sont celles qui ne sont prolongées ni vers le haut ni vers le bas.

raie ; elle répond, par sa fixité, qu'elle est d'origine terrestre ; par on balancement, qu'elle est d'origine solaire.

La figure ci-dessus met en évidence les principales raies d'origine solaire du groupe α (raies prolongées vers le bas) : presque toutes sont comparables en intensité aux raies telluriques voisines, ce qui produit la complexité apparente du premier abord. L'examen attentif de ces raies métalliques, sous une grande dispersion, montre que leur aspect est tout autre qu'on ne le croit généralement. Parmi les plus fortes, quelques-unes (telles que $\lambda = 627,94$; $628,97$; $629,84$; $630,03$; $630,13$, ...) paraissent grises, larges et estompées sur les bords, caractère ordinaire des bandes d'absorption à froid ; au contraire, les raies telluriques sont nettes, comme tracées au tire-ligne et d'un noir très accentué. Cette sorte d'interversion des caractères ordinaires apportait une difficulté de plus à l'étude de cette région et, sans la méthode du balancement des raies, il eût fallu bien du temps pour éviter les confusions (¹).

2° *Raies dues à l'atmosphère sèche.* — Le départ des raies d'origine solaire étant effectué, les principales raies telluriques qui subsistent (raies prolongées vers le haut, figure ci-dessus) forment deux séries inégales de doubles raies dont l'aspect cannelé rappelle immédiatement celui des groupes telluriques A et B, si bien étudiés par M. Langley (*Proceedings of the American Academy*, 1878). Plus on examine ces trois groupes, plus l'analogie devient frappante ; on retrouve, en quelque sorte ligne pour ligne, les moindres détails de structure, si bien qu'on doit les considérer comme formant véritablement trois groupes harmoniques, analogues à ceux que présentent les spectres des éléments métalliques (doublets de l'aluminium, du calcium ; triplets du magnésium, du zinc, du cadmium, etc.).

Cette identité de structure conduit forcément à admettre que le

(¹) Le Mémoire de M. C. Piazzi Smyth, *Madeira spectroscopic*, en fournit une preuve : les deux Planches (IX et X) consacrées à la comparaison du groupe α aux grandes et aux faibles hauteurs du Soleil au-dessus de l'horizon présentent un relevé très détaillé de toutes les raies avec leurs intensités respectives dans les deux cas ; malgré la variété et le nombre des observations qu'elles représentent, la distinction des raies telluriques n'a pas été assez frappante pour mettre en évidence la symétrie de leur répartition, de sorte que l'analogie du groupe α avec B et A paraît avoir complètement échappé à l'éminent Astronome royal d'Écosse. Ces deux Planches (IX et X) reproduisent fidèlement l'aspect complexe que présente le groupe α lorsqu'on l'examine pour la première fois.

groupe α est produit par le même élément absorbant que A et B : c'est ce que pensait Angström, d'après ses observations hivernales; l'étude ci-dessus en constitue une véritable démonstration. La conséquence qu'on en déduit est fort importante : d'après des expériences directes, M. Egoroff (*Comptes rendus*, t. XCVII, p. 555) a annoncé que les groupes A et B doivent être attribués à l'absorption par l'oxygène de l'air (1). Il faut en conclure que α est également dû à l'oxygène. Comme l'intensité des groupes A, B, α va en diminuant, on comprend comment l'auteur, ayant observé A d'abord, puis B, déjà très faible, n'a pu apercevoir α (2).

3° *Raies de la vapeur aqueuse.* — En dehors des raies solaires et de celles de la série précédente, on observe encore des raies qui prennent aux basses hauteurs du Soleil une intensité considérable; elles ont un aspect particulier qui les distinguerait à la rigueur des groupes précédents, mais leur caractère propre est de s'effacer presque entièrement lorsque l'atmosphère est froide et sèche : c'est ce que j'ai constaté définitivement le 24 janvier dernier, où le point de rosée s'est abaissé à $-3^{\circ},2$; dans le voisinage des raies D, les raies telluriques avaient presque disparu; il est donc naturel de les attribuer, comme les raies voisines de D, à l'absorption causée

(1) M. Piazzi Smyth (*Madeira spectroscopic*, p. 14) était, de son côté, arrivé à soupçonner ce résultat : «... Je puis peut-être mentionner que j'ai récemment (novembre 1881) découvert une configuration des lignes du spectre de l'oxygène à basse température toute différente de celles de l'azote, mais ayant un grand air de famille avec les séries de lignes qu'on trouve dans ce mystérieux groupe α (*a strong family resemblance to the bandelets of lines in this mysterious α band*). » (*Trans. R. Soc. Edinburgh*, 1880-1881.) Toutefois, dans le spectre de l'oxygène publié par l'auteur, il ne se trouve aucune raie coïncidant avec le groupe α .

(2) Les inverses des longueurs d'onde des lignes homologues dans les trois bandes A, B, α sont à fort peu près en progression arithmétique : on est ainsi amené à prévoir la position approximative d'autres bandes complétant une série plus étendue. Dans l'infra-rouge, la Carte publiée par M. W. de W. Abney (*Philosoph. Transactions of the Roy. Soc.*, 1880) montre en effet des groupes d'apparence très analogue; mais la définition des raies n'est pas assez parfaite pour qu'on puisse établir une concordance décisive.

Du côté du jaune, le calcul indique la possibilité d'une bande harmonique dans la position de la bande tellurique δ (Angström); cette bande subsiste en effet par les plus grands froids; mais le groupe est si complexe et les raies sont si faibles que je n'ai pu encore parvenir à les ramener au type AB α .

par la vapeur d'eau. Les principales d'entre elles sont indiquées sur la figure par des lignes qui ne sont prolongées ni vers le haut, ni vers le bas ($\lambda = 628,13; 628,44; 631,51$).

Pour terminer, je ferai remarquer que la comparaison de ces diverses espèces de raies entre elles pourra conduire, ainsi que j'ai déjà eu l'occasion de l'exposer (¹), à des résultats intéressant la Météorologie et l'Astronomie. Les raies du groupe α appartenant à l'atmosphère sèche auront l'avantage de présenter une échelle régulière d'intensité qui facilitera les mesures absolues.

En résumé, la présente étude du groupe α a conduit d'abord à une méthode pratique pour distinguer à la simple inspection les raies d'origine terrestre et celles d'origine solaire; elle a permis ensuite d'établir la relation intime de ce groupe avec les bandes A et B de Fraunhofer; ensuite elle a pour conséquence d'attribuer ce groupe à l'absorption par l'oxygène de l'air. Il reste encore, comme on le devine, bien des points à préciser pour achever l'étude de tous les groupes telluriques du spectre solaire : mais les instruments et les méthodes d'observation se perfectionnent et l'on peut espérer qu'un avenir prochain nous donnera la solution de ces problèmes, qui intéressent à un si haut point la Physique terrestre et astronomique.

(¹) *Journal de l'École Polytechnique*, LIII^e Cahier, p. 210.

(Extrait du *Bulletin astronomique*; février 1884.)

**SUR QUELQUES DISPOSITIFS PERMETTANT DE RÉALISER, SANS POLARISER
LA LUMIÈRE, DES PHOTOMÈTRES BIRÉFRINGENTS;**

PAR M. A. CORNU.

La nécessité, chaque jour croissante, d'appliquer la Photométrie aux observations astronomiques m'a engagé à étudier un certain nombre de dispositifs qui paraissent devoir entrer d'une manière courante dans les observatoires; voici ceux qui imitent les photomètres à double image fondés sur la double réfraction: ils jouissent des propriétés fondamentales des appareils biréfringents, sans avoir les inconvénients qu'amène la polarisation préalable des faisceaux; c'est ce qui résulte des considérations suivantes.

Lorsqu'on reçoit dans un analyseur un faisceau de lumière polarisée, on sait que l'intensité du faisceau émergent varie avec l'azimut de l'analyseur suivant la loi du cosinus carré ou loi de Malus. Cette propriété est mise à profit pour les mesures photométriques dans un certain nombre d'appareils: il suffit, en effet, pour mesurer l'intensité relative de deux plages A, B, de dédoubler leurs images A, B, A', B' par un cristal biréfringent, de manière que les images à comparer B, A' soient contiguës et polarisées à angle droit. En observant ces deux images B, A' avec un analyseur, mobile sur un cercle divisé, on trouve toujours un azimut qui les égalise et qui permet de calculer le rapport de leurs intensités.

La polarisation du faisceau ne présente aucun inconvénient lorsque les sources à comparer émettent de la lumière *naturelle*; mais, lorsque la lumière émise est plus ou moins polarisée, la mesure photométrique devient complexe, parce que le cristal biréfringent, agissant lui-même comme analyseur, altère inégalement l'intensité des deux sources: il devient alors nécessaire, sous peine de graves erreurs, de déterminer préalablement, pour chaque source, la proportion de lumière polarisée ainsi que l'azimut de polarisation pour en corriger l'influence.

Le cas où les faisceaux à comparer présentent une polarisation partielle sont beaucoup plus fréquents qu'on ne le supposerait au premier abord: si l'on examine, en effet, avec un polariscope

C.

délicat, tous les objets lumineux qui nous entourent, on reconnaît que la lumière émise ou réfléchie est presque toujours polarisée partiellement. Cette particularité oblige, avec les appareils photométriques fondés sur la double réfraction, à des opérations préalables étrangères au problème, pour déterminer les constantes polarimétriques des sources à comparer.

Il était donc utile de rechercher des dispositifs permettant d'obtenir des doubles images, d'intensité variable suivant une loi connue, sans recourir à l'emploi de la lumière polarisée : j'y suis parvenu de plusieurs manières, sans sortir des appareils les plus simples de l'Optique géométrique.

DISPOSITIFS APPLIQUÉS A L'OBJECTIF DES LUNETTES.

Premier dispositif. — Plaçons devant l'objectif d'une lunette, mais sans le couvrir entièrement, une glace légèrement prismatique, limitée par un bord rectiligne; l'image focale d'un objet quelconque (par exemple d'un petit rectangle blanc sur fond noir, placé suffisamment loin) sera dédoublée : l'une des images sera l'image directe, l'autre sera l'image réfractée déviée d'un petit angle égal à $A(n-1)$, A étant l'inclinaison des deux faces de la glace et n l'indice moyen de réfraction du verre employé.

Les intensités relatives de ces deux images varieront suivant qu'on fera glisser plus ou moins la lame prismatique parallèlement à l'objectif; car, d'après la loi découverte par Bouguer (*Traité d'Optique*, p. 33; 1760), l'intensité de l'image focale est proportionnelle à la fraction de surface de la lentille qui concourt à la former: or l'une des images provient du segment libre de l'objectif, l'autre du segment couvert par la lame prismatique: la somme des deux segments étant constante, la somme des deux intensités est constante également, par suite les *intensités sont complémentaires*.

La vérification expérimentale est immédiate; si les deux images empiètent l'une sur l'autre, on voit, quand on déplace le prisme sur l'objectif, l'intensité des deux images varier en sens inverse, mais rester fixe sur la partie commune. C'est donc, sans polarisation, la reproduction du phénomène des cristaux biréfringents, la loi du cosinus carré étant remplacée par celle du rapport des segments superficiels de l'objectif.

Ce rapport des segments est facile à calculer d'après la position du bord rectiligne de la lame : une table numérique, facile à construire, donne, pour chaque position du bord, le rapport des intensités ⁽¹⁾.

Deuxième dispositif. — Le dispositif qui vient d'être décrit exigerait une correction pour tenir compte de l'absorption de la lame prismatique. Cette correction serait facile à déterminer par une expérience préliminaire ou par certaines observations croisées.

On l'élimine d'une manière plus sûre en rendant l'appareil symétrique par l'addition d'une seconde lame prismatique de même angle, placée bord à bord avec la première et déviant les faisceaux en sens inverse. Les deux images sont symétriquement constituées et le rapport de leurs intensités est, sans aucune correction ⁽²⁾, mesuré par le rapport des segments superficiels de l'objectif ⁽³⁾.

Les deux lames prismatiques doivent être découpées dans une même lame pour posséder la même transparence et le même poli ⁽⁴⁾; le verre employé à les construire doit être peu dispersif pour que les images ne présentent pas d'irisation appréciable : le crown-glass remplit cette condition d'une manière satisfaisante tant que l'angle des faces ne dépasse pas 25' à 30' : si l'on voulait

⁽¹⁾ Cette table varie avec la forme qu'on donne au contour de l'objectif : dans le cas du contour circulaire, elle équivaut à celle qui a été calculée par M. Obrecht pour l'étude des éclipses des satellites de Jupiter (*Annales de l'Observatoire*, t. XVIII, p. H. 76).

⁽²⁾ Il faut toutefois éviter les cas où l'un des segments serait par trop étroit : l'image correspondante serait déformée par diffraction, ce qui entraînerait une erreur appréciable. Il n'est pas inutile de faire remarquer que cet inconvénient n'existe pas avec les appareils fondés sur la double réfraction naturelle : les faisceaux ne sont jamais altérés dans leur section et les objectifs peuvent fonctionner à *pleine ouverture*. C'est le grand avantage de ces appareils auxquels on doit parfois avoir recours, lorsque la polarisation des faisceaux n'entraîne pas d'erreurs systématiques.

⁽³⁾ J'ai appris, depuis la communication de ce travail à l'Académie des Sciences, que M. le Dr Charpentier avait employé un dispositif identique pour diverses expériences physiologiques (*Société de Biologie*, séance du 17 février 1877).

⁽⁴⁾ Il est utile d'avoir une série de ces doubles prismes, produisant des déviations croissant de 5' en 5', afin de donner aux images l'écartement le plus favorable aux mesures.

obtenir de plus grandes déviations ou appliquer aux images de forts grossissements, il serait utile d'achromatiser ces lames prismatiques.

Remarque. — Au lieu d'opérer le dédoublement des images par réfraction, on pourrait l'opérer par réflexion, en plaçant devant l'objectif un ou mieux deux miroirs contigus, inclinés d'un angle convenable. Le rapport des intensités des images serait toujours celui des segments de l'objectif concourant à la formation de chaque image. Ce dispositif, inférieur au précédent à plusieurs égards (la réflexion, lorsque l'incidence est notable, peut altérer les intensités des sources lorsqu'elles sont polarisées), lui est supérieur à d'autres points de vue, en particulier par l'achromatisme rigoureux, par la possibilité de changer à volonté la distance des deux images et surtout de comparer des sources angulairement très éloignées : il pourrait donc dans certains cas être employé avantageusement.

Troisième dispositif. — On peut supprimer les pièces accessoires, miroirs ou prismes, en utilisant l'héliomètre de Bouguer, lequel a même l'avantage de donner aux images un dédoublement variable à volonté. Cet appareil, composé de deux demi-objectifs, est employé dans les observatoires à la mesure angulaire de deux astres voisins A, a : l'instrument peut donner aux images dédoublées la disposition $AA'aa'$. Il est facile alors de mesurer le rapport des intensités des images contiguës Aa' ⁽¹⁾ : il suffit de diminuer progressivement par un écran opaque la surface du demi-objectif qui fournit l'image la plus intense, A' par exemple : on en diminue ainsi l'éclat jusqu'à le rendre égal à celui de a . Le rapport des surfaces utilisées donne le rapport cherché des intensités ⁽²⁾.

(1) L'application de l'héliomètre à la Photométrie astronomique se présente naturellement : je serais bien étonné qu'elle n'ait pas été déjà faite dans quelque observatoire pour la comparaison des éclats de deux étoiles voisines, surtout si l'une d'elles était variable.

(2) L'identité d'effet que produisent l'héliomètre et l'objectif avec prismes n'est pas fortuite; on peut montrer qu'au point de vue géométrique les deux dispositifs sont équivalents. En effet, sur la surface plane d'une lentille plan-convexe appliquons un prisme d'angle Λ très petit : la lentille restera plan-convexe et sensiblement de même distance focale f , mais le foyer sera déplacé transversa-

Il est inutile d'insister sur les observations croisées qui permettent d'éliminer diverses erreurs, ni sur la forme à donner aux écrans pour faciliter les calculs ou pour atténuer les effets de diffraction.

DISPOSITIFS APPLIQUÉS AU Foyer DES LUNETTES.

L'addition de lames prismatiques ou de miroirs, si simple lorsqu'il s'agit d'objectifs de petit diamètre, entraînerait des difficultés pratiques sérieuses et une dépense considérable si on voulait l'appliquer à de grands objectifs.

La disposition héliométrique entraîne une difficulté de même ordre : elle évite, il est vrai, l'emploi de pièces additionnelles, mais elle exige le sciage d'un objectif, opération qu'on hésitera toujours à effectuer sur un objectif de choix ayant de grandes dimensions.

Or, dans les études d'Astronomie physique, c'est à ces grands objectifs surtout qu'il importe d'appliquer des appareils photométriques : on y parvient en transportant près du foyer de l'objectif les dispositifs indiqués précédemment ; les descriptions succinctes qui vont suivre suffiront à faire comprendre le principe de ces *oculaires photométriques*.

1° *Dispositif appliqué à l'anneau oculaire réel.* — L'anneau oculaire (sauf dans la lunette de Galilée) étant l'image réelle de l'objectif, si l'on place dans le plan de cet anneau deux lames prismatiques divisant la surface de cet anneau en deux segments variables, l'œil placé en arrière verra les images focales de la lunette dédoublées et variables en intensité dans le rapport des segments superficiels.

Le dispositif, sous cette forme simple, ne serait pas très précis, parce que l'ouverture de la pupille ne dépasse pas 5^{mm} à 6^{mm}, mais on doit cependant le citer, pour l'appliquer aux cas où l'oculaire serait employé comme projecteur ou amplificateur ; on pourrait alors rendre l'anneau assez grand pour obtenir une précision suffisante. L'adjonction dans le plan focal principal d'un écran à deux

lement d'une distance $fA(n-1)$: on ramènerait le foyer à la position primitive en déplaçant transversalement la lentille de la même quantité, mais en sens inverse. Donc l'addition du prisme équivaut à un déplacement de la lentille.

fenêtres convenables ferait de l'appareil un photomètre applicable aux projections du Soleil et des planètes, et spécialement à la Photographie.

2° *Dispositif appliqué à un anneau oculaire intermédiaire.*

— Remplaçons l'oculaire astronomique par un système rappelant l'*oculaire terrestre à quatre verres*. On sait qu'il existe entre le premier et le second verre une image réelle de l'objectif : plaçons dans ce plan la double lame prismatique mobile sur une échelle divisée, et l'on aura réalisé un *oculaire photométrique* applicable à une lunette quelconque.

En réalité, ce n'est pas l'oculaire à quatre lentilles simples qu'on doit employer; mais cette combinaison optique, bien connue, rend un compte suffisant de l'appareil définitif qui sera décrit prochainement.

3° *Dispositif appliqué à un oculaire héliométrique.* — Si dans l'oculaire terrestre on remplace le deuxième verre (celui qui renverse l'image réelle de la lunette astronomique) par une lentille coupée suivant un diamètre, on obtient l'oculaire à double image bien connu; supposons, en outre, que le foyer du premier verre soit choisi de manière que l'image de l'objectif (ou anneau oculaire intermédiaire) tombe exactement sur la lentille coupée, on aura réalisé la disposition photométrique de l'héliomètre : en effet, deux écrans opaques mobiles sur des échelles divisées permettront de modifier à volonté la surface des deux moitiés de la lentille et, par suite, l'intensité des deux images.

La plupart de ces dispositifs ont été étudiés sur des appareils d'essai : des instruments définitifs sont actuellement construits ou en cours d'exécution. J'aurai l'occasion d'en donner une description plus détaillée lorsqu'ils auront fourni les résultats qu'on est en droit d'attendre de leur fonctionnement.

(Extrait du *Bulletin astronomique*; mars 1887.)

**SUR LA LOI DE ROTATION DIURNE DU CHAMP OPTIQUE FOURNI
PAR LE SIDÉROSTAT ET L'HÉLIOSTAT;**

PAR M. A. CORNU.

Les appareils bien connus sous le nom d'*héliostats* et de *sidérostats* permettent d'envoyer dans une direction fixe, à l'aide d'un miroir mobile, le faisceau de lumière émané d'un astre entraîné par le mouvement diurne. La théorie géométrique de ces appareils est très simple : elle réduit l'astre à un point lumineux, le faisceau incident à un rayon rectiligne qui décrit en vingt-quatre heures un cône de révolution autour de l'axe polaire de l'appareil, parallèle lui-même à l'axe terrestre. Pour obtenir la fixité du faisceau réfléchi, il faut et il suffit que la normale au miroir soit constamment parallèle à la bissectrice de l'angle que fait le rayon venu de l'astre avec la direction fixe choisie : c'est la condition que réalisent d'une manière plus ou moins parfaite les mécanismes imaginés par S'gravesande, Gambey, Silbermann, Foucault, etc.

Si l'on reçoit suivant l'axe principal d'une lunette le faisceau réfléchi par le miroir ainsi guidé, l'image focale de l'astre restera immobile au centre du champ de vision, malgré le déplacement angulaire de la voûte céleste. Mais cette condition de fixité, réalisée géométriquement pour l'astre visé, n'est plus remplie pour les directions voisines : on constate aisément que le champ de vision tourne autour de son centre de manière à effectuer en vingt-quatre heures une révolution complète. La vitesse de rotation n'est pas uniforme, de sorte que le déplacement angulaire du champ varie avec le temps suivant une loi qu'il importe de déterminer.

Représentons la voûte céleste par une sphère de rayon égal à l'unité et chaque ligne de visée sur le ciel par la trace sur cette sphère d'une droite menée par le centre parallèlement à cette direction.

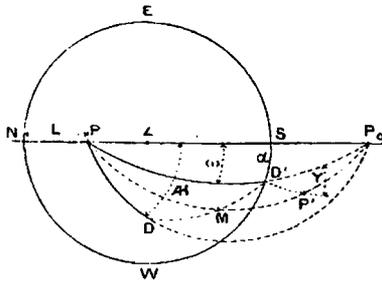
Soit NESW le cercle d'horizon réel ou fictif (fig. 1); P le pôle céleste; Z le zénith; PZS le méridien du lieu; PD le cercle horaire

C.

de l'astre D et D' le point de l'horizon réel ou fictif vers lequel le faisceau réfléchi est constamment dirigé.

La position de l'astre D est définie à chaque instant par sa distance polaire $\delta = PD$ et son angle horaire $AI = SPD$ compté positivement dans le sens du mouvement diurne, de l'est E vers l'ouest W. De même, le point D' est déterminé par sa distance polaire $\rho = PD'$ et par l'angle $\omega = SPD'$ que fait le plan PD' avec

Fig. 1.



le méridien. Nous appellerons *plan de référence* ce plan SPD' qui est par extension le cercle horaire du point D' (1).

Si, au lieu de ρ et de ω , on se donnait l'azimut $\alpha = SD'$ et l'arc PS, supplément de la latitude L, on calculerait ρ et ω à l'aide des deux relations suivantes fournies par le triangle rectangle PSD'.

$$\cos \rho = \cos \alpha \cos L, \quad \tan \omega = \frac{\tan \alpha}{\sin L}.$$

Pour que le faisceau émané de l'astre D soit constamment réfléchi en D', il faut et il suffit, d'après les lois de la réflexion, que la trace M de la normale au miroir soit maintenue par le mécanisme au milieu de l'arc de grand cercle DD'. Connaissant à

(1) L'emploi de la projection stéréographique sur le cercle d'horizon permet de tracer l'épure rigoureuse de tous ces arcs de cercle : il est bon de l'adopter pour vérifier graphiquement la grandeur et le sens des angles calculés.

Mais ce mode de projection a l'inconvénient de tant déformer la grandeur des côtés des triangles sphériques qui sortent du cercle d'horizon que l'usage de ces épures est plutôt gênant qu'utile pour la clarté des démonstrations : voilà pourquoi on emploie ici des figures schématiques en dehors de tout système régulier de projection.

à chaque instant la trace M de cette normale, on peut construire la trace de la direction suivant laquelle un rayon émané d'un point quelconque de la voûte céleste est réfléchi par le miroir : il suffit de joindre ce point au point M par un arc de grand cercle et de prolonger cet arc d'une longueur égale. Ainsi l'image P' du pôle P est sur l'arc PM prolongé jusqu'au point P' tel que $MP' = MP$. L'image sphérique réfléchie des divers points de la voûte céleste est donc à chaque instant symétrique de leur position directe par rapport au point M .

Il en résulte que l'orientation du champ de vision est entièrement déterminée par la connaissance de l'image réfléchie d'un point quelconque, en dehors de l'astre qui en occupe le centre. Le pôle P , par son immobilité sur la voûte céleste, est particulièrement désigné pour ce but et son image P' constitue le repère le plus simple et le plus commode.

Nous allons donc calculer pour chaque appareil la distance et l'orientation de l'image P' du pôle, c'est-à-dire la longueur de l'arc $D'P'$ et l'angle Y que fait cet arc avec le grand cercle $PD'P_0$, trace du plan de référence.

Sidérostat. — Sous ce nom, on désigne l'appareil spécialement construit pour diriger le faisceau réfléchi vers l'horizon sud.

L'avantage de cette disposition, imaginée par Léon Foucault, est de réduire autant que possible l'angle d'incidence $DM = D'M$ des rayons venant des astres qui, à leur passage supérieur, culminent au voisinage du zénith ou de l'équateur : les aberrations de l'image réfléchie causées par les imperfections du miroir sont ainsi notablement atténuées. La *fig. 1* représente la disposition du faisceau issu de l'astre D et renvoyé par un sidérostat dans une direction horizontale faisant avec le méridien sud un angle α compté positivement vers l'ouest; α est généralement une petite fraction de l'angle droit.

1° *Distance $D'P'$ de l'image P' du pôle au centre D' du champ.* — L'arc $D'P'$ est le côté du triangle $MD'P'$ symétrique du triangle MDP , puisque $MD' = MD$ et $MP' = MP$. Ces deux triangles sont égaux comme ayant un angle égal en M compris entre deux côtés égaux. Les deux côtés $D'P'$ et DP opposés à l'angle égal sont donc égaux : $D'P' = DP = \delta$. Donc : la dis-

tance $D'P'$ de l'image du pôle à l'image de l'astre (centre du champ) est égale à la distance polaire de l'astre visé. D'où il résulte que l'image du pôle décrit autour du centre du champ un cercle ayant pour rayon la distance polaire de l'astre visé.

2° *Orientation de l'arc $D'P'$.* — Soit Y l'angle que l'arc $D'P'$ fait avec $D'P_0$, prolongation de la trace du plan de référence DP . $Y = P_0D'P' = \pi - PD'P' = \pi - (PD'D + DD'P') = \pi - (PD'D + PDD')$, car $DD'P' \equiv PDD'$ en vertu de l'égalité des triangles MDP et $MD'P'$. L'angle cherché Y est donc le supplément des angles à la base du triangle PDD' , dont le sommet est en P . De la formule de Neper

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2} (B + C) = \frac{\cos \frac{1}{2} (b - c)}{\cos \frac{1}{2} (b + c)} \cot \frac{A}{2},$$

on déduit, en substituant $A = D'P'D' = \mathcal{M} - \omega$, $b = \rho$, $c = \delta$,

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2} Y = \frac{\cos \frac{1}{2} (\rho + \delta)}{\cos \frac{1}{2} (\rho - \delta)} \operatorname{tang} \frac{1}{2} (\mathcal{M} - \omega).$$

expression qui donne l'orientation de l'arc $D'P'$ et, par suite, la loi de la rotation du champ de vision, car \mathcal{M} varie proportionnellement au temps.

Si l'on prend pour origine du temps le moment où l'astre visé est dans le plan de référence, $t = 0$ pour $\mathcal{M} - \omega = 0$, et pour unité de temps le jour sidéral ou solaire (suivant l'astre considéré), on a $\mathcal{M} - \omega = 2\pi t$ et l'expression de Y prend la forme symétrique

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2} Y = K \operatorname{tang} \frac{1}{2} 2\pi t$$

avec

$$K = \frac{\cos \frac{1}{2} (\rho + \delta)}{\cos \frac{1}{2} (\rho - \delta)} \quad \text{et} \quad \mathcal{M} - \omega = 2\pi t.$$

On en conclut aisément :

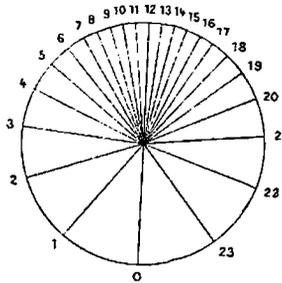
a. La rotation du champ a la même période que le mouvement diurne.

b. Elle est continue et toujours dans le même sens, direct ou inverse suivant le signe de K .

c. Le plan de référence est un plan de symétrie, car l'angle Y prend des valeurs égales et de signe contraire à des époques équidistantes de part et d'autre de l'origine du temps.

On pourrait représenter géométriquement cette loi de rotation par une courbe en prenant le temps comme abscisse et l'angle Y comme ordonnée. Mais on aura une figuration plus directe de la rotation du champ en considérant l'arc $D'P'$ comme le rayon vecteur mobile du cercle décrit par l'image P' du pôle et en traçant les positions successives de ce rayon vecteur à des époques équidistantes, subdivisions aliquotes du jour. La *fig. 2* offre une

Fig. 2.



représentation de ce genre sur le plan tangent à la sphère en D' : les vingt-quatre positions successives de $D'P'$ se projettent suivant des rayons rectilignes; elles correspondent à la subdivision du jour en vingt-quatre heures. L'origine du temps $t = 0$ correspond à $D'P_0$, trace du plan de référence et axe de symétrie.

3° *Expression de la vitesse angulaire.* — La vitesse angulaire de rotation à l'époque t s'obtient en prenant la dérivée de l'expression de Y par rapport à t ; toutes réductions faites, on obtient la formule

$$\frac{dY}{dt} = 2\pi \frac{K}{\cos^2 \pi t + K^2 \sin^2 \pi t}.$$

Le dénominateur étant essentiellement positif, la vitesse a toujours le signe de K ; elle varie périodiquement entre la valeur $2\pi K$, cor-

respondant aux époques $t = 0, 1, 2, \dots$, et la valeur $\frac{2\pi}{K}$, correspondant aux époques intermédiaires $t = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$, en passant par la valeur 2π , vitesse angulaire du mouvement diurne, aux époques données par la condition

$$\cos^2 \pi t + K^2 \sin^2 \pi t = K$$

ou

$$\operatorname{tang} \pi t = \frac{\pm 1}{\sqrt{1+K}}.$$

Comme les positions de l'astre les plus favorables à l'observation (passage supérieur) sont voisines du plan de référence $t = 0$, la vitesse de rotation peut être considérée comme constante et égale à $2\pi K$, car cette vitesse varie peu aux environs de $t = 0$ puisqu'elle répond à un maximum ou à un minimum. La vitesse $\frac{2\pi}{K}$ n'est jamais observable avec le sidérost, qui ne permet pas d'observer les passages inférieurs.

L'unité de vitesse angulaire est évidemment celle de 2π ou d'une circonférence par jour; si l'on voulait prendre une autre unité, exprimer par exemple la vitesse en minutes d'arc par minute de temps, ou plus généralement en $n^{\text{ièmes}}$ de circonférence par $m^{\text{ièmes}}$ de jour, il suffirait de remplacer 2π par $\frac{n}{m}$. En effet, ce changement d'unités revient à poser

$$\frac{Y}{2\pi} = \frac{y'}{n}, \quad \frac{t'}{1} = \frac{\pi}{m},$$

d'où

$$\frac{dy'}{d\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{n}{m} \frac{dY}{dt}.$$

Comme il y a $n = 360 \times 60$ minutes d'arc dans la circonférence et $m = 24 \times 60$ minutes de temps, la vitesse $2\pi K$, devenue $\frac{n}{m} K$, est ici égale à $15 K$; on retrouve bien $15'$ d'angle par minute de temps pour la vitesse angulaire du mouvement diurne $K = 1$.

4^e *Sens du mouvement de rotation du champ de vision.* — On doit supposer l'observateur recevant le faisceau lumineux; par conséquent, il dirige donc son regard vers le centre de la sphère

suisant le rayon qui aboutit en D', d'où il résulte que le sens du mouvement de rotation sera celui qu'un observateur placé suivant la direction D' en dehors de la sphère attribuera au mouvement de l'arc D'P'. D'après l'expression de Y, on voit que Y et $\mathcal{R} = \omega$ seront de même signe si le coefficient K est positif. On connaît le sens du mouvement diurne, c'est à-dire le sens de la variation positive de \mathcal{R} ; on voit sur la *figure* que, quand l'ascension droite de l'astre D grandit, l'arc PD, vu de l'extérieur de la sphère, tourne dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre; donc, pour K positif, Y varie dans le même sens. La condition pour que K soit positif est évidemment

$$\cos \frac{1}{2} (\rho + \delta) > 0, \quad \frac{1}{2} (\rho + \delta) < \frac{\pi}{2}, \quad \delta < \pi - \rho.$$

D'où l'on conclut

Lorsque la distance polaire de l'astre visé est moindre que le supplément de la distance polaire de la direction réfléchie, le sens apparent de la rotation du champ de vision du sidérostas est celui du mouvement des aiguilles d'une montre.

Il est de sens contraire si la distance polaire de l'astre est moindre que ce supplément. L'observation avec une lunette astronomique ne change pas le sens de la rotation : le renversement des images se borne à tourner de 180° la direction origine D'P₀.

5° *Distance polaire critique : champ de vision immobile.* — La transition entre ces deux cas correspond à la condition $K = 0$, c'est-à-dire $\cos \frac{1}{2} (\rho + \delta) = 0$, la valeur de Y demeure constamment nulle, quelle que soit l'ascension droite de l'astre : donc

Le champ de vision du sidérostas reste rigoureusement immobile lorsque la distance polaire de l'astre visé est égale au supplément de la distance polaire de la direction réfléchie.

Ce cas d'immobilité absolue du champ correspond à une particularité géométrique qui rend le résultat évident : on démontre en effet aisément que, si $\rho + \delta = \pi$, l'arc PM = $\frac{\pi}{2}$; la normale au

miroir devient normale à la ligne des pôles : le miroir est donc parallèle à l'axe terrestre. En outre, l'arc PM bissecte l'angle DPD' ; par suite, le miroir tourne d'un angle égal à la moitié de la variation de l'angle horaire. Ce sont les deux conditions caractéristiques du *Cœlost* de M. Lippmann, appareil très simple qui donne une image du ciel absolument fixe; il se compose, en effet, d'un miroir tournant autour d'un axe parallèle en son plan et à l'axe terrestre avec une vitesse angulaire égale à la moitié de celle du mouvement diurne et de même sens.

Le sidérost

6° *Sidérost* orienté dans le méridien. — C'est le mode d'installation le plus ordinaire du sidérost

$$\tan \frac{1}{2} Y = K \tan \frac{1}{2} A,$$

avec

$$K = \frac{\sin \frac{1}{2} (L - \delta)}{\sin \frac{1}{2} (L + \delta)}.$$

Les énoncés précédents deviennent alors très simples.

Avec le sidérost orienté dans le méridien, le champ de vision est immobile lorsque la distance de l'astre visé est égale à la latitude du lieu d'observation : la rotation du champ a lieu dans le sens des aiguilles d'une montre si cette distance polaire est moindre que la latitude; en sens inverse, si elle est plus grande.

Le coefficient K , qui définit la valeur pratiquement constante de la vitesse de rotation du champ en fonction de la rotation diurne, est toujours plus petit que l'unité.

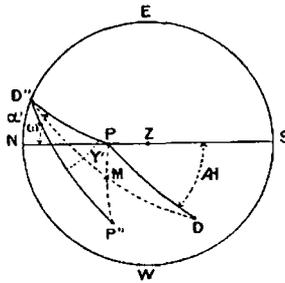
En voici les valeurs numériques pour la latitude de Paris $L = 48^{\circ}50'$, δ croissant de 10° en 10° (passage supérieur).

δ	K	δ	K
0° (pôle).....	+1,000	70°	-0,213
10°	0,677	80°	-0,298
20°	0,440	90°	-0,376
30°	0,258	100°	-0,448
40°	+0,105	110°	-0,518
$48.50 = L$	0,000	120°	-0,585
50°	-0,013	130°	-0,651
60°	-0,120		

Héliostat. — C'est l'appareil qui renvoie le faisceau réfléchi dans une direction voisine de l'horizon nord, rarement au delà du NE ou du NW.

La *fig. 3* représente le faisceau issu de l'astre D et renvoyé

Fig. 3.



dans la direction horizontale D'' faisant avec le méridien nord un angle $NPD'' = \alpha'$ compté positivement vers l'Est. Le pôle est en P , SPD est l'angle horaire et δ la distance polaire de l'astre visé D . Nous désignerons par $\omega' = NPD''$ et $\rho' = PD''$ l'angle horaire et la distance polaire de la direction réfléchie D'' , qu'on déduit comme précédemment de l'azimut α' , et de la latitude L au moyen du triangle rectangle NPD'' . La normale M au miroir est au milieu de l'arc DD'' et l'image P'' du pôle sur l'arc PM prolongé de telle sorte que $MP'' = MP$.

L'angle de rotation du champ sera déterminé par l'angle que fait l'arc $D''P''$ avec la trace du plan de référence PD'' .

Soit $Y' = PD''P''$ cet angle; on le déduirait aisément de l'expression de Y relative au sidérostas, dont la définition est analogue; mais il est plus simple de le calculer directement.

Les triangles PDM et $P''D''M$ sont égaux comme ayant un angle égal en M compris entre deux côtés égaux $DM = D''M$, $PM = P''M$. Donc $D''P'' = DP = \delta$.

Ainsi, comme avec le sidérostas, l'image du pôle réfléchie par l'héliostat décrit autour du centre du champ un cercle ayant pour rayon la distance polaire de l'astre visé.

D'autre part,

$$Y' = PD''P = PD''D + DD''P'' = PD''D + D''DP',$$

en vertu de l'égalité des deux triangles PMD et $P''MD''$. L'angle Y' est donc la somme des deux angles à la base du triangle PDD'' , dont le sommet est en P . De la formule de Neper citée plus haut on déduit, en substituant

$$b = \rho' \quad c = \delta \quad \text{et} \quad A = \pi - AI + \omega',$$

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2} Y' = \frac{\cos \frac{1}{2} (\rho' - \delta)}{\cos \frac{1}{2} (\rho' + \delta')} \operatorname{tang} \frac{1}{2} (AI - \omega').$$

Y est compté positivement dans le sens des aiguilles d'une montre. On met également cette expression sous la forme

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2} Y' = K' \operatorname{tang} \frac{1}{2} \alpha \pi t,$$

en posant

$$K' = \frac{\cos \frac{1}{2} (\rho' - \delta)}{\cos \frac{1}{2} (\rho' + \delta')} \quad \text{et} \quad AI - \omega' = \alpha \pi t.$$

On retrouve les trois conclusions (a), (b), (c) démontrées ci-dessus pour le sidérostas (p. 4). Nous ne répéterons pas la discussion, qui serait toute semblable; mais nous insisterons sur la différence qui existe au point de vue pratique entre les deux appareils: avec l'héliostat, le coefficient K' est toujours plus grand que

l'unité et conserve le signe positif dans les conditions où l'on utilise d'ordinaire l'héliostat, c'est-à-dire dans l'observation du passage supérieur des astres au voisinage du zénith ou de l'équateur, réfléchis dans une direction qui ne s'écarte pas beaucoup de l'horizon nord.

En effet, on peut, en développant la valeur des cosinus, écrire K' sous la forme

$$K' = \frac{1 + \operatorname{tang} \frac{1}{2} \rho' \operatorname{tang} \frac{1}{2} \delta}{1 - \operatorname{tang} \frac{1}{2} \rho' \operatorname{tang} \frac{1}{2} \delta}.$$

Le signe $+$ du coefficient K' correspond ici, comme on le voit sur la figure, à une variation de Y' de sens contraire à celle de l'angle horaire R . Donc on en conclut :

Le champ de vision de l'héliostat, dans les conditions où il est utilisable, tourne avec une vitesse angulaire toujours plus grande que celle du mouvement diurne; le sens de la rotation est celui des aiguilles d'une montre.

Cette conclusion met en évidence une nouvelle cause d'infériorité de l'héliostat sur le sidérost : à l'inconvénient provenant de la réflexion sous de grandes incidences sur le miroir de l'héliostat, se joint celui d'une grande vitesse de rotation du champ de vision. Ces deux conditions sont défavorables pour les observations qui exigent, dans les images, une grande perfection en même temps qu'une complète stabilité : c'est ce qui fait préférer le sidérost pour l'Astronomie de précision.

Mais cette rapidité de rotation du champ n'est pas toujours un inconvénient; pour certaines observations astrophysiques, elle est au contraire avantageuse, en ce sens qu'elle dispense de l'emploi de dispositifs optiques complexes et délicats; en voici un exemple.

Imaginons qu'on projette, à l'aide d'un objectif convenable, l'image solaire réfléchi par un héliostat sur la fente d'un spectroscope à grande dispersion pour étudier le déplacement des raies, dû aux mouvements de la surface du Soleil. La condition la plus favorable se présente quand l'équateur solaire est normal à la fente; si l'on balance cette image de manière à amener successi-

vement les bords opposés du disque tangentiellement à cette fente, on obtient le double du déplacement maximum provenant de la différence des vitesses radiales sur le pourtour de l'équateur (méthode du balancement des raies).

A moins de circonstances exceptionnelles, l'image du disque solaire ne se présentera pas dans cet azimut favorable et aura peu de chance de l'atteindre si l'on emploie un sidérostas puisque, avec cet appareil, la vitesse de rotation du champ de vision est nulle ou très petite.

Pour amener l'équateur dans l'azimut demandé, on est obligé d'avoir recours à un appareil auxiliaire composé, par exemple, d'un prisme isocèle à réflexion totale, mobile autour d'un axe parallèle à sa base; la rotation de ce prisme entraîne d'un angle double l'azimut du disque solaire, ce qui permet d'amener successivement l'équateur perpendiculairement à la fente dans les deux positions à 180° qui reproduisent le double déplacement maximum en ordre inverse. Mais le prisme doit être très parfait comme matière et planéité des surfaces : de plus, la monture rotative qui l'entraîne est assez difficile à construire et à régler.

Avec l'héliostat, la rotation spontanée du champ de vision dispense de cet appareil auxiliaire; il suffit d'attendre l'effet de cette rotation et l'on voit l'équateur solaire se placer de lui-même perpendiculairement à la fente. A certaines époques de l'année, par certaines orientations de la fente et du faisceau réfléchi par l'héliostat, cette condition de perpendicularité se présente deux fois dans la même journée à quelques heures d'intervalle, l'image de l'équateur solaire tournant de 180° .

Ce résultat, que j'ai découvert par expérience et observé plusieurs fois, m'a beaucoup surpris au premier abord; je pensais qu'il fallait environ douze heures pour que l'image réfléchie du disque solaire pût tourner de 180° autour de son centre. Aussi est-ce la recherche de l'explication de ce phénomène qui est l'origine du présent Travail. La discussion complète exigerait des développements assez longs. Je me bornerai ici à indiquer le principe des démonstrations.

L'explication repose sur la grandeur relative de la vitesse de rotation du champ de l'héliostat lorsque l'astre visé est voisin de l'équateur ($\delta = 90^\circ$). Le coefficient K' , qui la mesure en fonction

de la rotation diurne, est, en effet, pour le Soleil entre les deux solstices, compris entre 2 et 5.

Voici la Table des valeurs de K' dans le cas usuel où l'héliostat est orienté dans le méridien, le faisceau réfléchi dirigé horizontalement vers le Nord; on substitue dans la formule $\omega' = 0$, $\rho' = L = 48^\circ 50'$, δ croissant de 10° en 10° (passages supérieurs):

δ .	K' .	δ .	K' .
0° (pôle).....	1,000	70°.....	1,932
10.....	1,083	80.....	2,231
20.....	1,174	90 (équinoxe).....	2,663
30.....	1,277	100.....	3,358
40.....	1,396	113.37 (solstice d'hiver)..	5,489
50.....	1,537	110.....	4,687
60.....	1,710	120.....	8,359
66.38 (solstice d'été)....	1,849		

La valeur de K' tend vers l'infini, qu'elle atteint lorsque l'astre est à l'horizon Sud : c'est, en effet, une distance polaire critique $\rho' + \delta = \pi$ qui correspond d'ailleurs à l'incidence rasante sur le miroir.

La connaissance de la valeur K' permet de calculer la durée qui s'écoule entre les époques t_1 et t_2 , entre lesquelles l'image du champ a tourné de 180° . Soient Y'_1 la valeur de l'angle Y' à l'époque t_1 , où l'équateur solaire, par exemple, est normal à la fente du spectroscopie, et $Y'_2 = Y'_1 + \pi$ la valeur de Y'_1 augmentée de 180° à l'époque t_2 . On aura les deux conditions

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2} Y'_1 = -K' \operatorname{tang} \pi t_1, \quad \cot \frac{1}{2} Y'_2 = K' \operatorname{tang} \pi t_2.$$

Multipliant membre à membre, il vient finalement

$$\operatorname{tang} \pi t_1 \operatorname{tang} \pi t_2 = -\frac{1}{K'^2}.$$

Le signe — montre que les deux époques t_1 et t_2 (supposées aussi rapprochées que possible) sont de signe contraire, ce qui signifie que les deux positions correspondantes de l'astre sont situées de part et d'autre du plan de référence (ici, du plan méridien); il faut excepter les cas limites où $t = 0$ et $t = \frac{1}{2}$. Soit $\theta = t_2 - t_1$ la différence des deux époques; si l'on se donne t_1 , on

calculera t_2 . L'intérêt est surtout de connaître les deux époques pour lesquelles cette différence est minimum.

Écrivons donc $d\theta = 0$, c'est-à-dire $dt_2 - dt_1 = 0$ et différencions la relation qui lie t_1 à t_2 ; il vient, tous calculs faits,

$$\sin \pi(t_2 + t_1) \cos \pi(t_2 - t_1) = 0.$$

C'est la solution $t_2 + t_1 = 0$ qui donne le minimum cherché; l'autre, $t_2 - t_1 = \frac{1}{2}$ donne le maximum de 12 heures qui n'a pas d'intérêt.

Les deux époques cherchées symétriques par rapport à $t = 0$ sont mesurées par des durées égales et de signe contraire; substituant, pour avoir leur valeur absolue,

$$\text{tang } \pi t = \frac{1}{K'}.$$

En donnant à K' les valeurs croissantes depuis $K' = 1$ (rotation uniforme) qui donne $t = \frac{1}{4}$ de jour ou 6 heures et $t_2 - t_1 = 12$ heures, on trouve que l'intervalle $\theta = t_2 - t_1$ se resserre de plus en plus. Appliquant le calcul à la détermination de cette différence θ aux trois époques les plus intéressantes relatives au Soleil, on obtient

	0.
Solstice d'été.....	7.54 ^m
Équinoxe.....	5.30
Solstice d'hiver.....	2.45

résultats qui démontrent la possibilité de voir tourner l'équateur de 180° en beaucoup moins de 12 heures.

D'ailleurs la rotation n'a pas besoin d'être exactement de 180° pour montrer successivement les deux effets inverses du balancement des raies, car la vitesse absolue des parallèles solaires ne diminue que de $\frac{1}{10}$ jusqu'à $\pm 25^\circ$ de latitude héliocentrique, de sorte qu'un déplacement de $180^\circ - 50^\circ = 130^\circ$ suffit à montrer le double phénomène dans toute sa netteté.

Il resterait à déterminer les orientations du faisceau réfléchi les plus favorables à l'observation; mais ce problème est assez complexe et mérite d'être traité à part.

Ce qui précède suffit à montrer que, même dans les particula-

rités des instruments qui, au premier abord, paraissent des imperfections fâcheuses, on trouve des ressources utilisables pour d'autres genres d'expériences. L'étude approfondie des appareils, dans leurs propriétés géométriques, apporte, le plus souvent, quelque particularité susceptible de rendre des services inattendus.

(Extrait du *Bulletin astronomique*; février 1900.)

**SUR UN APPAREIL ZÉNITHO-NADIRAL DESTINÉ A LA
MESURE DES DISTANCES ZÉNITHALES D'ÉTOILES VOISINES DU ZÉNITH;**

PAR M. A. CORNU.

Dans l'Astronomie de précision, la solution d'un grand nombre de problèmes est subordonnée à la connaissance d'une direction supposée invariable servant de repère pour la mesure absolue des angles; c'est généralement la verticale du lieu qu'on choisit comme repère, et on l'emprunte soit directement à la surface d'un bain de mercure, soit indirectement à des dispositifs mécaniques réglables par un niveau à bulle d'air.

Le bain de mercure fournit la direction du nadir, c'est-à-dire la direction opposée au zénith, autour de laquelle se font en réalité les mesures de plus haute précision, et le raccordement s'opère à l'aide d'un cercle divisé qui transporte de 180° l'axe de la lunette d'observation pour la diriger alternativement du nadir au zénith; les erreurs de torsion des axes et celles de division du cercle entachent donc nécessairement les observations.

L'autre type d'appareil, fondé sur la rectification d'un axe matériel à l'aide d'un niveau à bulle d'air, comporte aussi des causes d'erreur provenant de la constitution trop impressionnable du niveau et que j'ai eu l'occasion d'analyser à la Conférence géodésique de Bruxelles, en 1892.

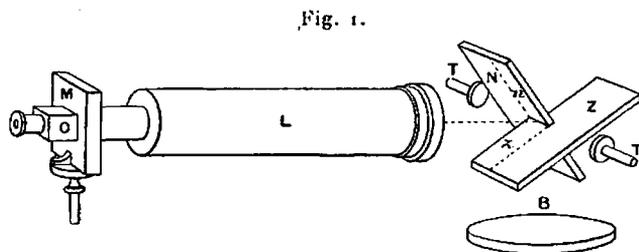
Les lunettes zénithales fixes rempliraient bien mieux le but proposé; aussi les astronomes ont-ils essayé à diverses reprises des lunettes visant directement le zénith et se repérant sur le nadir à l'aide d'appareils auxiliaires (comme le collimateur de M. Faye) qu'on approche et qu'on éloigne à volonté.

Airy, dans son *Reflex Zenith-tube*, a supprimé tout appareil optique auxiliaire; mais il l'a remplacé par un dispositif mécanique rotatif qui introduit des incertitudes de même ordre.

En fait, il n'existe pas dans les observatoires d'appareil permettant de relier directement, c'est-à-dire *sans dispositif auxiliaire*

mobile, les observations du zénith à celles du nadir : c'est cette lacune que j'ai essayé de combler de la manière suivante :

L'appareil comprend une lunette horizontale L (*fig. 1*) munie



d'un micromètre à fil mobile M et d'un oculaire à réflexion O (oculaire nadiral), orientée dans le méridien et visant au centre du système réflecteur TNZT, qui constitue le dispositif caractéristique de la méthode d'observation.

Ce système est formé de deux miroirs plans NZ placés côte à côte mais empiétant l'un sur l'autre d'environ $\frac{1}{8}$ de leur largeur (¹), grâce à une échancrure convenable (*fig. 2, 3 et 4*). Ces deux

Fig. 2.

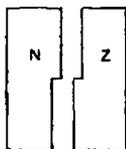


Fig. 3.

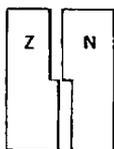
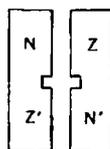


Fig. 4.



miroirs sont inclinés d'un angle de 45° de part et d'autre de la verticale et sont liés entre eux (avec les rectifications nécessaires) par un bâti, en forme de tambour, mobile autour d'un axe horizontal TT, perpendiculaire au méridien. L'un des miroirs Z

(¹) Des trois formes représentées, la troisième (*fig. 4*) est la meilleure parce qu'elle permet des inversions et des retournements symétriques favorables à l'élimination des erreurs : l'inversion de l'appareil sur les tourillons laisse toujours l'image nadirale à gauche avec le couple de la *fig. 2*, à droite avec le couple de la *fig. 3* : celui de la *fig. 4* se prête indifféremment à ces deux groupements et peut par conséquent donner toutes les combinaisons utiles.

est tourné vers le haut et renvoie à travers la moitié de droite de l'objectif, dans l'axe de la lunette, l'image des étoiles voisines du zénith : l'autre miroir N est tourné vers le bas et dirige sur un bain de mercure B le faisceau lumineux qui a traversé la moitié gauche de l'objectif et le ramène dans l'axe de la lunette pour former l'image focale réfléchi des fils du micromètre.

Il résulte de cette disposition que l'observateur aperçoit simultanément quatre espèces d'images :

- 1° L'image de l'astre culminant au zénith ;
- 2° La croisée des fils du micromètre (V, fil vertical fixe ; H, fil horizontal mobile) ;
- 3° L'image de ces deux fils réfléchi sur le bain de mercure ;
- 4° L'image de ces deux fils réfléchi sur le dièdre réflecteur formé par les parties ns des deux miroirs qui empiètent l'une sur l'autre : l'image du fil vertical est simple ; celle du fil horizontal est double lorsque les miroirs ne sont pas rigoureusement rectangulaires.

Les images réfléchies des fils se distinguent très aisément les unes des autres : l'image nadirale du fil H se déplace en sens inverse du fil réel, car elle a subi un nombre impair de réflexions : l'image dédoublée du même fil, au contraire, suit le mouvement de ce fil parce qu'elle a subi deux réflexions ; elle constitue deux images H' , H'' symétriques, situées de part et d'autre du fil H à la distance constante $\pm 2z$, en désignant par $90^\circ + \alpha$ l'angle des deux miroirs.

Considérons le cas le plus simple : les miroirs sont exactement rectangulaires ($\alpha = 0$), parfaitement parallèles à l'axe des tourillons : l'axe des tourillons est perpendiculaire à l'axe de la lunette et le système est incliné de telle sorte que la croisée des fils du réticule coïncide avec son image mercurielle.

L'angle α étant nul, les images H' , H'' réfléchies par ns coïncident aussi avec le fil mobile H du réticule.

Il ne reste donc plus dans le champ, outre l'image de l'étoile, que la croisée des fils V, H qui détermine la direction du *nadir* : mais elle définit en même temps le zénith d'après une propriété bien connue des miroirs rectangulaires déjà mise à profit par Gauss dans son *Héliotrope*.

Il en résulte que, dans le champ de vision de la lunette, le

zénith coïncide avec le nadir : de là le nom d'*appareil nadir-zénithal* (ou *zénitho-nadiral*) que je propose de donner à ce dispositif. On voit alors que la mesure de la distance zénithale de l'étoile se réduit au pointé de l'étoile avec le fil mobile H : la différence des lectures entre le pointé du nadir et le pointé de l'étoile donne directement la distance cherchée, si l'on connaît la valeur angulaire du tour de vis du micromètre (1). On observerait même le double de l'angle cherché en utilisant le mouvement inverse de l'image réfléchie du réticule, c'est-à-dire en faisant un second pointé, non avec le fil mobile, mais avec son image nadirale.

On peut prévoir par cette première remarque que la multiplicité des images, bien loin d'apporter des complications fâcheuses, offrira des ressources inattendues.

Passons maintenant au cas pratique où les deux miroirs ne sont pas rigoureusement rectangulaires. En faisant croître par la pensée l'erreur α de rectangularité, nous allons découvrir une singulière et bien utile propriété de l'une de ces images jumelles H'H'' que l'angle α fait apparaître.

Partons donc de la rectangularité absolue et du réglage initial précédent : le champ de vision ne contient que l'image de la croisée des fils qui détermine à la fois le zénith et le nadir, ainsi que l'étoile. Inclignons d'un angle croissant α le miroir zénithal Z sans toucher au miroir nadiral réglé pour faire coïncider le fil H avec son image mercurielle. Le faisceau, venant de l'étoile va tourner d'un angle 2α dans un certain sens, mais le faisceau réfléchi sur le dièdre réflecteur qui donne naissance à l'une des deux images H'H'' tourne aussi d'un angle 2α dans le même sens : donc ce dérèglement qui dédouble l'image du fil horizontal fait que l'une des deux images H'H'' reste à la même distance de l'étoile ; d'où il résulte que, malgré l'erreur de rectangularité des miroirs, l'une des images H'H'' pointe toujours sur le zénith.

La mesure de la distance zénithale de l'étoile consistera donc encore à pointer sur l'étoile, non pas avec le fil H, mais avec son

(1) L'appareil lui-même permet d'ailleurs d'effectuer cette détermination ; voici la plus directe des méthodes : on tourne d'un angle droit le micromètre et l'on observe la durée des passages d'une étoile circompolaire réfléchie par le miroir Z incliné de l'angle convenable.

image H' ou H'' , et la différence des lectures donnera la distance cherchée.

Quant au choix des deux images $H'H''$, il ne comporte aucune ambiguïté, d'après la marche du faisceau indiqué ci-dessus : on voit que c'est l'image formée par le faisceau réfléchi d'abord par le miroir nadiral N , puis par le miroir zénithal; nous pouvons, pour abrégér, l'appeler l'image *nadiro-zénithale*, par opposition à l'autre, qui sera l'image *zénitho-nadirale* laquelle se déplace en sens inverse. D'où l'on conclut la propriété suivante :

Lorsque l'image du fil coïncide avec son image réfléchie au bain de mercure, l'image nadiro-zénithale de ce fil passe par le zénith quelle que soit l'erreur de rectangularité des deux miroirs.

Nous avons considéré comme vraiment pratique le cas où les deux miroirs ne sont pas complètement rectangulaires; il semble au contraire que la facilité avec laquelle on observe l'erreur α doit engager à l'annuler en réglant l'inclinaison des miroirs de manière à faire coïncider H' et H'' avec H . Mais cette coïncidence d'un fil avec son image comporte une incertitude assez grande, bien connue des astronomes dans l'observation du nadir; elle est causée par l'erreur inévitable de parallaxe provenant de la difficulté de *mise au point* avec un oculaire à court foyer; cette difficulté résulte de la différence de grandeur angulaire des faisceaux émanés d'un fil réel et d'une image focale, c'est-à-dire d'images *hétérogènes*.

L'énoncé précédent semble ne pas tenir compte de cette difficulté dans le réglage initial puisqu'on prend comme point de départ la coïncidence du fil mobile H avec son image nadirale H_n . Mais cette inadvertance n'est qu'apparente, car on élimine l'erreur en remplaçant ce pointé défectueux par deux pointés symétriques obtenus en faisant coïncider successivement les images H' , H'' avec H_n ; la moyenne de ces deux pointés, qui ne mettent en jeu que des images focales de même nature ou *homogènes*, fournit le point de départ équivalent à la coïncidence HH_n .

On a donc intérêt à donner aux miroirs un petit écart de rectangularité pour éliminer les erreurs, le plus souvent systématiques, qui affectent les pointés *hétérogènes*.

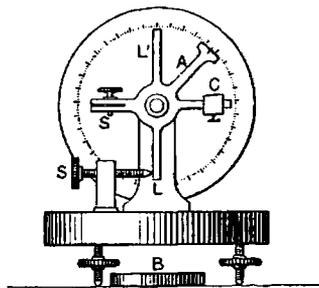
Cette description succincte suffit à faire comprendre le principe de l'appareil et à montrer les ressources qu'il fournit pour varier les observations en vue d'éliminer certaines erreurs inhérentes aux dispositifs ordinaires.

En outre, il offre le grand avantage de n'exiger aucune permanence dans sa stabilité : il suffit qu'il ne se déforme pas pendant la durée très courte d'une série d'observations ; les constantes instrumentales nécessaires au calcul du résultat sont fournies par les observations elles-mêmes.

Avant d'exposer la méthode de réglage et le mode d'observation, il est utile de signaler l'utilité d'un cercle additionnel qui facilite singulièrement l'orientation des deux miroirs soit pour leur réglage, soit pour des observations extra-zénithales intéressantes à divers points de vue.

Cercle additionnel. — La cage cylindrique dans laquelle sont fixés les deux miroirs est munie d'un limbe divisé perpendiculaire à l'axe des tourillons (*fig. 5*) ; les lectures sur la graduation de

Fig. 5.



ce limbe fournissent l'inclinaison approchée des miroirs sur la verticale. A cet effet, les miroirs se fixent dans une direction déterminée à l'aide d'un levier d'arrêt LL' , mobile à frottement sur l'un des tourillons et solidaire avec lui lorsqu'on serre la vis de la pince S . Ce levier porte un bras A formant alidade avec index et vernier et un contrepoids C qui assure la pression du levier B sur la vis buttante V .

On règle par construction le zéro de la graduation du limbe de

telle sorte que, quand l'alidade est au zéro, le miroir nadiral N est sensiblement vertical : pour rendre l'autre miroir Z vertical il suffit de desserrer la pince S et de mettre l'alidade à 90°; puis on resserre la pince et l'on achève au besoin le réglage avec la vis buttante.

Une autre vis buttante symétriquement placée par rapport au plan médian de l'appareil permet d'arrêter la branche L' du même levier dans la position qui conserve aux deux miroirs leur inclinaison avec la verticale lorsqu'on retourne le système de 180° sur ses tourillons.

Lorsque l'alidade est à 45° les deux miroirs sont inclinés au voisinage de la position propre aux observations zénitho-nadiraies : en effet, après les réglages précédents les deux miroirs font un angle de 45° avec la verticale et le fil horizontal est en coïncidence exacte avec son image.

Lorsque l'alidade est à $[45^\circ + \frac{1}{2}(L - D)]$ le miroir Z amène dans le champ de la lunette, lors de sa culmination, l'astre dont la déclinaison boréale est D, L étant la latitude du lieu (1); cette opération est utile notamment pour vérifier l'orientation de l'appareil ou pour tarer la vis du micromètre par l'observation d'une circompolaire.

RÉGLAGE DE L'APPAREIL.

Le réglage de l'appareil s'effectue par approximations successives; bien que la méthode suivante doive conduire sans tâtonnement à ce réglage rigoureux, on constate presque toujours à la fin des opérations de petites imperfections dont il est difficile de préciser l'origine : si l'on cherche à les corriger isolément on risque d'altérer un autre réglage. Aussi le plus court consiste-t-il à recommencer toutes les opérations dans l'ordre primitif : deux ou trois répétitions successives amènent rapidement le réglage à une précision satisfaisante.

(1) Si le limbe est à l'est, c'est-à-dire à la droite de l'observateur visant dans la lunette, les miroirs étant disposés comme dans la *fig. 1*, le sens de la chiffraison est celui du cadran des horloges.

Mise en station de l'appareil. — L'appareil est placé sur une longue dalle horizontale soutenue par un pilier de hauteur convenable, la ligne médiane de cette dalle dirigée approximativement dans le méridien du lieu d'observation : on se réserve la possibilité d'un déplacement en azimut pour obtenir, au cours du réglage, l'orientation astronomique exacte.

Le système des deux miroirs, qui repose sur trois vis calantes, est placé sur cette dalle de manière que le centre du trépied soit sur cette ligne médiane, l'axe des tourillons étant approximativement horizontal et dans la direction Est-Ouest. La lunette posée horizontalement sur deux coussinets appropriés (dont l'un au moins est mobile en azimut) est dirigée de manière à viser vers le Nord au milieu de l'arête commune des deux miroirs. Le réticule du micromètre de la lunette est supposé approximativement au foyer principal de l'objectif par une mise au point sur des objets très éloignés : le fil mobile est horizontal. On suppose que, par construction, les miroirs sont grossièrement réglés, c'est-à-dire à peu près perpendiculaires entre eux et à peu près parallèles à l'axe des tourillons.

Tel est le réglage préliminaire qu'il s'agit de rendre rigoureux. La méthode repose sur l'utilisation successive de trois genres de phénomènes de nature entièrement différents : de là trois espèces d'opérations qu'on peut rendre indépendantes lorsqu'on les effectue dans l'ordre qui va être indiqué.

1^o RÉGLAGE OPTIQUE.

Il comprend le réglage des miroirs et celui des réticules de la lunette : les opérations sont indépendantes de l'horizontalité de la dalle et de son orientation astronomique.

a. Perpendicularité approchée des deux miroirs. — Ce réglage s'exécute avant que l'appareil soit en station. L'observateur cherche d'abord à apercevoir l'image de sa pupille sur le dièdre réfléchissant formé par les deux parties des miroirs empiétant l'une sur l'autre : si les deux surfaces sont rectangulaires, l'image de la pupille forme un cercle parfait coupé suivant un diamètre par l'arête commune des deux miroirs. Si l'angle est obtus, l'image est formée de deux segments égaux moindres qu'un demi-cercle ; plus grands qu'un demi-cercle, si l'angle est aigu.

C'est cette dernière disposition qu'il convient d'obtenir par le jeu des vis d'inclinaison des miroirs. Les rectifications ultérieures ne modifient pas d'une manière gênante cette inclinaison à laquelle on donne finalement une valeur particulière d'après l'observation des images doublement réfléchies du réticule.

b. Parallélisme des miroirs à l'axe des tourillons (1). — On amène successivement chaque miroir dans une position sensiblement normale à l'axe optique de la lunette : c'est ce qu'on reconnaît à l'illumination du champ (produite par l'oculaire nadiral) et à la réflexion des fils du réticule.

L'axe optique de la lunette passant par la croisée des fils, on observe l'écart entre le fil vertical et son image : on retourne l'appareil sur ses tourillons et on ramène l'image dans le champ (c'est ici que les deux vis buttantes symétriques sont d'une grande utilité). Si le miroir est exactement parallèle à l'axe des tourillons, la distance du fil vertical à son image reste la même dans les deux cas, sinon la variation de cette distance mesure le double de l'erreur d'obliquité. On corrige alors l'erreur en manœuvrant la vis de réglage du miroir de manière à diminuer de moitié l'écart observé. Un nouveau retournement sur les tourillons vérifiera l'exactitude de la rectification.

c. Parallélisme et normalité des fils du réticule à l'axe des tourillons. — Lorsque les miroirs satisfont aux deux conditions précédentes, l'erreur de direction des fils du micromètre est décelée immédiatement par une obliquité relative des fils avec leurs images : on corrige cette erreur en faisant tourner le micromètre autour du tube oculaire sur lequel il s'emboîte jusqu'à ce que les fils et leurs images soient bien parallèles.

Ce parallélisme est particulièrement facile à obtenir pour le fil mobile horizontal, en superposant l'image nadirale de ce fil avec l'une ou l'autre des images doublement réfléchies : lorsque la coïncidence est complète ou, mieux, lorsque le parallélisme à faible distance est bien net, on est assuré que le fil est parallèle à l'axe des tourillons. Quant au fil vertical, il est, par construction, suffisamment perpendiculaire au fil mobile : une inclinaison appréciable par comparaison avec son image doublement réfléchi exigerait le renvoi du micromètre au constructeur pour rectifier la perpendicularité de ce fil.

(1) Le parallélisme approché de chaque miroir s'obtient par alignement de l'image réfléchi d'une règle placée normalement : lorsque l'arête de la règle et son image sont dans le prolongement l'une de l'autre, on retourne le système sur ses tourillons et l'on observe de nouveau la réflexion normale sur le même miroir : en général il y a brisure : l'angle apparent est corrigé moitié par l'obliquité de la règle, moitié par les vis du réglage du miroir.

d. Perpendicularité de l'axe optique de la lunette sur l'axe des tourillons. — L'horizontalité parfaite de l'axe optique de la lunette n'est pas nécessaire à la précision des observations : elle n'est avantageuse que pour donner une symétrie complète aux réflexions sur les deux miroirs. On peut donc se contenter d'un réglage approximatif fondé sur le centrage des pièces métalliques (barillet de l'objectif, corps de la lunette, tube de l'oculaire) qui sont travaillées au tour.

Ce qu'il importe de régler c'est la perpendicularité de l'axe optique sur l'axe des tourillons. Ce réglage se base sur l'observation de l'image réfléchie de la croisée des fils (particulièrement du fil vertical) sur les miroirs rendus bien parallèles à l'axe des tourillons. On a vu qu'après retournement sur cet axe l'image du fil vertical ne doit pas changer de position relativement au fil : mais elle ne coïncide pas nécessairement avec le fil. Or cette distance doit être nulle pour que la perpendicularité de l'axe optique sur le miroir soit complète. On annule l'écart en déplaçant en azimut celui des coussinets de la lunette qui est le plus rapproché de l'oculaire, jusqu'à ce que le fil vertical coïncide avec son image avant comme après retournement du miroir sur les tourillons.

2° RÉGLAGES D'HORIZONTALITÉ.

C'est à la direction de la pesanteur, définie par le niveau à bulle d'air ou le bain de mercure, qu'on fait appel pour ce genre de rectifications.

e. Horizontalité de l'axe des tourillons. — Ce réglage peut s'opérer comme pour la lunette méridienne, à l'aide d'un niveau à bulle d'air reposant sur les deux tourillons par deux branches taillées en A. On verra plus loin qu'une petite erreur d'horizontalité n'a aucune influence fâcheuse sur les mesures des distances zénithales méridiennes, l'appareil est donc indépendant des imperfections inhérentes au niveau : la rigueur de l'observation repose tout entière sur l'emploi du bain de mercure ; l'opération du réglage avec le niveau est trop connue pour s'arrêter à la décrire (1).

(1) On pourrait d'ailleurs se passer entièrement du niveau et régler l'horizontalité de l'axe des tourillons avec le bain de mercure seul. Il suffirait d'employer une lunette verticale auxiliaire visant le bain de mercure, les miroirs étant enlevés. On rendrait, par réflexion nadirale des fils du réticule, l'axe optique de la lunette parfaitement vertical. Remettant en place les miroirs préalablement réglés parallèlement à l'axe des tourillons, on inclinerait cet axe jusqu'à ce que chacun des miroirs, amené dans un plan perpendiculaire à l'axe optique de la lunette auxiliaire, fournit une image du réticule en coïncidence avec la croisée des fils.

C'est l'analogie du réglage *d* décrit ci-dessus. Dans le cas des obser-

Pour la rigueur de la méthode où les opérations successives ne doivent pas altérer les réglages antérieurs, il serait nécessaire d'effectuer cette rectification de l'axe des tourillons en modifiant l'inclinaison de la dalle autour d'un axe nord-sud. Mais comme les mouvements à produire sont très petits et exigent une grande délicatesse, on serait conduit à compliquer beaucoup l'installation de la dalle. On peut se contenter d'opérer avec les vis calantes du trépied des miroirs. Si ces mouvements occasionnent un dérèglement appréciable parmi les images du réticule, les revisions ultérieures, dont la nécessité a été signalée au début, permettront, par approximations successives, de rétablir le réglage rigoureux.

f. Horizontalité de l'axe de la lunette. — La précision des observations est théoriquement indépendante de l'angle que fait l'axe optique avec l'horizon : c'est le plan vertical passant par cet axe optique qui seul intervient. Ce plan, déterminé par le fil vertical réglé normalement à l'axe des tourillons préalablement rendu horizontal, définira en effet le méridien, lorsque le réglage astronomique aura été effectué.

L'inclinaison, supposée d'ailleurs assez petite, de l'axe optique sur l'horizon, n'a donc pas d'importance.

Si l'on avait un motif particulier de donner à cet axe optique une direction rigoureusement horizontale, il faudrait employer les dispositifs bien connus (colliers et niveaux) adoptés dans les appareils de nivellement. Ce réglage, étant indépendant de tous les autres, peut être effectué à un moment quelconque, mais de préférence au début.

3° RÉGLAGE ASTRONOMIQUE.

Il consiste à placer l'axe des tourillons normalement au méridien, par conséquent l'axe optique de la lunette dans le plan du méridien astronomique.

g. Orientation de l'appareil dans le méridien. — La ligne médiane de la dalle sur laquelle l'appareil est installé étant déjà très voisine du méridien, on attend la culmination d'une étoile circompolaire sur laquelle on a calé le miroir dit *zénithal* à l'aide du cercle divisé.

Connaissant l'ascension droite de l'étoile on calcule l'heure du passage

vations actuelles cette opération n'est pas à recommander, le niveau à bulle d'air étant plus commode et suffisamment exact : toutefois il est bon de la signaler, parce qu'elle constitue une méthode de réglage dans des observations d'un autre genre où la direction de référence, au lieu d'être la verticale, serait déterminée par la normale à un plan réfléchissant de direction arbitraire.

BIBLIOTHÈQUE INTERUNIVERSITAIRE

Section Physique et Mécanique

— 11 —

au méridien ; on donne à la dalle le petit mouvement en azimut qui amène à l'heure indiquée l'étoile sur le fil vertical.

Cette opération suppose qu'on connaisse l'heure sidérale du lieu avec une approximation suffisante. Dans le cas où l'on n'aurait pas cette donnée, l'appareil lui-même peut la fournir : il suffit d'observer successivement le passage de deux étoiles dont l'ascension droite diffère d'environ 12 heures.

La comparaison des différences des heures de passage observée et calculée permet, par une formule bien connue, de calculer à la fois la correction de l'heure et l'erreur d'azimut de l'appareil. On peut même, sans calcul, arriver assez rapidement au réglage approché, en observant d'autres couples d'étoiles (dont l'une soit une circompolaire) différant de 12^h en R : on modifie peu à peu l'azimut de la dalle jusqu'à ce que la différence entre le calcul et l'observation des heures de passage se réduise à quelques secondes. L'appareil est alors suffisamment réglé, même pour une mesure de précision.

Conformément à la remarque du début, il est utile de recommencer à nouveau tous les réglages dans l'ordre indiqué : la révision est très rapide, parce que les rectifications très petites s'aperçoivent immédiatement et sans ambiguïté. Enfin on termine par une détermination soignée de l'erreur azimutale de l'instrument par la méthode indiquée ci-dessus.

MODE D'OBSERVATION.

L'appareil étant réglé, la mesure d'une distance zénithale est très simple d'après ce qui a été expliqué plus haut.

Le point de départ est l'observation nadirale, c'est-à-dire la lecture du micromètre lorsque le fil mobile horizontal est en coïncidence avec son image réfléchiée sur le mercure : c'est une coïncidence d'images *hétérogènes*. On la remplacera avantageusement par la moyenne de deux lectures *homogènes* en faisant coïncider l'image nadirale du fil successivement avec les deux images jumelles du même fil réfléchies par les deux miroirs (¹).

Après cette opération on peut couvrir le bain de mercure pour diminuer l'éclat du champ et augmenter ainsi la visibilité des images jumelles. On attend alors que l'étoile zénithale passe dans

(¹) Un très léger dérèglement donnant une faible obliquité (réglage *c*) serait très favorable à la précision des pointés ; mais elle ne serait à conseiller qu'à des observateurs très rompus à l'usage de l'appareil, à cause d'une petite complication dans les réductions des pointés un peu plus nombreux qu'il faudrait exécuter.

le champ : lorsqu'elle atteint le voisinage du fil vertical on les pointe avec l'image *nadiro-zénithale* du fil mobile, image qu'on peut reconnaître d'après la règle donnée plus haut : on effectue une série de pointés en notant l'heure à laquelle ils ont été observés, car chacun d'eux peut conduire à une valeur précise de la distance zénithale de l'astre.

A la fin de la série il sera bon de faire un nouveau double pointé de l'image nadirale du fil.

Comme la distance zénithale passe par un minimum lors du passage de l'étoile au méridien, et que vu le peu d'étendue du champ ($\pm 15'$ à $20'$) cette distance ζ est très petite, on démontre aisément qu'une petite erreur dans l'azimut de la lunette d'observation n'entraîne qu'une erreur négligeable.

Je réserve pour un autre Mémoire la démonstration de ce résultat et des formules très simples qui permettent de faire concourir tous les pointés à la valeur finale en tenant compte des diverses erreurs instrumentales : elle sera mieux à sa place lorsque je pourrai fournir l'application numérique de ces formules à des observations empruntées à un service régulier.

Éclairage du champ. — La précision des observations dépend essentiellement de la netteté de toutes les images à mettre en coïncidence : l'appareil exige donc une grande perfection dans la construction de l'objectif et des miroirs.

De plus on ne saurait prendre trop de précautions pour assurer la symétrie de l'éclairage du champ ; c'est la condition dont dépend en grande partie la précision des pointés même avec des dispositifs optiques très parfaits. On n'attache pas, en général, assez d'importance à cette condition, particulièrement dans les observations du nadir ; les oculaires nadiraux simplifiés en usage dans beaucoup d'observatoires peuvent amener des erreurs systématiques par suite de dissymétrie des faisceaux et des parallaxes focales qui en résultent.

L'oculaire nadiral que j'ai construit dans ces essais se compose d'une lentille achromatique d'assez longue distance focale (35^{mm}) pour permettre l'intercalation d'une glace mince transparente entre la lentille et les fils du micromètre. Dans cette position la glace dirige aisément le faisceau lumineux sur le bain de mercure ou sur les miroirs, destiné à produire les

diverses images du fil décrites plus haut; mais elle ne cause pas d'autre diffusion que celle des points brillants réfléchis par l'objectif (1).

Le faisceau éclairer provient d'une très petite flamme (lampe à essence) dont on fait converger l'image dans le plan focal de la lunette, c'est-à-dire dans le plan du réticule.

Lorsque les miroirs sont réglés à $\pm 45^\circ$ de la verticale (index à 45°) on aperçoit le champ brillamment illuminé : le réticule se détache sur fond clair ainsi que la double image du fil horizontal : celle du fil vertical coïncide plus ou moins avec le fil lui-même.

L'image nadirale du réticule, c'est-à-dire celle qui provient de la réflexion sur le bain de mercure, apparaît également : elle se distingue aisément des autres en ce qu'elle est mobile en sens inverse du mouvement du micromètre et aussi parce qu'elle se déplace par la manœuvre (à distance, avec une manette) de la vis de butée V du levier. On amène ainsi l'image nadirale du fil horizontal dans une position voisine du milieu du champ : Désormais on ne touchera plus à la vis V, car cette image doit fournir le repère zénithal fixe dont on a signalé l'importance dès le début.

Après avoir exécuté sur cette image les pointés nécessaires, on l'efface, en couvrant le bain de mercure (par un écran noir manœuvré à distance) afin d'atténuer l'éclat du champ et d'augmenter l'éclat relatif des images jumelles qui servent aux pointés de l'étoile. Malgré le faible pouvoir réflecteur de la glace sans tain, l'éclat du champ est parfois trop vif lorsqu'on observe des astres faibles : on l'atténue en interposant sur le trajet du faisceau éclairer une ou plusieurs lames de verre finement douci.

Vérification de la symétrie de l'éclairage. — Il est absolument nécessaire de vérifier que toutes les images observables sont produites par l'ouverture entière de l'objectif, ou du moins par l'ouverture entière des parties de l'objectif qui concourent à leur formation : on y parvient en observant avec une loupe à main l'anneau oculaire de la lunette. On doit voir tout l'objectif illuminé lorsque l'étoile est dans le champ : l'étoile illumine le segment latéral couvert par le miroir zénithal; le bain de mercure (sur lequel les ondulations accidentelles du liquide apparaissent aisément) illumine l'autre segment couvert par le miroir nadiral; enfin, entre ces deux segments, une bande verticale divisée en deux par l'arête commune des miroirs, est illuminée par les fais-

(1) Dans les oculaires nadiraux généralement employés où la glace sans tain est extérieure à l'oculaire, il se forme des cercles de diffusion très gênants par la réflexion sur les quatre surfaces des deux verres si rapprochés de l'œil.

ceux doublement réfléchis que fournissent les images jumelles (1). Tous ces champs doivent présenter une illumination uniforme sous peine de produire des parallaxes et par suite des erreurs systématiques.

Cette observation est très instructive, non seulement pour son utilité journalière, mais comme preuve de l'efficacité de l'appareil au point de vue de l'élimination des erreurs systématiques. Ainsi on reconnaît, par l'examen des segments précités, que les aberrations des images dues à l'objectif ne peuvent pas avoir d'influence sur les mesures, parce que si elles existent elles n'altèrent pas la symétrie des images dans le sens où ces mesures sont effectuées. On pourrait en effet craindre que l'image de l'étoile formée par un peu moins d'une moitié seulement de l'objectif ne fût déformée comme dans l'héliomètre : mais l'allongement du disque de l'étoile se produit perpendiculairement à la direction où s'effectue la mesure. Il en est de même pour les autres genres d'aberrations aussi bien des images des fils que de l'étoile; une analyse plus détaillée nous entraînerait trop loin; il suffit d'en indiquer le résumé.

J'ai d'ailleurs examiné l'influence de ce genre d'erreurs en remplaçant l'objectif très parfait de la lunette par une lentille simple dont l'aberration chromatique est énorme. L'image de l'étoile devient alors un petit spectre dilaté dans le sens horizontal, mais rétréci et comme étranglé pour la radiation sur laquelle on règle la mise au point : la précision du pointé sur cette image n'est donc pas altérée. Toutefois les images jumelles H', H'' sont irisées en sens inverse : cette particularité, qui montre, en l'exagérant, l'erreur systématique à craindre, prouve qu'il faut apporter un grand soin à la perfection de l'achromatisme de la lunette d'observation.

Avantages d'un micromètre à fils brillants sur champ obscur. — Le nombre d'étoiles de grandeur notable qui culminent au zénith est en général assez petit; on est donc amené

(1) En plaçant l'œil dans le plan de l'anneau oculaire, on peut, avec un peu d'habitude, isoler, par le déplacement de la pupille formant écran, chacune des quatre images et vérifier ainsi, sans loupe, leur degré d'illumination.

à observer des étoiles très faibles comme éclat. L'éclairement du champ devient alors très gênant : il efface l'étoile ; si l'on diminue beaucoup l'éclairage, alors les fils deviennent trop peu visibles.

J'ai fait divers essais en improvisant un éclairage des fils sur fond obscur ; bien que je ne puisse pas encore décrire le système définitif à recommander, je me suis convaincu que c'est dans cette voie qu'on arrivera à la haute précision réclamée pour les mesures zénithales.

Ce mode d'éclairage aurait d'abord l'avantage de supprimer la glace sans tain et de remplacer l'oculaire faible de l'éclaireur nadiral précité par un oculaire de plus fort grossissement qui n'offre pas dans le cas actuel l'inconvénient qu'on lui reproche dans les observations ordinaires : en effet, le fil lui-même n'étant pas utilisé, mais seulement ses images réfléchies, on n'a pas à craindre l'erreur de parallaxe provenant de l'inégale apparence du fil, suivant qu'il est vu par le côté antérieur ou postérieur : c'est l'éclairage du côté de l'objectif qui seul est utilisé, et utilisé sous forme d'images homogènes.

La difficulté qui reste à résoudre pour obtenir un dispositif tout à fait satisfaisant est la constance en grandeur et en position de l'éclat du fil mobile dans toute l'étendue de sa course (1). Lorsque ce problème pratique sera résolu l'appareil zénithonadiral me paraît devoir répondre comme précision à toutes les exigences de l'Astronomie moderne.

Élimination des défauts de planéité des miroirs. — L'une des objections qu'on peut opposer à l'emploi des miroirs plans dans les mesures astronomiques de précision est la grande difficulté d'obtenir des surfaces rigoureusement planes. Cette objection disparaît dans le présent appareil si les deux miroirs travaillés ensemble présentent la *même courbure*, fût-elle appréciable par un peu d'astigmatisme sous l'angle de 45°.

Cet astigmatisme a pour effet de déplacer légèrement le plan focal principal de l'objectif : mais ce déplacement, d'ailleurs très

(1) J'ai obtenu avec des fils métalliques bien tendus illuminés par réflexion spéculaire des traits brillants si parfaits qu'ils surpassent en finesse les réticules les plus soignés.

petit, est le même pour les trois espèces d'images qu'on observe dans le plan focal résultant, de sorte que la faible courbure des miroirs n'introduit aucune parallaxe dans les pointés. On choisit naturellement celui des deux foyers astigmatiques qui allonge les images dans le sens horizontal, c'est-à-dire dans le sens perpendiculaire aux mesures (1).

J'ai eu l'honneur de mettre sous les yeux des membres du Bureau des Longitudes et de l'Association géodésique internationale en octobre 1900 un modèle de l'appareil décrit ci-dessus avec lequel j'ai effectué toutes les études préliminaires : un collimateur vertical placé au-dessus du miroir zénithal fournissait une étoile artificielle : chacun a pu vérifier la facilité d'observation et les ressources diverses que présente l'appareil. L'Association a bien voulu accueillir favorablement le vœu qu'un instrument de grande dimension puisse être construit et étudié pour contribuer à la solution des problèmes qui intéressent particulièrement la Géodésie, à savoir les anomalies de réfraction et la variation apparente de la latitude.

En attendant, grâce à la bienveillance de notre confrère, M. Lœwy, directeur de l'Observatoire de Paris, l'appareil, muni d'une lunette de 100^{mm} d'ouverture, a été installé dans l'une des coupoles de la terrasse, avec le concours de M. Bigourdan.

Les réglages ont été effectués de jour et de nuit sur divers astres,

(1) Je me suis assuré de cette cause de compensation non seulement par une démonstration géométrique facile à faire, mais par une démonstration expérimentale : en remplaçant les deux miroirs plans par deux miroirs concaves ou convexes formés par les deux moitiés d'une même surface, on observe, au foyer de l'objectif, l'image de l'étoile artificielle précitée sous forme d'une ligne brillante horizontale située exactement dans le plan commun des fils horizontaux et de leurs images jumelles et nadirale : l'image du fil vertical seule était en dehors du plan focal.

J'ai même poussé l'étude plus loin et obtenu un appareil zénitho-nadiral purement catadioptrique (sauf l'oculaire) formé de miroirs concaves convenablement appropriés et orientés : la compensation des aberrations était assez complète pour permettre d'espérer la construction d'un appareil de grande dimension très favorable aux mesures zénithales des astres faibles. Je compte revenir bientôt sur ce sujet qui semble ouvrir une voie nouvelle par l'introduction dans les instruments d'optique de miroirs sphériques concaves et convexes sous de grandes obliquités.

et nous avons pu nous rendre compte du bon fonctionnement de l'appareil en observant de nuit quelques étoiles très faibles qui passaient au zénith. Un instrument de ce genre, construit avec des dimensions convenables, sera surtout précieux dans les observatoires placés à des latitudes telles que des étoiles, d'éclat suffisant pour être visibles aux crépuscules, culminent à leur zénith.

(Extrait du *Bulletin astronomique*; octobre 1901.)

SOCIÉTÉ INDUSTRIELLE

du Nord de la France

ANALYSE SPECTRALE EN ASTRONOMIE

CONFÉRENCE

faite devant la Société Industrielle du Nord de la France

Par M. A. CORNU,



LILLE,
IMPRIMERIE L. DANIEL.
1890.

SOCIÉTÉ INDUSTRIELLE
du Nord de la France

L'ANALYSE SPECTRALE EN ASTRONOMIE

CONFÉRENCE

Faite devant la Société Industrielle du Nord de la France

par M. A. CORNU.

MONSIEUR LE PRÉSIDENT,
MESDAMES,
MESSIEURS,

Les corps célestes ont toujours eu le privilège d'exciter au plus haut degré la curiosité humaine : leur nature, en effet, semble si différente de celle de notre globe, que notre imagination se perd en cherchant à la deviner. Les distances immenses qui les séparent de nous semblaient à tout jamais nous interdire une connaissance même superficielle de leur structure et de leur constitution : l'invention des télescopes est venue ; les voiles ont commencé à se soulever. Nous connaissons maintenant la forme précise des astres, les particularités de leur structure et de leurs mouvements, toutes choses ignorées des anciens ; c'est qu'en effet, grâce à nos puissants instruments, nous pouvons contempler ces astres comme s'ils étaient mille fois plus rapprochés de nous.

Ces grandes découvertes qui ont excité l'admiration de nos ancêtres du XVI^e siècle, nous sont familières aujourd'hui et c'est chose

banale maintenant que de parler des taches du soleil, de l'aspect volcanique de la lune, de l'anneau de Saturne et des satellites de Jupiter. (Des photographies de ces divers objets sont projetées devant l'auditoire.). Nous voulons savoir davantage, car la curiosité humaine n'est jamais satisfaite. Nous perfectionnons sans relâche les instruments et nous découvrons chaque jour des détails plus délicats, des mouvements plus imperceptibles.

Jusqu'où ira-t-on dans la connaissance de ce monde mystérieux ? Nul ne peut le dire et vous allez en juger vous-mêmes.

Si l'on avait demandé, il y a un demi siècle : quelles sont les matières qui composent le soleil, les étoiles, les comètes, les nébuleuses ? Tous ces astres renferment-ils les mêmes éléments que notre globe, les mêmes substances chimiques que nous connaissons ?

Questions absurdes, questions insensées ! aurait-on répondu ; comment, en effet, saisir la substance même de ces astres qui sont à des millions et des milliards de lieues de nous ? On ne peut analyser que ce qu'on touche, que ce qu'on peut peser dans la balance.

Eh bien ! Messieurs, toutes ces questions ne sont ni absurdes, ni insensées ; l'étude délicate et méthodique de la lumière des astres nous apporte la réponse à ces questions ; elle nous promet même des révélations plus curieuses encore.

Cette méthode toute récente qui a déjà donné tant de résultats nouveaux, se nomme l'*Analyse spectrale*, c'est-à-dire l'analyse de la lumière par l'étude du spectre lumineux ; elle est générale et s'applique non seulement à la lumière des astres, mais à toutes les sources de lumière artificielles dont nous disposons : je vais vous en exposer brièvement le principe en utilisant comme source la lampe électrique à arc.

Voici d'abord une expérience qui montre combien l'œil humain est inhabile à reconnaître la complexité des rayons colorés qui lui parviennent. Voyez sur le tableau cette image circulaire blanche ;

elle paraît parfaitement homogène ; mais ce n'est qu'une apparence, c'est la projection d'un disque transparent, formé de secteurs colorés de la manière la plus diverse, mis en rotation par un mécanisme spécial ; la persistance des impressions les mélange et la sensation résultante est le blanc parfait. Il suffit d'arrêter la rotation du disque pour en apercevoir les secteurs dont l'œil ne soupçonnait pas les vives colorations. C'est à Newton qu'on doit cette expérience, par laquelle il démontra le premier que *le blanc* est formé de la réunion d'une infinité de couleurs simples : c'est la recombinaison de la lumière blanche.

Inversement, nous allons produire la décomposition de la lumière blanche et à l'aide d'un appareil particulier, le prisme, suppléer à l'insuffisance de notre œil pour reconnaître, séparer tous les rayons colorés qui s'y trouvent. Sur le trajet d'un faisceau de lumière qui forme sur le tableau une ligne blanche verticale, interposons un prisme ; l'image s'élargit considérablement dans le sens horizontal et offre les plus riches colorations, c'est le *spectre lumineux* de Newton : on y distingue les couleurs bien connues : rouge, orange, jaune, vert, bleu, indigo, violet ; la couleur la moins déviée, la moins réfrangible, est le rouge ; la plus réfrangible est le violet.

(La marche géométrique des rayons traversant le prisme simple et le prisme complexe à vision directe est indiquée par la projection de figures schématiques).

Ainsi le prisme sépare les différentes espèces de lumière, comme l'analyse chimique sépare les différentes espèces de substances ; nous sommes donc en mesure d'analyser les faisceaux lumineux en les étalant en *spectre* ; de là le nom d'*Analyse spectrale* donné à cette nouvelle méthode.

L'analyse spectrale montre les différences essentielles entre la constitution optique des diverses sources lumineuses qu'on peut considérer. Nous prendrons comme exemple cette lampe électrique à arc composée, comme vous le voyez, de deux charbons très durs communiquant respectivement par des fils aux deux pôles d'une pile

installée dans le sous-sol ; au point de contact des deux charbons se produit une vive incandescence dès que le courant électrique de la pile vient à passer : les charbons brûlent, dégagent des gaz et des vapeurs formant une sorte de flamme violacée qui devient très visible lorsque l'on écarte les charbons. C'est ce qu'on reconnaît aisément lorsqu'on regarde cette lampe, non pas à l'œil nu, car on serait aveuglé, mais avec un verre enfumé. Je puis vous montrer tous ces détails, sans aucun danger pour vos yeux, en projetant sur le tableau l'image amplifiée des deux charbons incandescents à l'aide d'un système de lentilles ; le charbon supérieur présente l'aspect d'une pointe de feu, le charbon inférieur plus gros mais moins brillant est légèrement creusé en forme de coupe dans laquelle on peut déposer un fragment à volatiliser ; entre les deux charbons vous apercevez cette lueur violacée parfois illuminée subitement par l'explosion de vapeurs provenant des matières salines du charbon.

Réduisons la largeur de l'image par les bords d'une fente verticale placée, non pas sur les charbons où elle serait rapidement fondue et volatilisée, mais au foyer de la première lentille où se trouve l'image réelle et renversée de la source.

La seconde lentille produisant une image renversée de cette image réelle donne, en définitive, une image redressée de l'ensemble.

Nous avons donc finalement une ligne lumineuse verticale composée de trois parties : le haut, formé par la lumière blanche du charbon supérieur ; le bas, par celle du charbon inférieur ; le milieu, illuminé en violet sombre : c'est la lumière des gaz échauffés par le passage du courant.

Interposons un prisme ; la triple image s'élargit et forme trois spectres superposés : les deux extrêmes très brillants sont ceux de la lumière des deux charbons ; ils sont *continus*, c'est-à-dire formés de couleurs dégradées uniformément du rouge au violet. Le troisième, intermédiaire, est le spectre des gaz incandescents et des matières volatilisées par le courant électrique ; il offre un aspect

tout différent, il est discontinu, c'est-à-dire formé de lignes brillantes séparées les uns des autres.

Nous allons accroître le nombre et l'éclat de ces lignes brillantes en augmentant la quantité de matières volatilisées ; pour cela, plaçons d'abord dans le creux du charbon inférieur un petit fragment de sel marin qui fond et se volatilise rapidement ; le spectre offre alors plusieurs raies très brillantes, particulièrement une raie jaune orangée extrêmement vive ; et ce beau phénomène continue tant que le globule de sel fondu bouillonne ; il persiste même longtemps après que le globule a disparu.

Le phénomène est plus brillant encore avec un fragment de métal, surtout avec un alliage, tel que le bronze, formé de cuivre et d'étain ; on voit une série de raies brillantes dans toute l'étendue du spectre : ces raies s'élargissent lorsqu'on écarte les bords de la fente, s'amincissent lorsqu'on la rétrécit, s'allongent lorsqu'on écarte les deux charbons. L'expérience est très instructive parce qu'elle montre avec une netteté parfaite que chacune de ces raies est une image de la fente ; un spectre discontinu est donc formé d'autant de raies ou d'images de la fente qu'il y a de lumières simples dans la source.

Si nous enlevons la fente et le prisme nous retrouvons l'image des deux charbons séparés par la zone des vapeurs incandescentes vivement colorées au-dessus du globule de métal fondu, incandescent lui-même comme le charbon sur lequel il est posé : Nous avons donc, réunis dans un très petit espace, les trois états de la matière : solide, liquide, gaz, sous forme incandescente. L'expérience optique que nous venons de faire permet de conclure les résultats suivants qui sont de la plus haute importance et qui ont été énoncés pour la première fois par Bunsen et Kirchhoff.

1^o Les corps solides ou liquides incandescents émettent une lumière dont le spectre est continu.

2^o Les gaz ou vapeurs incandescents émettent une lumière dont le spectre est discontinu, c'est-à-dire formé de raies brillantes.

3° Les raies brillantes sont caractéristiques des substances chimiques volatilisées.

Cette troisième loi forme la base de l'analyse spectrale ; en effet, si chaque substance volatilisée dans une flamme donne par l'analyse optique un système de raies caractéristiques, inversement l'existence de ces raies brillantes dans une source lumineuse y décelera la présence de cette substance à l'état de vapeur. De là une véritable méthode d'analyse chimique qualitative qui dispense de tout réactif, de toute opération chimique complexe, à la condition d'avoir, au préalable, étudié et catalogué la position des raies brillantes de chaque substance dans toute l'étendue du spectre lumineux.

C'est ce qu'ont fait Bunsen et Kirchhoff ; après avoir passé en revue toutes les substances de la chimie et enregistré la position de leurs raies spectrales, ils ont eu l'honneur et la satisfaction de découvrir deux métaux nouveaux le rubidium et le cæsium, en se fondant simplement sur l'existence de raies brillantes qu'ils n'avaient pas encore aperçues parmi les éléments connus en chimie.

Depuis ces brillants résultats plusieurs autres métaux ont été découverts par l'analyse spectrale ; mais laissons de côté les immenses services rendus à la chimie par l'analyse spectrale et bornons nous à ceux que la méthode nouvelle a rendus à l'astronomie ; le champ en est encore assez vaste pour occuper les instants que votre bienveillante attention veut bien m'accorder.

Appliquons maintenant les conclusions déduites de l'expérience qui vient d'être faite sous vos yeux. Nous y trouvons d'abord un moyen très simple pour distinguer si la source lumineuse est formée de particules incandescentes solides ou liquides ou bien de particules gazeuses ; dans le premier cas le spectre est continu, dans le second il est discontinu, c'est-à-dire formé de lignes brillantes.

La première et la plus importante des sources lumineuses astronomiques est le soleil ; or c'est avec la lumière solaire que Newton a obtenu le premier spectre et ce spectre était continu c'est-à-dire

formé par une série de nuances colorées se succédant par degrés insensibles.

Nous en concluons immédiatement que le soleil est une masse solide ou liquide, plus vraisemblablement liquide à cause de la haute température qu'il possède. Cette haute température ne saurait être mise en doute, car le soleil est pour nous la source de chaleur comme la source de lumière par excellence.

Mais si le globe solaire est réellement une masse en fusion comme une coulée de métal, de scories ou de lave, il serait bien singulier qu'il ne laissât pas dégager quelque vapeur incandescente semblable à celles qu'on observe toujours au-dessus d'un bain de matière fondue dans un foyer ardent. Or comme la lumière d'une vapeur incandescente est caractérisée par un spectre de raies discontinues on prévoit qu'un examen attentif du spectre solaire sur le pourtour du disque doit offrir des raies brillantes caractéristiques

C'est effectivement ce qui s'observe dans les éclipses totales du soleil lorsque le disque obscur de la lune cache le disque éblouissant du soleil. On voit alors déborder des lueurs rosées, semblables à des nuages, dont la nature a embarrassé longtemps les astronomes : cette lumière projetée sur la fente d'un appareil a montré que le spectre de ces nuages rosés était formé de lignes brillantes, identiques comme position dans le spectre avec celles de l'hydrogène incandescent, de la vapeur de sodium, de magnésium et de fer.

Le progrès des méthodes spectroscopiques entre les mains de MM. Janssen et Lockyer ont même simplifié l'observation : il n'est plus maintenant besoin d'attendre les éclipses totales et à tout instant de la journée on peut observer ces lueurs ou *protubérances* dans un spectroscope convenablement adapté à une lunette astronomique.

Ainsi la nouvelle méthode a permis de vérifier l'assimilation bien naturelle de la surface solaire à celle d'un bain fluide incandescent : le globe fluide est enveloppé de toutes parts d'une couche gazeuse qu'on a nommée *chromosphère* (à cause des colorations qu'elle

présente) elle est mince et calme en certains points, en d'autres au contraire, épaisse, onduleuse et comme tourmentée par des tourbillons gigantesques.

J'ai dit que la surface solaire dont le spectre est continu est probablement liquide : le spectroscopie seul ne permet pas d'être aussi affirmatif : l'idée de fluidité nous vient de la connaissance antérieure d'autres phénomènes, comme ceux des taches, dans le détail desquels il serait trop long d'entrer ; la surface visible du soleil pourrait bien ne pas être liquide, encore moins solide, mais plutôt ressembler à la flamme de nos lampes à l'huile ou à gaz qui doivent leur pouvoir éclairant à des particules de charbon incandescent. L'existence de ces particules solides se révèle par le noir de fumée qui se dépose dans certaines conditions et leur incandescence par la continuité du spectre de la lumière émise. Malgré la mobilité apparente de la surface solaire ce sont probablement des particules solides qui produisent le vif éclat de l'astre. Vous voyez par cet exemple combien il faut être réservé dans l'interprétation de certains résultats de l'analyse spectrale : ainsi on pourrait conclure, de l'aspect continu du spectre solaire, que le soleil est une masse compacte solide ou liquide tandis qu'elle peut très bien être formée par une masse gazeuse tenant en suspension de très légères et très rares particules solides, constitution physique toute différente de celle qu'un examen superficiel laisserait supposer.

La lumière de la lune et des planètes offre la plus grande analogie avec celle du soleil dont elles réfléchissent d'ailleurs les rayons : celle des étoiles fixes donne aussi, sous une faible dispersion, un spectre continu : au point de vue de la nature de leur lumière, les étoiles sont donc de véritables soleils, comme le pensent depuis longtemps les astronomes, mais trop éloignés de nous pour briller d'un aussi vif éclat.

J'ai parlé des étoiles en les appelant fixes ; c'est une distinction nécessaire, car on voit de temps à autre des étoiles *variables*, naître soudainement au milieu d'une constellation, grandir en éclat

jusqu'à atteindre les premières grandeurs, puis s'affaiblir peu à peu et finalement disparaître ; c'est comme un immense incendie qui s'allume dans les profondeurs de l'espace et qui s'éteint quand l'aliment est épuisé. La plus célèbre est celle qui apparut en novembre 1572 dans Cassiopée : l'illustre Tycho-Brahé l'observa avec le plus grand soin : dès le début, elle était plus éclatante que la planète Vénus au point d'être visible en plein midi ; elle s'affaiblit graduellement et disparut en moins de deux ans. Récemment dans la constellation de la Couronne boréale, et dans celle du Cygne, on a vu apparaître, puis s'évanouir en quelques semaines des étoiles nouvelles, mais beaucoup moins éclatantes que celle de 1572. On a eu la bonne fortune de pouvoir leur appliquer la méthode spectrale : l'analyse de leur lumière a donné un spectre discontinu formé de raies brillantes où l'on a reconnu celles de l'hydrogène, du sodium, etc., c'est-à-dire un spectre tout semblable à celui de la chromosphère : l'étoile variable a donc été un soleil dont l'atmosphère externe, la chromosphère, a pris une extension énorme.

N'est-ce pas un résultat bien merveilleux que de retrouver cette constitution solaire dans des étoiles si éloignées de nous ? N'est-ce pas une démonstration aussi précise qu'inattendue de l'unité de composition de l'univers ?

Mais cette unité va devenir encore plus frappante si nous poursuivons ces études avec des instruments plus délicats.

Revenons à l'étude de la lumière solaire avec un appareil très dispersif, c'est-à-dire étalant le spectre lumineux sur une grande largeur, une fente très fine et des lentilles accouplées suivant le dispositif imaginé par Fraunhofer (un dessin schématique représentant ce dispositif est projeté sur le tableau). Le spectre solaire quoique gardant toujours le caractère d'un spectre continu présente une foule de lignes sombres très fines et irrégulièrement distribuées ; c'est l'aspect inverse d'un spectre discontinu de vapeurs incandescentes : au lieu de lignes brillantes sur un fond obscur, le spectre solaire est

composé de raies obscures sur un fond brillant. La cause de cette singularité resta longtemps une énigme pour les physiciens : pourtant quelques indices faisaient soupçonner une relation probable entre ces raies sombres et les lignes brillantes des vapeurs ; ainsi parmi les raies sombres découvertes par Fraunhofer il en existe une dans l'orangé, d'aspect caractéristique, beaucoup plus sombre que les voisines : observée avec une forte dispersion, elle est nettement double, on reconnaît même que l'une des deux est un peu plus forte que l'autre. Or cette double raie, appelée **D** par Fraunhofer, occupe justement la place de cette raie orangée brillante que vous venez de voir dans le spectre de l'arc électrique lorsqu'on introduit sur l'un des charbons un fragment de sel marin ou d'un sel de soude quelconque : il y a plus, cette raie brillante est double et l'une des composantes est notablement plus éclatante que l'autre. Finalement on reconnut que l'identification était complète et l'on put conclure que la double raie **D** du spectre solaire coïncide rigoureusement avec la double raie orangée caractérisant les composés du sodium.

Un examen attentif des autres raies montra bientôt que les raies **G F** coïncidaient avec deux raies brillantes de l'hydrogène, la triple raie **b** avec une triple raie du magnésium : de même pour un grand nombre de lignes sombre ; en particulier le spectre du fer volatilisé dans l'arc électrique offre plus de **300** coïncidences.

Évidemment ces coïncidences si précises ne pouvaient être fortuites et leur existence apportait une démonstration singulièrement frappante de l'existence dans le soleil du sodium, de l'hydrogène, du magnésium, du fer, etc., si l'on pouvait expliquer cette inversion ou renversement de l'intensité des raies dans le spectre solaire.

L'expérience suivante va vous rendre évidente l'explication de ce phénomène si curieux. Dans une ampoule de verre remplie d'hydrogène raréfié, se trouve un fragment de sodium que l'on volatilise aisément en chauffant l'ampoule avec une lampe à alcool.

D'autre part voici le spectre continu des charbons de la lampe électrique : faisons maintenant passer le faisceau lumineux que nous

analysons à travers la vapeur de sodium de l'ampoule ; immédiatement nous apercevons dans l'orangé une raie obscure exactement à la place où vous voyez tout à l'heure la raie brillante du sodium et cette raie sombre persiste tant qu'on maintient le sodium volatilisé.

Nous pouvons donc conclure avec Foucault, qui réalisa le premier une expérience de ce genre, que cette vapeur incandescente qui jouit de la propriété d'émettre certaines radiations jouit aussi de la propriété de les absorber.

Toutes les vapeurs métalliques qui existent sur la surface du soleil agissent comme celle du sodium ; la lumière du noyau brillant est obligée de les traverser pour arriver jusqu'à nous et voilà pourquoi le spectre solaire est sillonné de ces lignes sombres dont l'existence avait paru si étrange aux premiers observateurs : telle est l'explication de Kirchhoff admise et contrôlée maintenant par tous les physiciens.

Les mêmes dispositifs optiques si délicats et si précis s'appliquent à l'analyse de la lumière des étoiles à la condition de concentrer sur la fente de l'appareil le faisceau lumineux provenant d'un grand objectif astronomique ou du miroir d'un télescope. On constate alors que l'analogie de constitutions des étoiles et du soleil, déjà affirmée plusieurs fois, se confirme jusque dans les détails. Comme le spectre solaire, les spectres stellaires sont continus et sillonnés de lignes sombres ; ces lignes sombres coïncident également avec les raies brillantes d'éléments chimiques bien reconnaissables : sodium, magnésium, hydrogène, etc. La photographie a été appelée en aide à l'observation visuelle et entre les mains de l'astronome anglais Huggins, elle vient de nous apporter un fait bien intéressant à savoir l'identité presque complète du spectre des étoiles blanches les plus brillantes. Toutes ces belles étoiles de première grandeur, *Wéga* de la Lyre, *Sirius*, l'Épi de la Vierge, *Altair* de l'Aigle, etc., offrent sur le fond continu de leur spectre de larges raies sombres qui vont en décroissant comme intensité et comme écartement, suivant une loi régulière, du rouge à l'ultraviolet. Dans toutes ces

étoiles, bien que ces astres soient situés dans les régions les plus diverses du ciel, à des distances qui confondent notre imagination, l'ordre, l'arrangement et la position de ces raies sont identiques; c'est donc la même matière gazeuse qui dans tous ces astres agit comme absorbant et cette substance commune est l'hydrogène.

Aussi plus les moyens d'investigation sont puissants et délicats, plus l'unité de structure de l'univers sidéral s'affirme et se complète.

Un mot encore sur l'une des plus curieuses vérifications apportées par l'analyse spectrale aux inductions des astronomes. Vous savez que, outre les planètes et les étoiles, il existe, sur la voûte céleste, des nébuleuses, c'est-à-dire de petites plages faiblement lumineuses dont la voie lactée est le type le plus visible et le plus étendu. Au siècle dernier, ces nébuleuses furent l'un des objets de prédilection des études de William Herschell, à l'aide des puissants télescopes qu'il savait construire de ses mains : l'illustre astronome conclut de ses observations qu'on devait distinguer les nébuleuses en deux classes : celle des nébuleuses *résolubles* en petites étoiles comme la voie lactée et celle des nébuleuses *non résolubles*, ressemblant à un gaz lumineux formant en quelque sorte la matière cosmique non encore agglomérée. On pouvait objecter à l'existence de cette dernière classe que les instruments d'observation, si parfaits qu'ils fussent, étaient peut-être insuffisants pour résoudre ces lueurs en étoiles séparées et que des instruments plus puissants permettraient un jour d'opérer cette résolution. Mais l'analyse spectrale est venue apporter un moyen simple de trancher la question : les nébuleuses résolubles doivent offrir des spectres continus quelques petites que soient les étoiles qui le composent. car la continuité du spectre dépend de la nature de la lumière émise et non du diamètre de la source ; au contraire, les nébuleuses non résolubles, vraiment gazeuses, doivent présenter le spectre des vapeurs incandescentes, c'est-à-dire avoir un spectre formé de lignes brillantes sur fond obscur. C'est ce que l'observation directe a parfaitement confirmée.

Voici, par exemple, le spectre de la nébuleuse d'Orion qui n'est pas résoluble; vous voyez qu'il est composé principalement de trois raies brillantes dans le vert. Si l'on n'est pas d'accord sur la nature de la substance à laquelle appartiennent ces raies, du moins l'état d'incandescence gazeuse est hors de doute, c'était là le point à éclaircir; la conclusion du grand astronome est donc vérifiée de la manière la plus éclatante.

Ainsi l'analyse spectrale de la lumière des astres nous apporte des données précises :

- 1° Sur la nature solide, liquide ou gazeuse de ces astres.
- 2° Sur la nature chimique des éléments qui s'y trouvent.
- 3° Sur la répartition et la température relatives des masses gazeuses qui les constituent.

Dans la plupart des cas, le résultat est établi avec une probabilité si grande qu'elle équivaut à une certitude.

Il me reste à exposer brièvement comment cette merveilleuse méthode peut étendre nos connaissances jusque sur la nature même du mouvement des astres, sur la grandeur absolue de leur déplacement et cela quelle que soit leur distance.

Pour bien comprendre le résultat qu'il s'agit de démontrer, il est bon de faire appel à une comparaison entre les phénomènes optiques et acoustiques.

Vous avez tous entendus le sifflet de la locomotive d'un train rapide au moment de son croisement avec le train dans lequel vous êtes vous-même; la note musicale de ce sifflet varie d'une manière très sensible : aussitôt après le croisement, le ton devient toujours plus grave d'une tierce mineure ou majeure suivant la vitesse relative des deux trains. Cette variation pourrait être attribuée à une variation de pression de la vapeur dans la manœuvre du sifflet par le mécanicien; mais le même phénomène se produit avec les sonneries électriques continues, établies à certaines stations pour contrôler la position des disques; lorsqu'emporté par un train

rapide on prête l'oreille à ces sonneries au moment du passage devant une de ces stations; on distingue aisément pendant plusieurs secondes leur son musical et on reconnaît qu'il devient brusquement plus grave d'un ton entier environ au moment où la station est dépassée. Or, comme ici la hauteur du son est invariable (le corps sonore est un timbre de métal), la variation de l'impression musicale ne peut être due qu'à l'influence du mouvement de l'observateur.

L'expérience suivante reproduit le phénomène que je viens de vous décrire sous une forme assez simple: Vous voyez ce sifflet fixé à l'arbre d'un tour qu'on met aisément en rotation rapide; pendant ce mouvement on peut lui insuffler l'air nécessaire pour le faire parler à l'aide d'un tube fixe emboîté à frottement doux au centre de rotation sur le conduit qui va de l'axe au sifflet. Nous réalisons ainsi une source sonore produisant un son de hauteur constante, qui s'avance vers l'observateur pendant une demi révolution et qui s'en éloigne pendant l'autre. Vous constatez que le son reste bien fixe lorsque la vitesse de rotation est faible: mais quand la rotation devient rapide vous entendez un véritable *trille*, c'est-à-dire la succession alternative d'un son plus grave et d'un son plus aigu. L'influence du mouvement relatif de l'observateur et du corps sonore sur le son précis est donc démontrée.

L'explication de ce phénomène devient bien simple lorsqu'on se rappelle que ce qui caractérise la hauteur d'un son c'est le nombre de vibrations ou d'ébranlements qui parviennent à l'oreille dans l'unité de temps: les sons plus aigus correspondent à un nombre plus grand de vibrations, les sons plus graves à un nombre moins grand. Or, ces vibrations du corps sonore arrivent à l'oreille par l'intermédiaire de l'air avec une vitesse qui n'est pas très considérable, environ 340 mètres par seconde; ces ébranlements peuvent être assimilés à des projectiles arrivant avec cette vitesse de 340 mètres: si le nombre de ces projectiles reçus par unité de temps est grand, l'impression sera celle d'un son aigu; s'il est petit, ce sera celle d'un son grave.

Il est évident alors que si nous courons à la rencontre de ces projectiles, avec une vitesse comparable à la leur, nous en recevons dans le même temps un plus grand nombre que si nous restions au repos : nous percevons donc un son plus aigu que si nous étions immobiles ; inversement si nous courons dans le sens de la marche de ces projectiles nous en recevons moins, nous percevons donc un son plus grave.

En optique les vibrations lumineuses remplacent les vibrations sonores mais la corrélation de leurs propriétés est complète : à la hauteur d'un son correspond la couleur de la lumière : à la gamme des sons passant du grave à l'aigu correspond le spectre lumineux du rouge au violet. D'où l'on conclut immédiatement, comme le fit Doppler, il y a cinquante ans, que si un astre s'approche de nous, ses rayons jaunes, par exemple, changeront de couleur et tendront vers le bleu ; si, au contraire, l'astre s'éloigne, les mêmes rayons jaunes tendront vers la teinte de l'autre extrémité du spectre, c'est-à-dire vers le rouge.

Sous cette forme l'idée de Doppler était inapplicable, car des variations de teinte aussi faibles que celles auxquelles on devait s'attendre sont absolument imperceptibles.

C'est à M. Fizeau qu'on doit d'avoir remarqué, dès 1849, qu'une différence insensible de teinte correspond à un déplacement très appréciable des raies spectrales de la lumière de la source, si l'on peut définir la position normale de ces raies. Bien des années se sont écoulées avant que les progrès des appareils spectroscopiques aient permis de réaliser cette condition : mais maintenant les observations de ce genre sont entrées dans la pratique de l'astronomie physique et journalièrement exécutées dans plusieurs observatoires, à Greenwich, à Potsdam, etc.

Le premier exemple à vous citer de l'application du principe Doppler-Fizeau se rapporte au soleil. Vous savez que l'examen assidu des taches du soleil a conduit les astronomes à la conclusion que cet astre exécute une rotation autour de son axe en un mois

environ ; effectivement les taches se déplacent d'un jour à l'autre et les mesures micrométriques montrent que les déplacements représentent bien les projections d'un mouvement uniforme, sur des cercles dont le plan est très peu incliné sur l'écliptique.

Malgré la lenteur de cette rotation, la vitesse à l'équateur, vu l'énorme dimension du soleil, ne laisse pas que d'être considérable : elle atteint 2 kilomètres par seconde.

Donc chaque point de l'équateur solaire est pour nous une source lumineuse en rotation qui s'avance vers l'observateur pendant une demi révolution et s'éloigne de lui pendant l'autre demi révolution, absolument comme faisait la source sonore, le sifflet, que vous venez d'entendre.

L'analyse spectrale doit nous offrir l'analogie du trille sonore. Voici comment s'effectue l'observation de ce phénomène : on projette l'image d'un bord équatorial du disque solaire sur la fente d'un spectroscopie très dispersif : on voit le spectre sillonné des raies sombres de Fraunhofer provenant des vapeurs métalliques réparties à la surface du soleil ; on observe une de ces raies, par exemple, l'une des deux raies D du Sodium et on la compare avec la raie orangée d'une flamme sodée artificielle ; elle est déplacée vers le bleu pour le bord oriental qui s'éloigne de nous, elle paraît au contraire déplacée vers le rouge pour le bord occidental qui s'en rapproche. On peut se dispenser de la comparaison avec une source artificielle et rendre double le déplacement par une observation croisée ; il suffit pour cela de projeter alternativement la lumière des deux bords du disque et la raie semblera se balancer à droite et à gauche suivant le même rythme.

Le résultat est d'une netteté parfaite et la valeur du déplacement correspond exactement au chiffre que le calcul prévoit d'après la vitesse équatoriale du soleil et celle de la lumière ; avec les appareils perfectionnés dont on dispose aujourd'hui, l'observation est même devenue si facile qu'on l'utilise pour distinguer les raies d'origine solaire et celles d'origine terrestre produites par l'absorption de notre atmosphère.

Ainsi nous vérifions du même coup l'efficacité de la méthode, la grandeur et le sens du mouvement de l'équateur au soleil ; nous pouvons donc sans crainte appliquer le même mode d'investigation aux étoiles et rechercher des mouvements sur lesquels, vu l'immense éloignement de ces astres, nous n'avons absolument aucune donnée.

Les conditions d'observation sont évidemment beaucoup plus difficiles à cause de la faible lumière envoyée vers nous par les étoiles. La méthode serait même impossible à appliquer si l'on avait pas, dans les études préliminaires, reconnu l'existence de certaines raies sombres appartenant à des éléments connus, le sodium, le magnésium et surtout l'hydrogène.

Il est à peine nécessaire de rappeler qu'on reconnaît le spectre de ces substances chimiques à la répartition et à l'intensité relative des raies ; ainsi le sodium offre deux raies très serrées, mais inégales, dans l'orangé ; le magnésium, trois raies très rapprochées dans le vert ; l'hydrogène la série des raies représentées sur cette épreuve photographique ; (On projette sur le tableau la photographie d'un spectre de l'hydrogène rendu incandescent par une décharge électrique) nous avons donc des repères tout trouvés c'est-à-dire des raies qui devraient occuper dans le spectre une position parfaitement déterminée si l'astre était en repos par rapport à l'observateur.

Or il arrive, pour la plupart des étoiles, que ces raies n'occupent pas exactement la place qu'elles occupent lorsqu'elles sont produites par des sources artificielles. Rien n'est plus simple alors, avec une flamme ou une étincelle de comparaison de mesurer le déplacement des raies.

Pour certaines étoiles le déplacement a lieu vers l'extrémité violette du spectre, pour d'autres vers le rouge. Dans le premier cas l'étoile marche vers l'observateur, dans le second elle s'en éloigne et la valeur du déplacement donne par un calcul facile la grandeur de la vitesse relative de l'astre (on projette sur le tableau l'image du phénomène ; un spectre offrant une ligne brillante de comparaison et l'om-

bre d'un fil mobile figurant la raie sombre déplacée d'un côté ou de l'autre).

Les astronomes sont actuellement occupés à faire ces mesures extrêmement délicates : les conditions requises pour obtenir une grande précision ont été reconnues et réalisées, et dans peu d'années nous posséderons pour chaque étoile brillante du ciel, la grandeur de la vitesse de l'astre suivant la ligne dirigée vers nous.

Ce résultat est de la plus haute importance en astronomie parce qu'il apporte pour chaque étoile une donnée que nos meilleurs télescopes étaient et seront toujours impuissants à fournir : en effet avec des grossissements suffisants, des repères convenablement choisis, on parvient à mesurer ce qu'on nomme les mouvements propres des étoiles; mais ce sont des déplacements *apparents* dirigés *perpendiculairement au rayon visuel* : le spectroscopie est plus puissant et plus précis, car il donne le déplacement *absolu suivant ce rayon visuel* et cela quelle que soit la distance de l'astre, ce qui est un résultat véritablement inespéré.

Les plus beaux problèmes de l'astronomie cosmique attendent leur solution des progrès de ces études. Notre système solaire est-il fixe dans l'espace ou bien se dirige-t-il, comme la discussion des mouvements propres des étoiles paraît l'indiquer, vers quelque point du ciel situé dans la constellation d'Hercule; le mouvement est-il rectiligne, uniforme, varié? A quelle distance sommes-nous de ces étoiles? Décrivent-elles aussi des orbites périodiques?

Toutes ces questions sont maintenant devenues abordables par l'analyse spectrale et les réponses qu'on en attend porteront en elles non seulement la vérification de résultats entrevus, mais encore des documents nouveaux.

Quels que soient le nombre et la variété des résultats déjà obtenus par l'analyse spectrale, je veux terminer en vous montrant par une expérience frappante que le champ ouvert à ces études est encore à peine exploré et qu'il est actuellement impossible de prévoir jusqu'où il s'étendra.

Nous nous sommes bornés à parler du spectre visible c'est-à-dire des radiations que notre œil est susceptible de percevoir directement ; mais la série des radiations perceptibles par des procédés indirects est presque indéfinie ; du côté du rouge, il existe une région spectrale où le thermomètre révèle des rayons invisibles avec des bandes chaudes et froides analogues aux raies brillantes et obscures : c'est tout un monde de recherches à peine entrevues, je ne fais que les mentionner. Au delà du violet, il existe une région où la photographie recueille des images qui continuent de la manière la plus évidente le spectre visible, on y retrouve le spectre continu des solides incandescents et surtout les raies brillantes des vapeurs. Cette région ultraviolette ne paraît bornée d'ordinaire que par le défaut de transparence des verres employées ; mais si l'on prend soin, comme je le fais sous vos yeux, d'analyser la lumière avec un appareil construit tout entier, prismes et lentilles, avec le cristal de roche le plus pur, on arrive à reculer cette limite jusqu'à une distance plus de dix fois plus grande que la largeur du spectre visible.

C'est ce dont vous allez être témoins en vous rendant visibles, par un procédé plus simple encore que la photographie, ces radiations ultraviolettes que notre œil ne voit pas, mais qui jouissent de la propriété d'exciter une lueur sur certaines substances dites *fluorescentes*.

Sur l'écran de projection nous plaçons une bande de papier imbibé de sulfate de quinine dissous dans une solution aqueuse d'acide tartrique : ce papier s'illumine lorsqu'il est frappé par des rayons ultra-violettes suffisamment intenses.

A cet effet nous utiliserons des vapeurs incandescentes particulièrement riches en radiations ultra-violettes d'un métal nouvellement découvert, le *thallium*. Ce métal est un des éléments les plus curieux de la chimie ; c'est un de vos compatriotes, même un de ceux dont vous êtes justement fiers ; il a été isolé et étudié complètement à Lille par M. Lamy sous les auspices de M. Kuhlmann dont nous retrouvons toujours le nom vénéré quand on rappelle les progrès des

sciences et de l'industrie. (La vapeur incandescente d'un morceau de Thallium placée sur le charbon inférieur de l'arc électrique produit sur le tableau fluorescent un spectre de lignes ultra-violettes six à huit fois plus long que le spectre visible).

Vous pouvez juger par l'étendue du spectre fluorescent quelle variété de résultats on doit pouvoir obtenir en utilisant toutes ces radiations et quelles richesses immenses sont encore cachées dans le champ de l'analyse spectrale ?

Permettez-moi, Messieurs, de reporter tout l'honneur du succès de cette belle expérience comme de toutes celles qui viennent de réussir si bien sous vos yeux au concours dévoué de M. Damien, professeur à la Faculté des sciences et de M. Pellin l'habile constructeur de Paris.

Je m'arrête, Messieurs, car cet entretien s'est prolongé plus que vous l'eussiez peut-être désiré : vous me pardonnerez en faveur de la grandeur et de l'importance du sujet, c'est en effet l'un de ceux qui sont le plus dignes d'occuper la pensée humaine, de l'élever et de lui donner l'élan vers les grandes choses. En voyant tout ce qu'un faible rayon de lumière venu des profondeurs de l'espace peut nous révéler sur les astres dont il émane, vous avez pu juger quelle puissance réside dans l'effort scientifique pour arracher à la nature ses secrets les plus mystérieux ; vous avez pu en même temps sentir ce qu'il y a de grandiose, parfois même de poétique, dans les aspirations, toujours austères, de la science.

Il me reste maintenant à m'excuser d'avoir été un peu trop sérieux pour quelques-uns d'entre vous, un peu trop superficiel pour les autres, mais à vous remercier tous, sans distinction, de la bienveillante attention dont vous m'avez honoré durant cet entretien.

SOCIÉTÉ HOLLANDAISE DES SCIENCES À HARLEM.

EXTRAIT

DES

ARCHIVES NÉERLANDAISES

DES

SCIENCES

EXACTES ET NATURELLES.



DEUX MÉTHODES OPTIQUES
POUR L'ÉTUDE DE L'ÉLASTICITÉ DES CORPS SOLIDES

PAR

A. CORNU.

L'étude rigoureuse des propriétés élastiques des corps solides, surtout de ceux qui par leur rareté (comme les cristaux naturels) ne s'obtiennent qu'en petits échantillons, présente d'extrêmes difficultés.

C'est aux propriétés les plus délicates des ondes lumineuses que je me suis adressé pour tâcher de les vaincre : à cet effet j'ai essayé d'instituer deux méthodes optiques, en apparence très différentes, mais qui, au fond, ainsi qu'on le verra plus loin, sont équivalentes théoriquement et paraissent identiques comme précision.

La première, que j'avais cru d'abord de beaucoup supérieure à l'autre, a été décrite en 1869, dans les Comptes rendus de l'académie des sciences (t. LXIX p. 333) : la seconde a seulement été indiquée par une note au bas de la page 336 de la même communication qui en fait connaître le principe.

Toutes les deux sont fondées sur la variation des phénomènes optiques que produit la déformation d'une surface polie taillée sur le corps élastique.

La surface plane d'une lame parallélépipède est la forme qui offre le genre d'observations les plus faciles.

Les modes de déformation employés, sont

1°. *la flexion dite circulaire* : la lame est posée horizontalement sur deux appuis parallèles et fléchie par deux poids égaux et symétriques : des dispositifs simples permettent d'effectuer la flexion *convexe* et la flexion *concave*.

2°. *la torsion* : la lame est posée sur un appui d'un côté et sur une

pointe de l'autre et tordue dans un sens ou dans l'autre à l'aide de leviers symétriques perpendiculaires à l'axe de torsion. Les modes de flexion et de torsion inverses et symétriques ont l'avantage d'éliminer plusieurs causes d'erreur, et de doubler la précision.

Les deux méthodes optiques employées pour déterminer la déformation de la surface primitivement plane vérifient le théorème d'EULER sur la loi de variation des courbures de la surface autour d'un point. On reconnaît immédiatement les deux sections principales rectangulaires dont les courbures $\left(\frac{1}{R}\right)$ et $\left(\frac{1}{R'}\right)$ sont presque toujours de signe contraire : les mesures micrométriques vérifient ensuite la relation

$$(1) \quad \frac{\cos^2 \omega}{R} + \frac{\sin^2 \omega}{R'} = \frac{1}{\rho}$$

utilisable toutes les fois qu'on a besoin de mesurer la courbure $\frac{1}{\rho}$ d'une section normale faisant l'angle ω avec la section principale de courbure $\frac{1}{R}$.

1^{ÈRE} METHODE

fondée sur l'emploi des anneaux de NEWTON.

On observe avec une lumière monochromatique les anneaux produits par la lame d'air située entre la surface élastique déformée et la surface le plus souvent plane d'une lentille convergente de 40 à 50 cm. de distance focale portée sur trois pointes à vis.

Le phénomène optique, observé quasi normalement avec la lumière jaune de la soude (suivant le dispositif de FIZEAU) est très frappant par son élégance géométrique. La surface plane déformée par flexion ou torsion étant à courbures opposées détermine un système d'anneaux hyperboliques ayant mêmes asymptotes : on vérifie donc intuitivement d'une part la rectangularité des sections principales (parallèles aux axes principaux des hyperboles) et d'autre part la loi de variation des courbures du théorème d'EULER; les hyperboles réalisent en effet les *indicatrices* de CH. DUPIN, auxquelles se réduisent les sections de la surface par des plans parallèles à un plan

tangent à des distances très petites du point de contact, car ces distances sont égales à une demi-longueur d'onde, soit $\frac{1}{2}$ 0,4589 ou un tiers de micron.

Ce système d'hyperboles peint en même temps aux yeux la forme de la surface suivant le mode de représentation *topographique*, l'échelle des hauteurs des sections horizontales étant précisément égale à une demi-longueur d'onde. ¹⁾

Le relevé de ces anneaux peut se faire au foyer d'une petite lunette d'observation munie d'un micromètre à fil : mais la précision des pointés devient beaucoup plus grande en faisant appel à la photographie.

A cet effet, la lunette est remplacée par un appareil photographique visant presque normalement la surface de la lame d'air où se forment les anneaux ; la source lumineuse est une étincelle d'induction jaillissant entre deux pôles de magnésium. L'étincelle est placée dans une direction légèrement oblique sur l'axe de la lentille précitée de manière que son image conjuguée réfléchiée par les surfaces interférentielles se fasse sur l'objectif photographique.

En quelques secondes on obtient un cliché des anneaux (cliché négatif) car la radiation la plus intense est suffisamment monochromatique : en réalité c'est un triplet ultraviolet dont la longueur d'onde moyenne est $\lambda = 0,4383$.

On peut à loisir mesurer ces clichés qui supportent de forts grossissements à l'aide d'un microscope à chariot micrométrique.

La précision des pointés peut aller très loin et atteindre au moins le $\frac{1}{20}$ de la largeur d'un anneau, ce qui correspond à $\frac{1}{40} \cdot 0,4383 = 0,01095$ ou à un centième de micron dans l'appréciation des déformations relatives normalement à la surface. ²⁾

¹⁾ La surface inférieure de la lentille peut être choisie non seulement plane mais légèrement convexe ou concave : on obtient alors toutes les formes d'indicatrices décrites par DUPIN, ellipses, systèmes de droites parallèles et hyperboles.

²⁾ Avec certaines plaques au gélatino-bromure, lorsque l'étincelle d'induction n'est pas convenable, la radiation violette $\lambda = 448$ superpose un système d'anneaux qui altère la pureté des courbes en leur donnant un aspect périodique 6 : 7 : on élimine cette radiation à l'aide d'une couche de collodion avec $\frac{1}{1000}$ de chrysoïdine qu'on étend sur la surface la plus plane de l'objectif photographique.

L'emploi des anneaux de NEWTON a l'avantage de fournir une vue d'ensemble des déformations simultanées de tous les points de la surface élastique, indépendamment de la flexion des appuis, ou du support de la lentille auxiliaire servant à la production des anneaux.

La grandeur réelle des anneaux s'obtient à l'aide d'un quadrillage rectangulaire, de dimension déterminée, tracé au diamant ou à l'acide fluorhydrique sur la surface plane de la lentille auxiliaire. L'image photographique de ce quadrillage permet en outre de corriger l'effet de la légère obliquité des faisceaux.

Mesures micrométriques. On se contente en général de mesurer les diamètres des anneaux de même ordre suivant les deux sections rectangulaires principales. Comme les rayons de courbure sont très grands par rapport à l'épaisseur e de la lame d'air correspondant au milieu de diamètre c de l'anneau considéré on a pour chaque section principale la relation bien connue

$$(2) \quad c^2 = 8 R e \quad \text{et} \quad c'^2 = 8 R' e'.$$

Si l'on donne à chaque anneau un numéro d'ordre i en commençant par $i = 1$ pour le premier à partir du centre, le diamètre c_i correspondra à l'épaisseur e_i : or e_i est égal à un nombre entier i plus une fraction ϕ de demi-longueurs d'onde. Donc

$$(3) \quad c_i^2 = 8 R (i + \phi) \frac{\lambda}{2} = 4 R \lambda i + 4 R \lambda \phi,$$

expression de la forme

$$(4) \quad c_i^2 = a i + b, \quad \text{en posant} \quad \left\{ \begin{array}{l} 4 R \lambda = a \\ 4 R \phi = b. \end{array} \right. \quad (5)$$

Les observations donnent i et c_i ; il s'agit d'en déduire a et b . On est naturellement à employer la méthode des moindres carrés, car le nombre de diamètres c_i mesuré est le plus souvent assez grand. Soit n ce nombre; on aura la condition

$$(6) \quad \sum_1^n (a i + b - c_i^2)^2 = \text{minimum},$$

laquelle se ramène en égalant à zéro les coefficients de da et db obtenus

en différentiant l'équation ci-dessus, à deux équations linéaires en u et b qui déterminent ces deux paramètres :

$$(7) \quad \begin{cases} a \Sigma i^2 + b \Sigma i - \Sigma i c_i^2 = 0 \\ a \Sigma i + n b - \Sigma c_i^2 = 0. \end{cases}$$

Les sommes Σ étant prises de 1 à n :

$$\begin{cases} \Sigma i = \frac{n(n+1)}{2} \\ \Sigma i^2 = \frac{n(n+1)(2n+1)}{6} \end{cases}$$

Résolues par rapport à a et b ces équations donnent

$$(8) \quad a = \frac{2 \Sigma i c_i^2 - (n+1) \Sigma c_i^2}{(n-1)n(n+1)} \quad , \quad b = \frac{(2n+1) \Sigma c_i^2 - 3 \Sigma i c_i^2}{(n-1)n}$$

Dans l'application numérique de ces formules on rencontre quelques simplifications qui en rendent l'usage très simple.

Élimination des erreurs fortuites de pointé. Dans l'équation (5) les diamètres c_i entrent par leurs carrés de sorte qu'une erreur fortuite δc_i y figure par le produit $2c_i \delta c_i$, ce qui semble exagérer l'influence de l'erreur des diamètres croissants.

Une série d'observations directes m'a montré que l'erreur moyenne de pointé sur les anneaux est sensiblement proportionnelle à la largeur de l'intervalle moyen des anneaux consécutifs; on a donc la condition

$$\delta c_i = k(c_{i+1} - c_i) = k \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{c_{i+1} + c_i} = \frac{k}{2} \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{c_{i+1} - c_i},$$

d'où
$$\frac{1}{2}(c_{i+1} + c_i) \delta c_i = \frac{k}{2};$$

c'est donc bien par leurs carrés que les diamètres mesurés doivent entrer dans l'équation de condition pour donner à toutes les observations le poids qui leur convient.

Il est bien entendu que chaque mesure de c_i est une moyenne de plusieurs mesures répétées pour atténuer les erreurs fortuits de pointé: le

calcul des coefficients a et b par la méthode des moindres carrés a pour but d'éliminer leur influence.

Erreurs systématiques. Les valeurs c_i , avant d'être traitées comme on vient de l'exposer, ont besoin d'être corrigées d'une erreur systématique dont voici l'origine. Lorsqu'on observe au micromètre à fil on est inévitablement conduit à pointer le milieu des deux bords de l'anneau (sombre ou clair) au lieu de pointer la position du minimum ou du maximum d'intensité, toujours incertaine; la dissymétrie de chaque anneau rend d'ailleurs cette appréciation exacte presque impossible. Il faut donc calculer la position de ce minimum ou de ce maximum d'après le pointé qui correspond au milieu des bords visibles de l'anneau. La discussion géométrique de cette condition conduit à la règle suivante.

On corrigera le carré de chaque diamètre apparent (défini par les milieux deux à deux des quatre bords de l'anneau) en ajoutant le carré de la largeur apparente (ou distance moyenne des bords contigus) de l'anneau.

Ce sont ces valeurs corrigées c_i^2 qu'on introduit dans les équations ci-dessus (7) et (8).

Calcul des deux courbures principales. On opère ainsi qu'il vient d'être dit dans les deux directions principales e, δ suivant les axes principaux du système d'hyperboles; on en conclut les valeurs $a = 4R\lambda$ suivant l'un des axes et $a' = 4R'\lambda$ suivant l'autre; les valeurs b et b' servent de vérification, car on doit avoir la relation $\Phi + \Phi' = 1$, la série des hyperboles conjuguées de part et d'autre des asymptotes correspondant à la succession des épaisseurs de la lame d'air qui varient d'une manière continue suivant la série des nombres entiers.

On calcule ainsi les courbures $\frac{1}{R}$ et $\frac{1}{R'}$, qui entrent dans les formules de la théorie de l'élasticité.

Si par suite d'une dissymétrie quelconque, les axes principaux ne coïncident pas avec les arêtes de la lame parallélépipède, on mesure l'angle ω de déviation, et le théorème d'EUER permit de calculer les courbures dans les plans de symétrie de la lame, ou dans les sections désignées par la théorie; ainsi dans le phénomène de la torsion les sections intéressantes sont à $\omega = \pm 45^\circ$ de l'axe de la lame, tandis que dans la flexion $\omega = 0$ ou 90° .

Substitution d'une méthode purement optique au relevé micrométrique des anneaux. Les clichés photographiques des anneaux forment de véritables réseaux de diffraction susceptibles de former des *images focales* lorsqu'on les interpose sur le trajet d'un faisceau de rayons parallèles ¹⁾. A cet effet on dispose un collimateur dont la fente usuelle est remplacée par un très petit trou éclairé par une lumière très vive à l'aide d'une lentille collective.

Le cliché interposé transforme le faisceau parallèle en deux séries de faisceaux astigmatiques formant des foyers linéaires parallèles aux axes principaux des hyperboles. La distance à la surface du cliché de ces images focales est précisément proportionnelle au rayon de courbure de la section principale correspondante et en raison inverse de la longueur d'onde de la lumière éclairante.

La multiplicité des images focales n'entraîne aucune ambiguïté parce que ces images se distinguent très aisément les unes des autres; d'abord par leur direction qui est toujours perpendiculaire à la section principale dont on cherche la courbure; ensuite par leur distance à la surface du cliché qui est proportionnelle à la série des nombres entiers

$$\dots - 3, - 2, - 1, 0, + 1, + 2, + 3, \dots$$

le signe + correspond aux foyers *convergens*, le signe — aux foyers *divergents*, c. à d. situés au-delà de la surface diffringente; d'ailleurs elles se réduisent le plus souvent à deux, correspondant à — 1 et + 1 par suite de l'effacement des autres.

Je n'insisterai pas sur l'emploi de cette méthode qui serait d'une élégance et d'une simplicité merveilleuse si elle n'était pas un peu difficile à mettre en oeuvre pratiquement. Les difficultés proviennent de plusieurs causes :

1°. Les clichés doivent être obtenus sur des glaces à faces bien parallèles pour que la réfraction ne trouble pas la marche des faisceaux diffractés et non sur les plaques photographiques du commerce qui sont des vitres communes.

¹⁾ Comptes-rendus de l'Académie des Sciences. Tome LXXX p. 615. 1875. Association française pour l'avancement des Sciences, Congrès de Nantes p. 376.

2°. La lumière émise par le collimateur doit être à la fois très intense et sensiblement monochromatique.

3°. La mesure des distances focales convergentes est très directe et très facile; mais celle des foyers divergents (nécessaire pour éliminer certaines causes d'erreur) exige des dispositifs optiques complexes dont la précision est incertaine.

Toutes ces conditions, bien que réalisables dans un laboratoire confortablement installé, sont, en définitive, plus compliquées que les simples observations micrométriques qu'on fait à loisir, sans aucune manipulation additionnelle.

Il était cependant utile de signaler ce mode synthétique de mesures qui, dans certains cas, abrégèrait d'une manière notable la détermination des éléments principaux d'une surface élastique déformée dont on possède la *représentation topographique*.

La seconde méthode optique que je veux décrire remplit le même but d'une manière plus directe mais, en revanche, elle ne conserve pas, comme la première, l'image géométrique de la surface étudiée.

Tous les détails que je viens d'exposer ne sont pas seulement le résultat de recherches théoriques: ils dérivent d'un très grand nombre de déterminations expérimentales.

Je dois avouer cependant que je n'ai jamais été entièrement satisfait et c'est ce qui m'a empêché de publier les chiffres obtenus dans les nombreuses mesures effectuées sur des lames de substances supposées isotropes, verres communs, crown et flint glass, acier, cuivre et de substances cristallisées (fluorine, sel gemme, alun et quartz).

Outre la difficulté inhérente à l'obtention de matériaux convenables, on se trouve placé entre deux écueils: si les dimensions transversales relatives des lames sont très petites comme l'exigent les formules de la théorie de l'élasticité, les surfaces déformées sont si étroites que le nombre des anneaux utilisables est trop faible, au moins dans le sens transversal, pour obtenir une précision suffisante. Si pour accroître le champ des anneaux visibles on élargit les lames par rapport à leur épaisseur, on risque de n'être plus dans les conditions simples où les équations de l'élasticité ont été intégrées. C'est ce qu'on peut reconnaître d'une manière un peu grossière, il est vrai, mais très suggestive, en ployant ou en tordant des lames de diverses largeurs découpées dans une plaque de caoutchouc de 10 à 15 millimètres d'épaisseur: les sur-

faces extérieures prennent des formes incompatibles avec les prévisions théoriques.

Je ne considère pas toutefois ces difficultés comme insurmontables : ¹⁾ j'ai cherché à diverses reprises à perfectionner mes premiers essais, malheureusement le temps et surtout l'assistance m'ont fait défaut ²⁾; il est impossible de mener seul à bonne fin des travaux aussi minutieux.

J'ai donc dû me contenter de discuter les méthodes expérimentales afin de préparer la voie aux observateurs qui disposeraient, en matériel et personnel, des ressources nécessaires pour les mettre en oeuvre.

2^{ÈME} MÉTHODE

fondée sur l'emploi des images focales par réflexion.

La méthode fondée sur l'observation des anneaux de NEWTON m'avait paru, au début, d'une précision si merveilleuse par suite de la petitesse des longueurs d'onde ultra-violettes employées ³⁾ que je n'avais pas hésité à lui attribuer *a priori* une supériorité incontestable.

¹⁾ Ainsi on peut augmenter le nombre d'anneaux en remplaçant la surface plane de la lentille convergente par une surface convexe ou concave de courbure connue. Les anneaux deviennent circulaires, elliptiques, rectilignes, suivant toutes les variétés d'*indicatrices* et peuvent donner dans de meilleures conditions les variations de courbure de la surface déformée.

²⁾ Je dois toutefois mentionner le zèle et l'habileté avec laquelle un jeune physicien russe, Mr. WOLF, depuis professeur de minéralogie à Varsovie a bien voulu m'aider à travailler cette méthode pendant les quelques mois passés dans mon laboratoire de l'Ecole Polytechnique : il a accompli en particulier avec un soin extrême non seulement la révision des procédés de calcul, mais encore la tâche un peu ingrate de vérifier l'exactitude de la méthode en déterminant par les anneaux la valeur de la courbure de plusieurs surfaces convexes et concaves déterminées directement soit par les images focales, soit par l'emploi de mon levier à réflexion (Journal de Physique 1^{er} Série tome IV. p. 7).

Qu'il me soit permis de lui adresser ici l'expression de mes remerciements bien sincères.

³⁾ Avec une lentille de quartz et un objectif photographique quartz-fluorine on peut utiliser la raie quadruple ultraviolette $\lambda = 280$ qui donne des anneaux encore plus serrés et par suite accroître sensiblement la délicatesse de la méthode : on irait certainement encore plus loin en prenant certaines précautions dans le choix de la source actinique.

Aussi suis-je resté jusqu'en 1890 sans chercher à développer la méthode des images focales produites par réflexion sur la surface plane déformée des lames élastiques indiquée dans mon travail de 1869.

C'est à la suite d'études d'un tout autre genre que j'ai aperçu clairement la précision de ce mode d'exploration qui ne le cède en rien, au moins théoriquement, à l'observation des anneaux Newtoniens et qui a l'avantage d'être plus direct. J'ai donc étudié un dispositif qui permette de faire couramment les mesures analogues à celles de la première méthode.

On opère comme précédemment sur une lame parallélépipède horizontale dont la face supérieure est plane et polie, par flexion ou par torsion ; au dessus de cette lame et à une très petite distance repose sur trois pointes à vis un objectif achromatique de 25 à 30 cm. de distance focale.

Le mode d'observation est comparable à celui que les astronomes emploient pour observer le nadir sur la surface plane d'un bain de mercure, ou celui que les physiciens nomment parfois *autocollimation*.

Un point lumineux placé au foyer principal de l'objectif donne au-delà un faisceau de rayons parallèles ; ce faisceau se réfléchit normalement sur la surface plane de la lame non encore déformée, se réfracte de nouveau à travers l'objectif, et va former dans le plan focal principal un point lumineux, image de la source et placé à côté d'elle. Si maintenant on vient par flexion ou torsion à déformer la surface de la lame élastique, le faisceau réfléchi devient *astigmatique* ; le foyer ponctuel unique se transforme en deux foyers linéaires rectangulaires, mais séparés, conformément au théorème de MALUS.

C'est de la position et de l'orientation de ces deux images focales relativement à leur position où elles forment une image ponctuelle unique qu'on déduit à la fois la valeur des courbures principales de la surface déformée et la direction des sections principales qui leur correspondent.

Pour bien comprendre comment ces deux genres de mesure peuvent s'effectuer il est nécessaire de décrire succinctement le dispositif expérimental qui fournit la source lumineuse et qui permet d'observer ses deux images réfléchies.

Comme source il est très commode de choisir une ligne lumineuse entre deux lignes sombres formée par un fil de verre de $\frac{2}{100}$ de millimètre éclairé par transparence à l'aide d'une lentille collectrice renvoyant

la lumière vers l'objectif dans la direction de l'axe principal de cet objectif. Le fil est tendu au centre d'une alidade creuse mobile sur un cercle divisé. En arrière de ce fil on dispose dans la direction de l'axe principal de l'objectif un microscope glissant longitudinalement sur un chariot à l'aide d'une crémaillère et d'un pignon ¹⁾. Lorsque l'appareil est convenablement réglé, l'image réfléchie du fil lumineux vient se peindre à côté du fil matériel avec une grande netteté lorsque la direction de ce fil est parallèle à l'une des sections principales de la lame déformée. Si cette condition n'est pas remplie, la netteté reste déficiente malgré la variation de *mise au point* du microscope, mais en tournant l'alidade dans un sens ou dans l'autre ²⁾ on trouve une orientation du fil pour laquelle l'image réfléchie présente une netteté admirable; c'est la direction d'une des deux sections principales. L'autre section s'obtient immédiatement en tournant l'alidade d'un angle droit. On vérifie ainsi la première partie du théorème d'EULER.

Quant à la détermination des courbures on l'obtient à l'aide des opérations suivantes :

1°. On détermine avec soin la distance focale principale f et la position des points nodaux de l'objectif avec un focomètre approprié (voir Journal de Physique 1^{er} Série. Tome VI, p. 276 et 308).

2°. L'objectif étant placé sur ses trois pointes, on remplace la lame élastique à étudier par une glace *parfaitement plane*; on détermine alors la position du plan focal principal de l'objectif par la condition que le fil et son image soient *au point* simultanément dans le plan focal du microscope. C'est un réglage qu'on effectue une fois pour toutes et dont on conserve la trace en lisant sur le chariot qui porte le microscope la graduation correspondant à cette position.

¹⁾ En réalité le faisceau éclairant du fil et le faisceau qui fournit l'image réfléchie de ce fil forment un petit angle qu'on pourrait annuler par l'artifice d'une glace sans tain; mais cette glace introduirait un peu d'astigmatisme étranger dans les images, défaut qu'il vaut mieux éviter.

²⁾ On est guidé dans cet essai par quelque partie dissymétrique de l'image qui paraît estompé dans la direction cherchée de sorte que le tâtonnement en direction est pour ainsi dire nul: il faut naturellement faire varier en même temps la mise au point pour obtenir le maximum de netteté.

Si maintenant on substitue à la glace plane une lame élastique déformée, l'image du fil maintenu dans la position précédente se fera dans un autre plan focal : la différence de position de cette image se mesurera par le déplacement du microscope mis au point sur l'une axe ou l'autre des images linéaires précitées. On détermine, par un double tâtonnement, les deux azimuts rectangulaires du fil qui donnent les images les plus nettes et on lit sur la graduation du chariot les positions correspondantes du microscope.

La surface de la lame élastique est presque en contact avec la surface extérieure de l'objectif, on peut presque toujours la considérer comme en coïncidence avec le point nodal extérieur. Nous commencerons néanmoins par supposer que la distance de cette surface est finie et égale à d .

Soient p la distance du fil lumineux au fil nodal intérieur,

p' ————— du foyer conjugué par rapport à l'objectif comptée à partir du point nodal extérieur et dans le même sens :

On aura

$$(9) \quad \frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f'}$$

Soient s et s' les distances des images conjuguées de la surface réfléchissante de rayon R supposée en coïncidence avec le point nodal extérieur et comptée dans le même sens ; on aura

$$(10) \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{R}$$

Enfin q et q' les distances analogues à p et p' pour le retour des faisceaux réfléchis à travers l'objectif, on aura de même

$$(11) \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{q'} = \frac{1}{f'}$$

Les conditions de liaison des images conjuguées sont :

$$(12) \quad s = p' + d \quad , \quad s' = q' + d$$

L'élimination de s et s' se fait aisément et l'on trouve

$$(13) \quad \frac{2}{R} = \frac{f-p}{d(f-p)+fp} + \frac{f-q}{d(f-q)+fq'}$$

équation qui fournit la courbure de la lame dans la section choisie.

Mais le plus souvent on constate que les produits $d(f - p)$, $d(f - q)$ sont négligeables devant les termes $f^2 p$ et $f^2 q$, car d est très petit et d'autre part p et q sont voisins de f ; il en résulte qu'on peut supposer $d = 0$ et alors l'équation se réduit à

$$(14) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 2 \left[\frac{1}{f} + \frac{1}{R} \right] = \frac{2}{\rho},$$

qu'on obtiendrait directement en ajoutant membre à membre (9), (10) et (11) en faisant $d = 0$ dans (12).

D'où l'on conclut ce résultat très simple.

Dans les conditions précitées du dispositif optique, le système formé par l'objectif et la surface réfléchissante le long d'une section principale de rayon de courbure R équivaut à un miroir coaxial en coïncidence avec le point nodal intérieur dont la courbure serait

$$(15) \quad \frac{1}{\rho} = \frac{1}{f} + \frac{1}{R}.$$

Imaginons qu'on modifie la déformation de la lame sans changer la position p du fil, source lumineuse; son image conjuguée passera à la distance q_1 par suite du changement du rayon de courbure R devenu R_1 : on aura donc la condition

$$(16) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{q_1} = 2 \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{R_1} \right).$$

Retranchant membre à membre pour éliminer p ce qui élimine en même temps f , il vient

$$(17) \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{q_1} = 2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1} \right),$$

équation fondamentale de la méthode, car elle détermine les variations de courbure qui entrent dans la formule de la théorie de l'élasticité.

L'observation donne directement q et q_1 par la lecture de l'échelle le long de laquelle se meut le chariot du microscope lorsqu'on pointe

1°. le plan focal principal tel que $p = q$,

2°. le plan focal q_1 de l'image linéaire après la déformation.

La même équation s'applique à deux ou plusieurs déformations quelconques, sous l'influence de deux ou plusieurs moments de flexion ou de torsion successifs et inégaux; pour chaque section principale on a pour deux déformations successives une condition de la forme

$$(18) \quad \frac{1}{q_0} - \frac{1}{q_1} = 2 \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right), \quad \frac{1}{q'_0} - \frac{1}{q'_1} = 2 \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right)$$

indépendantes de la valeur de la distance focale principale f de l'objectif.

Dans la loi de la flexion de lames isotropes le rapport de ces variations de courbures donne précisément le coefficient de Poisson σ (rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale ¹⁾).

Dans le cas de la torsion des lames isotropes les sections principales sont à $\pm 45^\circ$ de l'axe de la lame et les variations de courbure sont égales et de signe contraire (hyperboles équilatères comme indicatrice, dépointements des images focales égaux et de signe contraire). La grandeur du dépointement des images focales permet de calculer le coefficient μ de la théorie de LAMÉ ²⁾.

Il peut se présenter de légères dissymétries dans l'orientation des sections principales par suite d'un défaut dans la taille ou d'inégalités dans les appuis.

Le cercle divisé sur lequel se meut l'alidade qui porte le fil de verre donne le moyen de mesurer l'angle ω qui à l'aide de l'équation d'EULER fournit la valeur des courbures dans les sections principales: il n'est pas besoin d'insister sur les corrections un peu minutieuses qui pratiquement n'offrent aucune difficulté.

Cette méthode des images focales m'a servi surtout à étudier la valeur du coefficient de POISSON sur des lames et des tiges de verre. Ce coefficient, d'après mes déterminations, a toujours été voisin de $\frac{1}{4}$, mais le plus souvent légèrement inférieur à cette fraction.

J'aurais bien désiré élucider la cause de cette divergence que je persiste à croire, jusqu'à nouvel ordre, accidentelle: je l'attribue soit à l'hétérogénéité des matières vitreuses employées, soit à la difficulté déjà signalée plus haut de remplir les conditions d'exiguité des dimensions transversales exigées par la théorie. L'hétérogénéité des lames de

¹⁾ ST. VENANT. Torsion des prismes, (tome IV, Savants étrangers).

²⁾ LAMÉ. Leçons sur de l'Elasticité et ST. VENANT, Torsion des prismes.

verre est indiscutable; la lumière polarisée la met en évidence; d'autre part le sciage ou polissage introduisent dans les couches superficielles un état moléculaire forcé que les observations interférentielles m'ont permis de constater avec certitude.

La divergence signalée ne dépend pas du mode d'observation; car, grâce au concours de Mr. WOLF j'ai pu montrer que la même tige offre la même valeur du coefficient σ par la méthode des anneaux aussi bien que par celle des images focales.

Bien que je n'ai pas eu l'occasion d'effectuer de mesures précises par cette seconde méthode sur des lames cristallisées, j'ai constaté sans peine que la petitesse des dimensions des échantillons sous forme de lames s'accommode aussi bien de l'observation des images focales que de celles des anneaux Newtoniens de sorte qu'au point de vue des facilités expérimentales les deux méthodes sont équivalentes. On va voir qu'en ce qui concerne la précision des résultats l'équivalence se poursuit théoriquement avec une très grande probabilité.

*Équivalence des deux méthodes au point de vue de la précision
des mesures.*

Malgré la différence, en apparence essentielle, des deux dispositifs, on peut montrer que leurs chances de précision sont sensiblement équivalentes lorsqu'on les emploie dans les mêmes conditions géométriques.

Les deux méthodes ont en effet pour but de mesurer la flèche e d'un arc circulaire de rayon R correspondant à une corde c ; entre ces trois éléments existe la relation (2) qu'on met sous la forme

$$e = \frac{c^2}{8R}.$$

Nous allons démontrer que l'erreur commise sur cette flèche est exactement du même ordre avec les deux modes de mesures.

Avec les anneaux de NEWTON $e = \frac{n\lambda}{2}$, correspondant au diamètre c_n du $n^{\text{ième}}$ anneau, l'erreur absolue commise sur n est comprise entre

$\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{20}$ de la largeur d'un anneau; adoptons un $\frac{1}{20}$ pour le cas le plus favorable

$$\delta e = \frac{\lambda}{2} \delta u.$$

Si l'on admet que $\lambda = 0\mu,38$ (étincelle du magnésium)

$$\delta = 0\mu,19 \times \frac{1}{20} = 0\mu,0095,$$

soit 0,01 de micron.

Avec la méthode des images focales e se calcule aisément d'après le dépointement $q_1 - q_0$ produit par la substitution de la surface de rayon R à la glace plane observée avec l'objectif de distance focale f .

On a d'après la formule (18), en y faisant $q_0 = f$, $R_0 = \infty$ et $R = R_1$,

$$\frac{1}{q_0} - \frac{1}{q_1} = -\frac{2}{R}, \text{ ou } q_1 - q_0 = 2 \frac{q_0 q_1}{R}.$$

Or $q_0 = f$ et q_1 en diffère peu; on peut donc pour l'évaluation approchée de l'erreur remplacer $q_0 q_1$ par f^2 . D'autre part soit m le rapport de la distance focale f de l'objectif à son ouverture libre c

$$f = m c, \quad \text{d'où} \quad q_0 q_1 = f^2 = m^2 c^2.$$

On en conclut

$$q_1 - q_0 = -2 \frac{m^2 c^2}{R} \quad \text{et} \quad e = \frac{c^2}{8R} = \frac{q_0 - q_1}{16 m^2}.$$

Or on obtient, dans de bonnes conditions, la *mise au point* à $\frac{1}{20}$ de millimètre; $\delta(q_0 - q_1) = \frac{1}{20}$ mm.; d'autre part le facteur m est voisin de 12 (le pied pour pouce, suivant la règle des opticiens) donc

$$16 m^2 = 16 \times 144 = 2304;$$

par suite

$$\delta e = \frac{1}{2304} \times \delta(q_0 - q_1) = -\frac{1 \text{ mm}}{20 \times 2304} = \frac{1\mu}{46,08} = 0\mu,022,$$

soit $\frac{2}{100}$ de micron.

Ainsi l'approximation est tout à fait de même ordre dans les deux méthodes; elle peut atteindre le $\frac{1}{100}$ de micron en valeur absolue dans les conditions les plus favorables, conditions d'ailleurs difficiles à réaliser.

Il faut en effet n'employer que des dispositifs optiques d'une perfection complète; surfaces planes, lentilles et objectifs sans aberrations, réglages corrects etc. . . L'addition d'un large miroir à 45° pour ramener l'observation dans une direction horizontale, beaucoup plus commode pour l'expérimentateur, risque d'apporter des troubles d'astigmatisme si la surface n'est pas rigoureusement plane.

Au point de vue de la théorie des ondes lumineuses l'équivalence démontrée numériquement ci-dessus est loin d'être inattendue. C'est, en effet, la même onde qu'on observe en deux régions différentes de son parcours; la constitution mécanique et géométrique de son mouvement est définie par des éléments équivalents dans tout l'espace où elle se propage; il ne serait donc pas difficile de montrer par des raisonnements analogues à ceux inaugurés par FRESNEL, que toute variation dans les conditions du mouvement vibratoire initiale sur la surface où l'on peut produire des anneaux entraîne une variation correspondante dans la position du centre réel ou virtuel de l'onde qui en dérive.

Je ne m'arrêterai pas à cette démonstration; l'indication de sa valeur théorique m'a paru ajouter un intérêt de plus à ces deux méthodes et les recommander à l'attention des expérimentateurs.

SOCIÉTÉ HOLLANDAISE DES SCIENCES À HARLEM.

EXTRAIT

DES

ARCHIVES NÉERLANDAISES

DES

SCIENCES

EXACTES ET NATURELLES.



OBSERVATION SPECTRALE DES FRANGES D'INTERFÉRENCE

PAR

A. CORNU.

Le dispositif d'ARAGO-FRESNEL pour la mesure de très petites différences de chemin optique à l'aide des franges d'interférence est d'une simplicité et d'une élégance extrêmes lorsqu'on opère avec la lumière blanche: la célèbre expérience de FIZEAU sur l'entraînement partiel des ondes lumineuses en est un exemple remarquable. Mais ce dispositif paraît limité dans son usage; lorsqu'on dépasse un petit nombre de franges de déplacement il devient difficile de distinguer la *frange centrale blanche* dont la symétrie et même la position réelle sont altérées par l'inégale dispersion des milieux traversés.

FRESNEL n'a pas manqué d'apercevoir cet inconvénient dans ses premières expériences sur la topaze ¹⁾: il a été conduit à attribuer l'erreur de plusieurs franges entre l'observation et le calcul à la «dispersion de double réfraction» du cristal. Mais il a éludé la difficulté dans ses expériences ultérieures en n'observant que des différences de déplacement et en empruntant au phénomène même les constantes optiques, dont il avait besoin ²⁾.

L'erreur qu'on peut commettre lorsqu'on n'a pas égard à cette dispersion peut atteindre des proportions énormes. BILLET ³⁾ signale, sans l'analyser autrement, celle qu'on rencontre lorsqu'on cherche à déterminer dans le quartz la différence de vitesse des ondes polarisées circulairement en sens inverse à l'aide des franges d'interférence, si l'on

¹⁾ *Oeuvres Complètes*, tome II. p. 268.

²⁾ *loc. cit.* p. 49.

³⁾ *Traité d'optique physique*, tome II p. 242.

calcule sans précaution le déplacement de la frange centrale d'après le pouvoir rotatoire de la radiation moyenne du spectre visible on trouve que la moitié du déplacement observé, l'erreur apparente est donc ici égale à la quantité qu'on veut mesurer.

On explique aisément ce genre d'anomalies lorsqu'on analyse les conditions qui déterminent l'apparence d'une frange centrale blanche, plus généralement d'une frange *achromatique*, car une frange centrale est quelquefois noire, symétrique, et d'autrefois incolore et grise si l'on prend comme caractère spécifique l'absence de colorations.

La conclusion de cette analyse, d'ailleurs très simple, est la suivante ¹⁾:

Dans un système de franges d'interférences produites à l'aide d'une lumière hétérogène ayant un spectre continu, il existe toujours une frange achromatique qui joue le rôle de frange centrale et qui se trouve au point du champ où les radiations les plus intenses présentent une différence de phase maximum ou minimum.

L'application de cette condition à la dispersion rotatoire du quartz (loi de BIOR) permet de calculer la position de la frange achromatique (frange centrale apparente) dans l'expérience citée par BILLET; l'accord du calcul avec l'observation est alors complet, résultat important, car l'erreur considérable entre l'observation et le calcul avait été présentée comme une objection décisive à l'admirable théorie de FRESNEL relative au pouvoir rotatoire.

Je me suis proposé de rechercher, par l'application du même principe à expliquer l'anomalie rencontrée par FRESNEL avec la topaze; mais il fallait connaître les indices principaux de ce cristal pour diverses raies du spectre visible, afin d'établir une formule empirique reliant l'indice à la longueur d'onde pour pouvoir mettre en nombres les formules qui seront exposées plus loin. En l'absence de données précises ²⁾ j'ai été

¹⁾ A. CORNU; *sur la condition d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence*. Comptes rendus de l'Académie des Sciences, tome XCIII p. 809, 1881. AIRY avait expliqué par des considérations analogues le déplacement de la frange blanche qu'on remarque lorsqu'on observe un système de franges avec un prisme. (*Philos. Mag.* tome II p. 161, 1833).

²⁾ Les observations de BIOR employées d'abord par FRESNEL sont insuffisantes; celles de RYDBERG, qu'on reproduit souvent, sont suspectes ainsi que l'a fait depuis longtemps remarquer DES CROIZEAUX.

obligé d'effectuer moi-même ces déterminations; mais je me suis heurté à la difficulté qui se présentera toujours dans les circonstances où les franges d'interférence constituent précisément le moyen le plus direct pour déterminer de faibles différences de marche optique. Ce sont les cas où l'on ne dispose que de très petits échantillons de la substance transparente à étudier. Malgré toute l'habileté de l'opticien ¹⁾ on est forcé de se contenter de prismes très petits, dont le pouvoir optique est insuffisant pour obtenir avec certitude la fonction qui doit entrer dans le calcul.

Après divers essais longs et pénibles sur de petits cristaux très limpides de topaze, j'ai été amené à considérer la question de plus haut et à rechercher si l'observation des franges d'interférence ne pourrait pas fournir elle-même les éléments du calcul de la frange achromatique.

La méthode que je vais décrire succinctement me paraît atteindre ce résultat, elle restitue à l'observation des franges la précision dont on ne la croyait plus susceptible: elle fournit les éléments de correction nécessaires et bien loin d'exiger les mesures préliminaires très délicates qui semblaient indispensables, elle détermine les paramètres optiques avec une approximation en rapport avec les conditions de l'expérience.

Cette méthode dérive des considérations résumées dans le travail précité *sur la condition d'achromatisme des franges d'interférence* et en est le développement; je supposerai, pour en abrégér l'exposition, que le lecteur en a pris connaissance.

*Observation des franges d'interférence à l'aide d'un spectroscopie
présentant une certaine loi de dispersion.*

J'emprunte à M. le Prof. RICHY l'idée très ingénieuse d'observer les franges d'interférence avec un spectroscopie dont la fente est normale à la direction des franges. Cet artifice a, il est vrai, l'inconvénient de réduire beaucoup l'éclat du phénomène et par suite d'exiger l'emploi d'une source lumineuse très intense (soleil, arc électrique); mais il a l'avantage de séparer les radiations interférentes par ordre de réfrangibilité.

¹⁾ Mr. IVAN WERLEIN m'a secondé avec une persévérance dont je lui suis très reconnaissant.

Les franges, en effet, vues à travers le spectroscopie, se transforment en gerbes, épanouies du violet au rouge, qui découpent chacune des raies spectrales en divisions équidistantes; de sorte qu'on obtient, d'un seul coup d'œil, la position des franges d'interférence correspondant à toutes les radiations homogènes visibles.

Le perfectionnement spécial que j'introduis est celui-ci: je donne au spectroscopie une loi de dispersion telle que les gerbes de franges s'*anamorphosent* suivant des courbes jouissant de propriétés géométriques très simples qui caractérisent la loi de dispersion relative des milieux traversés par les faisceaux interférents.

Le problème ainsi posé comporte une solution parce qu'on se limite volontairement aux radiations visibles, seules utilisées dans l'observation ordinaire des franges. On reconnaît, en effet, qu'une formule à trois termes

$$(1) \quad n = a + \frac{b}{\lambda} + \frac{c}{\lambda^2}$$

suffit pour représenter les mesures d'un indice n en fonction de la longueur d'onde λ ; le terme en λ^2 peut même le plus souvent être supprimé, en particulier lorsqu'il s'agit d'exprimer la différence presque constante des indices $n' - n''$ des deux ondes parallèles d'un cristal peu biréfringent.

Prenons comme exemple d'analyse spectrale celle des franges de FRESNEL et ARAGO; deux portions d'une même onde lumineuse, (naturelles ou polarisées diversement) traversent respectivement des épaisseurs égales à e de deux milieux dont les indices utilisés sont n' et n'' ($n' > n''$), ensuite elles passent normalement à travers deux fentes fines égales et parallèles distantes de $2a$. Les chemins parcourus dans ces milieux équivalent optiquement aux en' et en'' parcourus dans l'air, les ondes s'épanouissent à leur sortie des fentes, se remontent plus ou moins obliquement dans l'air à une distance D et interfèrent. Si l'on désigne par x la distance à la normale au plan des fentes du point où l'on observe l'interférence, la différence de marche est en ce point

$$(2) \quad \delta = \frac{2ax}{D} + e(n' - n'')$$

La différence de phase vibratoire Φ de la radiation λ est

$$(8) \quad \Phi = \frac{2ax}{\lambda D} + c \frac{n' - n''}{\lambda}$$

Construisons en coordonnées (qui peuvent être obliques mais de préférence rectangulaires) une courbe dont l'abscisse est x et l'ordonnée $y = \frac{1}{\lambda}$; l'équation de cette courbe s'obtiendra en remplaçant $n' - n''$ par sa valeur en fonction de λ ou de y

$$(4) \quad n' - n'' = a + by + cy^2$$

d'après l'hypothèse adoptée. Posons ensuite

$$(5) \quad ea = \alpha \quad eb = \beta \quad ec = \gamma$$

il vient :

$$(6) \quad \Phi = y \left(\frac{2a}{D} x + \alpha + \beta y + \gamma y^2 \right)$$

équation du 3^{me} degré qui représente une famille de courbes dont le paramètre est Φ . Les valeurs de $\Phi = m$ où m est entier positif ou négatif correspondent évidemment aux *franges claires*, $\Phi = \frac{2m-1}{2}$ aux *franges sombres*, mais Φ peut être égal à un nombre fractionnaire quelconque.

La discussion de ces courbes du 3^{me} degré n'offre aucune difficulté; nous nous y arrêterons d'autant moins qu'elles n'ont d'intérêt ici, que par comparaison avec les courbes du second degré correspondant à $\gamma = 0$ aux quelles elles se réduisent et dont elles diffèrent très peu. On a vu en effet que la dispersion relative $n' - n''$ est suffisamment bien représentée par une formule à deux termes.

Familles d'Hyperboles du 2^{me} degré. Si l'on suppose $\gamma = 0$ l'équation (6) devient

$$(7) \quad \Phi = y \left(\frac{2a}{D} x + \alpha + \beta y \right)$$

Elle représente une famille d'hyperboles ayant même centre et mêmes asymptotes.

Il en résulte que si l'on réalise un spectroscopie dont la déviation δ d'une radiation λ soit égale à

$$(8) \quad n = n_0 + \frac{h}{\lambda} = n_0 + h\gamma$$

n_0 et h étant des constantes, les gerbes de franges seront des hyperboles dont on identifiera l'équation avec la précédente en posant

$$(9) \quad \frac{n - n_0}{h} = \gamma.$$

x représentant la position de la frange considérée le long de la fente du spectroscopie.

Les propriétés bien connues des hyperboles permettent d'énoncer les conséquences de cette identification :

1°. Les gerbes de franges forment une famille d'hyperboles ayant mêmes asymptotes (voir plus loin les figures 1 et 2), l'une (horizontale) Ox est parallèle aux raies spectrales et coïncide avec celle qui correspond à la longueur d'onde infinie, ou de fréquence nulle $\gamma = 0$, l'autre CA est oblique et a pour équation

$$(10) \quad \frac{2a}{D}x + \alpha + \beta\gamma = 0$$

Elle passe par le centre commun C

$$(11) \quad \gamma = 0 \quad x_0 = -\frac{D}{2a}\alpha$$

à la distance $OC = x_0$ de l'origine O , c. à d. de la frange centrale blanche qu'on obtient en supprimant les lames transparentes (ou en plaçant la même sur les deux fentes).

2°. Les lignes médianes des franges claires sont des hyperboles ayant pour paramètre. $\Phi = m$, m étant un nombre entier positif ou négatif, celles des franges obscures sont des hyperboles ayant pour paramètre

$\Phi = \frac{2m-1}{2}$. Les figures représentent les quatre premières franges claires $m = \pm 1 \pm 2 \pm 3 \pm 4$.

3°. Il existe toujours une frange claire rectiligne et une seule, c'est

l'asymptote oblique commune CT' , qui est une branche de l'hyperbole $\phi = 0$; elle détermine l'origine des paramètres. Elle sépare en deux régions l'espace occupé par les franges; les franges successives ont des paramètres croissants de chaque côté, mais de signe contraire ainsi que des courbures de sens universe.

4°. La frange claire rectiligne CA est le lieu des points A dont les abscisses x , déterminent le déplacement *calculé* de la frange centrale pour chaque radiation: ce déplacement est en effet défini par la condition $\phi = 0$ ce qui d'après (7) donne, en écartant $y = 0$

$$(12) \quad \frac{2ax_1}{D} + z + \beta y = 0 \left(\text{ou } \frac{2ax_1}{\lambda} + e \frac{n' - n''}{\lambda} = 0 \right)$$

On voit que cette frange ne peut pas être blanche c. à d. commune à toutes les radiations, puisque la distance $OP = x_1$ varie avec la radiation choisie.

Elle ne serait réellement centrale et blanche que si elle était indépendante de y , ce qui suppose $\beta = 0$; cette condition, qui équivaut à $n' - n'' = \text{const.}$ est rarement remplie, toutefois le *gyipse* en lames de clivage s'en rapproche beaucoup.

5°. On a rappelé qu'il existe toujours une *frange achromatique*, elle correspond à $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$ puisqu'elle correspond à un maximum dans la phase de la radiation $y = OD$ la plus intense de la source.

L'abscisse $\xi = OQ$ qui détermine la frange achromatique est donc donnée par la condition

$$(13) \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \text{ ou } \frac{2a\xi}{D} + z + 2\beta y = 0$$

Le lieu des points T' dont les abscisses ξ satisfont à cette condition est aussi une ligne droite, c'est le diamètre CT' conjugué de la direction de l'axe des y , (relation indépendante de l'angle des axes coordonnés), cette droite passe par les points de contact T' avec les hyperboles des tangentes $x = \xi$ parallèles à l'axe des y .

On sait que chaque point de contact T' est le milieu du segment QA' de la tangente compris entre les deux asymptotes.

6°. En particulier la tangente $x = \xi$ qui touche l'hyperbole $\phi = \mu$ (fig. 2) au point dont l'ordonnée $y = PA$ correspond à la radiation la

plus intense (la région du jaune, dans le spectre visible) détermine la *frange achromatique* ou frange centrale apparente.

Si le paramètre μ de cette hyperbole est un nombre entier, la frange correspondante est une *frange centrale blanche* (ou d'apparence telle) dont les bords ont des colorations à *peu près* symétriques. Si $\mu = \frac{2m-1}{2}$

c'est encore une *frange centrale*, sensiblement symétrique comme bords, mais les bords colorés, seulement elle est *noire*. Lorsque la valeur de μ est intermédiaire, la symétrie des colorations s'efface, la frange est grise, tout en conservant le caractère de frange centrale comme éclat particulier.

On vérifie aisément, sur les figures, en menant la tangente $x = \xi$ ou $A'TQ$ à l'hyperbole $\Phi = \mu$, (fig. 2) que toutes les hyperboles coupées par cette tangente ont des paramètres inférieurs à μ en valeur absolue, par conséquent la phase μ correspondant à la frange achromatique est bien maximum pour les paramètres positifs, minimum pour les négatifs, en accord avec l'énoncé de la condition d'achromatisme. Les figures 1 et 2 représentent les 4 premières hyperboles $\Phi = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$, en outre la fig. 2 offre une hyperbole intermédiaire $\Phi = \mu$ pour rappeler que la frange achromatique correspond en général à une valeur de Φ quelconque.

Nous voici arrivés au but principal de cette étude, à savoir la distinction et la relation entre la *frange centrale apparente* $x = \xi$ et la *frange* $x = x_1$, correspondant à la *phase nulle* $\Phi = 0$.

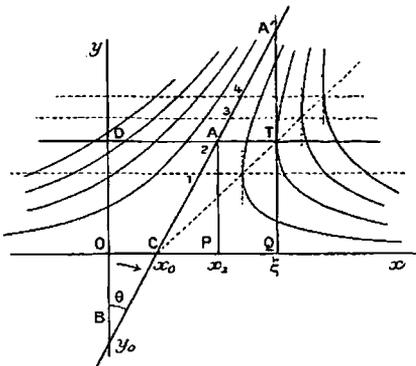


Fig. 1.

La même radiation y présente une phase nulle au point A dont l'abscisse est P ($x = x_1$), situé à l'intersection de la même droite DA

La construction géométrique qui résulte des considérations précédentes offre la relation entre ces deux franges sous une forme très simple.

La frange centrale apparente (frange achromatique) correspond à l'abscisse Q ($x = \xi$) du point de contact T de la tangente TQ parallèle à l'axe des y , tangente à l'hyperbole du point dont l'ordonnée est $y = OD$ (radiation la plus intense).

La loi de dispersion se réduit à la forme

$$n' - n'' = \frac{b}{\lambda} = by \quad \text{ou } e(n' - n'') = \beta y$$

on la rencontre dans l'observation des franges du biquartz à deux rotations en lumière polarisée circulairement ¹⁾. *L'asymptote passe par l'origine, l'abscisse x_1 est double de ξ , $CQ = 2 CP$ parce que $A'T = T_1$, d'après la propriété bien connue de la tangente à l'hyperbole. On a donc l'explication intuitive de l'énorme erreur signalée par BILLET.*

Expressions des deux déplacements x_1, ξ en fonction de la largeur de la frange monochromatique correspondante.

On peut s'affranchir du facteur $\frac{2a}{D}$ en exprimant les abscisses en fonction de la largeur X de la frange correspondant à la radiation y . On obtient X en retranchant membre à membre la valeur de Φ_{m+1} et Φ_m de l'équation (7). Il vient :

$$(14) \quad 1 = y \frac{2a}{D} X \quad \text{d'où} \quad X = \frac{D}{2ay}$$

Substituant dans les équations (12) et (13) qui déterminent x_1 et ξ on obtient

$$(15) \quad \frac{x_1}{X} = -(a + \beta y)y \quad \text{ou} \quad \frac{x_1}{X} = -e(n' - n'')y$$

$$(16) \quad \frac{\xi}{X} = -(a + 2\beta y)y \quad \text{ou} \quad \frac{\xi}{X} = -[e(n' - n'') + \beta y]y$$

¹⁾ En effet, d'après la loi de BIOT, l'angle de rotation ω

$$\omega = H \frac{e}{\lambda^2}$$

D'après FRESNEL $\omega = \frac{1}{2} 2\pi\phi = \frac{1}{2} e \frac{(n' - n'')}{\lambda}$, identifiant

$$e(n' - n'') = \frac{2H}{\lambda} = \beta y.$$

les rapports de x ou ξ à X représentent des *nombre*s de franges. La différence $\xi - x_1$ prend la forme très simple :

$$(17) \quad \frac{\xi - x_1}{X} = -\beta y^2$$

La différence entre la frange achromatique et la frange de phase nulle croit comme le carré et la fréquence vibratoire de la radiation y choisie comme la plus intense, et proportionnellement au coefficient $\beta = cb$ caractéristique de la variation chromatique $n' - n''$.

On remarquera que le produit $-\beta y^2$ est un coefficient numérique qui représente le paramètre Φ de l'hyperbole à la quelle la droite $x = \xi$ est tangente, puisque la frange rectiligne au point $x = x_1$ a le paramètre zéro.

*Relation entre l'inclinaison de la frange claire rectiligne
et de la différence des déplacements $\xi - x_1$.*

Désignons par θ l'angle que fait la direction de l'asymptote $BCA'A'$ avec l'axe des y , $\theta = YBA = AA'T'$. On a évidemment dans le triangle ATA' si les axes coordonnés sont rectangulaires fig. (1)

$$(18) \quad \text{tang } \theta = \frac{\xi - x_1}{y}$$

Car $A'T' = T'Q = y$. Comme on peut mesurer directement l'angle θ de la frange rectiligne claire avec l'axe de dispersion du spectroscopie aussi que $\xi - x_1$, on obtient donc sur le phénomène spectral lui-même une vérification qui permet de juger si les conditions expérimentales requises pour l'application de la présente théorie sont suffisamment réalisées.

Rem. Il ne faut pas oublier de déterminer le facteur h qui définit l'échelle des ordonnées d'après la dispersion du spectroscopie. A cet effet on mesure, avec le même micromètre que les abscisses x_1 , ξ , la distance de deux raies spectrales dont les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 (exprimées en fraction de micron, par exemple) sont connues et par suite leurs inverses. Substituées dans l'équation (9) les mesures fournissent le facteur h par la relation

$$(19) \quad u_1 - u_2 = h(y_1 - y_2)$$

La formule (18) ne se vérifera donc numériquement qu'après avoir divisé le second membre par h , car on mesure en réalité non θ , mais θ_1

$$\tan \theta_1 = \frac{\xi - x_1}{u_0 - u} = \frac{\xi - x_1}{ky}$$

On démontre aisément qu'une petite erreur de rectangularité des axes n'a qu'une influence négligeable sur l'angle θ .

Expression de la loi approchée de dispersion $n' - n''$.

La différence $\xi - x_1$ donne la valeur de β

$$(17) \quad \xi - x_1 = -X\beta y^2 \quad \beta = -\frac{\xi - x_1}{Xy^2}$$

la différence $\xi - 2x_1$ tirée de (15) et (16) donne α

$$\xi - 2x_1 = +X\alpha y \quad \alpha = +\frac{\xi - 2x_1}{Xy}$$

Divisant par l'épaisseur e après avoir remplacé α par $e\alpha$ et β par $e\beta$ on obtient

$$n' - n'' = a + b \frac{1}{\lambda}$$

qui est la loi approchée de dispersion relative des lames transparentes employées.

Rem. Il importe de remarquer que x_1 et ξ sont comptés à partir de l'origine $x = 0$ c. à d. de la frange centrale blanche qu'on obtient en supprimant les lames transparentes ou en plaçant la même sur les deux fentes. (L'épaisseur e doit être exprimée avec la même unité que λ).

En résumé on voit que la détermination de cette loi de dispersion consiste à compter deux nombres de franges le long d'une raie spectrale et à mesurer leur largeur, on a, de plus, une vérification de ces mesures en mesurant l'inclinaison de la frange claire rectiligne.

Il est difficile d'imaginer un procédé plus simple et plus direct.

Réalisation expérimentale de la théorie précédente.

La description des appareils et des expériences exécutés en vue de vérifier et d'utiliser la théorie précédente réclameraient de longs développements, je me bornerai à signaler les points spéciaux.

1°. J'ai obtenu un spectroscopie réalisant la loi de dispersion requise à l'aide d'un prisme composé de deux prismes de crown et d'un prisme de flint d'angle convenable de manière à annuler le terme en λ^2 qui figure dans l'expression résultante.

2°. La fente du collimateur est légèrement courbe, de manière à donner aux raies spectrales une rectilignité complète dans toute l'étendue du champ.

3°. Les objectifs du collimateur et de la lunette sont remplacés par des miroirs concaves pour éviter les déformations que l'imparfait achromatisme imprime aux ordonnées y .

4°. L'observation s'effectue par la photographie, avec des plaques rendues orthochromatiques par un bain d'Érythrosine; ces plaques ainsi préparées présentent un maximum de sensibilité entre les raies E et D tout à fait analogue à celle de la vision de l'oeil normal. Cette précaution est indispensable, car avec les oculaires ordinaires les aberrations et les incertitudes sont énormes.

Ce spectroscopie a été utilisé dans plusieurs études relatives à la double réfraction, rectiligne, circulaire et elliptique, à la dispersion anormale. J'indiquerai seulement ici l'application à l'expérience des topazes de FRESNEL qui fait ici la base de l'exposition de la méthode.

Une belle topaze *goutte d'eau*, à été divisée en deux morceaux et taillée exactement comme FRESNEL l'indique (tome II, p. 263). Les deux morceaux croisés, d'égale épaisseur ont été placés devant la double fente de l'appareil d'interférence; suivant le sens de la polarisation de la lumière incidente on observe un seul système central ou un système latéral de franges. Toutes les particularités signalées dans la théorie précédente ont été minutieusement reconnues.

Je citerai en particulier la position du point caractéristique y_0 du côté de l'ultraviolet comme dans la fig. 2.

Les mesures de déplacements ξ et x_1 pour les rayons jaunes (milieu entre E et D) ont naturellement été d'accord avec cette disposition de la gerbe de franges. Le déplacement de la frange centrale apparente ξ

était de 35 franges, celle de la phase nulle x_1 de 44. La vérification de l'inclinaison de la frange claire rectiligne à été satisfaisante.

Or il se trouve que ces deux nombres concordent très exactement avec les observations de FRESNEL qui a obtenu 17,5 et 21. Comme je disposais de lames d'une épaisseur environ double de celle de l'illustre physicien, les nombres que j'ai observés sont sensiblement doubles.

J'ai donc eu la satisfaction de reproduire, en la perfectionnant, l'expérience de FRESNEL avec la même anomalie et de confirmer directement l'explication qu'il avait soupçonnée.

HALO ET AURÉOLE PHOTOGRAPHIQUES

CAUSE ET REMÈDE



LA Photographie procède à la fois de la science et de l'art; malgré la puissance merveilleuse à laquelle elle s'élève aujourd'hui, elle offre encore des imperfections et des anomalies fâcheuses; c'est à l'union des efforts de l'artiste et du savant qu'on devra de les voir disparaître.

L'histoire d'un récent progrès donnera un exemple frappant du secours que la méthode scientifique peut apporter à l'art photographique en montrant la découverte de la cause et du remède d'un accident singulier qui souvent dépare les plus belles épreuves; je veux parler du halo et de l'auréole photographiques.

Tout le monde a vu sur les clichés les mieux réussis ces auréoles lumineuses entourant, sur un fond obscur, soit les sources de lumière, soit les objets très éclairés (comme les fenêtres d'un intérieur sombre, les verrières d'une église, le linge blanc d'un costume noir), ou encore ce voile brumeux qui ronge les feuillages et les horizons profilés sur le ciel.

On dirait qu'en photographie toute lumière vive tend à franchir les contours qui la limitent et à déborder sur les ombres.

Ce phénomène de diffusion semble d'ailleurs capricieux; tantôt, comme dans les exemples précités, il apparaît sous forme de brouillards d'une intensité choquante, tantôt il s'évanouit presque complètement; témoin ces reproductions de monuments en plein soleil où le jeu des ombres et des lumières sur la pierre blanche ne produit, en apparence, aucun voile et n'altère ni la vigueur des reliefs ni la finesse des détails.

En définitive, les clichés photographiques offrent parfois des auréoles, des voiles ou des brouillards qui n'existent point dans la nature et qui produisent l'effet le plus déplorable.

On est donc amené à se poser les trois questions suivantes :

- 1° Quelle est la cause¹ de ces auréoles et de ces voiles ?
- 2° Pourquoi n'apparaissent-ils pas toujours ?
- 3° Comment peut-on les éviter ?

Voilà des problèmes qui intéressent au plus haut point la puissance artistique de la Photographie. Depuis longtemps on propose bien des explications, on présente bien des remèdes ; il semble toutefois que les remèdes conseillés n'ont pas été jusqu'ici bien efficaces, car il n'existe guère de Recueil photographique qui ne donne chaque année plusieurs recettes nouvelles destinées à combattre le halo et les auréoles.

I

Pour résoudre définitivement le problème, il fallait étudier le phénomène d'une manière méthodique suivant les procédés rigoureux des physiciens : au lieu d'essayer d'abord des remèdes empiriques, il fallait commencer par ramener l'effet complexe de l'auréole à un phénomène simple et en découvrir les lois. C'est cette étude que j'ai entreprise² et menée à bonne fin ; je me propose de la résumer ici sous la forme d'une série d'expériences que chacun peut répéter aisément avec le matériel ordinaire d'un atelier de Photographie.

J'indiquerai d'abord les conditions où se produisent toujours le halo et l'auréole, et ensuite le moyen de les éviter à coup sûr, même dans les cas où ils sont le plus redoutables. La planche phototypique placée à la fin de ce mémoire reproduit les expériences décrites : elle montrera d'un seul coup d'œil la grandeur de l'effet à craindre et l'efficacité du remède.

1^{re} EXPÉRIENCE. — *Le phénomène élémentaire, cause de l'auréole photographique, est le halo circulaire qui se forme autour d'un point lumineux isolé.*

On prend comme point lumineux la flamme d'une lampe à huile placée sur un fond sombre dans une pièce obscure ; à quatre ou cinq mètres de la lampe, on installe la chambre noire et on photographie l'image de la flamme sur une plaque au gélaïno-bromure, de manière à obtenir un cliché bien frappé (la durée de pose dépend de la grandeur et de l'ouverture libre de l'objectif employé).

1. Parmi les travaux qui ont touché de plus près la véritable explication du phénomène, on doit citer ceux de la Commission de 1879, dont M. Davanne a été rapporteur (*Bulletin de la Société française de Photographie*, 1879, p. 136 et 225. — Rapport sur les causes des auréoles) et ceux de M. Abney (voir ci-après).

2. MM. A. et L. Lumière ont, de leur côté, exécuté des recherches analogues ; leurs résultats sur la cause du phénomène s'accordent complètement avec les miens ; mais ils n'ont indiqué aucun remède, ce qui était pourtant la vérification naturelle et la sanction de cette étude.

Au moment de mettre sous presse, j'apprends qu'en Angleterre M. Abney a publié (*Philosophical Magazine* 1875) une étude complète du halo : mais les remèdes proposés sont tout à fait insuffisants : c'est ce qui explique l'oubli dans lequel cet excellent travail est tombé.

Sur le cliché développé, l'image de la flamme est entourée d'un cercle lumineux séparé de la flamme par un intervalle obscur (fig. 1 de la planche).

Ce phénomène singulier, que l'œil ne voit pas et qui néanmoins s'imprime avec netteté sur la couche sensible, constitue *le halo* élémentaire.

2^e EXPÉRIENCE. — *L'auréole et le brouillard lumineux sont dus à la superposition de halos élémentaires.*

En répétant l'expérience avec plusieurs lampes très rapprochées, chaque flamme aurait sa couronne ou halo, et les halos empiéteraient les uns sur les autres. On en conclut que si la source de lumière, au lieu d'être composée de points séparés, forme une large surface continue, les halos élémentaires se superposent et formeront une auréole continue sans intervalle obscur.

On réalise cette démonstration en photographiant la lampe précédente munie d'un globe dépoli (il faut augmenter le temps de pose pour compenser l'affaiblissement d'éclat intrinsèque). L'image du globe est alors enveloppée d'une auréole très large commençant au contour du globe, sans aucun intervalle obscur (voir fig. 3 de la planche).

On voit par là que le brouillard lumineux autour d'une plage éclatante est un phénomène complexe¹, mais qu'il est réductible au phénomène simple produit par un point lumineux isolé; c'est donc ce dernier cas qu'il importe d'étudier.

3^e EXPÉRIENCE. — *Le diamètre du halo est proportionnel à l'épaisseur de la plaque de verre qui porte la couche sensible.*

Dans divers paquets de plaques on cherche la plus épaisse et la plus mince (on trouve aisément des épaisseurs variant du simple ou du double); on exécute sur chacune d'elles un cliché de la flamme d'une lampe sans globe dans des conditions identiques d'éclat et de durée de pose. Les deux épreuves présentent un halo facile à mesurer par son contour intérieur; sur la plaque mince le halo aura un diamètre plus étroit que sur la plaque épaisse. (D'une manière générale le diamètre du halo sera à peu près égal à quatre fois l'épaisseur de la plaque.)

On remarquera aussi que le halo le plus étroit est le plus intense: d'où l'on conclut que l'éclat du halo élémentaire diminue lorsque l'épaisseur de la plaque photographique augmente².

1. Il ne faut pas confondre ce brouillard lumineux causé par la superposition de halos réguliers avec celui que produit un dépôt de poussière ou de buée sur l'objectif: on les différencie aisément. En photographiant un point lumineux (la flamme d'une lampe) avec un objectif couvert de poussière ou de buée, on obtient une auréole décroissant d'une manière continue à partir de l'image de la source: le halo, au contraire, est nettement séparé de la source par un intervalle obscur; on ne l'obtient qu'avec un objectif parfaitement nettoyé. Les deux phénomènes peuvent d'ailleurs se mélanger en toutes proportions, si l'objectif est plus ou moins diffusant, par des poussières ou des rayures.

2. Avec les pellicules photographiques formées d'une couche d'émulsion sur une feuille transparente très mince, le halo élémentaire diminue comme diamètre, ce qui atténue la largeur des diffusions autour des plaques éclairées; mais il croît en intensité, ce qui laisse subsister certains inconvénients.

Cette expérience prouve que le halo n'existe pas dans la nature ; s'il est invisible à l'œil, ce n'est pas qu'il provient de rayons chimiques non perceptibles, puisqu'il varie avec l'épaisseur de la plaque de verre supportant la couche sensible.

4^e EXPÉRIENCE. — *Le halo est un phénomène optique indépendant de l'impression photographique.* — On peut rendre visible le halo sans l'intervention de la photographie de la manière suivante : dans le châssis de la chambre noire, mise au point sur la lampe, on met, à la place d'une plaque au gélatino-bromure, une lame de verre ordinaire enduite de blanc de céruse (blanc d'aquarelle ou de gouache) ou de craie délayée dans l'eau, en guise d'émulsion. On ouvre la porte extérieure du châssis pour examiner l'image formée sur la couche blanche qui joue le rôle de verre dépoli

On aperçoit alors le halo circulaire autour de l'image de la flamme ; on peut vérifier directement que son diamètre change avec l'épaisseur de la lame.

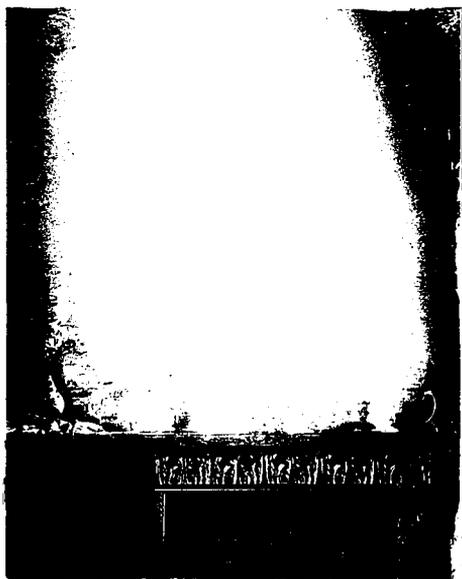
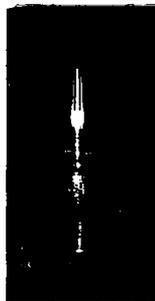
Ainsi le phénomène est purement optique, la photographie n'intervient que pour l'enregistrer et en conserver l'image.

5^e EXPÉRIENCE. — *Le halo est produit par la réflexion totale, sur la seconde surface du verre, de la lumière diffusée par l'émulsion.*

On peut démontrer cette réflexion d'une manière très simple ; sur le revers de la plaque sensible qui doit servir à l'obtention du cliché on trace avec un diamant à écrire ou simplement à l'encre quelques traits assez serrés dans la région où se produira l'image. Après le développement, on voit sur le halo la reproduction du dessin exécuté sur le revers, mais grandi au double. Ainsi une série de traits distants d'un millimètre, tracés au diamant sur le revers de la plaque, donnera l'image d'une série de traits distants de deux millimètres sur toute la surface illuminée par le halo. Cela rappelle le curieux phénomène des miroirs japonais qui font apparaître dans le faisceau réfléchi les dessins en relief existant sur leurs revers.

L'explication complète de ce résultat exige un peu de géométrie ; on la trouvera implicitement dans la note ci-jointe, où l'analyse optique du phénomène rend compte de toutes les lois expérimentales découvertes dans cette étude. (Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter les *Comptes rendus* des séances de l'Académie des sciences, tome CX, p. 551, ou du Congrès de l'Association française à Limoges, 2^e partie, p. 260.)

Explication du phénomène. — Le point illuminé O (fig. ci-jointe) de la couche diffusante OCHN, en contact intime avec le verre, joue le rôle d'une véritable source lumineuse rayonnant dans tous les sens ; tous les rayons émis à l'intérieur de la lame en atteignent la seconde surface EBLM et s'y réfléchissent : les uns, tels que OB, par *réflexion vitreuse* ; les autres, tels que OM, par *réflexion totale*. Les premiers OB, compris entre la normale OE et l'angle limite EOL, donnent naissance à des rayons réfléchis peu intenses BC, parce qu'ils correspondent à



IMP. BERTHAUD

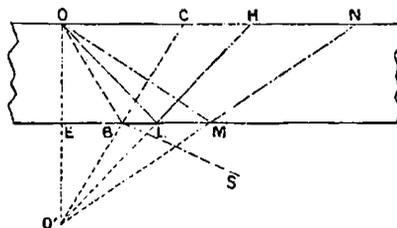
7

8

1. 3. 5. 7. AVEC HALO - 2. 4. 6. 8. SANS HALO

des rayons émergents BS qui emportent la majeure partie de l'intensité lumineuse; les autres, au contraire, comme OM, situés au delà de l'angle limite, fournissent des rayons réfléchis très brillants, la réflexion totale ne leur faisant rien perdre de leur intensité.

Tous ces rayons réfléchis viennent éclairer la face interne de la couche diffusante et y produisent deux plages contiguës, d'inégal éclat, dont il est facile de tracer la limite. En effet, ces rayons émanent tous du point O', image virtuelle de la source, symétrique du point O par rapport à la surface de la lame : les rayons réfléchis vitreusement sont compris dans le cône de révolution autour de la normale O'E, ayant pour sommet O, et pour demi-angle au sommet l'angle limite $EO'L = EOL$: ils donnent une plage peu éclairée limitée au cercle, section droite de ce cône par le plan diffusant. Les rayons réfléchis totalement situés à l'extérieur de ce cône formeront une plage brillante commençant brusquement au même cercle et illimitée à l'extérieur. On reconnaît le halo décrit ci-dessus.



Le demi-diamètre $\rho = OH$ du halo est celui du cercle de base du cône précité. Soit $R = OO'L$ l'angle limite (tel que $n \sin R = 1$, n étant l'indice de réfraction de l'air au verre), on a évidemment, en appelant e l'épaisseur de la lame :

$$\rho = 2e \operatorname{tang} R \quad \text{ou} \quad \rho = \frac{2e}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

Le diamètre du halo est donc proportionnel à l'épaisseur de la lame : il diminue avec la réfrangibilité de la lumière employée, puisque n grandit avec elle. L'indice moyen du verre étant voisin de $n = \frac{3}{2}$, on en tire $2\rho = e \cdot 8 : \sqrt{5} = 3,578e$; le diamètre moyen du halo est donc un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de la lame : tous ces résultats sont conformes à l'expérience.

La dégradation de l'intensité lumineuse du halo vers l'extérieur s'explique aisément : l'éclairement en un point N, de plus en plus éloigné du centre O, décroît rapidement pour deux motifs : la source virtuelle O' est à une distance de plus en plus grande et les rayons qui en arrivent sont de plus en plus obliques sur le plan diffusant ON.

II

Revenons maintenant aux trois questions posées au début.

A la première, « *Quelle est la cause de ces auréoles et de ces voiles?* », les expériences viennent de répondre; c'est la réflexion, à la seconde surface, de la lumière diffusée par la première. On voit, en effet, que tout se passe comme si, en arrière du cliché, chaque point lumineux de l'image focale était accompagné d'un autre point brillant renvoyant une quantité proportionnelle de lumière sur le revers de la couche sensible; de là production d'une image additionnelle qui vient embrouiller l'image régulière.

Passons à la seconde question : « *Pourquoi l'auréole n'apparaît-elle pas toujours?* » La réponse est plus longue, mais non moins claire :

Pour que l'auréole apparaisse, il faut que certaines conditions assez spéciales soient réunies; les unes dépendent du modèle, lequel doit présenter :

- 1° Une partie très vivement éclairée;
- 2° Une plage sombre contiguë;

en un mot, des oppositions de lumière assez vigoureuses; quand ces opposi-

tions existent, on voit toujours des auréoles; lorsqu'on les atténue¹, l'auréole ou halo disparaît.

D'autres conditions dépendent de la plaque photographique : effectivement la couche sensible, pour produire l'auréole, doit offrir :

- 1° Un pouvoir diffusant considérable (les émulsions le possèdent toujours);
- 2° Une transparence appréciable pour laisser pénétrer la lumière diffusée jusqu'à la lame de verre.

Ces deux conditions sont évidemment contradictoires, car c'est le bromure d'argent blanc opalin qui diffuse la lumière; or, plus il y a de particules de bromure d'argent, plus il y a d'opacité et, par conséquent, moins il y a de transparence : on en conclut que, pour une émulsion donnée, il existe une épaisseur particulièrement favorable à l'éclat des halos : l'épaisseur de la couche d'émulsion étant variable entre d'assez grandes limites, on s'explique l'inégale aptitude des plaques photographiques de diverses marques à produire les halos.

Enfin il faut mentionner les conditions physiologiques : l'œil n'apprécie correctement les rapports d'intensités lumineuses que dans des conditions particulièrement simples : les moindres complications de formes suffisent à le dérouter. Il n'est donc pas étonnant que ce phénomène d'auréole, bien qu'existant réellement sur une épreuve, ne frappe pas un observateur non prévenu.

Toutefois la présence d'anomalies dans la distribution des lumières n'échappe pas à un œil exercé : l'artiste sait très bien que la photographie ne rend pas toujours exactement ce qu'il perçoit; il est obligé de choisir ses éclairages; il évite certaines dispositions; c'est ce qu'on exprime couramment en disant que certains effets *ne viennent pas* ou *viennent mal* en photographie.

Il faut voir dans cette manière de parler la perception inconsciente d'une cause inconnue qui trouble les jeux naturels de lumière; la plupart du temps, cette cause cachée, c'est précisément le halo sous l'une ou l'autre des formes si diverses qu'il peut revêtir. Il y aurait donc un grand intérêt artistique à reprendre ces sujets qui *viennent mal* en photographie et à les étudier à ce point de vue. Il suffirait d'exécuter dans chaque cas deux clichés, l'un en suivant la routine ordinaire, l'autre en appliquant le remède qui détruit l'auréole; l'examen comparatif des deux épreuves montrerait dans quelle mesure l'amélioration se fait sentir.

C'est la méthode suivie dans les expériences dont la planche déjà citée offre le résumé; chaque cliché est double; l'un présente le halo, l'autre en est affranchi; l'amélioration dans le second cas est si frappante qu'il est impossible de ne pas attribuer au halo une bonne part des anomalies réputées irrémédiables et inhérentes aux procédés photographiques.

1. L'expérience a été faite récemment d'une manière tout à fait concluante par M. Paul Nadar à l'aide de sa nouvelle lampe au magnésium; grâce à l'intensité considérable de cette lampe on peut supprimer le halo des fenêtres d'un intérieur sombre en rétablissant par cet éclairage artificiel un rapport convenable d'éclat entre le ciel et les objets qui forment le fond.

III

REMÈDE AU HALO

Nous voilà ainsi ramenés à la troisième question : *Peut-on éviter le halo, l'auréole et les brouillards lumineux?* Notre réponse est absolument affirmative et les clichés portant sur la planche les numéros pairs en sont la preuve indiscutable : toute trace de halo a disparu.

Les expériences précédentes ayant montré que ces phénomènes sont dus à la réflexion sur la seconde surface des rayons diffusés par la couche sensible, le remède consiste à empêcher cette réflexion : on démontre en optique que la réflexion sur la surface de séparation de deux milieux se produit toujours lorsqu'il existe une différence entre les *indices de réfraction* de ces deux milieux; il suffit donc d'appliquer au revers de la plaque sensible un liquide ou un vernis ayant *le même indice que le verre* : on détruit alors la réflexion à la surface du verre; cela ne suffit pas, car il reste encore la réflexion à la surface intérieure du vernis; heureusement celle-ci est facile à empêcher en colorant ce vernis de manière à lui faire absorber les rayons qu'il reçoit; ceux-ci ne parviennent donc plus à la surface extérieure du vernis et, par conséquent, ne peuvent plus s'y réfléchir.

Telle est la théorie générale du remède destiné à empêcher le halo, l'auréole et les brouillards. Dans la pratique on trouvera des mixtures variées remplissant *les deux conditions* d'indice et d'absorption¹; voici celle à laquelle je me suis arrêté.

On compose d'abord un mélange d'essences (environ *six volumes d'essence de girofle* et un *volume d'essence de térébenthine*); on reconnaît qu'il a le même indice de réfraction que le verre des plaques employées et en plongeant dans le mélange une petite bande de ce verre, après l'avoir soigneusement débarrassé de l'émulsion : au sein de ce liquide, cette petite bande de verre devient presque absolument *invisible*; les contours, les rugosités de la coupe n'apparaissent que par de légères colorations en rouge ou en vert bleuâtre.

Ce mélange est alors versé sur du noir de fumée, de manière à former une pâte qui s'étend facilement sur le revers des plaques avec un pinceau ou un tampon de coton. La plaque est alors mise dans le châssis, et soumise à l'exposition dans la chambre noire; au retour, avant de développer, on enlève cette pâte noire avec du papier de soie et on développe comme de coutume. Cette

1. La plupart des remèdes indiqués jusqu'ici remplissent la condition d'absorption; mais aucun ne remplit celle d'indice : quelque absorbante que soit la couche appliquée au revers de la plaque, elle réfléchira toujours de la lumière, si elle n'a pas exactement le même indice que le verre. Voilà pourquoi tous ces remèdes ont été reconnus insuffisants et abandonnés.

manipulation est un peu désagréable, mais elle donne la certitude absolue d'éviter tout halo, auréole ou *brouillard*¹.

LÉGENDE EXPLICATIVE DE LA PLANCHE

Cette planche est la reproduction par la photocollographie de clichés obtenus sous ma direction dans les ateliers de M. Nadar; ils ont été obtenus simultanément par couples, sur la même plaque, avec la même durée d'exposition, au moyen d'un appareil stéréoscopique formé de deux objectifs rectilignes de Français ayant 16 centimètres de distance focale environ. Le revers de chaque plaque était enduit du vernis ci-dessus indiqué sur la moitié de la surface, de façon à obtenir d'un côté (numéros impairs) une épreuve avec halo, de l'autre sans halo (numéros pairs).

N^{os} 1 et 2. — Lampe à huile placée à 4 mètres de l'appareil dans une pièce obscure; diaphragme 12 millimètres; pose 2 minutes; on a ouvert une fenêtre pendant quelques secondes pour laisser pénétrer de la lumière du jour et rendre le fond un peu visible. Le n^o 1 montre le halo élémentaire; le n^o 2 en est affranchi.

N^{os} 3 et 4. — Même lampe, munie d'un globe. — Pose 3 minutes et demie, le n^o 3 montre l'auréole, superposition des halos élémentaires; le n^o 4 en est affranchi.

N^{os} 5 et 6. — Bouquet de fleurs artificielles se projetant sur le ciel réfléchi par une glace. — Pose 10 secondes: le n^o 5 est absolument rongé par l'auréole; le n^o 6 présente au contraire une grande netteté.

N^{os} 7 et 8. — Intérieur sombre avec fenêtre directe sur un ciel très brillant. — Diaphragme 6 millimètres, pose 30 secondes (un peu trop forte); la comparaison des deux épreuves est tout à fait concluante; le n^o 7 offre un brouillard intense; le n^o 8 est aussi parfait que les conditions exagérées réunies ici peuvent le permettre.

A. CORNU,
Membre de l'Institut.

1. Il est bon toutefois de rappeler qu'elle ne peut empêcher les voiles provenant de causes étrangères à la réflexion sur la seconde surface, en particulier, des poussières, de la buée, des rayures sur l'objectif, en un mot de toutes les diffusions extérieures à la plaque.

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES

DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

TROISIÈME PÉRIODE

TOME II

N° 7. — 15 Juillet 1879



GENÈVE

BUREAU DES ARCHIVES, RUE DE LA PÉLISSERIE, 18

DÉTERMINATION
DES LONGUEURS D'ONDE
DES RADIATIONS TRÈS RÉFRANGIBLES
DU MAGNÉSIUM, DU CADMIUM, DU ZINC ET DE L'ALUMINIUM

PAR

M. A. CORNU

(Communiqué à la Société de Physique et d'Hist. nat. à Genève,
séance du 5 juin 1879.)

DÉTERMINATION
DES LONGUEURS D'ONDE
DES RADIATIONS TRÈS RÉFRANGIBLES
DU MAGNÉSIUM, DU CADMIUM, DU ZINC ET DE L'ALUMINIUM

PAR
M. A. CORNU

(Communiqué à la Société de Physique et d'Hist. nat. à Genève,
séance du 5 juin 1879.)

La détermination des longueurs d'onde par la méthode des réseaux est toujours une opération délicate lorsqu'on désire obtenir une certaine précision : la difficulté *augmente beaucoup* lorsqu'on se sert d'un goniomètre dont les objectifs ne sont pas achromatiques et que les sources de lumière dont on cherche la longueur d'onde, ne donnent, après diffraction, que peu d'intensité.

C'est à l'occasion de la détermination des longueurs d'onde du spectre solaire pour la construction de la carte du spectre normal ultraviolet¹ que j'ai construit des objectifs achromatiques formés, d'une lentille convergente de quartz et d'une lentille divergente de spath d'Islande.

La description de ce système de lentilles a été donnée

¹ Voir les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 108.

dans le bulletin de la Société de Physique de Paris (séance du 7 février 1879). Ces objectifs permettent d'obtenir sur un même cliché d'environ 40^{mm} de longueur, la totalité du spectre solaire photographique depuis la raie G, jusqu'à la raie U avec une netteté très satisfaisante dans toute l'étendue du champ.

Mais les dispersions des deux substances n'ont pas entre elles les relations convenables pour établir un achromatisme très parfait; la variation de foyer devient notable pour les raies de réfrangibilité élevée; en outre le spath d'Islande présente un pouvoir absorbant assez énergique pour les dernières raies observables, de sorte que ces objectifs ne conviennent plus pour l'étude des radiations les plus réfrangibles.

J'ai découvert une substance au moins aussi transparente pour les rayons ultraviolets que le quartz, et qui possède une loi de dispersion si bien en harmonie avec celle du quartz qu'elle permet d'obtenir un système de lentilles dont l'achromatisme est presque parfait; cette substance est le spath-fluor incolore de Suisse.

Pour donner une idée de la perfection de l'achromatisme, il me suffira de dire que j'obtiens couramment sur le même cliché, avec une netteté très satisfaisante, le spectre de toutes les raies photographiques des métaux, depuis les trois raies bleues du zinc, jusqu'aux raies, n° 32 de l'aluminium.

Grâce à ces objectifs, la détermination de la longueur d'onde des raies très réfrangibles devenait abordable; voici le résumé de cette étude:

Mode d'observation. Un excellent goniomètre de Brunner donnant les 3" porte une lunette et un collimateur d'environ 0^m,43 de longueur focale, munis d'objectifs

quartz-spath-fluor, et sur la plate-forme centrale un beau réseau sur verre que je dois à l'obligeance de M. Rutherford¹ de New-York.

Ce réseau, qui était argenté lorsque je l'ai reçu, a été déponillé de la couche métallique de façon à laisser à nu la face striée; la face opposée avait été noircie pour éviter les réflexions étrangères; il fonctionnait par réflexion sous un angle d'incidence toujours voisin de $27^{\circ}30'$, incidence que j'ai reconnue convenable pour observer au moins deux ou trois ordres de spectre de part et d'autre de l'image réfléchie. La partie striée du réseau qui a la forme d'un carré d'environ 25^{mm} de côté, envoie par diffraction une telle quantité de lumière que l'on observe sans peine malgré l'absence d'argenteure les raies brillantes des étincelles d'induction, non seulement dans le spectre visible, mais encore dans le spectre ultraviolet, à l'aide de l'oculaire fluorescent de M. Soret; dans ce dernier cas la visibilité est faible, mais elle serait suffisante avec certains métaux pour effectuer des mesures. J'ai toutefois préféré l'emploi de la photographie qui fournit, sans aucune fatigue pour la vue de l'observateur, des clichés qu'on étudie ensuite à loisir.

La méthode d'observation est celle que j'ai décrite précédemment² et qui consiste à conclure la déviation d'une raie de sa distance à deux repères obtenus avec l'image directe (ici, réfléchie) de la fente; les deux repères donnent d'une part la valeur angulaire du cliché et de l'autre, par leur position moyenne, l'origine des déviations. Dans le cas des spectres de diffraction obtenus par réflexion d'un faisceau parallèle sous l'incidence i , la dévia-

¹ Je saisis cette occasion pour adresser à M. Rutherford mes remerciements sincères.

² *Archives des Sc. phys. et nat.*, mai 1875, t. LIII, p. 50.

tion d'ordre n , Δ_n , comptée à partir du rayon réfléchi sur la surface plane du réseau est liée à la longueur d'onde λ et à la constante a du réseau¹ par la formule.

$$a \left[\sin i - \sin (i - \Delta_n) \right] = n \lambda$$

ou encore

$$2 a \sin \frac{\Delta_n}{2} \cos \left(i - \frac{\Delta_n}{2} \right) = n \lambda$$

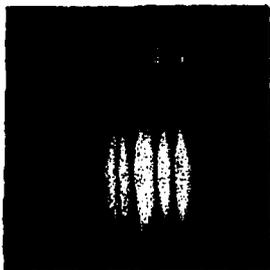
J'ai opéré avec les étincelles d'induction jaillissant entre deux électrodes métalliques en employant successivement le magnésium, le cadmium, le zinc et l'aluminium (contenant des traces de zinc); les tableaux suivants donnent les résultats bruts selon l'ordre du spectre observé, la dernière colonne donne la moyenne composée, calculée d'après la méthode des moindres carrés qui s'applique ici d'une manière extrêmement simple.

MAGNÉSIUM

Désignation de la raie.	DROITE		GAUCHE				longueur d'onde moyen.
	1 ^{er} ordre.		1 ^{er}	2 ^{es}	3 ^{es}	4 ^{es}	
La moins réfrangible de la raie triple.	309,37		309,85	309,61
Raie forte	293,24		293,67	293,56	293,55	293,49
double faible	292,50		292,83	292,78	292,69	292,67
Raie isolée.....	284,91		285,15	285,03
Raie quadruple	forte.....	280,25	280,09	280,13
	faible	279,79	279,71	279,71
	milieu du groupe. [279,37]	[279,62]
	la plus forte	279,52	279,46	279,45
la plus faible	279,07	278,98	278,99	

¹ La constante du réseau a été déterminée par l'observation de

La raie quadruple du magnésium est la plus intense des raies qu'on puisse obtenir, toutes choses égales d'ailleurs, avec les métaux usuels. Elle présente une particularité tout à fait étrange : deux de ses composantes sont *renversées*, c'est-à-dire dédoublées dès que la surface du condensateur qui donne l'énergie à l'étincelle d'induction est un peu étendue; la figure ci-jointe est la reproduc-



tion d'une épreuve sur laquelle j'ai obtenu successivement sur le même cliché l'image de la raie quadruple *intense* avec un fort condensateur, et l'image de la même raie *faible* sans condensateur. Dans le dernier cas les deux raies ne sont plus renversées et la plus faible des deux autres a presque disparu; la comparaison ne laisse aucun doute sur l'explication de l'apparence étrange de cette raie quadruple qui devient quintuple et sextuple suivant l'énergie de l'étincelle.

la raie la plus réfrangible des raies D avec la lumière de la soude ($\lambda=588,89$) dans le premier spectre de droite et les deux premiers spectres de gauche; j'ai trouvé $\alpha=2935,8$ ou $0^{\text{mm}}, 0029358$.

CADMIUM

Désignation de la raie.	DROITE			GAUCHE				Longueur d'onde adoptée.
	3 ^{me}	2 ^{me}	1 ^{er}	1 ^{er}	2 ^{me}	3 ^{me}	4 ^{me} ord.	
(Notation de M. Mascart.)								
N° 10.....			347,12	346,46	346,68
N° 17.....			27,49	273,89	274,59	274,77?
						274,45		(probable- ment un peu trop forte.)
N° 18.....	257,33	256,59	257,11	257,33
N° 22.....	232,15	232,28	232,18	232,18
N° 23.....	231,32	231,12	231,10	231,42	231,37	231,35
Raie faible isolée	228,85	228,85	228,85
N° 24.....	226,57	226,40	226,31	226,58	226,53	226,55
N° 25.....	219,50	219,10	219,30	219,46	219,42	219,45
							219,37	
N° 26 ¹	214,49	214,66	214,39	214,39	214,37	214,41
							214,37	

D'après une comparaison directe des raies, nos 9, 10, 11 et 12 du cadmium avec le spectre solaire, j'ai conclu par comparaison avec la carte qui représente mes observations antérieures :

N° 9 (air) $\lambda =$	360,90	(une raie faible à côté)	361,17
N° 10	346,55	346,65
N° 11	340,15		
N° 12 triple	{	325,8	
		324,8	
		324,7	la plus forte.

La concordance des résultats avec ceux de M. Mascart² est satisfaisante excepté pour les raies 12 et 25; j'ai examiné la question de très près et je crois mes déterminations exactes.

¹ Pour obtenir des épreuves photographiques de la raie n° 26 et des raies plus réfrangibles des autres métaux, au collodion humide, il est indispensable de laver la glace sensibilisée avec de l'eau distillée, car la solution d'azotate d'argent absorbe complètement les radiations très réfrangibles, même lorsqu'elle est en couche aussi mince.

² *Annales de l'école normale*, 1^{re} série, tome IV.

DES LONGUEURS D'ONDE.

7

ZINC

Désignation de la raie.	DROITE			GAUCHE						Longueur d'onde adoptée
	3 ^{me}	2 ^{me}	1 ^{er}	1 ^{er}	2 ^{me}	3 ^{me}	4 ^{me}	5 ^{me}	6 ^{me} ord.	
(Notices de H. Soret.) Raie du Zn près de N° 26 du cadmium...	213,88	213,50	213,75	213,84	213,85
27 (double) la plus forte.	209,92	209,73	209,96	209,99	210,00 209,91	209,90	209,88
28 ₁ faible	206,30	206,47	206,44	206,45 206,37	206,35	206,34
28 ₂ forte	206,06	206,20	206,20	206,21 206,12	206,12	206,10
29.....	202,34	202,42	202,62	202,56	202,57 202,48	202,45	202,43

ALUMINIUM (avec traces de zinc).

Désignation de la raie.	DROITE			GAUCHE			Longueur d'onde adoptée	
	3 ^{me}	2 ^{me}	1 ^{er}	1 ^{er}	2 ^{me}	3 ^{me} ord.		
(Notices de H. Soret.) N° 29 (zinc)...	202,02	203,44	202,42	
N° 30.....	202,14	203,41	199,11	198,81	
	198,46			197,90				199,91
	198,52			199,82				199,14
N° 31 {	31 ₁ ... 192,96	192,36	194,58	193,72	193,35	
	31 ₂ ... 192,48			194,45		193,72		
	31 ₃ ... 192,48			194,08		193,26		
N° 32(1)	32 ₁ ... 185,54	184,71	187,19	186,40	186,02	
	32 ₂ ... 185,66			187,07		186,50		
	32 ₃ ... 184,75			186,42		186,50		
	184,86	184,11	186,21	185,66	185,22	

La concordance paraît moins grande avec l'aluminium, entre les valeurs déduites des spectres de droite et celles de gauche; cela tient à une erreur systématique que j'ai sciemment mise en évidence dans le relevé des repères; cette erreur est causée par les imperfections du réseau, des réglages et surtout de l'achromatisme des objectifs; en effet, l'impression de l'image des repères est produite par la somme des impressions de toutes les radiations; le

¹ Il y a une raie très faible entre 32₁ et 32₂.

8 DÉTERMINATION DES LONGUEURS, ETC.

foyer de toutes ces radiations n'étant pas rigoureusement le même, les images des repères sont un peu estompées et légèrement dissymétriques; j'aurais dû pointer dans le milieu de l'image, mais j'ai cru plus exact de pointer sur l'un des bords qui était assez net sur tous les clichés; aussi pour faire disparaître l'effet de cette erreur systématique, qui accroissait la déviation de gauche et diminuait de la même quantité celle de droite, je me suis astreint à observer les mêmes spectres à droite et à gauche, ce qui élimine la divergence: on peut s'en assurer en prenant les moyennes des résultats de même ordre. L'erreur est sensiblement en raison inverse du numéro d'ordre des spectres.

Ce genre d'erreur est plus grand avec l'aluminium qu'avec les autres métaux, parce que les raies intenses sont réparties tout le long du spectre y compris les plus réfrangibles de toutes, ce qui exagère les effets dus à l'imperfection de l'achromatisme des objectifs; l'effet était déjà sensible avec le cadmium, tandis qu'il l'est peu avec le zinc, parce que les raies 27, 28, 29 sont extrêmement intenses.

JUILLET 1879

	Pages
Contributions à l'étude de la grêle et des trombes aspirantes, par M. <i>Daniel Colladon</i>	5
Sur l'état d'équilibre que prend, au point de vue de sa concentration, une dissolution saline primitivement homogène dont deux parties sont portées à des températures différentes, par M. <i>Charles Soret</i>	48
Résumé du Mémoire de M. le professeur Torq. Taramelli sur la formation des serpentines de l'Apennin, par M. <i>Renavier</i>	62
Sur quelques dérivés du durol (α tétraméthylbenzine), par MM. <i>Friedel, Crafts et Ador</i>	69
Action de l'anhydride phtalique sur la naphthaline en présence du chlorure d'aluminium, par MM. <i>J. Crafts et E. Ador</i>	77
Oxydation du durylbenzoyl, par MM. <i>Fr. Meyer et E. Ador</i>	81
Les progrès de l'industrie chimique à l'Exposition de Paris en 1878 (suite), par MM. <i>E. Reverdin et E. Nöttinger</i>	83
Détermination des longueurs d'onde des radiations très réfrangibles du magnésium, par M. <i>A. Cornu</i>	119

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE. — <i>Henri Dufour</i> . Sur un nouveau baromètre enregistreur	127
CHIMIE. — <i>A. Calm</i> . Constitution de l'acide parabannique	128
OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES pendant le mois de juin	129

AVIS. Dans la table des matières du tome I, le discours d'ouverture de M. Ch. Brunner de Watteville à la Société helvétique des sciences naturelles ayant été omis, nous joignons à ce numéro une nouvelle table qui doit remplacer celle qui a paru avec le numéro de juin.

SOCIÉTÉ HOLLANDAISE DES SCIENCES À HARLEM.

EXTRAIT

DES

ARCHIVES NÉERLANDAISES

DES

SCIENCES

EXACTES ET NATURELLES.



OBSERVATION SPECTRALE DES FRANGES D'INTERFÉRENCE

PAR

A. CORNU.

Le dispositif d'ARAGO-FRESNEL pour la mesure de très petites différences de chemin optique à l'aide des franges d'interférence est d'une simplicité et d'une élégance extrêmes lorsqu'on opère avec la lumière blanche: la célèbre expérience de FIZEAU sur l'entraînement partiel des ondes lumineuses en est un exemple remarquable. Mais ce dispositif paraît limité dans son usage; lorsqu'on dépasse un petit nombre de franges de déplacement il devient difficile de distinguer la *frange centrale blanche* dont la symétrie et même la position réelle sont altérées par l'inégale dispersion des milieux traversés.

FRESNEL n'a pas manqué d'apercevoir cet inconvénient dans ses premières expériences sur la topaze ¹⁾: il a été conduit à attribuer l'erreur de plusieurs franges entre l'observation et le calcul à la «dispersion de double réfraction» du cristal. Mais il a éludé la difficulté dans ses expériences ultérieures en n'observant que des différences de déplacement et en empruntant au phénomène même les constantes optiques, dont il avait besoin ²⁾.

L'erreur qu'on peut commettre lorsqu'on n'a pas égard à cette dispersion peut atteindre des proportions énormes. BILLET ³⁾ signale, sans l'analyser autrement, celle qu'on rencontre lorsqu'on cherche à déterminer dans le quartz la différence de vitesse des ondes polarisées circulairement en sens inverse à l'aide des franges d'interférence, si l'on

¹⁾ *Oeuvres Complètes*, tome II. p. 268.

²⁾ *loc. cit.* p. 49.

³⁾ *Traité d'optique physique*, tome II p. 242.

calcule sans précaution le déplacement de la frange centrale d'après le pouvoir rotatoire de la radiation moyenne du spectre visible on ne trouve que la moitié du déplacement observé, l'erreur apparente est donc ici égale à la quantité qu'on veut mesurer.

On explique aisément ce genre d'anomalies lorsqu'on analyse les conditions qui déterminent l'apparence d'une frange centrale blanche, plus généralement d'une frange *achromatique*, car une frange centrale est quelquefois noire, symétrique, et d'autrefois incolore et grise si l'on prend comme caractère spécifique l'absence de colorations.

La conclusion de cette analyse, d'ailleurs très simple, est la suivante ¹⁾:

Dans un système de franges d'interférences produites à l'aide d'une lumière hétérogène ayant un spectre continu, il existe toujours une frange achromatique qui joue le rôle de frange centrale et qui se trouve au point du champ où les radiations les plus intenses présentent une différence de phase maximum ou minimum.

L'application de cette condition à la dispersion rotatoire du quartz (loi de BIOT) permet de calculer la position de la frange achromatique (frange centrale apparente) dans l'expérience citée par BILLET; l'accord du calcul avec l'observation est alors complet, résultat important, car l'erreur considérable entre l'observation et le calcul avait été présentée comme une objection décisive à l'admirable théorie de FRESNEL relative au pouvoir rotatoire.

Je me suis proposé de rechercher, par l'application du même principe, à expliquer l'anomalie rencontrée par FRESNEL avec la topaze; mais il fallait connaître les indices principaux de ce cristal pour diverses raies du spectre visible, afin d'établir une formule empirique reliant l'indice à la longueur d'onde pour pouvoir mettre en nombres les formules qui seront exposées plus loin. En l'absence de données précises ²⁾ j'ai été

¹⁾ A. CORNU; sur la condition d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence. Comptes rendus de l'Académie des Sciences, tome XCIII p. 809, 1881. AINV avait expliqué par des considérations analogues le déplacement de la frange blanche qu'on remarque lorsqu'on observe un système de franges avec un prisme. (*Philos. Mag.* tome II p. 161, 1833).

²⁾ Les observations de BIOT employées d'abord par FRESNEL sont insuffisantes; celles de RYDBERG, qu'on reproduit souvent, sont suspectes ainsi que l'a fait depuis longtemps remarquer DES CLOIZEAUX.

obligé d'effectuer moi-même ces déterminations; mais je me suis heurté à la difficulté qui se présentera toujours dans les circonstances où les franges d'interférence constituent précisément le moyen le plus direct pour déterminer de faibles différences de marche optique. Ce sont les cas où l'on ne dispose que de très petits échantillons de la substance transparente à étudier. Malgré toute l'habileté de l'opticien ¹⁾ on est forcé de se contenter de prismes très petits, dont le pouvoir optique est insuffisant pour obtenir avec certitude la fonction qui doit entrer dans le calcul.

Après divers essais longs et pénibles sur de petits cristaux très limpides de topaze, j'ai été amené à considérer la question de plus haut et à rechercher si l'observation des franges d'interférence ne pourrait pas fournir elle-même les éléments du calcul de la frange achromatique.

La méthode que je vais décrire succinctement me paraît atteindre ce résultat, elle restitue à l'observation des franges la précision dont on ne la croyait plus susceptible: elle fournit les éléments de correction nécessaires et bien loin d'exiger les mesures préliminaires très délicates qui semblaient indispensables, elle détermine les paramètres optiques avec une approximation en rapport avec les conditions de l'expérience.

Cette méthode dérive des considérations résumées dans le travail précité sur la condition d'achromatisme des franges d'interférence et en est le développement; je supposerai, pour en abrégé l'exposition, que le lecteur en a pris connaissance.

*Observation des franges d'interférence à l'aide d'un spectroscopie
présentant une certaine loi de dispersion.*

J'emprunte à M. le Prof. RICHÉ l'idée très ingénieuse d'observer les franges d'interférence avec un spectroscopie dont la fente est normale à la direction des franges. Cet artifice a, il est vrai, l'inconvénient de réduire beaucoup l'éclat du phénomène et par suite d'exiger l'emploi d'une source lumineuse très intense (soleil, arc électrique); mais il a l'avantage de séparer les radiations interférentes par ordre de réfrangibilité.

¹⁾ Mr. IVAN WERLEIN m'a secondé avec une persévérance dont je lui suis très reconnaissant.

Les franges, en effet, vues à travers le spectroscopé, se transforment en gerbes, épanouies du violet au rouge, qui découpent chacune des raies spectrales en divisions équidistantes; de sorte qu'on obtient, d'un seul coup d'œil, la position des franges d'interférence correspondant à toutes les radiations homogènes visibles.

Le perfectionnement spécial que j'introduis est celui-ci: je donne au spectroscopé une loi de dispersion telle que les gerbes de franges s'anamorphosent suivant des courbes jouissant de propriétés géométriques très simples qui caractérisent la loi de dispersion relative de milieux traversés par les faisceaux interférents.

Le problème ainsi posé comporte une solution parce qu'on se limite volontairement aux radiations visibles, seules utilisées dans l'observation ordinaire des franges. On reconnaît, en effet, qu'une formule à trois termes

$$(1) \quad n = a + \frac{b}{\lambda} + \frac{c}{\lambda^2}$$

suffit pour représenter les mesures d'un indice n en fonction de la longueur d'onde λ ; le terme en λ^2 peut même le plus souvent être supprimé, en particulier lorsqu'il s'agit d'exprimer la différence presque constante des indices $n' - n''$ des deux ondes parallèles d'un cristal peu biréfringent.

Prenons comme exemple d'analyse spectrale celle des franges de FRESNEL et ARAGO; deux portions d'une même onde lumineuse, (naturelles ou polarisées diversement) traversent respectivement des épaisseurs égales à e de deux milieux dont les indices utilisés sont n' et n'' ($n' > n''$), ensuite elles passent normalement à travers deux fentes fines égales et parallèles distantes de $2a$. Les chemins parcourus dans ces milieux équivalent optiquement aux en' et en'' parcourus dans l'air, les ondes s'épanouissent à leur sortie des fentes, se remontent plus ou moins obliquement dans l'air à une distance D et interfèrent. Si l'on désigne par x la distance à la normale au plan des fentes du point où l'on observe l'interférence, la différence de marche est en ce point

$$(2) \quad \delta = \frac{2ax}{D} + e(n' - n'')$$

La différence de phase vibratoire Φ de la radiation λ est

$$(3) \quad \Phi = \frac{2ax}{\lambda D} + c \frac{n' - n''}{\lambda}$$

Construisons en coordonnées (qui peuvent être obliques mais de préférence rectangulaires) une courbe dont l'abscisse est x et l'ordonnée $y = \frac{1}{\lambda}$; l'équation de cette courbe s'obtiendra en remplaçant $n' - n''$ par sa valeur en fonction de λ ou de y

$$(4) \quad n' - n'' = a + by + cy^2$$

d'après l'hypothèse adoptée. Posons ensuite

$$(5) \quad ea = \alpha \quad eb = \beta \quad ec = \gamma$$

il vient :

$$(6) \quad \Phi = y \left(\frac{2a}{D} x + \alpha + \beta y + \gamma y^2 \right)$$

équation du 3^{me} degré qui représente une famille de courbes dont le paramètre est Φ . Les valeurs de $\Phi = m$ où m est entier positif ou négatif correspondent évidemment aux *franges claires*, $\Phi = \frac{2m-1}{2}$ aux *franges sombres*, mais Φ peut être égal à un nombre fractionnaire quelconque.

La discussion de ces courbes du 3^{me} degré n'offre aucune difficulté; nous nous y arrêterons d'autant moins qu'elles n'ont d'intérêt ici, que par comparaison avec les courbes du second degré correspondant à $\gamma = 0$ aux quelles elles se réduisent et dont elles diffèrent très peu. On a vu en effet que la dispersion relative $n' - n''$ est suffisamment bien représentée par une formule à deux termes.

Familles d'Hyperboles du 2^{me} degré. Si l'on suppose $\gamma = 0$ l'équation (6) devient

$$(7) \quad \Phi = y \left(\frac{2a}{D} x + \alpha + \beta y \right)$$

Elle représente une famille d'hyperboles ayant même centre et mêmes asymptotes.

Il en résulte que si l'on réalise un spectroscopie dont la déviation x d'une radiation λ soit égale à

$$(8) \quad u = u_0 + \frac{h}{\lambda} = u_0 + h y$$

u_0 et h étant des constantes, les gerbes de franges seront des hyperboles dont on identifiera l'équation avec la précédente en posant

$$(9) \quad \frac{u - u_0}{h} = y.$$

x représentant la position de la frange considérée le long de la fente du spectroscopie.

Les propriétés bien connues des hyperboles permettent d'énoncer les conséquences de cette identification :

1°. Les gerbes de franges forment une famille d'hyperboles ayant mêmes asymptotes (voir plus loin les figures 1 et 2), l'une (horizontale) Ox est parallèle aux raies spectrales et coïncide avec celle qui correspond à la longueur d'onde infinie, ou de fréquence nulle $y = 0$, l'autre CA est oblique et a pour équation

$$(10) \quad \frac{2a}{D} x + x + \beta y = 0$$

Elle passe par le centre commun C

$$(11) \quad y = 0 \quad x_0 = -\frac{D}{2a} x$$

à la distance $OC = x_0$ de l'origine O , c. à d. de la frange centrale blanche qu'on obtient en supprimant les lames transparentes (ou en plaçant la même sur les deux fentes).

2°. Les lignes médianes des franges claires sont des hyperboles ayant pour paramètre. $\Phi = m$, m étant un nombre entier positif ou négatif. celles des franges obscures sont des hyperboles ayant pour paramètre $\Phi = \frac{2m-1}{2}$. Les figures représentent les quatre premières franges claires $m = \pm 1 \pm 2 \pm 3 \pm 4$.

3°. Il existe toujours une frange claire rectiligne et une seule, c'est

l'asymptote oblique commune CT , qui est une branche de l'hyperbole $\phi = 0$; elle détermine l'origine des paramètres. Elle sépare en deux régions l'espace occupé par les franges; les franges successives ont des paramètres croissants de chaque côté, mais de signe contraire ainsi que des courbures de sens universe.

4°. La frange claire rectiligne CA est le lieu des points A dont les abscisses x , déterminent le déplacement *calculé* de la frange centrale pour chaque radiation: ce déplacement est en effet défini par la condition $\phi = 0$ ce qui d'après (7) donne, en écartant $y = 0$

$$(12) \quad \frac{2ax_1}{D} + \alpha + \beta y = 0 \left(\text{ou } \frac{2ax_1}{\lambda} + e \frac{n' - n''}{\lambda} = 0 \right)$$

On voit que cette frange ne peut pas être blanche c. à d. commune à toutes les radiations, puisque la distance $OP = x_1$ varie avec la radiation choisie.

Elle ne serait réellement centrale et blanche que si elle était indépendante de y , ce qui suppose $\beta = 0$; cette condition, qui équivaut à $n' - n'' = \text{const.}$ est rarement remplie, toutefois le *gyipse* en lames de clivage s'en rapproche beaucoup.

5°. On a rappelé qu'il existe toujours une *frange achromatique*, elle correspond à $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$ puisqu'elle correspond à un maximum dans la phase de la radiation $y = OD$ la plus intense de la source.

L'abscisse $\xi = OQ$ qui détermine la frange achromatique est donc donnée par la condition

$$(13) \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \text{ ou } \frac{2a\xi}{D} + \alpha + 2\beta y = 0$$

Le lieu des points T dont les abscisses ξ satisfont à cette condition est aussi une ligne droite, c'est le diamètre CT' conjugué de la direction de l'axe des y , (relation indépendante de l'angle des axes coordonnés), cette droite passe par les points de contact T avec les hyperboles des tangentes $x = \xi$ parallèles à l'axe des y .

On sait que chaque point de contact T est le milieu du segment QA' de la tangente compris entre les deux asymptotes.

6°. En particulier la tangente $x = \xi$ qui touche l'hyperbole $\phi = \mu$ (fig. 2) au point dont l'ordonnée $y = PA$ correspond à la radiation la

avec l'asymptote CAA' . On voit que cette relation géométrique est indépendante de l'angle des axes coordonnés.

Le point B où l'asymptote (frange claire rectiligne) rencontre l'axe des y est un point très important que nous nommerons pour abrégier *point caractéristique*; sa distance y_0 à l'origine s'obtient en faisant $x = 0$ dans l'équation (10) de l'asymptote

$$(14) \quad \alpha + \beta y_0 = 0 \quad y_0 = -\frac{\alpha}{\beta} = -\frac{ea}{eb} = -\frac{a}{b}$$

elle est indépendante de l'épaisseur commune e des deux lames et ne dépend que de la différence $n' - n''$ des indices en jeu; y_0 caractérise donc le rapport des deux coefficients a et b qui définissent la loi de variation de $n' - n''$ avec la longueur d'onde. On en déduit les conséquences suivantes:

Lorsque le point caractéristique B est situé du côté des y négatifs (au delà de l'infrarouge) [fig. 1] les coefficients a et b sont de même signe et la frange achromatique ($x = \xi$) est plus éloignée de l'origine que la frange ($x = x_1$) de phase nulle; dans le cas ce déplacement apparent de la frange centrale OQ est plus grand que le déplacement calculé par $\Phi = 0$ c. à d. que OP (cas du quartz parallèle à l'axe).

Lorsque le point caractéristique B est à l'infini, l'asymptote étant parallèle à l'axe des y , les points x et ξ c. à d. P et Q se confondent, l'observation coïncide avec le calcul (cas du gypse en lames de clivage).

Si le point caractéristique B est du côté des y positifs (fig. 2) les coefficients a et b sont de signe contraire (b négatif) le déplacement apparent observé OQ est moindre que le déplacement calculé OP (topaze, lames de clivage).

Enfin il est une disposition particulière dans laquelle le point caractéristique B coïncide avec l'origine; alors $x_0 = 0$ $y_0 = 0$ et par suite $\alpha = 0$, mais avec $\beta \leq 0$.

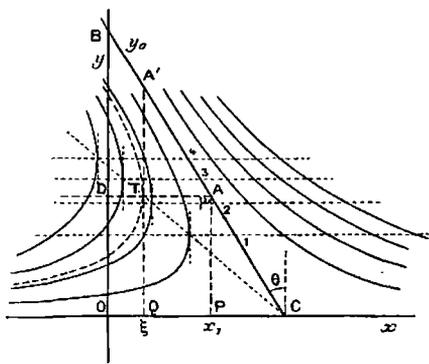


Fig. 2.

La loi de dispersion se réduit à la forme

$$n' - n'' = \frac{b}{\lambda} = by \quad \text{ou } e(n' - n'') = \beta y$$

on la rencontre dans l'observation des franges du biquartz à deux rotations en lumière polarisée circulairement ¹⁾. *L'asymptote passe par l'origine, l'abscisse x_1 est double de ξ , $CQ = 2 CP$ parce que $A'T = T'Q$ d'après la propriété bien connue de la tangente à l'hyperbole. On a donc l'explication intuitive de l'énorme erreur signalée par BILLET.*

Expressions des deux déplacements x_1, ξ en fonction de la largeur de la frange monochromatique correspondante.

On peut s'affranchir du facteur $\frac{2a}{D}$ en exprimant les abscisses en fonction de la largeur X de la frange correspondant à la radiation y . On ob-

Expressions des deux déplacements x_1, ξ en fonction de la largeur de la frange monochromatique correspondante.

les rapports de x ou ξ à X représentent des *nombre*s de franges. La différence $\xi - x_1$ prend la forme très simple :

$$(17) \quad \frac{\xi - x_1}{X} = -\beta y^2$$

La différence entre la frange achromatique et la frange de phase nulle croit comme le carré et la fréquence vibratoire de la radiation y choisie comme la plus intense, et proportionnellement au coefficient $\beta = cb$ caractéristique de la variation chromatique $n' - n''$.

On remarquera que le produit $-\beta y^2$ est un coefficient numérique qui représente le paramètre Φ de l'hyperbole à la quelle la droite $x = \xi$ est tangente, puisque la frange rectiligne au point $x = x_1$ a le paramètre zéro.

*Relation entre l'inclinaison de la frange claire rectiligne
et de la différence des déplacements $\xi - x_1$.*

Désignons par θ l'angle que fait la direction de l'asymptote $BCA'A'$ avec l'axe des y , $\theta = YBA = AA'T'$. On a évidemment dans le triangle ATA' si les axes coordonnés sont rectangulaires fig. (1)

$$(18) \quad \text{tang } \theta = \frac{\xi - x_1}{y}$$

Car $A'T = TQ = y$. Comme on peut mesurer directement l'angle θ de la frange rectiligne claire avec l'axe de dispersion du spectroscopie aussi que $\xi - x_1$, on obtient donc sur le phénomène spectral lui-même une vérification qui permet de juger si les conditions expérimentales requises pour l'application de la présente théorie sont suffisamment réalisées.

Rem. Il ne faut pas oublier de déterminer le facteur h qui définit l'échelle des ordonnées d'après la dispersion du spectroscopie. A cet effet on mesure, avec le même micromètre que les abscisses x_1 , ξ , la distance de deux raies spectrales dont les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 (exprimées en fraction de micron, par exemple) sont connues et par suite leurs inverses. Substituées dans l'équation (9) les mesures fournissent le facteur h par la relation

$$(19) \quad u_1 - u_2 = h(y_1 - y_2)$$

La formule (18) ne se vérifiera donc numériquement qu'après avoir divisé le second membre par h , car on mesure en réalité non θ , mais θ_1

$$\operatorname{tang} \theta_1 = \frac{\xi - x_1}{u_0 - u} = \frac{\xi - x_1}{hy}$$

On démontre aisément qu'une petite erreur de rectangularité des axes n'a qu'une influence négligeable sur l'angle θ .

Expression de la loi approchée de dispersion $n' - n''$.

La différence $\xi - x_1$ donne la valeur de β

$$(17) \quad \xi - x_1 = -X\beta y^2 \quad \beta = -\frac{\xi - x_1}{Xy^2}$$

la différence $\xi - 2x_1$ tirée de (15) et (16) donne α

$$\xi - 2x_1 = +X\alpha y \quad \alpha = +\frac{\xi - 2x_1}{Xy}$$

Divisant par l'épaisseur e après avoir remplacé α par $e\alpha$ et β par $e\beta$ on obtient

$$n' - n'' = a + b \frac{1}{\lambda}$$

qui est la loi approchée de dispersion relative des lames transparentes employées.

Rem. Il importe de remarquer que x_1 et ξ sont comptés à partir de l'origine $x = 0$ c. à d. de la frange centrale blanche qu'on obtient en supprimant les lames transparentes ou en plaçant la même sur les deux fentes. (L'épaisseur e doit être exprimée avec la même unité que λ).

En résumé on voit que la détermination de cette loi de dispersion consiste à compter deux nombres de franges le long d'une raie spectrale et à mesurer leur largeur, on a₁ de plus, une vérification de ces mesures en mesurant l'inclinaison de la frange claire rectiligne.

Il est difficile d'imaginer un procédé plus simple et plus direct.

Réalisation expérimentale de la théorie précédente.

La description des appareils et des expériences exécutés en vue de vérifier et d'utiliser la théorie précédente réclameraient de longs développements, je me bornerai à signaler les points spéciaux.

1°. J'ai obtenu un spectroscopie réalisant la loi de dispersion requise à l'aide d'un prisme composé de deux prismes de crown et d'un prisme de flint d'angle convenable de manière à annuler le terme en λ^2 qui figure dans l'expression résultante.

2°. La fente du collimateur est légèrement courbe, de manière à donner aux raies spectrales une rectilignité complète dans toute l'étendue du champ.

3°. Les objectifs du collimateur et de la lunette sont remplacés par des miroirs concaves pour éviter les déformations que l'imparfait achromatisme imprime aux ordonnées y .

4°. L'observation s'effectue par la photographie, avec des plaques rendues orthochromatiques par un bain d'Erythrosine; ces plaques ainsi préparées présentent un maximum de sensibilité entre les raies E et D tout à fait analogue à celle de la vision de l'oeil normal. Cette précaution est indispensable, car avec les oculaires ordinaires les aberrations et les incertitudes sont énormes.

Ce spectroscopie a été utilisé dans plusieurs études relatives à la double réfraction, rectiligne, circulaire et elliptique, à la dispersion anormale. J'indiquerai seulement ici l'application à l'expérience des topazes de FRESNEL qui fait ici la base de l'exposition de la méthode.

Une belle topaze *goutte d'eau*, à été divisée en deux morceaux et taillée exactement comme FRESNEL l'indique (tome II, p. 263). Les deux morceaux croisés, d'égale épaisseur ont été placés devant la double fente de l'appareil d'interférence; suivant le sens de la polarisation de la lumière incidente on observe un seul système central ou un système latéral de franges. Toutes les particularités signalées dans la théorie précédente ont été minutieusement reconnues.

Je citerai en particulier la position du point caractéristique y_0 du côté de l'ultraviolet comme dans la fig. 2.

Les mesures de déplacements ξ et x_1 pour les rayons jaunes (milieu entre E et D) ont naturellement été d'accord avec cette disposition de la gerbe de franges. Le déplacement de la frange centrale apparente ξ

était de 35 franges, celle de la phase nulle x_1 de 44. La vérification de l'inclinaison de la frange claire rectiligne à été satisfaisante.

Or il se trouve que ces deux nombres concordent très exactement avec les observations de FRESNEL qui a obtenu 17,5 et 21. Comme je disposais de lames d'une épaisseur environ double de celle de l'illustre physicien, les nombres que j'ai observés sont sensiblement doubles.

J'ai donc eu la satisfaction de reproduire, en la perfectionnant, l'expérience de FRESNEL avec la même anomalie et de confirmer directement l'explication qu'il avait soupçonnée.

SOCIÉTÉ HOLLANDAISE DES SCIENCES À HARLEM.

EXTRAIT

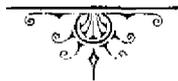
DES

ARCHIVES NÉERLANDAISES

DES

SCIENCES

EXACTES ET NATURELLES.



DEUX MÉTHODES OPTIQUES
POUR L'ÉTUDE DE L'ÉLASTICITÉ DES CORPS SOLIDES

PAR

A. CORNU.

L'étude rigoureuse des propriétés élastiques des corps solides, surtout de ceux qui par leur rareté (comme les cristaux naturels) ne s'obtiennent qu'en petits échantillons, présente d'extrêmes difficultés.

C'est aux propriétés les plus délicates des ondes lumineuses que je me suis adressé pour tâcher de les vaincre : à cet effet j'ai essayé d'instituer deux méthodes optiques, en apparence très différentes, mais qui, au fond, ainsi qu'on le verra plus loin, sont équivalentes théoriquement et paraissent identiques comme précision.

La première, que j'avais cru d'abord de beaucoup supérieure à l'autre, a été décrite en 1869, dans les Comptes rendus de l'académie des sciences (t. LXIX p. 333) : la seconde a seulement été indiquée par une note au bas de la page 336 de la même communication qui en fait connaître le principe.

Toutes les deux sont fondées sur la variation des phénomènes optiques que produit la déformation d'une surface polie taillée sur le corps élastique.

La surface plane d'une lame parallélépipède est la forme qui offre le genre d'observations les plus faciles.

Les modes de déformation employés, sont

1°. *la flexion dite circulaire* : la lame est posée horizontalement sur deux appuis parallèles et fléchie par deux poids égaux et symétriques : des dispositifs simples permettent d'effectuer la flexion *convexe* et la flexion *concave*.

2°. *la torsion* : la lame est posée sur un appui d'un côté et sur une

pointe de l'autre et tordue dans un sens ou dans l'autre à l'aide de leviers symétriques perpendiculaires à l'axe de torsion. Les modes de flexion et de torsion inverses et symétriques ont l'avantage d'éliminer plusieurs causes d'erreur, et de doubler la précision.

Les deux méthodes optiques employées pour déterminer la déformation de la surface primitivement plane vérifient le théorème d'EULER sur la loi de variation des courbures de la surface autour d'un point. On reconnaît immédiatement les deux sections principales rectangulaires dont les courbures $\left(\frac{1}{R}\right)$ et $\left(\frac{1}{R'}\right)$ sont presque toujours de signe contraire: les mesures micrométriques vérifient ensuite la relation

$$(1) \quad \frac{\cos^2 \omega}{R} + \frac{\sin^2 \omega}{R'} = \frac{1}{\rho}$$

utilisable toutes les fois qu'on a besoin de mesurer la courbure $\frac{1}{\rho}$ d'une section normale faisant l'angle ω avec la section principale de courbure $\frac{1}{R}$.

1^{ÈRE} METHODE

fondée sur l'emploi des anneaux de NEWTON.

On observe avec une lumière monochromatique les anneaux produits par la lame d'air située entre la surface élastique déformée et la surface le plus souvent plane d'une lentille convergente de 40 à 50 cm. de distance focale portée sur trois pointes à vis.

Le phénomène optique, observé quasi normalement avec la lumière jaune de la soude (suivant le dispositif de FIZEAU) est très frappant par son élégance géométrique. La surface plane déformée par flexion ou torsion étant à courbures opposées détermine un système d'anneaux hyperboliques ayant mêmes asymptotes: on vérifie donc intuitivement d'une part la rectangularité des sections principales (parallèles aux axes principaux des hyperboles) et d'autre part la loi de variation des courbures du théorème d'EULER; les hyperboles réalisent en effet les *indicatrices* de CH. DUPIN, auxquelles se réduisent les sections de la surface par des plans parallèles à un plan

tangent à des distances très petites du point de contact, car ces distances sont égales à une demi-longueur d'onde, soit $\frac{1}{2}$ $0,4589$ ou un tiers de micron.

Ce système d'hyperboles peint en même temps aux yeux la forme de la surface suivant le mode de représentation *topographique*, l'échelle des hauteurs des sections horizontales étant précisément égale à une demi-longueur d'onde. ¹⁾

Le relevé de ces anneaux peut se faire au foyer d'une petite lunette d'observation munie d'un micromètre à fil : mais la précision des pointés devient beaucoup plus grande en faisant appel à la photographie.

A cet effet, la lunette est remplacée par un appareil photographique visant presque normalement la surface de la lame d'air où se forment les anneaux ; la source lumineuse est une étincelle d'induction jaillissant entre deux pôles de magnésium. L'étincelle est placée dans une direction légèrement oblique sur l'axe de la lentille précitée de manière que son image conjuguée réfléchiée par les surfaces interférentielles se fasse sur l'objectif photographique.

En quelques secondes on obtient un cliché des anneaux (cliché négatif) car la radiation la plus intense est suffisamment monochromatique : en réalité c'est un triplet ultraviolet dont la longueur d'onde moyenne est $\lambda = 0,4383$.

On peut à loisir mesurer ces clichés qui supportent de forts grossissements à l'aide d'un microscope à chariot micrométrique.

La précision des pointés peut aller très loin et atteindre au moins le $\frac{1}{20}$ de la largeur d'un anneau, ce qui correspond à $\frac{1}{40} 0,4383 = 0,01095$ ou à un centième de micron dans l'appréciation des déformations relatives normalement à la surface. ²⁾

¹⁾ La surface inférieure de la lentille peut être choisie non seulement plane mais légèrement convexe ou concave : on obtient alors toutes les formes d'indicatrices décrites par DUPIN, ellipses, systèmes de droites parallèles et hyperboles.

²⁾ Avec certaines plaques au gélatino-bromure, lorsque l'étincelle d'induction n'est pas convenable, la radiation violette $\lambda = 448$ superpose un système d'anneaux qui altère la pureté des courbes en leur donnant un aspect périodique 6 : 7 : on élimine cette radiation à l'aide d'une couche de collodion avec $\frac{1}{1000}$ de chrysoïdine qu'on étend sur la surface la plus plane de l'objectif photographique.

L'emploi des anneaux de NEWTON a l'avantage de fournir une vue d'ensemble des déformations simultanées de tous les points de la surface élastique, indépendamment de la flexion des appuis, ou du support de la lentille auxiliaire servant à la production des anneaux.

La grandeur réelle des anneaux s'obtient à l'aide d'un quadrillage rectangulaire, de dimension déterminée, tracé au diamant ou à l'acide fluorhydrique sur la surface plane de la lentille auxiliaire. L'image photographique de ce quadrillage permet en outre de corriger l'effet de la légère obliquité des faisceaux.

Mesures micrométriques. On se contente en général de mesurer les diamètres des anneaux de même ordre suivant les deux sections rectangulaires principales. Comme les rayons de courbure sont très grands par rapport à l'épaisseur e de la lame d'air correspondant au milieu de diamètre c de l'anneau considéré on a pour chaque section principale la relation bien connue

$$(2) \quad c^2 = 8 R e \quad \text{et} \quad c'^2 = 8 R' e'.$$

Si l'on donne à chaque anneau un numéro d'ordre i en commençant par $i = 1$ pour le premier à partir du centre, le diamètre c_i correspondra à l'épaisseur e_i : or e_i est égal à un nombre entier i plus une fraction ϕ de demi-longueurs d'onde. Donc

$$(3) \quad c_i^2 = 8 R (i + \phi) \frac{\lambda}{2} = 4 R \lambda i + 4 R \lambda \phi,$$

expression de la forme

$$(4) \quad c_i^2 = a i + b, \quad \text{en posant} \quad \begin{cases} 4 R \lambda = a \\ 4 R \phi = b. \end{cases} \quad (5)$$

Les observations donnent i et c_i ; il s'agit d'en déduire a et b . On est naturellement à employer la méthode des moindres carrés, car le nombre de diamètres c_i mesuré est le plus souvent assez grand. Soit n ce nombre: on aura la condition

$$(6) \quad \sum_1^n (a i + b - c_i^2)^2 = \text{minimum},$$

laquelle se ramène en égalant à zéro les coefficients de da et db obtenus

en différentiant l'équation ci-dessus, à deux équations linéaires en a et b qui déterminent ces deux paramètres :

$$(7) \quad \begin{cases} a \sum i^2 + b \sum i - \sum i c_i^2 = 0 \\ a \sum i + n b - \sum c_i^2 = 0. \end{cases}$$

Les sommes Σ étant prises de 1 à n :

$$\begin{cases} \Sigma i = \frac{n(n+1)}{2} \\ \Sigma i^2 = \frac{n(n+1)(2n+1)}{6} \end{cases}$$

Résolues par rapport à a et b ces équations donnent

$$(8) \quad a = \frac{2 \sum i c_i^2 - (n+1) \sum c_i^2}{(n-1)n(n+1)}, \quad b = \frac{(2n+1) \sum c_i^2 - 3 \sum i c_i^2}{(n-1)n}$$

Dans l'application numérique de ces formules on rencontre quelques simplifications qui en rendent l'usage très simple.

Élimination des erreurs fortuites de pointé. Dans l'équation (5) les diamètres c_i entrent par leurs carrés de sorte qu'une erreur fortuite δc_i y figure par le produit $2c_i \delta c_i$, ce qui semble exagérer l'influence de l'erreur des diamètres croissants.

Une série d'observations directes m'a montré que l'erreur moyenne de pointé sur les anneaux est sensiblement proportionnelle à la largeur de l'intervalle moyen des anneaux consécutifs; on a donc la condition

$$\delta c_i = k(c_{i+1} - c_i) = k \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{c_{i+1} + c_i} = \frac{k}{2} \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{c_{i+1} - c_i},$$

d'où
$$\frac{1}{2}(c_{i+1} + c_i) \delta c_i = \frac{k}{2};$$

c'est donc bien par leurs carrés que les diamètres mesurés doivent entrer dans l'équation de condition pour donner à toutes les observations le poids qui leur convient.

Il est bien entendu que chaque mesure de c_i est une moyenne de plusieurs mesures répétées pour atténuer les erreurs fortuits de pointé: le

calcul des coefficients a et b par la méthode des moindres carrés a pour but d'éliminer leur influence.

Erreurs systématiques. Les valeurs c_i , avant d'être traitées comme on vient de l'exposer, ont besoin d'être corrigées d'une erreur systématique dont voici l'origine. Lorsqu'on observe au micromètre à fil on est inévitablement conduit à pointer le milieu des deux bords de l'anneau (sombre ou clair) au lieu de pointer la position du minimum ou du maximum d'intensité, toujours indécise; la dissymétrie de chaque anneau rend d'ailleurs cette appréciation exacte presque impossible. Il faut donc calculer la position de ce minimum ou de ce maximum d'après le pointé qui correspond au milieu des bords visibles de l'anneau. La discussion géométrique de cette condition conduit à la règle suivante.

On corrigera le carré de chaque diamètre apparent (défini par les milieux deux à deux des quatre bords de l'anneau) en ajoutant le carré de la largeur apparente (ou distance moyenne des bords contigus) de l'anneau.

Ce sont ces valeurs corrigées c_i^2 qu'on introduit dans les équations ci-dessus (7) et (8).

Calcul des deux courbures principales. On opère ainsi qu'il vient d'être dit dans les deux directions principales c. à d. suivant les axes principaux du système d'hyperboles; on en conclut les valeurs $a = 4R\lambda$ suivant l'un des axes et $a' = 4R'\lambda$ suivant l'autre; les valeurs b et b' servent de vérification, car on doit avoir la relation $\phi + \phi' = 1$, la série des hyperboles conjuguées de part et d'autre des asymptotes correspondant à la succession des épaisseurs de la lame d'air qui varient d'une manière continue suivant la série des nombres entiers.

On calcule ainsi les courbures $\frac{1}{R}$ et $\frac{1}{R'}$, qui entrent dans les formules de la théorie de l'élasticité.

Si par suite d'une dissymétrie quelconque, les axes principaux ne coïncident pas avec les arêtes de la lame parallélépipède, on mesure l'angle ω de déviation, et le théorème d'EULER permet de calculer les courbures dans les plans de symétrie de la lame, ou dans les sections désignées par la théorie; ainsi dans le phénomène de la torsion les sections intéressantes sont à $\omega = \pm 45^\circ$ de l'axe de la lame, tandis que dans la flexion $\omega = 0$ ou 90° .

Substitution d'une méthode purement optique au relevé micrométrique des anneaux. Les clichés photographiques des anneaux forment de véritables réseaux de diffraction susceptibles de former des *images focales* lorsqu'on les interpose sur le trajet d'un faisceau de rayons parallèles ¹⁾. A cet effet on dispose un collimateur dont la fente usuelle est remplacée par un très petit trou éclairé par une lumière très vive à l'aide d'une lentille collective.

Le cliché interposé transforme le faisceau parallèle en deux séries de faisceaux astigmatiques formant des foyers linéaires parallèles aux axes principaux des hyperboles. La distance à la surface du cliché de ces images focales est précisément proportionnelle au rayon de courbure de la section principale correspondante et en raison inverse de la longueur d'onde de la lumière éclairante.

La multiplicité des images focales n'entraîne aucune ambiguïté parce que ces images se distinguent très aisément les unes des autres; d'abord par leur direction qui est toujours perpendiculaire à la section principale dont on cherche la courbure; ensuite par leur distance à la surface du cliché qui est proportionnelle à la série des nombres entiers

$$\dots - 3, - 2, - 1, 0, + 1, + 2, + 3, \dots$$

le signe + correspond aux foyers *convergens*, le signe — aux foyers *divergents*, c. à d. situés au-delà de la surface diffringente; d'ailleurs elles se réduisent le plus souvent à deux, correspondant à — 1 et + 1 par suite de l'effacement des autres.

Je n'insisterai pas sur l'emploi de cette méthode qui serait d'une élégance et d'une simplicité merveilleuse si elle n'était pas un peu difficile à mettre en oeuvre pratiquement. Les difficultés proviennent de plusieurs causes :

1°. Les clichés doivent être obtenus sur des glaces à faces bien parallèles pour que la réfraction ne trouble pas la marche des faisceaux diffractés et non sur les plaques photographiques du commerce qui sont des vitres communes.

¹⁾ Comptes-rendus de l'Académie des Sciences. Tome LXXX p. 645. 1875. Association française pour l'avancement des Sciences, Congrès de Nantes p. 376.

2°. La lumière émise par le collimateur doit être à la fois très intense et sensiblement monochromatique.

3°. La mesure des distances focales convergentes est très directe et très facile; mais celle des foyers divergents (nécessaire pour éliminer certaines causes d'erreur) exige des dispositifs optiques complexes dont la précision est incertaine.

Toutes ces conditions, bien que réalisables dans un laboratoire confortablement installé, sont, en définitive, plus compliquées que les simples observations micrométriques qu'on fait à loisir, sans aucune manipulation additionnelle.

Il était cependant utile de signaler ce mode synthétique de mesures qui, dans certains cas, abrégerait d'une manière notable la détermination des éléments principaux d'une surface élastique déformée dont on possède la *représentation topographique*.

La seconde méthode optique que je veux décrire remplit le même but d'une manière plus directe mais, en revanche, elle ne conserve pas, comme la première, l'image géométrique de la surface étudiée.

Tous les détails que je viens d'exposer ne sont pas seulement le résultat de recherches théoriques: ils dérivent d'un très grand nombre de déterminations expérimentales.

Je dois avouer cependant que je n'ai jamais été entièrement satisfait et c'est ce qui m'a empêché de publier les chiffres obtenus dans les nombreuses mesures effectuées sur des lames de substances supposées isotropes, verres communs, crown et flint glass, acier, cuivre et de substances cristallisées (fluorine, sel gemme, alun et quartz).

Outre la difficulté inhérente à l'obtention de matériaux convenables, on se trouve placé entre deux écueils: si les dimensions transversales relatives des lames sont très petites comme l'exigent les formules de la théorie de l'élasticité, les surfaces déformées sont si étroites que le nombre des anneaux utilisables est trop faible, au moins dans le sens transversal, pour obtenir une précision suffisante. Si pour accroître le champ des anneaux visibles on élargit les lames par rapport à leur épaisseur, on risque de n'être plus dans les conditions simples où les équations de l'élasticité ont été intégrées. C'est ce qu'on peut reconnaître d'une manière un peu grossière, il est vrai, mais très suggestive, en ployant ou en tordant des lames de diverses largeurs découpées dans une plaque de caoutchouc de 10 à 15 millimètres d'épaisseur: les sur-

faces extérieures prennent des formes incompatibles avec les prévisions théoriques.

Je ne considère pas toutefois ces difficultés comme insurmontables : ¹⁾ j'ai cherché à diverses reprises à perfectionner mes premiers essais, malheureusement le temps et surtout l'assistance m'ont fait défaut ²⁾; il est impossible de mener seul à bonne fin des travaux aussi minutieux.

J'ai donc dû me contenter de discuter les méthodes expérimentales afin de préparer la voie aux observateurs qui disposeraient, en matériel et personnel, des ressources nécessaires pour les mettre en oeuvre.

2^{ÈME} MÉTHODE

fondée sur l'emploi des images focales par réflexion.

La méthode fondée sur l'observation des anneaux de NEWTON m'avait paru, au début, d'une précision si merveilleuse par suite de la petitesse des longueurs d'onde ultra-violettes employées ³⁾ que je n'avais pas hésité à lui attribuer *a priori* une supériorité incontestable.

¹⁾ Ainsi on peut augmenter le nombre d'anneaux en remplaçant la surface plane de la lentille convergente par une surface convexe ou concave de courbure connue. Les anneaux deviennent circulaires, elliptiques, rectilignes, suivant toutes les variétés d'*indicatrices* et peuvent donner dans de meilleures conditions les variations de courbure de la surface déformée.

²⁾ Je dois toutefois mentionner le zèle et l'habileté avec laquelle un jeune physicien russe, Mr. WOULE, depuis professeur de minéralogie à Varsovie a bien voulu m'aider à travailler cette méthode pendant les quelques mois passés dans mon laboratoire de l'Ecole Polytechnique: il a accompli en particulier avec un soin extrême non seulement la révision des procédés de calcul, mais encore la tâche un peu ingrate de vérifier l'exactitude de la méthode en déterminant par les anneaux la valeur de la courbure de plusieurs surfaces convexes et concaves déterminées directement soit par les images focales, soit par l'emploi de mon levier à réflexion (Journal de Physique 1^{er} Série tome IV. p. 7).

Qu'il me soit permis de lui adresser ici l'expression de mes remerciements bien sincères.

³⁾ Avec une lentille de quartz et un objectif photographique quartz-fluorine on peut utiliser la raie quadruple ultraviolette $\lambda = 280$ qui donne des anneaux encore plus serrés et par suite accroître sensiblement la délicatesse de la méthode: on irait certainement encore plus loin en prenant certaines précautions dans le choix de la source actinique.

Aussi suis-je resté jusqu'en 1890 sans chercher à développer la méthode des images focales produites par réflexion sur la surface plane déformée des lames élastiques indiquée dans mon travail de 1869.

C'est à la suite d'études d'un tout autre genre que j'ai aperçu clairement la précision de ce mode d'exploration qui ne le cède en rien, au moins théoriquement, à l'observation des anneaux Newtoniens et qui a l'avantage d'être plus direct. J'ai donc étudié un dispositif qui permette de faire couramment les mesures analogues à celles de la première méthode.

On opère comme précédemment sur une lame parallélépipède horizontale dont la face supérieure est plane et polie, par flexion ou par torsion; au dessus de cette lame et à une très petite distance repose sur trois pointes à vis un objectif achromatique de 25 à 30 cm. de distance focale.

Le mode d'observation est comparable à celui que les astronomes emploient pour observer le nadir sur la surface plane d'un bain de mercure, ou celui que les physiciens nomment parfois *autocollimation*.

Un point lumineux placé au foyer principal de l'objectif donne au-delà un faisceau de rayons parallèles; ce faisceau se réfléchit normalement sur la surface plane de la lame non encore déformée, se réfracte de nouveau à travers l'objectif, et va former dans le plan focal principal un point lumineux, image de la source et placé à côté d'elle. Si maintenant on vient par flexion ou torsion à déformer la surface de la lame élastique, le faisceau réfléchi devient *astigmatique*; le foyer ponctuel unique se transforme en deux foyers linéaires rectangulaires, mais séparés, conformément au théorème de MALUS.

C'est de la position et de l'orientation de ces deux images focales relativement à leur position où elles forment une image ponctuelle unique qu'on déduit à la fois la valeur des courbures principales de la surface déformée et la direction des sections principales qui leur correspondent.

Pour bien comprendre comment ces deux genres de mesure peuvent s'effectuer il est nécessaire de décrire succinctement le dispositif expérimental qui fournit la source lumineuse et qui permet d'observer ses deux images réfléchies.

Comme source il est très commode de choisir une ligne lumineuse entre deux lignes sombres formée par un fil de verre de $\frac{2}{100}$ de millimètre éclairé par transparence à l'aide d'une lentille collectrice renvoyant

la lumière vers l'objectif dans la direction de l'axe principal de cet objectif. Le fil est tendu au centre d'une alidade creuse mobile sur un cercle divisé. En arrière de ce fil on dispose dans la direction de l'axe principal de l'objectif un microscope glissant longitudinalement sur un chariot à l'aide d'une crémaillère et d'un pignon ¹⁾. Lorsque l'appareil est convenablement réglé, l'image réfléchie du fil lumineux vient se peindre à côté du fil matériel avec une grande netteté lorsque la direction de ce fil est parallèle à l'une des sections principales de la lame déformée. Si cette condition n'est pas remplie, la netteté reste défectueuse malgré la variation de *mise au point* du microscope, mais en tournant l'alidade dans un sens ou dans l'autre ²⁾ on trouve une orientation du fil pour laquelle l'image réfléchie présente une netteté admirable; c'est la direction d'une des deux sections principales. L'autre section s'obtient immédiatement en tournant l'alidade d'un angle droit. On vérifie ainsi la première partie du théorème d'EUER.

Quant à la détermination des courbures on l'obtient à l'aide des opérations suivantes :

1°. On détermine avec soin la distance focale principale f et la position des points nodaux de l'objectif avec un focomètre approprié (voir Journal de Physique 1^{er} Série. Tome VI, p. 276 et 308).

2°. L'objectif étant placé sur ses trois pointes, on remplace la lame élastique à étudier par une glace *parfaitement plane*; on détermine alors la position du plan focal principal de l'objectif par la condition que le fil et son image soient *au point* simultanément dans le plan focal du microscope. C'est un réglage qu'on effectue une fois pour toutes et dont on conserve la trace en lisant sur le chariot qui porte le microscope la graduation correspondant à cette position.

¹⁾ En réalité le faisceau éclairer du fil et le faisceau qui fournit l'image réfléchie de ce fil forment un petit angle qu'on pourrait annuler par l'artifice d'une glace sans tain; mais cette glace introduirait un peu d'astigmatisme étranger dans les images, défaut qu'il vaut mieux éviter.

²⁾ On est guidé dans cet essai par quelque partie dissymétrique de l'image qui paraît estompé dans la direction cherchée de sorte que le tâtonnement en direction est pour ainsi dire nul: il faut naturellement faire varier en même temps la mise au point pour obtenir le maximum de netteté.

Si maintenant on substitue à la glace plane une lame élastique déformée, l'image du fil maintenu dans la position précédente se fera dans un autre plan focal : la différence de position de cette image se mesurera par le déplacement du microscope mis au point sur l'une ou l'autre des images linéaires précitées. On détermine, par un double tâtonnement, les deux azimuts rectangulaires du fil qui donnent les images les plus nettes et on lit sur la graduation du chariot les positions correspondantes du microscope.

La surface de la lame élastique est presque en contact avec la surface extérieure de l'objectif, on peut presque toujours la considérer comme en coïncidence avec le point nodal extérieur. Nous commencerons néanmoins par supposer que la distance de cette surface est finie et égale à d .

Soient p la distance du fil lumineux au fil nodal intérieur,

p' ——— du foyer conjugué par rapport à l'objectif comptée à partir du point nodal extérieur et dans le même sens :

On aura

$$(9) \quad \frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

Soient s et s' les distances des images conjuguées de la surface réfléchissante de rayon R supposée en coïncidence avec le point nodal extérieur et comptée dans le même sens ; on aura

$$(10) \quad \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{R}.$$

Enfin q et q' les distances analogues à p et p' pour le retour des faisceaux réfléchis à travers l'objectif, on aura de même

$$(11) \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{q'} = \frac{1}{f}.$$

Les conditions de liaison des images conjuguées sont :

$$(12) \quad s = p' + d \quad , \quad s' = q' + d.$$

L'élimination de s et s' se fait aisément et l'on trouve

$$(13) \quad \frac{2}{R} = \frac{f-p}{d(f-p)+fp} + \frac{f-q}{d(f-q)+fq}$$

équation qui fournit la courbure de la lame dans la section choisie.

Mais le plus souvent on constate que les produits $d(f - p)$, $d(f - q)$ sont négligeables devant les termes $f\rho$ et fq , car d est très petit et d'autre part p et q sont voisins de f ; il en résulte qu'on peut supposer $d = 0$ et alors l'équation se réduit à

$$(14) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 2 \left[\frac{1}{f} + \frac{1}{R} \right] = \frac{2}{\rho},$$

qu'on obtiendrait directement en ajoutant membre à membre (9), (10) et (11) en faisant $d = 0$ dans (12).

D'où l'on conclut ce résultat très simple.

Dans les conditions précitées du dispositif optique, le système formé par l'objectif et la surface réfléchissante le long d'une section principale de rayon de courbure R équivaut à un miroir coaxial en coïncidence avec le point nodal intérieur dont la courbure serait

$$(15) \quad \frac{1}{\rho} = \frac{1}{f} + \frac{1}{R}.$$

Imaginons qu'on modifie la déformation de la lame sans changer la position p du fil, source lumineuse; son image conjuguée passera à la distance q_1 par suite du changement du rayon de courbure R devenu R_1 : on aura donc la condition

$$(16) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{q_1} = 2 \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{R_1} \right).$$

Retranchant membre à membre pour éliminer p ce qui élimine en même temps f , il vient

$$(17) \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{q_1} = 2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1} \right),$$

équation fondamentale de la méthode, car elle détermine les variations de courbure qui entrent dans la formule de la théorie de l'élasticité.

L'observation donne directement q et q_1 par la lecture de l'échelle le long de laquelle se meut le chariot du microscope lorsqu'on pointe

1°. le plan focal principal tel que $p = q$,

2°. le plan focal q_1 de l'image linéaire après la déformation.

La même équation s'applique à deux ou plusieurs déformations quelconques, sous l'influence de deux ou plusieurs moments de flexion ou de torsion successifs et inégaux; pour chaque section principale ou pour deux déformations successives une condition de la forme

$$(18) \quad \frac{1}{q_0} - \frac{1}{q_1} = 2 \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right), \quad \frac{1}{q'_0} - \frac{1}{q'_1} = 2 \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right)$$

indépendantes de la valeur de la distance focale principale f de l'objectif.

Dans la loi de la flexion de lames isotropes le rapport de ces variations de courbures donne précisément le coefficient de POISSON σ (rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale ¹⁾).

Dans le cas de la torsion des lames isotropes les sections principales sont à $\pm 45^\circ$ de l'axe de la lame et les variations de courbure sont égales et de signe contraire (hyperboles équilatères comme indicatrices, dépointements des images focales égaux et de signe contraire). La grandeur du dépointement des images focales permet de calculer le coefficient μ de la théorie de LAMÉ ²⁾.

Il peut se présenter de légères dissymétries dans l'orientation des sections principales par suite d'un défaut dans la taille ou d'inégalité dans les appuis.

Le cercle divisé sur lequel se meut l'alidade qui porte le fil de verre donne le moyen de mesurer l'angle ω qui à l'aide de l'équation d'EUCLÈS fournit la valeur des courbures dans les sections principales: il n'est pas besoin d'insister sur les corrections un peu minutieuses qui pratiquement n'offrent aucune difficulté.

Cette méthode des images focales m'a servi surtout à étudier la valeur du coefficient de POISSON sur des lames et des tiges de verre. Ce coefficient, d'après mes déterminations, a toujours été voisin de $\frac{1}{3}$, mais le plus souvent légèrement inférieur à cette fraction.

J'aurais bien désiré élucider la cause de cette divergence que je persiste à croire, jusqu'à nouvel ordre, accidentelle: je l'attribue soit à l'hétérogénéité des matières vitreuses employées, soit à la difficulté déjà signalée plus haut de remplir les conditions d'exiguité des dimensions transversales exigées par la théorie. L'hétérogénéité des lames de

¹⁾ ST. VENANT. Torsion des prismes, (tome IV, Savants étrangers).

²⁾ LAMÉ. Leçons sur de l'Elasticité et ST. VENANT, Torsion des prismes.

verre est indiscutable; la lumière polarisée la met en évidence; d'autre part le sciage ou polissage introduisent dans les couches superficielles un état moléculaire forcé que les observations interférentielles m'ont permis de constater avec certitude.

La divergence signalée ne dépend pas du mode d'observation; car, grâce au concours de Mr. WOLFF j'ai pu montrer que la même tige offre la même valeur du coefficient σ par la méthode des anneaux aussi bien que par celle des images focales.

Bien que je n'ai pas eu l'occasion d'effectuer de mesures précises par cette seconde méthode sur des lames cristallisées, j'ai constaté sans peine que la petitesse des dimensions des échantillons sous forme de lames s'accommode aussi bien de l'observation des images focales que de celles des anneaux Newtoniens de sorte qu'au point de vue des facilités expérimentales les deux méthodes sont équivalentes. On va voir qu'en ce qui concerne la précision des résultats l'équivalence se poursuit théoriquement avec une très grande probabilité.

*Équivalence des deux méthodes au point de vue de la précision
des mesures.*

Malgré la différence, en apparence essentielle, des deux dispositifs, on peut montrer que leurs chances de précision sont sensiblement équivalentes lorsqu'on les emploie dans les mêmes conditions géométriques.

Les deux méthodes ont en effet pour but de mesurer la flèche e d'un arc circulaire de rayon R correspondant à une corde c ; entre ces trois éléments existe la relation (2) qu'on met sous la forme

$$e = \frac{c^2}{8R}.$$

Nous allons démontrer que l'erreur commise sur cette flèche est exactement du même ordre avec les deux modes de mesures.

Avec les anneaux de NEWTON $e = \frac{n\lambda}{2}$, correspondant au diamètre e_n du $n^{\text{ième}}$ anneau, l'erreur absolue commise sur n est comprise entre

$\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{20}$ de la largeur d'un anneau; adoptons un $\frac{1}{20}$ pour le cas le plus favorable

$$\delta e = \frac{\lambda}{2} \delta u.$$

Si l'on admet que $\lambda = 0\mu,38$ (étincelle du magnésium)

$$\delta = 0\mu,19 \times \frac{1}{20} = 0\mu,0095,$$

soit 0,01 de micron.

Avec la méthode des images focales e se calcule aisément d'après le dépointement $q_1 - q_0$ produit par la substitution de la surface de rayon R à la glace plane observée avec l'objectif de distance focale f .

On a d'après la formule (18), en y faisant $q_0 = f$, $R_0 = \infty$ et $R = R_1$

$$\frac{1}{q_0} - \frac{1}{q_1} = -\frac{2}{R}, \text{ ou } q_1 - q_0 = 2 \frac{q_0 q_1}{R}.$$

Or $q_0 = f$ et q_1 en diffère peu; on peut donc pour l'évaluation approchée de l'erreur remplacer $q_0 q_1$ par f^2 . D'autre part soit m le rapport de la distance focale f de l'objectif à son ouverture libre e

$$f = m e, \quad \text{d'où} \quad q_0 q_1 = f^2 = m^2 e^2.$$

On en conclut

$$q_1 - q_0 = -2 \frac{m^2 e^2}{R} \quad \text{et} \quad e = \frac{c^2}{8R} = \frac{q_0 - q_1}{16 m^2}.$$

Or on obtient, dans de bonnes conditions, la *mise au point* à $\frac{1}{20}$ de millimètre; $\delta(q_0 - q_1) = \frac{1}{20}$ mm.; d'autre part le facteur m est voisin de 12 (le pied pour ponce, suivant la règle des opticiens) donc

$$16 m^2 = 16 \times 144 = 2304;$$

par suite

$$\delta e = \frac{1}{2304} \times \delta(q_0 - q_1) = \frac{1 \text{ mm}}{20 \times 2304} = \frac{1\mu}{46,08} = 0\mu,022,$$

soit $\frac{2}{100}$ de micron.

Ainsi l'approximation est tout à fait de même ordre dans les deux méthodes; elle peut atteindre le $\frac{1}{100}$ de micron en valeur absolue dans les conditions les plus favorables, conditions d'ailleurs difficiles à réaliser.

Il faut en effet n'employer que des dispositifs optiques d'une perfection complète; surfaces planes, lentilles et objectifs sans aberrations, réglages corrects etc. . . L'addition d'un large miroir à 45° pour ramener l'observation dans une direction horizontale, beaucoup plus commode pour l'expérimentateur, risque d'apporter des troubles d'astigmatisme si la surface n'est pas rigoureusement plane.

Au point de vue de la théorie des ondes lumineuses l'équivalence démontrée numériquement ci-dessus est loin d'être inattendue. C'est, en effet, la même onde qu'on observe en deux régions différentes de son parcours; la constitution mécanique et géométrique de son mouvement est définie par des éléments équivalents dans tout l'espace où elle se propage; il ne serait donc pas difficile de montrer par des raisonnements analogues à ceux inaugurés par FRESNEL que toute variation dans les conditions du mouvement vibratoire initiale sur la surface où l'on peut produire des anneaux entraîne une variation correspondante dans la position du centre réel ou virtuel de l'onde qui en dérive.

Je ne m'arrêterai pas à cette démonstration; l'indication de sa valeur théorique m'a paru ajouter un intérêt de plus à ces deux méthodes et les recommander à l'attention des expérimentateurs.

Royal Institution of Great Britain

FRIDAY EVENING LECTURES

Friday, May 7th, 1875.

NEW DETERMINATIONS OF THE VELOCITY OF LIGHT.

BY

PROFESSOR A. CORNU,

PROFESSOR OF THE POLYTECHNIC SCHOOL, AND COUNCILLOR OF THE
PARIS OBSERVATORY.

SUMMARY.

HISTORICAL SKETCH OF THE QUESTION.

The old philosophers and astronomers, until Galileo, thought that the propagation of light was instantaneous.

RÖEMER'S DISCOVERY OF THE SUCCESSIVE PROPAGATION OF LIGHT (1675).

Röemer, a Danish astronomer, called to the Paris Observatory by the illustrious Picard, after having computed from some old observations the eclipse times of Jupiter's satellites, found great discrepancies between the calculated and observed times: the eclipses appear too soon when Jupiter approaches the earth and too late when it goes away. Röemer ascribed these differences to the time necessary for the propagation of light, and concluded from his observations that light requires about eight minutes to come from the sun to the earth.

BRADLEY'S DISCOVERY OF THE ABERRATION OF STARS (1728).

Bradley, one of the most illustrious English astronomers, seeking to put in evidence certain small annual motions of the stars caused by the displacement of the earth in space (annual parallax), found such a motion, but quite different from the expected one. The apparent deflection of the direction of a star—for instance, γ Draconis, near the pole of the ecliptic—instead of being at every moment directed, as expected, towards the centre of the terrestrial orbit (the sun) is directed at a right angle. The greatest elongation (called *aberration*) rises to $40.9''$ from six to six months. Bradley, after many attempts, ascribed this effect to the composition of the velocity of light with the velocity of the elliptic motion of the earth.

ASTRONOMICAL DETERMINATION OF THE VELOCITY OF LIGHT.

From those observations, and from the approximate knowledge of the distance from the sun to the earth, the velocity of light was found equal to about 200,000 *English miles in a second*, in other terms, *one million times the velocity of sound*.

DIRECT DETERMINATIONS OF THE VELOCITY OF LIGHT.

These were for a long time considered as impossible, owing to the enormous value of this velocity.

The first solution given by M. Fizeau (1849) by the method of the *toothed wheel*.

Induced by some considerations analogous to the celebrated *accès theory* of Newton, M. Fizeau, one of the most illustrious members of the Paris Academy, and recently elected Fellow of the Royal Society, succeeded in rendering perceptible and even measurable the duration of the propagation of light for a distance of a few miles.

The principle of the method is the following :

A beam of light passes through the interval between two teeth of a rotative toothed wheel (*roue dentée*) : this beam is reflected on a mirror fixed some miles distant, comes back exactly on the same line, and passes again through the same interval as before. An observer can receive this beam : he will see a luminous point, a *luminous echo*, through each hollow between two teeth : if the wheel revolves with an increasing speed the luminous impression will first become continuous. The wheel will soon revolve with sufficient rapidity to turn a small angle during the time necessary for the beam of light to go and come back again. The angular velocity can be so regulated that the solid part of a tooth is substituted for the hollow part during this time ; then, on coming back, the beam will be obstructed by the wheel. The same obstruction will take place at each tooth, and the luminous echo will disappear.

If the velocity of the wheel be doubled, the luminous point will appear again, because the reflected beams will meet with the following hollow and pass through. With a triple velocity a new extinction will take place, as before.

DESCRIPTION OF THE APPARATUS NECESSARY TO PRODUCE THE EXACT REFLEXION OF THE BEAM.

At each station a telescope is directed to aim at the centre of the object-glass of the opposite station. The beam of light is sent through the first telescope : the pencil of rays, rendered nearly parallel, is received by the second and concentrated in its focus, and there reflected by a small mirror. After reflexion, the rays follow exactly the same path, and come back at the very point they start from. The observer can receive these *return*

rays without being blinded by the source of light, by interposition of a piece of transparent glass, which reflects a good part of these return rays.

M. FIZEAU'S EXPERIMENT BETWEEN SURESNE AND MONTMARTRE.

This experiment was made to prove that it was possible, not only to establish the duration of the propagation of light, but also to measure its velocity without the intervention of astronomical phenomena. The distance of the stations was 8633^m, about 5½ English miles. The number found by M. Fizeau agreed sufficiently with the astronomical result to give the greatest confidence in the exactness of the method, when applied under fair conditions. A new experiment was arranged with Arago in the Paris Observatory, but Arago's death prevented the execution of this design.

PROFESSOR CORNU'S RESEARCHES ON THE SAME SUBJECT.

First experiments between the Polytechnic School in Paris and Mont Valerien. (Distance, 10310^m, about 6½ English miles.)

Professor Cornu's researches were conducted with a view to improve the method of the toothed wheel, in order to obtain the greatest exactness. The chief difficulty for the practical application of this method is to measure the angular motion or velocity of the wheel, to which the velocity of light is directly compared. The simplest means would have been, as in M. Fizeau's experiment, to give an uniform motion to the wheel; but such a motion is practically impossible to obtain, so it was necessary to find another mode of measure. The principle of the new improvement was the use of an *electrical registering apparatus*, to register the continuous increase of motion of the wheel. With that arrangement an exact uniform motion is no longer necessary, the observer being able by a peculiar electric signal to point out the instant at which the right velocity is obtained.

The second improvement, and one very important for the exactness of the method, is the substitution of a pair of observations of the return rays, when reduced to a determined feeble intensity, for the single observation of a total extinction.

These improvements, experimentally tried in 1872, gave the velocity of light as 298,000 kilometres per second. The probable error does not rise to 1 per cent.

PROFESSOR CORNU'S NEW DETERMINATION.

Between the Paris Observatory and the tower of Montlhéry. (Distance, 22910^m, about 14½ English miles.)

A direct determination of the velocity of light was ordered at the beginning of 1874 by the Council of the Paris Observatory,

on the proposal of M. Le Verrier, Director, and of M. Fizeau, Councillor. The best conditions were chosen for the optical and mechanical apparatus, and the stations were placed at an increased distance. One was erected upon the higher terrace of the Observatory, and supplied with a telescope of 0.38^m ($1\frac{1}{2}$ foot) aperture, and 9^m (30 feet) focal length. The telescope and the remainder of the apparatus (toothed wheel, registering cylinder, clocks, &c.) was sheltered under a large cabin constructed on purpose. The opposite station was erected on the top of the tower of Monthéry; it contains only a reflexion telescope sheltered by a cast-iron tube.

The experiments were made in the summer of 1874. The average of 508 pairs of observations gave the velocity as 300,400 kilometres in a second of mean time. The probable error appears not to exceed one-thousandth.

SECOND SOLUTION FOR DIRECT MEASUREMENT OF THE VELOCITY OF LIGHT.

Method of the revolving mirror (1850).

This method is based on the use of the revolving mirror employed by Sir Charles Wheatstone in his beautiful researches on the Velocity of Electricity. Arago, after an enthusiastic account of these researches before the Paris Academy, showed how the new apparatus might be adapted to solve some most important problems of optics (1838), and specially to decide between the emission and the undulatory theory of light. He gave (April, 1850) a full description of his own attempts on the subject, but he was not able, through failing eyesight, to fulfil his design. Some days after, the complete solution of the problem was brought before the Academy simultaneously by Foucault and by M.M. Fizeau and Briquet. Foucault, in the year 1869, improved in several points the revolving mirror method, and obtained a direct determination of the velocity of light (298,000 kilometres).

THE PRINCIPLE OF THE EXPERIMENT IS THE FOLLOWING:—

A beam of light reflected on a revolving mirror is normally reflected by a fixed concave mirror, and comes back again on the revolving one: during the time of the propagation of light from the first mirror to the second and back, the revolving mirror has suffered a little angular motion; the new reflexion on it produces a small deflection on the return beam; from that deflection the velocity of light can be computed.

This method is certainly one of the most curious, but the deflections are so small and the march of the rays takes place in such extraordinary circumstances that it is difficult to ascertain the degree of approximation of the result.

PHYSICAL IMPORTANCE OF THE DIRECT DETERMINATION OF THE VELOCITY OF LIGHT.

The importance of the result is perhaps greater for those physicists who occupy themselves with electricity than for those who work on optics. The beautiful experiments and theories of Prof. Maxwell, Sir William Thomson, &c., so clearly expounded by the British Association Electrical Standard Committee, have shown that the velocity of light is a coefficient common to the undulatory waves, and to the mode of motion which is called electricity. Several determinations, but purely electrical ones, have been made in England of that coefficient, and the results agree as well as possible, in that delicate matter, with the above-given value.

ASTRONOMICAL IMPORTANCE OF THE SAME DETERMINATION.

The numbers measuring the phenomena discovered by Rømer and Bradley, combined with the approached distance of the sun to the earth, have a hundred and fifty years ago furnished an approximate value of the velocity of light. Now the progress of science requires an inverse march; the exact value of the velocity of light permits, by the inverted calculus, the computation of the mean distance of the sun or the sun's parallax, that is to say, the same element which is directly given by the transit of Venus. Professor Cornu's last result, combined with Delambre's equation of light (deduced from more than a thousand observations of eclipses of Jupiter's satellites) or of Bradley's aberration value, which seems one of the best determined number, agree exactly with the result obtained by M. Le Verrier in his researches on planetary perturbations, and with the already known results of the last transit of Venus observations.

Royal Institution of Great Britain.

WEEKLY EVENING MEETING,

Friday, June 7, 1895.

EDWARD FRANKLAND, Esq. D.C.L. LL.D. F.R.S. Vice-President,
in the Chair.

PROF. ALFRED CORNU, D.C.L. F.R.S. Officier de la Légion d'Honneur,
Vice-Président de l'Académie des Sciences, Paris, *Hon. M.R.I.* etc.

Phénomènes Physiques des Hautes Régions de l'Atmosphère.

LA CAUSE première et décisive de presque tous les phénomènes physiques ayant pour siège l'atmosphère terrestre est la chaleur solaire. L'atmosphère peut donc être considérée comme une immense machine thermique dont le foyer est le soleil ; la chaudière est figurée par le sol, ou les nuages échauffés par ses rayons, et le condenseur par le rayonnement vers l'espace interplanétaire.

Les moyens dont disposent les physiciens et les météorologistes pour étudier les diverses régions de l'atmosphère sont très limités : ils sont obligés de se contenter le plus souvent d'observations très indirectes et de procéder par induction. En effet, les phénomènes les plus intéressants se passent dans les hautes régions, c'est à dire à des hauteurs presque inaccessibles. Le but de cette lecture est de vous montrer par quelques expériences que les physiciens météorologistes commencent à s'approcher beaucoup de l'explication véritable des phénomènes naturels. Vous verrez, en effet, que, dans certains cas, on arrive non seulement à obtenir une image exacte de ces phénomènes, mais souvent à en produire une véritable synthèse par l'emploi de procédés tout à fait analogues à ceux qui fonctionnent réellement dans la nature.

Je commencerai par énumérer les moyens en usage parmi les météorologistes pour étudier les différentes régions de l'atmosphère.

La méthode la plus directe repose sur l'emploi de l'aérostat : l'aérostat ou ballon permet effectivement de porter les instruments de mesure au sein même des couches atmosphériques qu'on veut étudier. Malheureusement le moyen est difficile, coûteux, et même dangereux ; il n'est donc employé que d'une manière exceptionnelle. Les ascensions aérostatiques les plus fructueuses ont été celles de Gay-Lussac (1804), de Glaisher (1862) et récemment du Dr. Berson, de Stassfurt (1894), qui s'est élevé à plus de 9000 mètres.

Les faits les plus importants observés en ballon étaient fort inattendus ; en voici le résumé.

1°. Il existe très fréquemment des nuages formés de *cristaux de glace* : ils constituent les cirrus qui flottent à des hauteurs très grandes ;

2°. La direction des vents change à diverses hauteurs ;

3°. La température ne diminue pas toujours régulièrement avec l'altitude : on rencontre souvent des couches froides et des couches chaudes alternativement.

La seconde méthode directe pour étudier l'atmosphère est la création des observatoires de montagne, autant que possible sur des pics isolés. Dans ces observatoires on vérifie journellement la réalité de ces *inversions* si imprévues des vents et de la température à diverses altitudes.

Quant aux nuages de glace, ils sont trop élevés pour être atteints directement par les observatoires de montagne.

Il sera probablement intéressant pour vous de connaître les principaux observatoires de montagne créés en France.

Projection des photographies des observatoires suivants :

Pic du Midi	(altitude 2800 mètres)	dans les Pyrénées.
Mont Ventaux	1900	en Provence.
Puy-de-Dôme	1900	en Auvergne.
Tour Eiffel	330	à Paris.

Ce dernier observatoire, grâce à la légèreté de sa construction tout à jour, peut être considéré presque comme un ballon captif, permanent et fixe, à 300 mètres au-dessus du sol.

Halos. — Nous avons dit que les observatoires de montagne n'atteignent pas la région des nuages glacés (6000 à 10,000 mètres d'altitude) : on serait donc condamné à ne jamais les observer qu'en ballon. Heureusement ces cristaux de glace se révèlent par un phénomène optique qu'on aperçoit même du niveau du sol, le *Halo*. C'est un cercle brillant de 22° environ de rayon, qui entoure le soleil ou la lune ; il présente une teinte rougeâtre à l'intérieur et légèrement bleuâtre à l'extérieur. On l'explique, ainsi que beaucoup d'apparences du même genre, par la réfraction de la lumière de l'astre à travers les aiguilles glacées : en effet, les cristaux de glace sont des prismes hexagonaux dont les faces sont de deux en deux inclinées de 60°. Ces cristaux, disséminés dans l'air et orientés dans toutes les directions, réfractent la lumière, mais les rayons réfractés ne peuvent dépasser l'oblique de 22° que leur impose le *minimum de déviation* découvert par Sir Isaac Newton : la limite des rayons réfractés est donc un cône de 22° autour de la ligne qui va de l'œil à l'astre.

Expérience imitant le halo. — On fait naître des cristaux dans un milieu transparent constitué par un mélange de liquides appropriés ; on reproduit ainsi exactement le mélange des couches chaudes et humides de l'atmosphère avec les couches froides qui font naître les cristaux de glace.

À cet effet on place dans une cuve de verre une solution aqueuse saturée d'alun de potasse, et à travers cette cuve on fait passer un faisceau lumineux projetant l'image d'une ouverture circulaire figurant le soleil sur un ciel obscur. Puis on ajoute un quart du volume total d'alcool rectifié ; l'alun, insoluble dans l'eau alcoolisée, le précipite en cristaux très petits qui flottent

au sein du liquide. L'image du soleil se trouble d'abord comme dans un brouillard, mais bientôt un cercle brillant et légèrement irisé se dessine et figure très exactement l'apparence du halo : l'expérience est brillante et instructive.

Ce phénomène est bien connu des gens de la campagne : c'est un signe certain de pluie lorsqu'il apparaît pendant une journée chaude, même lorsqu'aucun autre indice ne fait prévoir de perturbation météorologique.

Alternance et inversion des températures.—Dans les observatoires voisins situés à des altitudes très différentes, comme celui du Puy-de-Dôme et celui de Clermont, on constate très souvent l'existence de courants chauds dans les régions supérieures. C'est à des inversions successives de même nature que Mr. Amstler de Schaffouse attribue ce beau phénomène connu en Suisse sous le nom d'*Alpenglühen* et qui consiste dans une nouvelle illumination des sommets neigeux des Alpes plusieurs minutes après que le coucher du soleil les a rendus obscurs.

Projection d'une photographie des sommets de l'Oberland bernois, la Jungfrau, le Mönch, l'Eiger; la vue étant prise de St. Beatenberg, près du lac de Thoun. Imitation pittoresque du phénomène par un verre coloré et des diaphragmes convenables.

L'explication de Mr. Amstler est fondée sur le changement du sens de la courbure de la trajectoire des rayons lumineux suivant que l'air du fond des vallées est plus chaud ou plus froid que celui des régions élevées.

Avant le coucher du soleil, le sol échauffé par la chaleur solaire, imprime à la trajectoire une courbure analogue à celle du mirage S A M B,

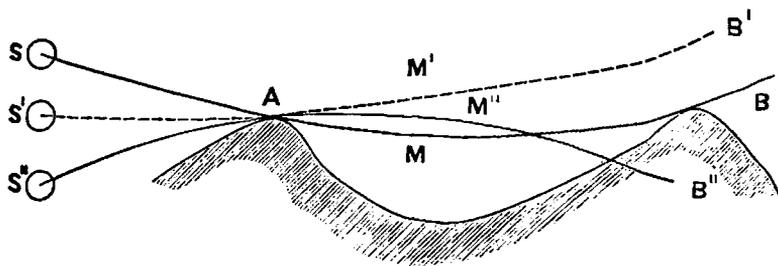


FIG. 1.

c'est à dire, convexe vers la terre; le soleil en s'abaissant en S' fait que l'ombre du sommet A se projette sur le sommet B qui devrait désormais rester dans l'ombre puisque le soleil continue à s'abaisser et que le dernier rayon est $S' A M' B'$. Mais si dans l'intervalle l'air de la vallée se refroidit suffisamment, la trajectoire prend une courbure inverse $S'' A M'' B''$ et le sommet B se trouve de nouveau illuminé.

Réalisation expérimentale de l'inversion des courbures des trajectoires lumineuses.—Avec un peu de précaution on arrive à superposer dans une cuve transparente de 20 cm. d'épaisseur trois couches de liquide dont la composition et indiquée ci-contre. Un miroir mobile LL amène un faisceau de lumière par l'ouverture S d'un diaphragme. Ce faisceau envoyé sous diverses inclinaisons se réfléchit soit sur la couche inférieure de chlorure de zinc (dense, mais moins réfringente), soit sur la couche de glycérine diluée (plus légère et aussi moins réfringente que la couche intermédiaire).

Un peu de fluorescéine illumine la trajectoire des faisceaux et rend bien visibles leurs courbures; on arrive ainsi à représenter l'*Alpenglühén* avec quelques dispositifs accessoires.

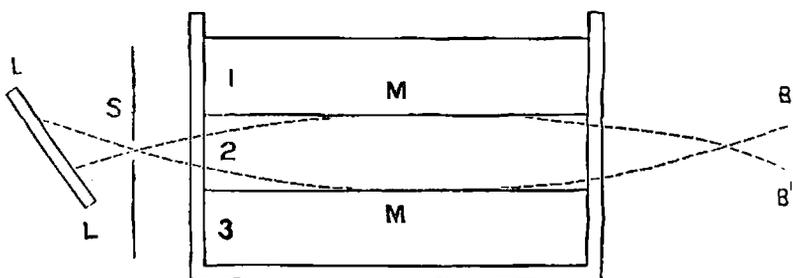


FIG. 2.

1, glycérine $\frac{1}{3}$, eau $\frac{2}{3}$; 2, glycérine $\frac{2}{3}$, eau $\frac{1}{3}$; 3, chlorure de zinc anhydre $\frac{1}{3}$, eau $\frac{2}{3}$

Scintillation des étoiles.—Ce phénomène est aussi une preuve des alternances de température et de mouvement des couches d'air dans les hautes régions. L'analyse spectrale montre que la scintillation est produite par une disparition suivant une marche quasi régulière (en accord avec la variation de distance zénithale de l'étoile) des couleurs successives du spectre.

Imitation du phénomène.—On l'obtient par une expérience très brillante en projetant avec une lentille L l'image d'une ouverture lumineuse O sur une petite boule argentée B de 3 à 4 cm. de diamètre, posée sur un velours noir. On a ainsi l'aspect d'une étoile fixe, d'un éclat remarquable.

Mais l'ouverture lumineuse O est percée dans un carton sur lequel se projette l'image spectrale d'une fente F dispersée par un prisme à vision directe P. À vrai dire, le carton CO n'est pas au foyer du spectre, lequel foyer se forme plus loin dans le plan de la lentille L. Il en résulte que l'image irisée de la fente sur le carton offre en son milieu une région blanche: c'est là qu'on place l'ouverture O. Aussi la lumière projetée sur la boule B est-elle parfaitement incolore. Mais le faisceau, au sortir de l'ouverture, s'épanouit en spectre sur la lentille de projection L qui la recompose en B comme dans une célèbre expérience Newtonienne.

Alors en déplaçant un grillage à larges mailles devant la lentille L on enlève certaines radiations et l'étoile B paraît colorée.

Une demi-lentille divergente D, de même foyer que L, annule son effet et le spectre de l'étoile avec les bandes artificielles créées par le grillage, apparaissent sur un écran blanc à côté de la boule. C'est l'imitation de l'analyse spectrale de la scintillation des étoiles.

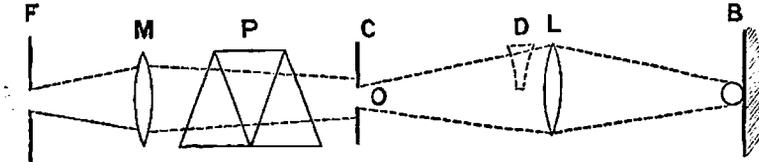


FIG. 3.

On voit par ces quelques exemples que l'étude des *phénomènes optiques* de l'atmosphère, aidée par l'*analyse* et la *synthèse* physiques, peut et doit apprendre beaucoup sur les phénomènes calorifiques des régions inaccessibles.

Phénomènes dynamiques de l'atmosphère.—Les phénomènes étudiés jusqu'ici sont dus à des états d'équilibre presque complets dans les couches atmosphériques: on pourrait les appeler *statiques*. Mais l'action calorifique du soleil, combinée à l'action refroidissante du rayonnement dans l'espace, peut produire des phénomènes de mouvement présentant tous les degrés d'intensité depuis les plus faibles jusqu'aux plus violents: nous les appellerons *phénomènes dynamiques*.

Ils se manifestent sous des formes très diverses:

1°. Sous forme d'*énergie mécanique*: vents, tourbillons, cyclones, trombes, etc.;

2°. Sous forme d'*énergie calorifique* qui se traduit par la formation des nuages, de la pluie, de la grêle, correspondant à des changements d'état de l'eau, l'élément continuellement variable de l'atmosphère.

3°. Sous forme d'*énergie électrique*: éclairs, tonnerre, etc.

En fait, c'est la transformation de l'énergie solaire en énergie mécanique qui est le phénomène fondamental; il entraîne tous les autres. C'est la seule transformation que, pour abrégé, je considérerai ici.

Le phénomène mécanique le plus simple qui se produit dans l'atmosphère est le *vent*. Le vent a pour origine une différence de pression entre deux points plus ou moins éloignés: on sait depuis Pascal que la pression de l'air est mesurée par le baromètre. On pourrait donc penser, d'après cette propriété, que la direction du vent est toujours déterminée par les indications de cet instrument; c'est à dire que le vent doit aller du point où la pression barométrique est la plus forte au point où la pression barométrique est la plus faible.

Eh bien! il n'en est presque jamais ainsi: la direction réelle du vent est toujours oblique sur cette direction théorique! Ce fait est connu seulement depuis très peu d'années; ce sont les cartes météorologiques générales—imaginées il y a trente ans par Le Verrier—si répandues aujourd'hui, qui ont mis ce fait hors de doute.

La direction du vent semble *tourner autour* du point de la carte où se trouve la pression *minimum* en *sens inverse* des aiguilles d'une montre; ou bien dans le *sens direct* autour du point de pression *maximum*. Tel est le sens du phénomène dans l'*hémisphère boréal*: c'est l'inverse dans l'*hémisphère austral*. En un mot, le mouvement le plus ordinaire de l'atmosphère est un mouvement *gyratoire*, ce qu'on nomme un *tourbillon*.

Il y a longtemps que le mouvement tourbillonnaire de l'air a été aperçu: nous le voyons se produire bien souvent autour de nous; la poussière, les feuilles mortes sont soulevées par le vent en tourbillons semblables aux *remous* de l'eau dans les rivières. Les marins connaissent les *cyclones*, les *trombes*, dont ils redoutent les dangereux effets. Sur le continent américain on observe aussi des ouragans terribles nommés *tornados*. Ces mouvements gyratoires paraissent ne convenir qu'à ces grandes perturbations orageuses; mais à mesure que l'on poursuit dans le détail l'étude de l'atmosphère on reconnaît que ce genre d'ébranlement se rencontre dans toutes les manifestations de l'air déplacé. On en conclut que le mouvement tourbillonnaire est l'état en quelque sorte *normal* de l'air agité; on ne peut guère exercer d'efforts sur une masse gazeuse sans y développer des rotations plus ou moins rapides qui tendent à se conserver en *régime permanent*.

Preuves expérimentales.—Toutes les fois qu'on produit un jet de gaz rapide, il se forme un ou plusieurs tourbillons à côté du jet. Le tourbillon prend la forme d'un anneau si la colonne projetée est bien cylindrique; témoins les couronnes de fumée qu'on observe après l'explosion des canons, des fusils, etc.

Répétition de l'expérience bien connu des belles couronnes de fumées produites en frappant le fond en toile d'une caisse remplie de vapeurs de chlorhydrate d'ammoniaque et offrant une ouverture circulaire à la paroi opposée: on les rend visibles en les lançant dans l'alignement d'un faisceau de lumière électrique.

Origine multiple des mouvements gyratoires de l'atmosphère.—Presque toutes les causes générales qui agissent sur le mouvement de l'atmosphère sont des influences gyratoires: une fois le mouvement *amorcé*, il continue de lui-même et va parfois en s'exagérant. En premier lieu on doit citer le mouvement de rotation de la terre qui apporte toujours une petite composante de rotation pour un déplacement d'une masse gazeuse en *latitude* ou en *altitude*. En second lieu et comme cause décisive, la chaleur solaire, qui chauffe l'air près du sol ou près des nuages: comme la force ascensionnelle du gaz chauffé ne peut pas être uniforme sur toute la surface exposée au rayonnement du soleil (tant à cause de la nature du sol que de son relief), il y a rupture d'équilibre en certains points, et des colonnes gazeuses tendent à s'élever. On se trouve ainsi dans le cas des jets cités plus haut et par conséquent dans les circonstances favorables à des gyrations autour d'axes horizontaux. Une fois la gyration établie, les causes qui l'ont déterminées, l'entretiennent et l'augmentent.

L'existence de tourbillons à axe horizontal dans les orages à grêles (en particulier dans celui du 20 mai 1893, à Pittsburg), a été observée par un météorologiste américain, Mr. Frank W. Very, et lui a fourni une très ingénieuse explication de la formation de la grêle. En effet, un tel tourbillon, s'il a des dimensions suffisantes, transporte l'air chaud et humide de la surface du sol dans les régions élevées et froides. La vapeur se condense, se congèle et les cristaux de glace sont entraînés dans le mouvement gyrateur : ils montent et descendent alternativement en suivant les spirales du tourbillon et s'accroissent à chaque passage dans les régions inférieures chargées d'humidité. Cette explication rend compte de toutes les particularités qu'on observe dans la chute des grêlons ; structure zônée, température très basse ; bruit spécial avant la chute ; manifestations électriques qui les accompagnent, car le tourbillon de grêle est une véritable machine électrique à influence, une sorte de *replenisher*.

Reproduction artificielle des phénomènes gyrateurs naturels. — Les phénomènes produits par la rotation rapide de l'air sont tout à fait imprévus par la singularité des forces mises en jeu. Les lois ordinaires de la mécanique auxquelles l'expérience journalière nous a accoutumés, paraissent entièrement différentes de celles auxquelles semblent obéir les mouvements tourbillonnaires ; et cela ne doit point nous étonner. Nous avons réduit la mécanique à ses éléments les plus simples ; le point matériel, la force constante, le mouvement rectiligne ; grâce à ces simplifications nous avons bien saisi le mouvement de projectiles sphériques, celui d'un pendule, la rotation d'un volant, etc. Mais, dès que le corps solide devient complexe comme forme, lorsque le mouvement qu'il peut prendre comporte à la fois une translation et une rotation, notre imagination se le représente mal ; si, à cette complication de forme, se joint la résistance du milieu ambiant, alors nous n'avons plus aucune idée de l'effet résultant probable ; témoin le *boumerang*. Quant aux mouvements des fluides, ils sont pour nous si difficiles à prévoir que nous sommes toujours surpris lorsque nous manœuvrons un vase plein d'eau ; dès que la masse de liquide est un peu considérable les mouvements tumultueux que nous y faisons naître sans le vouloir nous amènent toujours à faire quelque maladresse.

On conçoit alors dans quelle impossibilité nous nous trouvons pour prévoir les mouvements de l'atmosphère dont la masse est immense, car chaque mètre cube pèse 1300 gr. ; si l'énergie dépensée pour mettre en mouvement de pareilles masses est considérable, inversement la stabilité du régime est énorme, puisqu'il faut attendre la dissipation de cette énergie par les résistances passives, presque toujours réduites aux frottements sur la surface terrestre.

Nous ne chercherons donc pas à analyser les forces mises en jeu dans les mouvements gyrateurs de l'air ; je me bornerai à répéter devant vous quelques-unes des belles expériences de M. Ch. Weyher, lequel a bien voulu venir lui-même me prêter son concours et disposer les appareils placés en ce moment sous vos yeux.

Voici une sphère composée de dix palettes circulaires, mise en rotation rapide autour de l'axe A B (Fig. 4) : l'air entraîné dans la rotation produit un mouvement tourbillonnaire général, symétrique par rapport au plan de l'équateur. De tous les côtés l'air est aspiré par la sphère tournante ainsi qu'on en peut juger par les fumées ou les fragments de papier qu'on en approche. Cet air est expulsé sur la circonférence équatoriale et seulement dans le plan presque mathématique de cette circonférence ; voyez, en effet, ces couronnes de papier qui se maintiennent concentriquement à l'équateur suivant

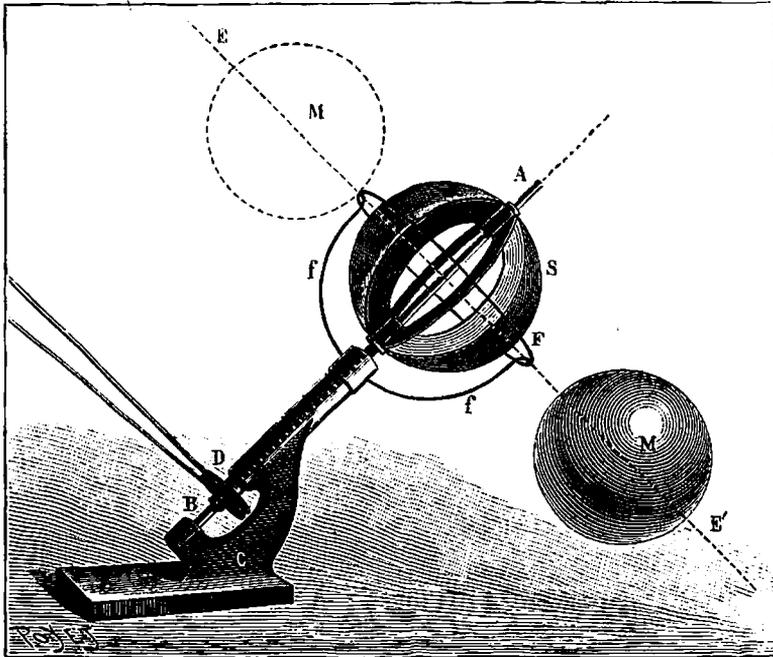


FIG. 4.

une disposition qui rappelle l'anneau de Saturne : la tension du papier et son frémissement montrent bien que c'est la répulsion par le souffle équatorial qui les maintient.

On pourrait croire dès lors que cette sphère tournante ne peut produire que des répulsions équatoriales ; mais la complexité des filets tourbillonnaires déjoue les prévisions les plus évidentes. Approchons un léger ballon à une petite distance de la sphère, il est vivement attiré et se mit à tourner avec rapidité autour de la sphère motrice dans le plan équatorial : un second, un troisième lancés de la même

manière le suivent avec des vitesses diverses et représentent des satellites ; la figuration planétaire est donc complète.

Ce paradoxe d'une répulsion transformée en attraction par le changement de forme du corps présenté, se résout aisément en considérant la résultante des actions aspirantes et répulsives sur la surface du mobile. Sur la plus grande étendue angulaire autour de la sphère tournante c'est l'attraction tourbillonnaire qui domine. On le prouve aisément en plaçant au-dessous de cette sphère un bassin plein d'eau chaude ; si l'air de la salle est bien calme on voit peu à peu la vapeur s'agréger en un filet tourbillonnant depuis la surface de l'eau jusqu'à la sphère tournante. C'est l'image d'une trombe marine. L'importance de ce phénomène a conduit Mr. Weyher à le reproduire sous une forme plus frappante et en mettant en jeu une quantité d'énergie mécanique beaucoup plus considérable, rappelant mieux celle qui constitue ce phénomène naturel.

L'excitation du mouvement gyrotoire (qui, dans la nature, a sa source aux régions supérieures de l'atmosphère) est produite par un moulinet placé à 3 mètres au-dessus d'un réservoir d'eau de 4 mètres de diamètre (Fig. 5). Lorsqu'on met en rotation le moulinet (400 à 500 tours par minute), le tourbillon aérien gagne peu à peu la surface de l'eau qu'on voit s'agiter en formant des spirales *centripètes* et en produisant un cône liquide de plusieurs centimètres de hauteur : au-dessus de ce cône s'épanouit une gerbe de gouttelettes qui retombent en tourbillonnant. Cette attraction à distance est encore plus frappante lorsqu'on chauffe légèrement l'eau ; la vapeur forme alors un tube creux dont on distingue la partie vide par sa teinte sombre et sa régularité géométrique ; il s'élançe de la surface de l'eau vers le moulinet en soulevant les objets légers, comme des brins de paille, flottant sur le liquide.

Telle est l'expérience faite en plein air dans la grande usine de la Société Weyher et Richmond en 1887. Avec l'appareil réduit placé sous vos yeux (Fig. 6) nous pouvons la répéter dans des conditions aussi concluantes. Le moulinet à palettes est placé au hant de cette caisse de 2 mètres de hauteur fermée d'un côté par une glace : l'eau,

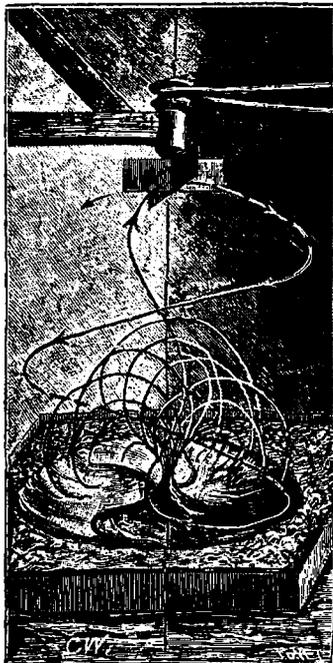


FIG. 5.

légèrement chauffée et contenant un peu de savon, est placée dans un bassin au fond de la caisse. Je mets le moulinet en marche, vous voyez aussitôt l'agitation de l'eau se produire, les bulles de savon se précipitent autour du pied d'une colonne de vapeur : bientôt la colonne prend la forme décrite ci-dessus et présente exactement l'aspect des trombes naturelles ; au bas, le *buisson*, c'est à dire cette gerbe de bulles et de gouttelettes ; en haut, la forme évasée du tube creux de

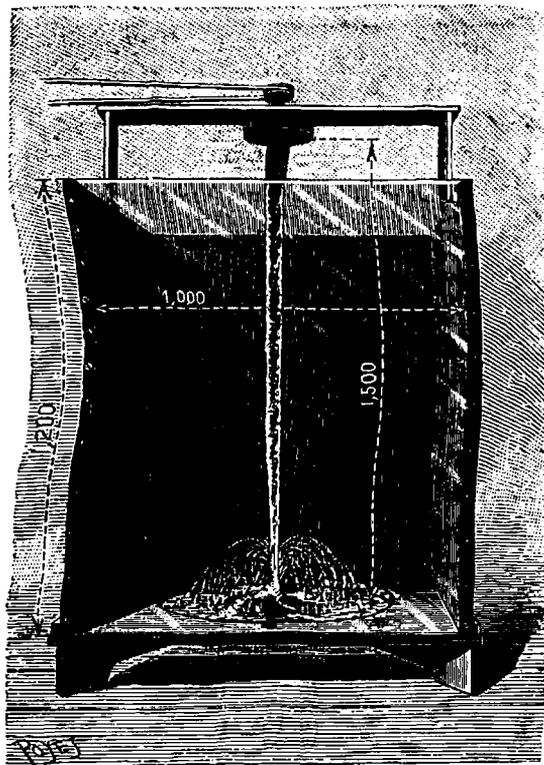


FIG. 6.

vapeur. Un léger ballon placé à la surface de l'eau est d'abord amené au centre et rendu captif à son pied ; en accélérant la rotation (ce qui augmente la puissance du tourbillon) le ballon est enlevé par la trombe dont il suit le fuseau quelquefois sur toute sa hauteur.

Le mouvement hélicoïdal de ce ballon léger, de même que l'aspect du fuseau nébuleux, montrent bien la constitution de la trombe ; on reconnaît des enroulements superposés de veines hélicoïdales, allant

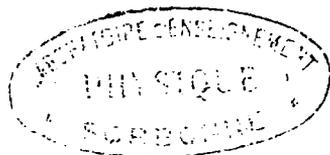
les unes en *montant*, les autres en *descendant* : c'est un va et vient perpétuel entre le moulinet supérieur et la surface de l'eau. Comme toutes les veines tournent dans un même sens, si celles qui montent décrivent des *hélices à droite*, celles qui descendent décrivent des *hélices à gauche*. C'est faute d'avoir reconnu ce double mouvement d'ascension et de descente que s'éternise le malentendu entre les partisans des trombes ascendantes et ceux qui soutiennent qu'elles sont seulement descendantes.

Le mouvement ascensionnel des ballons légers entraînés par la trombe montre bien les vitesses ascendantes ; il est plus difficile de mettre en évidence la région descendante, invoquée dans certaines théories comme existant exclusivement, parce qu'elle occupe dans l'expérience réduite un espace très petit ; elle est confinée dans l'intérieur même de la gaine nébuleuse, qui par sa couleur sombre en dessine le vide central : je vais pourtant vous la montrer à l'aide d'un artifice très simple. Portons au haut de la trombe un corps émettant de la fumée ; nous voyons aussitôt cette fumée aspirée, gagner l'intérieur de la gaine, s'enrouler en un cône effilé et descendre vers la surface de l'eau. C'est exactement ce qu'on voit dans la nature lorsque, dans une trombe marine, les nuages descendent sous forme d'un fuseau qui vient se greffer au centre du buisson formé par l'eau à la surface de la mer bouillonnante. Ce fuseau, c'est la partie pour ainsi dire inoffensive de la trombe ; la partie terrible est invisible, elle est formée par la gaine d'air qui tourbillonne autour de ce fuseau. Dans l'expérience mise sous vos yeux c'est l'inverse ; la gaine tourbillonnaire est bien visible grâce à la vapeur qu'on lui fournit, le fuseau intérieur reste sombre ; c'est par l'introduction de la fumée qu'on en vérifie l'existence et la forme.

Il resterait à vous montrer qu'on peut avec un dispositif analogue, reproduire un cyclone avec toutes ses particularités ; variations de pression au passage du météore, minimum barométrique, calme central, brusque saute de vent, œil de la tempête, etc., c'est ce que réalise aussi M. Weyher. Mais le temps nous manque ; les expériences que vous venez de voir suffiront, je l'espère, à vous montrer combien ces synthèses expérimentales sont complètes et comment elles reproduisent dans les moindres détails les phénomènes naturels.

Je conclurai en vous faisant simplement remarquer combien la météorologie gague en ampleur et en certitude à devenir une science expérimentale.

[A. C.]



“Sur la Limite Ultraviolette du Spectre Solaire.” Par
Mons. A. CORNU. Communicated by the PRESIDENT. Re-
ceived May 15, 1879.

Je me suis proposé depuis plusieurs années d’obtenir la limite extrême du spectre solaire du côté ultraviolet, c’est-à-dire, du côté des courtes longueurs d’onde. La connaissance exacte de la limite de ce spectre ou plutôt de la loi suivant laquelle décroît l’intensité du spectre continu idéal de la photosphère, apporterait sur la difficile question de la température du soleil des données au moins aussi importantes que les mesures thermiques, correspondant aux radiations à grande longueur d’onde.

Malheureusement, comme on va le voir, l’atmosphère terrestre exerce sur les radiations à courte longueur d’onde une absorption si énergique que la majeure partie du spectre solaire ultraviolet est interceptée d’une manière complète; l’étude que je m’étais proposée est donc actuellement impossible sous la forme simple que j’avais imaginée; néanmoins les résultats obtenus en vue de ces recherches présentent quelque intérêt, même au point de vue auquel je m’étais primitivement placé; ils jettent, en tous cas, un certain jour sur l’allure probable de l’absorption atmosphérique à l’autre extrémité du spectre moins facile à étudier, et montrent que le phénomène thermique est plus complexe que ne le suppose le mode expérimental généralement adopté pour l’évaluation de la température du soleil.

Pour rester dans le domaine des faits et de leurs conséquences les plus immédiates, je me bornerai ici à donner un résumé succinct des expériences à l’aide desquelles j’ai cherché à obtenir photographiquement la limite extrême ultraviolette du spectre solaire et l’analyse des conditions qui permettraient de reculer un peu cette limite.

Mode d’Observation.

Le spectroscopie dont je me sers généralement est composé d’un collimateur et d’une lunette, dont les objectifs sont respectivement

formés par une lentille plan convexe de quartz (d'environ $0^m.26$ de longueur focale pour la raie D) ; le prisme est en Spath d'Islande ; on utilise le rayon ordinaire dont la dispersion est assez grande. Comme les objectifs ne sont pas achromatiques, la mise au point est variable avec la réfrangibilité des rayons ; une table construite expérimentalement donne les variations de tirage de la lunette et du collimateur pour l'observation des rayons de chaque réfrangibilité.

Quoique le Spath d'Islande ne soit pas aussi transparent que le quartz, néanmoins, pour l'observation du spectre solaire, l'appareil est parfaitement convenable, car l'absorption par le Spath d'Islande ne commence à devenir appréciable que pour les très courtes longueurs d'onde ($\lambda=210$ millionèmes de millimètre) ; or les dernières radiations solaires qu'on puisse observer n'atteignent pas $\lambda=290$. Des expériences comparatives faites avec des prismes de quartz et de Spath d'Islande en prenant pour source une étincelle d'induction ont montré la complète égalité de transparence des deux substances entre les limites indiquées ; l'avantage reste toutefois au Spath dont les rayons sont plus séparés et plus dispersés.

Au foyer de la lunette on place une plaque fluorescente de verre d'urane pour la vérification approchée des réglages, et finalement une petite glace sensibilisée par du collodion humide. La durée d'exposition varie, suivant les besoins, de $2\frac{1}{2}$ à 6 minutes, pour obtenir la limite extrême du spectre.

A l'aide d'un héliostat dont le miroir est remplacé par un prisme réflecteur en quartz on concentre le faisceau de lumière sur la fente du collimateur à l'aide d'une lentille de quartz. La limite du spectre est variable suivant l'état de l'atmosphère, la nature du collodion employé, et la durée d'exposition ; mais en choisissant les plus belles journées, en adoptant un collodion de composition constante, et une durée d'exposition toujours la même, on obtient des séries très comparables. Voici un exemple d'observation :—

11 Septembre, 1878. Observation fait à Courtenay (Loiret). Latitude $48^\circ 2' 20''$. Durée d'exposition, $2^m\frac{1}{2}$ — clichés renforcés une fois.

	h. m.		
Début de l'expérience	10	30	A.M. Limits $\lambda=295.5$
	0	2	P.M. 295.0
	1	18 295.5
	1	50 297.0
	3	9 299.0
	3	40 302.0
	4	17 304.5
	4	38 307.0
	5	2 312.0
	5	14 315.0 ?

Remarque.—Les raies d'absorption dans l'orangé, voisines de la raie D, sont notablement plus faibles que de coutume.

La limite du spectre est exprimée en longueur d'onde, par comparaison avec la carte que j'ai construite d'après les observations faites pendant l'été de 1877.

On voit que l'étendue du spectre diminue avec la hauteur du soleil, ce qui tend à prouver que c'est à l'absorption de l'atmosphère qu'est due cette limitation.

Après divers essais faits d'après cette manière de voir, j'ai été conduit à représenter par la courbe suivante les résultats des observations; on porte comme abscisse la longueur d'onde, limite observée, et comme ordonnée le *logarithme du sinus de la hauteur du soleil* (on sait que les épaisseurs atmosphériques traversées par les rayons solaires sont sensiblement en raison inverse du sinus de la hauteur du soleil). L'ensemble des points ainsi définis se trouvent pour une même journée répartis sur une courbe à fort peu près rectiligne, les variations correspondant à des altérations momentanées de la transparence de l'atmosphère. Dans les belles journées les limites du spectre sont sensiblement les mêmes pour les mêmes hauteurs du soleil. Dans les journées légèrement brumeuses les limites observées sont un peu moins étendues, de sorte que le défaut de transparence se traduit par un *déplacement de la ligne parallèlement à elle-même*. La transparence de l'atmosphère pour les radiations ultraviolettes paraît augmenter au mois de Septembre et Octobre, et se continuer même en hiver en Décembre et Janvier; malheureusement les belles journées sont rares en hiver, et il est difficile de décider si cette augmentation de transparence est spéciale aux temps froids, ou si elle provient de ce qu'on ne choisit, en hiver, que les journées où le ciel présente la transparence maximum.

La construction de plus d'une centaine d'observations aux diverses heures de la journée m'a conduit à adopter comme ligne moyenne la droite qui passe par le point

$$\begin{aligned}\sin h &= 0.49, \\ \lambda &= 300,\end{aligned}$$

et parallèle à la direction définie par les deux points

$$\begin{array}{ll}\sin h = 0.75, & \sin h = 0.30, \\ \lambda = 295, & \lambda = 306\end{array}$$

(relevés sur un courbe dont les ordonnées représentaient les sinus des hauteurs vraies du soleil au début de l'observation). On en déduit l'équation empirique

$$\sin h = 0.49 \cdot 10^{-0.006175(\lambda-300)},$$

ou si l'on calcule avec logarithmes supérieurs,

$$\sin h = 0.49 \cdot e^{-0.006330(\lambda-300)}.$$

La limite la plus éloignée que j'ai pu obtenir correspond à la longueur d'onde 293; elle a été atteinte avec certitude deux fois seulement, le 24 Juin et le 18 Août 1878, aux environs de midi. Les radiations $\lambda=294$ à 295 ont été atteinte bien des fois de Mai à Septembre, 1877 et 1878, et récemment le 5 Mai 1879.

Malgré les nombreux essais faits dans les meilleures conditions soit à Paris, soit à la campagne, il m'a été impossible d'aller plus loin.

Examen des Causes d'Erreurs.

Cette recherche d'une limite de visibilité comporte évidemment, à un point de vue absolu, bien des causes d'erreurs, dont les deux principales sont:—

1°. Les inégalités de transparence de l'atmosphère;

2°. L'inégalité des effets photographiques provenant de la sensibilité spécifique du collodion employé et de la durée de l'exposition.

1°. *Inégalité de Transparence de l'Atmosphère.*—Cette cause d'erreur étant inévitable, on ne peut en atténuer les effets que par une longue série d'observations; il est à remarquer que si l'on prend soin de choisir des jours sans nuage ni brume, les inégalités se réduisent à bien peu de chose, et sont de l'ordre des erreurs que les accidents de la manipulation photographique peuvent introduire.

2°. *Inégalité des Effets Photographiques.*—La seconde cause d'erreur est, au point de vue pratique, bien moins grave qu'on ne pourrait le supposer au premier abord par suite de diverses circonstances que je vais brièvement rapporter.

Les collodions humides de composition diverses (iodures et bromures de cadmium et d'ammonium) ne paraissent différer que fort peu relativement à l'action qu'ils éprouvent sous l'influence des radiations très réfrangibles, en ce sens, qu'ils ne présentent pas de maximum ou de minimum pour certaines radiations,* c'est ce qu'on peut constater en photographiant des spectres d'étincelles d'induction; ces intensités relatives des raies conservent la même valeur, même bien au-delà de la région des radiations extrêmes observées dans le spectre solaire. La sensibilité plus ou moins grande se traduit seulement par la durée du temps d'exposition nécessaire pour obtenir le même effet photographique, c'est-à-dire, la même intensité du cliché.

Il ne reste donc que l'influence de la durée d'exposition qui puisse introduire des causes d'erreurs dans l'appréciation de la limite du spectre; or il se présente une circonstance extrêmement favorable, c'est que l'effet photographique se produit pour ainsi dire dans les premières instants, de sorte que la prolongation de l'exposition n'ajoute que peu à l'étendue des radiations agissantes. C'est ce que j'ai établi

* Dans le spectre visible il n'en est pas de même notamment dans le voisinage de la raie G.

par une série méthodique d'expériences parmi lesquelles je citerai la suivante en comme typique :—

16 Oct., 1878.	Durée de l'exposition.	Longueur de l'onde.	
h. m.	Sur un même cliché.	Limite du côté ultraviolet.	
11 47 T.M.	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ seconde} \\ 5 \\ 20 \\ 100 \end{array} \right.$	$\lambda = 306$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \left. \begin{array}{l} 2.5 \\ 1.0 \end{array} \right\} \end{array} \right\}$
		301	
		298.5	
		297.5	

Ainsi les durées d'exposition variant a peu près en progression géométrique, les variations de la limite perceptible diminuent très rapidement; d'après la loi que suivent les différences, pour reculer la limite seulement d'une demi-unité, il faudrait plus que quadrupler la durée d'exposition, et la porter à 500 au 600 secondes, ou 10 minutes. Aussi l'expérience a-t-elle montré qu'il était à peu près indifférent de dépasser 2 à 3 minutes pour la durée de l'exposition lorsque le temps est bien pur; lorsqu'on l'on craint le passage de brumes légères, il est plus prudent de prolonger cette durée jusques à 6 minutes afin d'augmenter les chances d'éclaircie.

La composition du collodion que j'ai toujours employé de préférence est la suivante :—

Pyroxyle.....	1 grm.
Alcool.....	40 cc.
Ether.....	60 cc.
Iodure de cadmium.....	1 grm.
Bromure de cadmium....	0.25 grm.

Le révélateur est formé de—

Eau distillée.....	1000 cc.
Sulfate de fer.....	40 grm.
Alcool.....	30 cc.
Acide acétique cryst.....	30 cc.

Le bain d'argent sensibilisateur contient 8 pour cent de nitrate d'argent.

Pour renforcer le cliché on ajoute quelques gouttes d'un bain d'argent à 2 pour cent au révélateur.

Analyse des Conditions qui permettraient de reculer la Limite d'Observation.

La limitation du spectre ultraviolet paraissant due à l'absorption atmosphérique, peut-on espérer en se plaçant dans des conditions plus favorables reculer notablement la limite de visibilité? Nous allons

voir par l'analyse des conditions de l'expérience que d'après les faits observés on ne doit pas attendre une amélioration bien considérable ou du moins en rapport avec les difficultés matérielles qu'il faudrait affronter.

Exprimons, l'intensité, P , de l'impression photographique en fonction des éléments qui la déterminent. Nous admettrons que l'intensité, P , est, pour des valeurs très petites (les seules sur lesquelles nous ayons ici à raisonner) est proportionnelle à l'intensité, J_λ , de la radiation de longueur d'onde, λ , et à une fonction particulière de λ et du temps, t .

$$P = J_\lambda F(t, \lambda).$$

Cette fonction F représente la *sensibilité* de la couche impressionnable.

Si la radiation avant d'agir est transmise par un milieu d'épaisseur ϵ ayant le pouvoir de transmission a_λ pour la radiation, λ , l'intensité devient :—

$$I_\lambda = J_\lambda a_\lambda^\epsilon \quad a < 1.$$

Le milieu absorbant étant limité par une surface semblant plane, la direction de transmission faisant un angle, h , avec le plan, on a

$$\epsilon = \frac{l}{\sin h},$$

l étant l'épaisseur normale du milieu absorbant supposé homogène : s'il n'est pas homogène, mais formé de couches parallèles de densité variable δ , l représente la hauteur équivalente calculée par la formule

$$l\delta_0 = \int \delta dz,$$

δ étant la densité correspondant à l'épaisseur z , et δ_0 étant la densité choisie pour l'évaluation de la *hauteur réduite*, car c'est la quantité de matière traversée et non sa répartition qui produit l'absorption.

Substituant dans la valeur de P

$$P = J_\lambda F(t, \lambda) a_\lambda^{\frac{l}{\sin h}} \dots \dots \dots (1).$$

Il y a trois fonctions inconnues de λ , à savoir, J , F , et a_λ ; la forme particulière sous laquelle elles se présentent permettent de les éliminer à l'aide de l'équation empirique fournie par les observations dont il a été question plus haut. En effet on a déterminé pour un même lieu ($l=l_1$) la loi qui lie les hauteurs h du soleil à la longueur d'onde limite λ observé, c'est-à-dire à celle qui donne l'impression photographique limite $P=w$, w est alors une constante, la même pour toutes les valeurs de λ . Prenant le logarithme des deux membres de l'équation précédent où $P=w$, $t=T$ durée constante de l'exposition

$$\log w = \log J_\lambda + \log F(T, \lambda) + \frac{l}{\sin h} \log a_\lambda,$$

qui se réduit à la forme

$$\frac{\sin h}{l} = \psi(w, T, \lambda),$$

puisque J_λ est une fonction de λ (J_λ représente la variation de l'intensité des radiations avec la longueur d'onde du spectre continu idéal de la photosphère).

Mais l'expérience a montré que dans le même lieu ($l=l_1$) pour une durée de pose constante ($T=\text{const.}$) la limite d'impression ($w=\text{const.}$) était donnée par la loi

$$\sin h = 0.49 e^{-0.68330(\lambda-300)},$$

ou de la forme

$$\sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}.$$

Substituant cette valeur de $\sin h$ et de l , il vient

$$\psi(w, T, \lambda) = \frac{M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}}{l_1},$$

de soit que la formule générale devient

$$\frac{\sin h}{l} = \frac{M_0 e^{-(\lambda-\lambda_0)}}{l_1} \dots \dots \dots (2).$$

Si l'on se reporte à la formule primitive (1), on voit que l'absorption est d'autant moindre que la hauteur solaire est plus grande, et que l'épaisseur l est plus petite. On peut donc espérer en diminuant l'épaisseur atmosphérique c'est-à-dire en augmentant l'altitude, z , du lieu d'observation étendre la limite de visibilité du spectre.

Le résultat précédent donne précisément la loi cherchée, c'est-à-dire l'étendue gagnée avec l'altitude. En effet, la quantité l est à une constante près représentée par le poids d'une colonne atmosphérique ayant l'unité de base comme section ; si donc on désigne par p la pression barométrique, on aura

$$l = Ap.$$

Or la loi de décroissance de la pression avec l'altitude est donné par une expression de la forme

$$p = p_0 e^{-\frac{z}{z_0}}.$$

z_0 étant la constante barométrique $18336^m \times 0.43429$. Il vient finalement

$$\sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda) - \left(\frac{z-z_1}{z_0}\right)},$$

formule qui donne la loi approché qui existe entre la longueur d'onde de la radiation du spectre solaire à la limite de visibilité pour une hauteur donnée, h , du soleil, et l'altitude, z_1 , du lieu d'observation.

Nous pouvons maintenant savoir ce qu'on gagne par l'accroissement

de l'altitude à hauteur égale de soleil, il suffit d'écrire que le second membre est constant, ce qui donne la condition

$$+m(\lambda-\lambda_0) + \frac{z-z_0}{z_0} = \text{const.}$$

ou
$$m\lambda + \frac{z}{z_0} + \text{const} = 0,$$

la longueur d'onde de la radiation limite et l'altitude sont liées par une fonction linéaire; de sorte que leurs variations finies ou infiniment petites sont proportionnelles le co-efficient de proportionnalité est $-mz_0$.

$$dz = -mz_0 d\lambda, \quad dz = -663.3^m d\lambda,$$

en substituant $z_0 = 7963^m$ et $m = 0.0833$.

Ainsi on recule la limite de visibilité des radiations d'une quantité correspondant à une unité (millionième de millimètre) dans la longueur d'onde lorsqu'on s'élève 663.3 en altitude.

Ce gain est, relativement à la longueur du spectre que donnent les étincelles d'induction ou l'arc électrique, extrêmement faible. Si l'on songe que l'on ne peut qu'en faire d'observations régulières au dessus de 4,000 mètres d'altitude, on voit que le gain calculé n'atteint que 6 unités ou environ la moitié de la différence qui se présente de l'hiver à l'été, le résultat obtenu serait donc encore bien loin de correspondre aux efforts à dépenser pour aller installer des appareils à une altitude aussi grande.

Il est vrai que l'on aurait quelque espoir d'aller un peu plus loin que la formule ne l'indique, car les co-efficients numériques sont empruntés à des expériences faites à de faibles altitudes (au dessous de 200^m), c'est-à-dire dans les parties basses de l'atmosphère dont le pouvoir de transmission spécifique est probablement plus faible que celui des hautes régions à cause des brumes et poussières qui sont toujours en suspension.

On pourrait aussi espérer que la formule empirique fondée sur l'observation d'une très petite étendue du spectre, et employée ici *par extrapolation*, ne donne des résultats erronés dans un sens défavorable en dehors des limites où elle a été établie; quoi qu'il soit impossible de rien affirmer avec certitude sous ce rapport, il n'est pas sans intérêt de signaler un fait qui paraît donner une grande probabilité sinon à la valeur exacte des coefficients du moins à l'allure de la loi empirique proposée.

En effet, poussons l'extrapolation à l'extrême et cherchons, puisque le pouvoir absorbant de l'atmosphère paraît grandir d'une manière aussi rapide avec la refrangibilité des radiations, quelle est la longueur d'onde de la radiation (ayant une intensité comparable à la radiation correspondante du soleil) qui donnerait la limite d'impression photo-

graphique après avoir traversé un mètre d'atmosphère à 0^m.760 de pression. C'est à peu près la *longueur réduite* d'un spectroscopé : c'est donc la limite possible d'étendue des spectres observables au spectroscopé, les radiations plus réfrangibles étant absorbées par l'atmosphère et les appareils.

Nous prendrons la formule (2) sous la forme—

$$\frac{l_1}{l} \sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda_0)},$$

le rapport $\frac{l_1}{l}$, représente le rapport de épaisseurs réduites ou le rapport des pressions correspondant à ces épaisseurs : on peut adopter ici $\frac{l_1}{l} = \frac{1}{7600}$, puisque l'élévation de 1m correspond à peu près à un dixième de millimètre d'abaissement du baromètre : on posera $\sin h = 1$, la transmission étant normale et l'on aura à résoudre l'équation numérique

$$\frac{1}{7600} = 0.49 e^{-0.48330(\lambda-300)},$$

ou
$$= 0.49 10^{-0.66175(\lambda-300)},$$

on trouve $\lambda = 184.2$.

Comme on a pris un peu arbitrairement 1 mètre on pourrait croire qu'en choisissant une autre valeur la limite changerait beaucoup ; il n'en est rien la limite change extrêmement peu, car en diminuant l'épaisseur traversée l_1 de moitié on trouve $\lambda = 173$, la longueur réduite d'un spectroscopé est évidemment comprise entre ces limites.

Or lorsqu'on examine un spectroscopé construit tout en quartz ou tout en Spath fluor, par fluorescence, ou par photographie, les spectres des étincelles d'induction, en leur donnant toute l'énergie que donnent une forte pile et une bobine de grande dimension, on n'arrive guère à dépasser la réfrangibilité de la raie No. 32 de l'aluminium dont la longueur d'onde est 184 environ, ainsi que je l'ai mesurée directement à l'aide d'un réseau.

Je me suis assuré en outre qu'en plaçant l'étincelle à 4 mètres de l'appareil, dans des circonstances telles que l'éclat des raies moins réfrangibles No. 30 et No. 31 (notations de M. Soret) soit à peine diminué, la raie 32 disparaît. On ne peut donc guère attribuer ce fait qu'à l'absorption atmosphérique.

Donc la formule empirique déterminée plus haut, ne doit pas être très erronée lorsqu'on l'emploie par extrapolation dans le voisinage des limites où elle a été établie ; par conséquent les chances d'extension de nos connaissances sur la partie ultraviolette du spectre solaire avec l'altitude au de là de ce qu'indique cette formule ne sont pas très considérables.

Separat-Abdruck aus Eder's Jahrbuch für Photographie und
Reproductionstechnik für das Jahr 1891.

**Ueber die Anwendung des Magnesium-Inductionsfunkens
zu photographischen Aufnahmen der Interferenz-
Erscheinungen.**

Von Prof. A. Cornu in Paris.

Der zwischen zwei mit den Armaturen einer Leydener Flasche verbundenen Magnesiumspitzen überspringende Funken einer Inductionsspirale (mittlere Grösse 30 bis 40 cm Länge) ist eine äusserst werthvolle Lichtquelle zur photographischen Beobachtung der Interferenz-Erscheinungen. Dieser Funken besitzt die Eigenschaft, mehrere nahezu monochromatische (monoactinische) Strahlen zu liefern; er stellt für die chemischen Strahlen dasselbe dar, was die Natronflamme für die sichtbaren Strahlen ist. Zwar sind diese Strahlen streng genommen auch nicht stärker monochromatisch als die Natronflamme, denn sie entsprechen wie diese multiplen Linien, aber in praxi machen sie diesen Fehler durch eine bedeutende Intensität wieder gut, welche der Art ist, dass man in wenigen Secunden photographische Aufnahmen aller Erscheinungen erhalten kann, welche sich bei der Natron- oder Lithin-Flamme beobachten lassen.

Kurze Beschreibung des photographischen Magnesiumspectrums. Lässt man den Funken vor dem Spalt eines gewöhnlichen Spectroscops überspringen, welches aus Crown- und Flintglasprismen und Objectiven zusammengesetzt ist und erzeugt im Brennpunkt des Fernrohres auf einer photographischen Platte das Spectrum, so erscheint bei zunehmender Expositionszeit zuerst eine ultraviolette dreifache Linie, welche ein wenig über das violette Ende des sichtbaren Spectrums hinaus gelegen ist; es ist diese Linie eine Art Gegenstück der Fraunhofer'schen Linie *b* des Sonnenspectrums. Danach kommt eine violette Linie, die etwas nebelig ist und deren Wellenlänge ($\lambda = 448$) nahezu $\frac{7}{6}$ derjenigen der oben erwähnten dreifachen ultravioletten Linie ($\lambda = 383$) gleichkommt; es folgen dann weitere Linien, deren Zahl mehr und mehr zunimmt, endlich noch ein continuirliches Spectrum. Mit orthochromatischen Platten, welche empfindlich gegen die grünen Strahlen sind, erscheint die dreifache Linie *b* vor der Bildung dieses continuirlichen Spectrums.

Wenn man statt des Crown- und Flintglas-Spectroscops einen für alle chemischen Strahlen vollständig durchlässigen Apparat (Quarz, Flusspath, isländischer Kalkspath) benutzt, so ist der erste Strahl, welcher sichtbar wird, einer von grosser

Brechbarkeit ($\lambda = 280$), denn er liegt in einer von den Gläsern, Balsamen, Harzen und den meisten Mineral- und organischen Stoffen absorbirten Zone; er zeigt eine so starke chemische Intensität, dass er auf dem Cliché einen mehr oder weniger verwischten Flecken bildet; wenn man mit der nöthigen Vorsicht operirt, erkennt man eine Gruppe sehr dicht neben einander liegender Linien, welche sich auf vier reduciren, wenn man die Verdoppelung der von selbst umkehrbaren Linien richtig auslegt. Dieses Strahlenbündel bildet die bei weitem stärkste, monoactinische Quelle photographischen Lichtes, welche man unter sonst gleichen Verhältnissen mit dem Inductionsfunken und Metall-Electroden erzeugen kann, aber zu seiner Ausnutzung sind Apparate nöthig, welche nur die oben angezeigten Krystalle enthalten; die Einschlebung einer Glasplatte oder einer Schicht von Canada-Balsam, mag dieselbe noch so dünn sein, ja selbst die Einschlebung eines Glimmerblättchens¹⁾ veranlasst die vollständige Absorption dieser Strahlen.

Verschiedene Mittel zur Isolirung jeder einzelnen Linie des Magnesiumsfunkens. Zuerst mag hier die gewöhnliche Methode erwähnt sein, welche in der Anwendung eines Hilfs-Spectroscops zur Benutzung einer bestimmten Linie eines complexen Spectrums als Lichtquelle besteht. Die Lichtquelle ist in diesem Falle das Bild dieser Linie im Brennpunkt des Spectroscoprohres; passende Blenden halten die übrigen Strahlen fern. Man kann dies Bild wie eine wirkliche Lichtquelle behandeln, die bloss in den Winkelraum strahlt, der von Kegeln begrenzt ist, welche jeden Punkt des Bildes zur Spitze und die wirksame Oberfläche des Objectiva des Spectroscoprohres zur Grundfläche haben. Diese auf Benutzung eines Hilfs-Spectroscops beruhende Methode ist auf jedes beliebige Spectrum anwendbar; mittels derselben habe ich unter verschiedenen Umständen²⁾ die einfachen Strahlen einer gewissen Zahl von Metall-Spectren (*Mg*, *Zn*, *Cd*, *Ca*) verwenden können. Aber in dem Falle des Magnesiums kann man, sei es nun direct oder unter Anwendung gewisser einfacher Hilfsmittel, mehrere dieser monochromatischen Strahlen einzeln benutzen, ohne dass man ein Hilfs-Spectroscop anzuwenden braucht, welches den Versuch nur sehr erschwert.

1) Gyps ist bei geringer Dicks noch hinreichend durchlässig für diese Strahlen.

2) Compt. rendus de l'Académie des Sciences. Bd. CVIII, S. 917 und 1211.

1. Benutzung der violetten Linie und der dreifachen Linie *b*.

Die Bromgelatineplatten, welche besonders empfindlich für die Strahlen in der Nähe der *G*-Linse ($\lambda = 431$) des Sonnenspectrums sind, zeigen sehr leicht die violette Magnesium-Linie ($\lambda = 448$), jedoch liefert die dreifache ultraviolette Linie ($\lambda = 383$) einen gleichzeitigen Eindruck von gleicher Intensität; wenn man aber Flüssigkeiten, welche das Ultraviolett absorbiren bezüglich eine sehr verdünnte doppelchromsaure Kali-Lösung in ein Gefäss vor das Objectiv bringt, so zeigt das Cliché nur die Einwirkung der violetten Linie. Die orthochromatischen Platten gestatten es, die grüne Linie *b* ($\lambda = 518$) für sich allein zu verwenden, indem man die übrigen Strahlen durch eine ziemlich concentrirte Lösung von doppelchromsaurem Kali absorbirt.

Diese Strahlen haben den Vortheil an sich, dass sie zugleich sichtbar und photochemisch sind, trotzdem habe ich nicht oft versucht, sie zu benutzen, da die folgende Linie eine viel leichtere Ausnutzung gestattet.

2. Benutzung der dreifachen ultravioletten Linie ($\lambda = 383$).

Das Verfahren mit feuchtem Collodion ermöglicht es, diesen Strahl ohne Anwendung irgend eines Absorptions-Mittels direct zu benutzen; es genügt dazu, die Collodion-Platte in einem frischen Silberbade in möglichst kurzer Zeit (30 Sekunden bis 1 Minute) bei niedriger Temperatur und unter stetem Schütteln lichtempfindlich zu machen. Sobald das Bad Bromsilber in sich zeigt, dehnt sich die sonst fast ausschliesslich auf die dreifache ultraviolette Linie beschränkte Empfindlichkeit auf die violette Linie aus, und das Cliché zeigt einen doppelten Eindruck, der, wie weiter unten auseinandergesetzt werden wird, in gewissen Fällen recht lästig werden kann. Dennoch kommt man unter besonderen Vorsichtsmassregeln mit beliebigen lichtempfindlichen Platten, sowohl Collodion- wie Gelatine-Platten, zum Ziele, wenn man nur den violetten Strahl absorbirt. Als Farbstoff hat sich mir dazu am besten das Chrysoidin bewährt, dasselbe absorbirt sehr energisch das Blau und Violett und das Ultraviolett durch. Es genügt eine Collodionschicht, welche $\frac{1}{1000}$ Chrysoidin enthält, auf einer Glasplatte einzuschalten (oder einfach

4 Ueber die Anwendung des Magnesium-Inductionsfunkens etc.

auf das Objectiv des photographischen Apparates zu bringen), damit der Strahl $\lambda = 383$ allein zur Geltung kommt.¹⁾

3. Benutzung der vierfachen Linie ($\lambda = 280$).

Bei derselben ist die Verwendung von Apparaten mit Quarz-, Flussspath- oder isländischen Kalkspath-Linsen u. s. w. nöthig; dann braucht man jedoch keine weiteren besonderen Vorsichtsmaassregeln anzuwenden, es genügt, die Expositions-dauer nicht zu lang werden zu lassen. Das photographische Bild wird einzig und allein von dem Strahl $\lambda = 280$ hervorgerufen. Wenn die Objective nicht achromatisch sind, schwächt der Unterschied der Focaldistanz noch die Wirkung der anderen Strahlen ab.

Anwendung des Magnesiumfunkens bei der photographischen Aufnahme einiger Interferenz-Erscheinungen.

Ich werde mich hier auf zwei bei verschiedenen optischen Arbeiten benutzte Typen beschränken, nämlich nur

1. die farbigen Ringe dünner Blättchen,

2. die Streifen des Babinet'schen Compensators

in Betracht ziehen. Diese Erscheinungen tragen nahezu die Schwierigkeiten aller Art, auf welche man überhaupt stossen kann, an sich, indem man nämlich im ersteren Falle Strahlen von schwacher Intensität, im zweiten dagegen polarisirte Strahlen benutzt, deren Anwendung immer etwas misslich ist.

Das Photographiren der Newton'schen Farbenringe.

Diesen Ringen, welche sich zur Bestimmung der geometrischen Form von Oberflächen, zu optischen Untersuchungen über Elasticität u. s. w. verwenden lassen, haftet als besondere Schwierigkeit die schwache Intensität der Interferenzstrahlen infolge der Reflexion der Strahlenbündel am Glase an. Das dünne Blättchen wird meist eine Luftschicht sein, die zwischen zwei Oberflächen eingeschlossen ist, von denen mindestens eine für den verwendeten Strahl durchlässig ist; man benutzt dann die von Fizeau gegebene Anordnung: eine planconvexe Sammellinse wird horizontal in einer geringen Entfernung von der zu untersuchenden Oberfläche angebracht und das Ganze vertical durch die gewählte monochromatische Licht-

¹⁾ Die Farben einer Quarzplatte von 5,5 mm Dicke zwischen zwei Nicol'schen Prismen ermöglichen ebenfalls, den violetten Strahl auszulösen, wobei die dreifache Linie die stärkste Leuchtkraft erhält; man regelt den Analysator mittels eines Spectroscops.

quelle erleuchtet. Die Streifen mit gleicher Intensität, welche durch die Interferenz der an den beiden Oberflächen reflectirten Strahlenbündel entstehen, zeichnen die gleich weit von einander entfernten Linien dieser beiden Oberflächen oder die Niveau-Curven ab, welche der ebenen Fläche der Linse entsprechen. Diese Interferenz-Strahlenbündel werden in einem Punkte des Raumes, welcher der conjugirte Brennpunkt der Lichtquelle ist, gesammelt; in diesen Punkt muss man das Auge oder das photographische Objectiv bringen, um das ganze Streifenfeld, welches die ganze Oberfläche der Linse einnimmt, zu erhalten.

Bei Anwendung des Magnesiumfunken als Lichtquelle photographirt man die Ringe oder Streifen, welche der vierfachen Linie ($\lambda = 280$) entsprechen, die so sehr gut der Bedingung der Benutzung einer Linse und eines photographischen Objectivs aus Quarz (oder eines achromatischen aus Flussspath und Quarz) entspricht; die vorläufige Einrichtung der Ringe wird bei Natronlicht ausgeführt, die genaue Einstellung mittels irgend eines auf der einen der beiden reflectirenden Oberflächen angebrachten Merkzeichens. Die photographischen Streifen sind viel dichter gedrängt als diejenigen, welche man bei Natronlicht sieht, da ihre Breite der Wellenlänge proportional ist.

Wenn die Linse und das Objectiv von Glas sind, wird dieser Strahl jedoch vollständig absorhirt, dann bildet die dreifache Linie $\lambda = 383$ die Ringe. Die Expositionszeit muss verlängert werden, jedoch genügen, wenn der Funke kräftig ist¹⁾, 10 bis 30 Secunden sogar selbst bei Anwendung feuchten Collodions.

Als lichtempfindliche Platte liefert das flüssige Collodion die schönsten Resultate, besonders wenn sehr feine Quadratlinien zugleich als Merkzeichen zu photographiren sind; die viel empfindlicheren Bromgelatineplatten haben das Missliche, dass das Korn des reducirten Silbers viel gröber ist, ausserdem aber geben sie zu gleicher Zeit ein anderes Ring-System, welches sich dem ersten superponirt. Der Charakter der Erscheinung wird dadurch gänzlich verändert: die Deutlichkeit der Streifen ist periodisch verlöscht, und man erkennt ganz deutlich, dass sechs Streifen des einen Systems sieben Streifen des anderen entsprechen. Diese Anomalie erklärt sich leicht

1) Bei Anwendung einer Inductionsspirale von 30 bis 40 cm Länge und 6 bis 8 Bunsen'schen Elementen kann die Leydener Flasche aus einem einfachen Glasballon von 2 Liter Raumbhalt, der mit Schwefelsäure gefüllt und aussen mit Stanniol beklebt ist, bestehen.

durch die Miteinwirkung der violetten Linie des Magnesiumspectrums und die relativ grössere Empfindlichkeit der Bromgelatine für die weniger stark brechbaren Strahlen. Wir haben oben gesehen, dass man das System der violetten Streifen durch Einschlebung einer Chrysoidin-Collodionschicht fern hält; dieser Kunstgriff führt bei Anwendung feuchten Collodions vorzüglich zum Ziele, bei Benutzung von Gelatine liefert es zartere Resultate.

Zur Anwendung empfiehlt sich Collodion, welches 60 cem Aether, 40 cem Alkohol, 1 g Collodionwolle, 1 g Jod-Cadmium, 0,25 g Brom-Cadmium enthält; das Ganze kann ohne besondere Vorsicht gemischt werden. Der Entwickler besteht aus 30 bis 40 g schwefelsaurem Eisenoxydul, 30 cem Essigsäure, 30 cem Alkohol und einem Liter destillirten Wassers. Das Silberbad muss 7 bis 8 Proc. salpetersaures Silberoxyd enthalten. Oft zeigt das Cliché einen leichten Schleier, den man dadurch fern hält, dass man dem Collodion ein Jodschüppehen hinzufügt. Man fixirt mit einer 5procentigen Cyankali-Lösung. Auf diese Weise erhält man sehr durchsichtige Clichés, denen es jedoch zuweilen an Stärke fehlt. Um sie zu verstärken, taucht man sie in eine 2 Proc. Quecksilberchlorid und 2 Proc. Brom-Ammonium enthaltende Lösung, man lässt sie darin vollständig weiss werden, dann wäscht man sie ab; darauf werden sie in eine 1,5procentige Cyankali-Lösung getaucht, welcher man vorher tropfenweise 2procentige Höllenstein-Lösung so lange zugesetzt hat, bis der Niederschlag sich nicht mehr auflöst. Dadurch erhalten die Clichés eine sehr grosse Stärke; man wäscht sie dann ab und lässt sie trocknen.

Das Photographiren von Interferenz-Erscheinungen im polarisirten Lichte.

Hinsichtlich der Anordnung zum Photographiren der im Babinet'schen Compensator sichtbaren Streifen beziehe ich mich auf die oben gegebene Anmerkung (Compt. rendus, Bd. CVIII, S. 917 und 1211); es wird dann genügen, zu bemerken, dass der Polarisator und der Analysator Rhomboide aus isländischem Kalkspath waren, die Linsen des Collimators und des Fernrohres ebenso wie das die Streifen auf die photographische Platte projectirende Ocular aus Flussspath bestanden; da der Compensator aus Quarz hergestellt war, war der Apparat vollkommen durchlässig für den Strahl $\lambda = 280$ des Magnesiums; es war deshalb kein besonderer Kunstgriff zur Isolirung der Wirkung dieses Strahles nöthig; derselbe

wirkt in um so höherem Grade stärker als die übrigen, als er allein die photographirten Streifen hervorruft. Eine analoge Anordnung ermöglicht die Reproduction aller Erscheinungen chromatischer Polarisation mit Streifenbildung.

Wenn man nicht den oben erwähnten Strahl, sondern den der dreifachen Linie $\lambda = 383$ anwenden will, so braucht man nur, nachdem man die neue Einstellung der photographischen Platte bestimmt hat¹⁾, eine mit Chrysoidin-Collodion überzogene Glasplatte einzuschieben; dann bleibt nur der Strahl der dreifachen Linie. In diesem Falle brauchen die Linsen nicht aus Flussspath oder Quarz zu bestehen, achromatische Glas-Objective reichen schon aus.

Zum Schluss muss ich noch auf eine kleine geometrische optische Schwierigkeit hinweisen, die übrigens leicht zu beseitigen ist und dem als Lichtquelle benutzten Funken anhaftet; es ist dies die Kleinheit des Funkens, dessen scheinbare Oberflächenausdehnung nur 4 bis 5 qmm beträgt, den man jedoch beliebig vergrössern kann, dadurch, dass man sein mittels einer Quarz- oder Flussspath-Linse vergrössertes Bild in die Ebene der Öffnung des Collimators projectirt. Um endlich noch das Hüpfen des Funkens zu verhindern, schneidet man die Enden der Magnesiumspitzen in schrägen Flächen an, die in der Richtung der Achse des Apparates liegen.

So liefert, wie aus dem Vorstehenden hervorgeht, der condensirte Inductionsfunken, welcher zwischen zwei Magnesium-Electroden überspringt, mit ausserordentlich einfachen Mitteln verschiedene monoactinische Lichtquellen; um gleich gute Resultate hinsichtlich der Intensität und besonders hinsichtlich der Brechbarkeit zu erhalten, müsste man schon auf elektrisches Bogenlicht zurückgreifen, was jedoch weit grössere Umstände und Kosten verursachen würde.

1) Linsen, welche nicht achromatisch sind, haben einen mit der Brechbarkeit der Lichtquelle veränderlichen Brennpunkt, die schwache Dispersion des Flusspathes vermindert diese Verschiedenheit ganz bedeutend.



Reprinted from NATURE, July 27, 1899.]

THE REDE LECTURE.¹

THE WAVE THEORY OF LIGHT: ITS INFLUENCE ON MODERN PHYSICS.

OUR era is distinguished from preceding ages by wonderful utilisation of natural forces; man, that weak and defenceless being, has been enabled by his genius to acquire an extraordinary power, and to bend to his use those subtle yet dreadful agents whose very existence was unknown to our ancestors. This marvellous increase of his material power in modern times is due only to the patient and profound study of natural phenomena, to the exact knowledge of the laws that governed them, and to the skilful combining of their effects. But what is peculiarly instructive is the disproportion between the primitive phenomenon and the greatness of the effects which industry has drawn from it. Thus, those formidable engines, based on electricity or steam, grew neither from lightning nor the volcano; they had their birth from scarcely perceptible phenomena

¹ Besides the interest presented by a glance on the progress and the influence of optical science, this lecture offers the conclusions of a careful study on Newton's treatise of optics. It will be seen that the thought of the great physicist has been singularly altered by a sort of legendary interpretation developed in the elementary treatises where the emission-theory is expounded. In order to make the theory of fits clearer, the commentators have imagined to materialise the luminous molecule under the form of a rotating arrow offering now its head, now its side. This mode of exposition has contributed to lead to the belief that the whole emission-theory was comprehended in this rather childish image.

Nowhere in his treatise does Newton give a mechanical illustration of the luminous molecule: he confines himself to the description of facts, and sums them up in an empirical statement without any hypothetical explanation. Moreover, he denies the opinion that he raises any theory, though he holds occasionally as very probable the intervention of the waves excited in the ether.

So that the general impression resulting from the reading of the treatise, and above all of the "queries" in the 3rd Book, is the following: Newton, far from being the adversary of the Cartesian system, as he is commonly represented, looks, on the contrary, very favourably at the principles of this system. Struck by the resources which the undulatory hypothesis would offer for the explanation of the luminous phenomena, he would have adopted it, if the grave objection concerning the rectilinear propagation of light (only recently solved by Fresnel) had not prevented him.

B

which would have remained for ever hidden from the vulgar eye, but that penetrating observers were able to recognise and appreciate. This humble origin of most of the great discoveries which are to-day a benefit to the whole human race, shows us plainly that the scientific spirit is at present the mainspring of the life of nations, and that it is in the onward march of pure science that we are to look for the secret of the growing power of the modern world. Whence a series of questions which demand more and more the attentions of all. How did this taste towards the study of natural philosophy, so dear to the ancient philosophers, abandoned for centuries, again revive and grow? What are the phases of its advance? How appeared the new notions which have so deeply modified our ideas on the mechanism of nature's forces? What paths, rich in discoveries, lead us gradually unawares to those admirable generalisations in accordance with the vast plan foreseen by the founders of modern physics? These are the questions which as a physicist I intend to inquire into before you. The subject is rather abstract, I might say severe. But no other has seemed more worthy of your attention during the *fête* which the University of Cambridge celebrates to-day in honour of the Lucasian Professorship Jubilee of Sir Geo. Gabriel Stokes, who in his fine career has laid a master-hand on the very problems which seemed to me the most conducive to the progress of natural philosophy. The subject is all the more fitted here, as in citing the names of those great minds to whom modern science is most indebted, we found amongst those who most honoured the University of Cambridge—its Professors and Fellows—Sir Isaac Newton, Thomas Young, George Green, Sir George Airy, Lord Kelvin, Clerk Maxwell, Lord Rayleigh, and the memory of that glory which links to-day back through the centuries would add lustre to the present ceremony.

Let us then, in a rapid glance of the scientific revival, point out the secret but mighty influence which has been the directing force of modern physics. I am inclined to attribute to the study of light, and to the attraction it has for the highest minds, one of the most effective causes of the return of ideas towards natural philosophy, and consider optics as having exercised on the advance of science

an influence it would be difficult to exaggerate. This influence, already clear at the dawn of the experimental philosophy under Galileo, grew so rapidly that to-day it is easy to foresee a vast synthesis of natural forces founded on the principles of the wave theory of light. This influence is easy to understand if we reflect that light is the way by which knowledge of the exterior world reaches our intelligence. It is, in fact, to sight that we owe the quickest and most perfect notions of the objects around us: our other senses, hearing, feeling, also bring their share of learning, but sight alone affords us abundant means of simultaneous information such as no other sense can. It is, therefore, not surprising that light, this lasting link between us and the outward world, should intervene with the varied sources of its inner constitution to render more precise the observation of natural phenomena. Thus each discovery concerning new properties of light has had an immediate effect on the other branches of human knowledge, and has indeed determined the birth of new sciences by affording new means of investigation of unexpected power and delicacy.

Optics are really a modern science. The ancient philosophers had no idea of the complexity of what is vulgarly called light; they confounded in the same name what is proper to man, and what is exterior. They had, however, perceived one of the characteristic properties of the link, which exists between the source of light and the eye, which receives the impression, "Light moves in a straight line." Common experience had revealed this axiom through the observation of the shining trains that the sun throws across the skies, piercing misty clouds, or penetrating into some dark space. Hence arises two empirical notions—the definition of the ray of light, and that of the straight line. The one became the basis of optics, the other that of geometry.

Very little remains to us of the ancient books upon optics. Yet we are aware that they knew the reflection of the luminous rays on polished surfaces, and the geometrical explanation of the images formed by mirrors.

We must wait many centuries until the scientific revival for a new progress in optics (but then a very considerable one) opens the new era; it is the invention of the telescope.

The new era begins with Galileo, Boyle and Descartes, the founders of experimental philosophy. All devote their life to meditations on light, colours, and forces. Galileo lays the base of mechanics and with the refracting telescope that of astro-physics. Boyle improves experimentation. As to Descartes, he embraces with his penetrating mind the whole of natural philosophy; he throws away the occult causes admitted by the scholastics, and proclaims as a principle that all phenomena are governed by the laws of mechanics. In his system of the universe, light plays a prominent part¹: it is produced by the waves excited in the subtle matter which, according to his view, pervades space. This subtle matter (which represents what we call to-day the ether) is considered by him as formed of particles in immediate contact; it constitutes thus at the same time the vehicle of the forces existing between the material bodies which are plunged in it. We recognise the famous "vortices of Descartes," sometimes admired, sometimes baffled during the last centuries, but to which skilful contemporaneous physicists have rendered the importance they deserve.

Whatever may be the opinions granted to the exactness of the deductions of this great philosopher, we must be struck by the boldness with which he proclaims the connection of the great cosmical problems, and foretells the solutions which actual generations did not yet entirely accept but drew insensibly to.

In Descartes' view the mechanism of light and that of gravitation are inseparable; the seat of corresponding phenomena is this subtle matter which pervades the universe, and their propagation is performed by waves around the acting centres.

This conception of the nature of light shocked the opinions in vogue; it raised strong opposition. Since the oldest times it was the habit to imagine the luminous ray as the trajectory of rapid projectiles thrown by the radiant source. Their shock on the nerves of the eye produce vision; their resistance or changes of speed, reflection or refraction. The Cartesian theory had, however, some seductive aspects which brought defenders. The waves excited on the surface of still water offer so clear an image of a propagated motion around a dis-

Le Monde de M. Descartes, ou le Traité de la Lumière (Paris, 1664).

turbing centre ! On the other hand, do not the sonorous impressions reach our ear by waves? Our mind feels yet a real satisfaction in thinking that our most sharp and delicate organs are both impressed by a mechanism of the same nature.

Yet a serious difference arose. Sound does not necessarily travel in straight lines as light does. It travels round any object opposed to it, and will follow the most circuitous routes with scarcely any loss of strength. Physicists were thus divided into two camps. In one the partisans of emission, in the other those of the wave theory, each system boasting itself superior, and indeed each being so in certain respects. Other phenomena had to be examined in order to decide between them.

The chance of discovery brought to view several phenomena which ought to have decided in favour of wave theory, as was proved a century later ; but the simplest truth does not prevail without long endeavour.

A strange compromise was effected between the two systems, helped on by a name great among the greatest, and for a century the theory of emission triumphed.

The tale is a strange one. In 1661 a young scholar, full of eagerness and penetration, enters Trinity College, Cambridge ; his name is Isaac Newton. He has already in his village read Kepler's "Optics." Almost immediately, and while following Barrow's lectures upon optics, he studies the geometry of Descartes with passionate care ; with his savings he buys a prism that he might examine the properties of colour and meditate deeply on the causes of gravitation. Eight years later his masters think him worthy to succeed Barrow in the Lucasian Professorship, and in his turn he also teaches optics. The pupil soon becomes greater than his teacher, and he gives out this great result : White light which seemed the type of pure light is not homogeneous ; it consists of rays of different refrangibility, and he demonstrates it by the celebrated experiment of the solar spectrum, in which a ray of white light is decomposed into a series of coloured rays like a rainbow ; each shade of the colour is simple, for the prism does not decompose the shade. This is the origin of the spectral analysis. This analysis of white light brought

Newton to explain the colours of the thin plates which are, for instance, observed in soap-bubbles. The fundamental experiment, that of Newton's rings, is one of the most instructive in optics, while the laws that govern it are of admirable simplicity.

The theory was expounded in a discourse addressed to the Royal Society with the title, "A New Hypothesis concerning Light and Colour."

This discourse called forth from Hooke a sharp complaint. Hooke also had already examined the colour of thin plates, and endeavoured to explain them in the wave system. He had the merit, which Newton himself readily granted, to substitute for the progressive wave of Descartes a vibrating one—a new and extremely important notion. He had even noticed the part of the two reflecting surfaces of the thin plate, and the mutual action of the reflected waves. Consequently Hooke should have been the very forerunner of the modern theory if he had had, as Newton, the clear intelligence of the simple rays. But his vague reasoning to explain the colours takes away all demonstrative value from his theory.

Newton is very affected by this complaint of priority, and combats the arguments of his adversary by remarking that the wave theory is inadmissible because it does not explain the existence of the luminous ray and of the shadows. He denies the opinion that he has raised a theory; he certifies that he does not admit either the wave hypothesis or the emission, but he says "He shall sometimes, to avoid circumlocution and to represent it conveniently, speak of it as if he assumed it and propounded it to be believed." And, really, in the Proposition XII. (second book of his Optics),¹ which constitutes what was since called the theory of fits, Newton remains absolutely on the ground of facts. He says simply, the phenomena of thin plates prove that the luminous ray is put alternatively in a certain state or fit of easy re-

¹ Prop. XII.—Every Ray of Light in its passage through any refracting Surface is put into a certain transient constitution or state, which in the progress of the Ray returns at equal Intervals, and disposes the Ray at every return to be easily transmitted through the next refracting Surface, and between the returns to be easily reflected by it. (Sir Isaac Newton, "*Opticks*: or a *Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light*." London, 1718. Second edition, with additions. P. 293.

flexion and of easy transmission. He adds, however, that if an explanation of these alternative states is required they can be attributed to the vibrations excited by the shock of the corpuscles, and propagated under the form of a wave in ether.¹

After all, notwithstanding his desire to remain on the firm ground of facts, Newton cannot help trying a rational explanation. He has too carefully read the writings of Descartes not to be heartily, as Huygens, a partisan of the universal mechanism and not to wish secretly to find in the pure undulations the explanation of the beautiful phenomena he has reduced to such simple laws. But his third book on optics more especially proves his Cartesian aspirations, and, above all, his perplexity. His famous "Queries" expose so forcibly his argument in favour of the wave theory of light that Thos. Young will later cite them as proof of the final conversion of Newton to the wave theory. Newton would certainly have yielded to this secret inclination had the inflexible logic of his mind allowed him to do so; but when after enumerating the arguments the wave theory of light offers in explanation of the intimate nature of light, when he arrived at the last "queries" he stops, as if seized by a sudden remorse, and throws it away. And the sole argument is that he does not see the possibility of explaining the rectilinear transmission of light.² Viewed from this

¹ *Loc. cit.*, p. 299.

² First, here is an extract from the "Queries" which prove the leaning of Newton's views towards the undulatory theory and the Cartesian ideas.

"Query 12.—Do not the Rays of light in falling upon the bottom of the eye excite Vibrations in the *Tunica Retina*? Which Vibrations, being propagated along the Solid Fibres of the optick nerves into the brain, cause the Sense of seeing. . . ."

"Query 13.—Do not several sorts of Rays make Vibrations of several bignesses, which, according to their bignesses, excite sensations of several colours, much after the manner that the vibrations of the air, according to their several bignesses, excite sensation of several sounds? And particularly do not the most refrangible rays excite the shortest vibrations for making a sensation of deep violet, the least refrangible the largest for making a sensation of deep red, &c. . . ."

"Query 18.— . . . Is not the heat of the warm room convey'd through the *vacuum* by the vibrations of a much subtler medium than air, which, after the air was drawn out remained in the *vacuum*? [ether] and is not this medium the same with that medium by which light is refracted and reflected, and by whose vibrations light communicates heat to bodies, and is put into fits of easy reflection and easy transmission? . . . And is not this medium exceedingly more rare and subtle than the air, and exceedingly more elastic and active? and doth it not readily pervade all bodies? and is it not (by its elastick force) expanded through all the heavens?"

standpoint the third book of *Optiks* is no longer only an impartial discussion of opposite systems ; it appears as

Newton, afterwards, considers the possible connection of this medium (ether) with the gravitation and the transmission of the sensations and motion in living creatures (queries 19 to 24).

The dissymmetrical properties of the two rays propagated in the Iceland spar, draw equally his attention (query 25 to 26).

Here appears this sudden and unexpected going back, this sort of remorse from having too kindly expounded the resources of the Cartesian theory, based on the *plenum* ; he makes an apology as follows :

"Query 27.—Are not all hypotheses erroneous which have hitherto been invented for explaining the phenomena of light, by new modifications of the rays? . . ."

"Query 28.—Are not all hypotheses erroneous in which light is supposed to consist in pression or motion, propagated through a fluid medium? . . . and if it (light) consisted in pression or motion, propagated either in an instant or in time, it would bend into shadow. For pression or motion cannot be propagated in a fluid in right lines beyond an obstacle, which stops part of the motion, but will bend and spread every way into the quiescent medium which lies beyond the obstacle. . . . For a bell or a canon may be heard beyond a hill which intercept the light of sounding body, and sounds are propagated as readily through crooked pipes as through straight ones. But light is never known to follow crooked passages nor to bend into the shadow. . . ."

Stopping before this objection Newton is forced to come back to the corpuscular theory.

"Query 29.—Are not the rays of light very small bodies emitted from shining substances? . . ."

"Query 30.—Are not gross bodies and light convertible into one another . . . ? The changing of bodies into light and light into bodies, is very conformable to the course of nature, which seems delighted with transmutations. . . ."

Logic urges him to go on with the old hypothesis of the *vacuum* and *atoms*, and even to invoke the authority of the Greek and Phœnician philosophers in this matter (query 28, p. 343), therefore it is not surprising to see his perplexity expressed by the following words :—

"Query 31, and the last.—Have not the small particles of bodies certain powers, virtues, or forces, by which they act at a distance not only upon the rays of light for reflecting, refracting and inflecting them, but also upon one another for producing a great part of the phenomena of nature? . . ."

But he perceives that he is going rather far, and compromising himself, therefore his secret tendency, developed in the foremost queries, reappear a little while :—

" . . . How these attractions may be performed I do not here consider. What I call attraction may be perform'd by impulse, or by some other means unknown to me . . ."

Many other curious remarks could be made on the state of mind of the great physicist, geometer and philosopher, which is artlessly revealed in those "queries." The preceding short extracts are sufficient, I believe, to justify the conclusion which I get from the study of the 3rd Book, namely, that Newton had not at all on the mechanism of light the definite ideas which have been attributed to him as founder of the emission theory. Really, he is hesitating between the two opposite systems, perceiving clearly their insufficiency ; and in this discussion he is endeavouring to go away as little as possible from the facts. That is the reason for which he has stated no dogmatic theory. It would be, therefore, unjust to make Newton responsible for every consequence which the emission partisans have sheltered under his authority.

the painting of the suffering of a mighty genius, worried by doubt, now led away by the seductive suggestions of his imagination, now recalled by the imperious requirements of logic. It is a drama : the everlasting struggle between love and duty ; and duty won.

Such, I take it, is the inner genesis of the theory of fits—a strange mingling of two opposite systems. It was much admired, presented, as it was, by the great mathematician, who had the glory of submitting the motions of all celestial bodies to the one law of universal gravitation.

To-day this theory is abandoned ; it is condemned by the *experimentum crucis* of Arago, realised by Fizeau and Foucault. One ought, however, to acknowledge that it has constituted a real progress by the precise and new notions which it contains. The ray of light, considered up till then, was simply the trajectory of a particle in rectilinear motion ; the ray of light, such as Newton described it, possesses a regular periodic structure, and the period or interval of fits, characterises the colour of the ray. This is an important result. It only requires a more suitable interpretation to transform the luminous ray into a vibratory wave ; but we had to wait a century, and Dr. Thomas Young, in 1801, had the honour of discovering it.

Resuming the study of thin plates, Thomas Young shows that everything is explained with extreme simplicity, if it be supposed that the homogeneous luminous ray is analogous to the sonorous wave produced by a musical sound ; that the vibrations of ether ought to compose—that is to say, to interfere—according to the expression that he proposes as to their mutual actions.

Although Young had taken the clever precaution of supporting his views by the authority of Newton,¹ the hypothesis found no favour ; his principle of interference led to this singular result that light added to light could, in certain cases, produce darkness, a paradoxical result contradicted by daily experience. The only verification that Young brought forward was the existence of dark rings in Newton's experiment, darkness due, according to him, to the interference of waves reflected on the two

¹ The Bakerian Lecture, "On the Theory of Light and Colours." By Thomas Young. *Phil. Trans.* of the R.S. for the year 1802.

faces of the plate. But as the Newtonian theory interpreted the fact in a different manner, the proof remained doubtful; an *experimentum crucis* was wanting. Young did not have the good success to obtain it.

The theory of waves relapsed then once more into the obscurity of controversy, and the terrible argument of the rectilinear propagation was raised afresh against it. The most skilled geometers of the period—Laplace, Biot, Poisson—naturally leaned to the Newtonian opinion; Laplace in particular, the celebrated author of the “*Mécanique Céleste*,” had even taken the offensive. He was going to attack the theory of waves in its most strongly fortified entrenchments, which had been raised by the illustrious Huygens.

Huygens, indeed, in his “*Traité de la Lumière*,” had resolved a problem before which the theory of emission had remained mute; that is to say, the explanation of the double refraction of Iceland spar: the wave theory (on the contrary) reduced to the simplest geometrical construction the path of the two rays, ordinary and extraordinary; experiment confirmed the results in every point. Laplace succeeded in his turn (with the help of hypotheses of the constitution of luminous particles) to explain the path of these strange rays. The victory of the theory of particles then appeared complete; a new phenomenon arrived also appropriately to render it striking.

Malus discovered that a common ray of light reflected under a certain angle acquired unsymmetrical properties similar to those rays from a crystal of Iceland spar. He explained this phenomenon by an orientation of the luminous molecule, and, consequently, named this light *polarised light*. This was a new success for emission.

The triumph was not of long duration. In 1816 a young engineer, scarcely out of the *École Polytechnique*, Augustin Fresnel, confided to Arago his doubts on the theory then in favour, and pointed out to him the experiments which tended to overthrow it.

Supporting himself on the ideas of Huygens, he attacked the formidable question of rays and shadows, and had resolved it; all the phenomena of diffraction were reduced to an analytical problem, and observations verified calculation marvellously. He had, without know-

ing it, rediscovered Young's reasonings as well as the principle of interference ; but more fortunate than he, he brought the *experimentum crucis*—the two-mirror experiment ; there, two rays, issuing from the same source, free from any disturbance, produced when they met, sometimes light, sometimes darkness. The illustrious Young was the first to applaud the success of his young rival, and showed him a kindness which never changed.

Thus, thanks to the use of two-mirror experiment, the theory of Dr. Young (that is to say, the complete analogy of the luminous ray and the sound wave) is firmly established.

Moreover, Fresnel's theory of diffraction shows the cause of their dissimilarity ; light is propagated in straight lines because the luminous waves are extremely small. On the contrary, sound is diffused because the lengths of the sonorous waves are relatively very great.

Thus vanished the terrible objection which had so much tormented the mind of great Newton.

But there remained still to explain another essential difference between the luminous wave and the sonorous wave ; the latter undergoes no polarisation. Why is the luminous wave polarised ?

The answer to this question appeared so difficult that Young declared he would renounce seeking it. Fresnel worked more than five years to discover it ; the answer is as simple as unexpected. The sound wave cannot be polarised because the vibrations are longitudinal ; light, on the other hand, can be polarised because the vibrations are transverse, that is to say, perpendicular to the luminous ray.

Henceforth the nature of light is completely established, all the phenomena presented as objections to the undulatory theory are explained with marvellous facility, even down to the smallest details.

I would fain have traced by what an admirable suite of experiment and reasoning Fresnel arrived at this discovery, one of the most important of modern science : but time presses.

It has sufficed me to explain how very great the difficulties were which he had to overcome in order to establish it.

I hasten to point out its consequences.

You saw, at starting, the purely physiological reasons which make the study of light the necessary centre of information gathered by human intelligence. You judge now, by the march of this long development of optical theories, what preoccupations it has always caused to powerful minds interested in natural forces. Indeed, all the phenomena which pass before our eyes involve a transmission to a distance of force or movement; let the distance be infinitely great, as in celestial space, or infinitely small, as in molecular intervals, the mystery is the same. But light is the agent which brings us the movement of luminous bodies; to fathom the mechanism of this transmission is to fathom that of all others, and Descartes had the admirable intuition of this when he comprehended all these problems in a single mechanical conception: here is the secret bond which has always attracted the physicists and geometers towards the study of light. Looked at from this point of view, the history of optics acquires a considerable philosophical importance; it becomes the history of the successive progress of our knowledge on the means that nature employs to transmit movement and force to a distance.

The first idea which came to the mind of man (in the savage state) to exercise his force beyond his reach is the throwing of a stone, of an arrow or of some projectile; this is the germ of the theory of emission. This theory corresponds to a philosophical system which assumes an empty space in which the projectile moves freely. At a more advanced degree of culture, man having become a physicist, has had the more delicate idea of the transmission of movement by waves, suggested at first by the study of waves, afterwards by that of sound.

This second way supposes, on the other hand, that space is a plenum; there is no longer here transport of matter; particles oscillate in the direction of propagation, and it is by compression or rarefaction of a continuous elastic medium that movement and force are transmitted. Such has been the origin of the theory of luminous waves; under this form it could only represent a part of the phenomena; it was therefore insufficient.

But geometers and physicists before Fresnel did not

know of any other undulatory mechanism in a continuous medium.

The great discovery of Fresnel has been to reveal a third mode of transmission quite as natural as the preceding one, but which offers an incomparable richness of resources. These are the waves of transverse vibrations excited in an incompressible continuous medium, those which explain all the properties of light.

In this undulatory mode the displacement of particles brings into play an elasticity of a special kind; this is the relative slipping of strata concentric to the disturbance which transmits the movement and the effort. The character of these waves is to impose on the medium no variation of density as in the system of Descartes. The richness of resource mentioned above depends upon the fact that the form of the transverse vibration remains indeterminate, and thus confers on waves an infinite variety of different properties.

The rectilinear, circular and elliptical forms characterise precisely the polarisations, so unexpected, which Fresnel discovered, and by the aid of which he has so admirably explained the beautiful phenomena of Arago produced by crystallised plates.

The possible existence of waves which are propagated without change of density, has profoundly modified the mathematical theory of elasticity. Geometers found again in their equations, waves having transverse vibrations which were unknown to them; they learnt besides, from Fresnel, the most general constitution of elastic media, of which they had not dreamt.

It is in his admirable memoir on double refraction that this great physicist set forth the idea that in crystals the elasticity of the ether ought to vary with the direction, an unexpected condition and one of extreme importance, which has transformed the fundamental bases of molecular mechanics; the works of Cauchy and Green are the striking proofs of it. From this principle Fresnel concluded the most general form of the surface of the luminous wave in crystals, and found (as a particular case) the sphere and ellipsoid that Huygens had assigned to the Iceland spar crystal. This new discovery excited universal admiration among physicists and geometers; when Arago came to expound it before the Académie

des Sciences, Laplace, who had been such a long time hostile, declared himself convinced. Two years later Fresnel, unanimously elected a member of the Academy, was elected with the same unanimity foreign member of the Royal Society of London ; Young himself transmitted to him the announcement of this distinction, with personal testimony of his sincere admiration.

The definite foundation of the undulatory theory imposes the necessity of admitting the existence of an elastic medium to transmit the luminous movement. But does not all transmission to a distance of movement or of force imply the same condition ? To Faraday is due the honour of having, like a true disciple of Descartes and Leibnitz, proclaimed this principle, and of having resolutely attributed to reactions of surrounding media the apparent action at a distance of electrical and magnetic systems. Faraday was recompensed for his boldness by the discovery of induction.

And since induction acts even across a space void of ponderable matter, one is forced to admit that the active medium is precisely that which transmits the luminous waves, the ether.

The transmission of a movement by an elastic medium cannot be instantaneous ; if it is truly luminous ether that is the transmitting medium, ought not the induction to be propagated with the velocity of luminous waves ?

The verification was difficult. Von Helmholtz, who tried the direct measurement of this velocity, found, as Galileo formerly, for the velocity of light a value practically infinite.

But the attention of physicists was attracted by a singular numerical coincidence. The relation between the unity of electrostatic quantity to the electro-magnetic unit is represented by a number precisely equal to the velocity of light.

The illustrious Clerk Maxwell, following the ideas of Faraday, did not hesitate to see in the relationship the indirect measure of the velocity of induction, and by a series of remarkable deductions he built up this celebrated electro-magnetic theory of light, which identifies in one mechanism three groups of phenomena completely distinct in appearance, light, electricity, and magnetism.

But the abstract theories of natural phenomena are nothing without the control of experiment.

The theory of Maxwell was submitted to proof, and the success surpassed all expectation. The results are too recent and too well known, especially here, for it to be necessary to insist upon them.

A young German physicist, Henry Herz, prematurely lost to science, starting from the beautiful analysis of oscillatory discharges of Von Helmholtz and Lord Kelvin, so perfectly produced electric and electro-magnetic waves, that these waves possess all the properties of luminous waves; the only distinguishing peculiarity is that their vibrations are less rapid than those of light.

It follows that one can reproduce with electric discharges the most delicate experiments of modern optics—reflection, refraction, diffraction, rectilinear, circular, elliptic polarisation, &c. But I must stop, gentlemen. I feel that I have assumed too weighty a task in endeavouring to enumerate the whole wealth which waves of transverse vibrations have to-day placed in our hands.

I said at the beginning that optics appeared to me to be the directing science in modern physics.

If any doubt can have arisen in your minds, I trust this impression has been effaced to give place to a sentiment of surprise and admiration in seeing all that the study of light has brought of new ideas on the mechanism of the forces of nature.

It has insensibly restored the Cartesian conception of a single medium refilling space, the seat of electrical, magnetic and luminous phenomena; it allows us to foresee that this medium is the depositary of the energy spread throughout the material world, the necessary vehicle of every force, the origin even of universal gravitation.

Such is the work accomplished by optics: it is perhaps the greatest thing of the century!

The study of the properties of waves, viewed in every aspect, is therefore, at the present moment, the most fertile study.

It is that which has been followed in the double capacity of geometer and physicist by Sir George Stokes, to whom we are about to pay so touching and deserved a homage. All his beautiful researches, both in hydro-

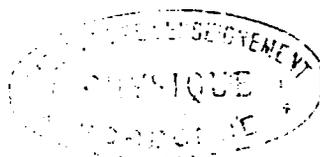
dynamics as well as in theoretical and practical optics, relate precisely to those transformations which various media impose on waves which traverse them.

In the many phenomena which he has discovered or analysed, movements of fluids, diffraction, interference, fluorescence, Röntgen rays, the dominant idea which I pointed out to you is always visible ; it is that which makes the harmonious unity of the scientific life of Sir George Stokes.

The University of Cambridge may be proud of the Lucasian Chair of Mathematical Physics, because from Sir Isaac Newton up to Sir George Stokes it has contributed a glorious part towards the progress of Natural Philosophy !

A. CORNU.

Reprinted from the MONTHLY NOTICES OF THE ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY,
Vol. LI. No. 8.



RESEARCHES ON THE MEAN DENSITY
OF THE EARTH.

BY

PROF. A. CORNU.

Researches on the Mean Density of the Earth. By Prof. A. Cornu.

On the invitation of the President, M. A. Cornu gave the following brief account of the experiments he has been making for some years past with M. J. B. Baille in order to measure the constant of Newtonian attraction, or of the mean density of the earth :—

L'appareil, analogue à celui de Cavendish, Baily et Reich, est fondé sur l'emploi de la balance de torsion; il est formé d'un levier horizontal (tube d'aluminium) suspendu à un long fil de torsion (4 mètres); il porte à ses extrémités les deux boules attirées (en cuivre, bismuth, fer ou platine) et en son milieu un miroir vertical réfléchissant les traits d'une échelle millimétrique placée à 5 mètres; deux masses attirantes (de mercure) produisent un couple de torsion dont on peut inverser le sens, ce qui double l'effet. Les déplacements de l'échelle, observés avec une lunette, mesurent les déplacements angulaires du levier.

Les principaux perfectionnements apportés à l'appareil primitif sont les suivants :

1°. *Le levier est réduit à 0^m.50 c.-à-d. au quart de la longueur adoptée par Cavendish, Baily et Reich; l'appareil étant quatre fois moins long peut être renfermé dans un espace plus étroit et plus uniforme de température. La diminution du levier a encore un autre avantage en vertu du théorème suivant: Toutes choses égales d'ailleurs (masses attirantes, masses attirées, distance des masses attirantes aux masses attirées, durée d'oscillation du levier), la déviation par l'attraction newtonienne, indépendante des masses suspendues, est en raison inverse de la longueur du levier.*

2°. *Les masses attirantes ont pu alors être réduites à 10 kilogrammes sans cesser de donner des déviations mesurables à $\frac{1}{5000}$ près, ce qui facilite beaucoup la manœuvre de l'inversion (les masses attirantes de Cavendish dépassaient 140 livres). De plus pour éviter les chocs inévitables dans le déplacement des masses, on a remplacé le plomb par du mercure. A l'aide d'une aspiration convenable, on fait passer ce liquide dans des sphères creuses en fonte sans la moindre trépidation.*

3°. *La loi complète des oscillations du levier est enregistrée sur un cylindre enfumé. A cet effet, l'observateur donne un tap sur une clef électrique au passage des divisions de l'échelle sous le réticule de la lunette: divers artifices très simples établissent la concordance des divisions observées et des signaux enregistrés. On peut ainsi vérifier que les oscillations du levier satisfont à la loi*

$$x = Ae^{-at} \sin 2\pi \frac{t-t_0}{T}$$

qui est l'intégrale de l'équation différentielle du mouvement de rotation d'un système solide soumis à deux espèces de forces seulement : 1° les unes proportionnelles au déplacement (torsion, variation de distance des masses en présence etc.), dont la résultante constitue la force équilibrant l'attraction et qu'il importe de déterminer avec précision ; 2°, les autres, proportionnelles à la vitesse (amortissement par l'air, par le frottement intérieur du fil de torsion etc.) qui interviennent comme influence perturbatrice.*

4°. *Le fil de torsion doit être recuit* en le maintenant suivant une direction sensiblement rectiligne avant de l'ajuster au levier de la balance. On élimine ainsi toutes les anomalies qui se présentent dans les balances de torsion (instabilité du zéro, déplacement continu avec le temps etc.) et qui proviennent vraisemblablement de l'état moléculaire forcé imprimé au fil par l'écroutissage et l'enroulement antérieur sur une bobine.

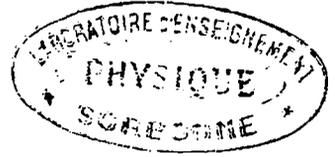
5°. *Le levier de la balance de torsion doit être en communication métallique avec la boîte conductrice qui l'enveloppe et avec le sol.* On évite ainsi les perturbations qui proviennent des variations de potentiel électrostatique de l'air et des supports, du haut en bas de l'appareil.

6°. *La boîte protectrice du levier de la balance de torsion doit être en métal bon conducteur et d'épaisseur assez grande.* En effet les variations accidentelles de température d'un point à l'autre de la boîte produisent des courants d'air qui se traduisent par des efforts hydrodynamiques d'un ordre de grandeur considérable et affectant une allure très régulière. Ainsi, une bougie allumée placée à quelques centimètres du levier protégé par une boîte de zinc mince attire énergiquement la boule la plus voisine : on a pu ainsi répéter toutes les expériences du radiomètre de M. Crookes avec cette différence, que l'action apparente d'un corps chaud est ici une attraction au lieu d'une répulsion. La substitution à la boîte en zinc mince d'une boîte en cuivre rouge, épaisse de 3 millimètres, a fait disparaître ces phénomènes singuliers : la grande conductibilité calorifique du cuivre pur empêche la localisation de la chaleur transmise et par suite fournit l'équilibre continu de température autour du levier.

Telles sont les principales précautions nécessaires pour parvenir à la régularité complète des observations : il ne reste plus maintenant, pour arriver au chiffre définitif, qu'à effectuer un petit nombre d'expériences accessoires destinées à estimer l'approximation assignable aux mesures.

* Ce mode d'enregistrement est assez précis pour qu'on ait pu mettre en évidence, mesurer et éliminer l'influence d'un troisième genre de force, introduit à dessein (action proportionnelle au carré du déplacement.)

— 1222 —



THE WAVE THEORY OF LIGHT.

BY

A. CORNU.

FROM THE SMITHSONIAN REPORT FOR 1899, PAGES 93-105.



WASHINGTON:
GOVERNMENT PRINTING OFFICE.
1901.

THE WAVE THEORY OF LIGHT: ITS INFLUENCE ON MODERN PHYSICS.¹

By A. CORNU.²

Our era is distinguished from preceding ages by wonderful utilization of natural forces; man, that weak and defenseless being, has been enabled by his genius to acquire an extraordinary power, and to bend to his use those subtle yet dreadful agents whose very existence was unknown to our ancestors. This marvelous increase of his material power in modern times is due only to the patient and profound study of natural phenomena, to the exact knowledge of the laws that governed them, and to the skillful combining of their effects. But what

¹Printed in Nature July 27, 1899, with the following notes: "We are glad to be able to publish this week a translation of the Rede lecture delivered at Cambridge by Prof. Alfred Cornu, professor of experimental physics in the École polytechnique, Paris, and a foreign member of the Royal Society, on the occasion of the recent celebration of the jubilee of Sir George Stokes as Lucasian professor of mathematical physics. Professor Cornu delivered the lecture in French, and we are indebted to him for the translation of his brilliant discourse."

²Besides the interest presented by a glance on the progress and the influence of optical science, this lecture offers the conclusions of a careful study on Newton's treatise of optics. It will be seen that the thought of the great physicist has been singularly altered by a sort of legendary interpretation developed in the elementary treatises where the emission-theory is expounded. In order to make the theory of fits clearer, the commentators have imagined to materialize the luminous molecule under the form of a rotating arrow offering now its head, now its side. This mode of exposition has contributed to lead to the belief that the whole emission-theory was comprehended in this rather childish image.

Nowhere in his treatise does Newton give a mechanical illustration of the luminous molecule: he confines himself to the description of facts, and sums them up in an empirical statement without any hypothetical explanation. Moreover, he denies the opinion that he raises any theory, though he holds occasionally as very probable the intervention of the waves excited in the ether.

So that the general impression resulting from the reading of the treatise, and above all of the "queries" in the third book, is the following: Newton, far from being the adversary of the Cartesian system, as he is commonly represented, looks, on the contrary, very favorably at the principles of this system. Struck by the resources which the undulatory hypothesis would offer for the explanation of the luminous phenomena, he would have adopted it, if the grave objection concerning the rectilinear propagation of light (only recently solved by Fresnel) had not prevented him.

is peculiarly instructive is the disproportion between the primitive phenomenon and the greatness of the effects which industry has drawn from it. Thus, those formidable engines, based on electricity or steam, grew neither from lightning nor the volcano; they had their birth from scarcely perceptible phenomena which would have remained forever hidden from the vulgar eye, but that penetrating observers were able to recognize and appreciate. This humble origin of most of the great discoveries which are to-day a benefit to the whole human race, shows us plainly that the scientific spirit is at present the mainspring of the life of nations, and that it is in the onward march of pure science that we are to look for the secret of the growing power of the modern world. Whence a series of questions which demand more and more the attention of all. How did this taste toward the study of natural philosophy, so dear to the ancient philosophers, abandoned for centuries, again revive and grow? What are the phases of its advance? How appeared the new notions which have so deeply modified our ideas on the mechanism of nature's forces? What paths, rich in discoveries, lead us gradually unawares to those admirable generalizations in accordance with the vast plan foreseen by the founders of modern physics? These are the questions which as a physicist I intend to inquire into before you. The subject is rather abstract, I might say severe. But no other has seemed more worthy of your attention during the fête which the University of Cambridge celebrates to-day in honor of the Lucasian Professorship Jubilee of Sir Geo. Gabriel Stokes, who in his fine career has laid a master hand on the very problems which seemed to me the most conducive to the progress of natural philosophy. The subject is all the more fitted here, as in citing the names of those great minds to whom modern science is most indebted, we found amongst those who most honored the University of Cambridge—its professors and fellows—Sir Isaac Newton, Thomas Young, George Green, Sir George Airy, Lord Kelvin, Clerk Maxwell, Lord Rayleigh, and the memory of that glory which links to-day back through the centuries would add luster to the present ceremony.

Let us then, in a rapid glance of the scientific revival, point out the secret but mighty influence which has been the directing force of modern physics. I am inclined to attribute to the study of light, and to the attraction it has for the highest minds, one of the most effective causes of the return of ideas toward natural philosophy, and consider optics as having exercised on the advance of science an influence it would be difficult to exaggerate. This influence, already clear at the dawn of the experimental philosophy under Galileo, grew so rapidly that to-day it is easy to foresee a vast synthesis of natural forces founded on the principles of the wave theory of light. This influence is easy to understand if we reflect that light is the way by which knowledge of the exterior world reaches our intelligence. It is, in fact, to sight

that we owe the quickest and most perfect notions of the objects around us: our other senses, hearing, feeling, also bring their share of learning, but sight alone affords us abundant means of simultaneous information such as no other sense can. It is, therefore, not surprising that light, this lasting link between us and the outward world, should intervene with the varied sources of its inner constitution to render more precise the observation of natural phenomena. Thus each discovery concerning new properties of light has had an immediate effect on the other branches of human knowledge, and has indeed determined the birth of new sciences by affording new means of investigation of unexpected power and delicacy.

Optics are really a modern science. The ancient philosophers had no idea of the complexity of what is vulgarly called light; they confounded in the same name what is proper to man, and what is exterior. They had, however, perceived one of the characteristic properties of the link, which exists between the source of light and the eye, which receives the impression, "Light moves in a straight line." Common experience had revealed this axiom through the observation of the shining trains that the sun throws across the skies, piercing misty clouds, or penetrating into some dark space. Hence arises two empirical notions—the definition of the ray of light, and that of the straight line. The one became the basis of optics, the other that of geometry.

Very little remains to us of the ancient books upon optics. Yet we are aware that they knew the reflection of the luminous rays on polished surfaces and the geometrical explanation of the images formed by mirrors.

We must wait many centuries until the scientific revival for a new progress in optics (but then a very considerable one) opens the new era; it is the invention of the telescope.

The new era begins with Galileo, Boyle, and Descartes, the founders of experimental philosophy. All devote their life to meditations on light, colors, and forces. Galileo lays the base of mechanics, and with the refracting telescope that of astro-physics. Boyle improves experimentation. As to Descartes, he embraces with his penetrating mind the whole of natural philosophy; he throws away the occult causes admitted by the scholastics, and proclaims as a principle that all phenomena are governed by the laws of mechanics. In his system of the universe, light plays a prominent part:¹ it is produced by the waves excited in the subtle matter which, according to his view, pervades space. This subtle matter (which represents what we call to-day the ether) is considered by him as formed of particles in immediate contact; it constitutes thus at the same time the vehicle of the forces existing between the material bodies which are plunged in it. We recognize the famous "vortices of Descartes," sometimes admired, sometimes

¹Le Monde de M. Descartes, ou le Traité de la Lumière (Paris, 1664).

baffled during the last centuries, but to which skillful contemporaneous physicists have rendered the importance they deserve.

Whatever may be the opinions granted to the exactness of the deductions of this great philosopher, we must be struck by the boldness with which he proclaims the connection of the great cosmical problems and foretells the solutions which actual generations did not yet entirely accept, but drew insensibly to.

In Descartes's view the mechanism of light and that of gravitation are inseparable; the seat of corresponding phenomena is this subtle matter which pervades the universe, and their propagation is performed by waves around the acting centers.

This conception of the nature of light shocked the opinions in vogue; it raised strong opposition. Since the oldest times it was the habit to imagine the luminous ray as the trajectory of rapid projectiles thrown by the radiant source. Their shock on the nerves of the eye produce vision; their resistance or changes of speed, reflection or refraction. The Cartesian theory had, however, some seductive aspects which brought defenders. The waves excited on the surface of still water offer so clear an image of a propagated motion around a disturbing center! On the other hand, do not the sonorous impressions reach our ear by waves? Our mind feels yet a real satisfaction in thinking that our most sharp and delicate organs are both impressed by a mechanism of the same nature.

Yet a serious difference arose. Sound does not necessarily travel in straight lines as light does. It travels round any object opposed to it, and will follow the most circuitous routes with scarcely any loss of strength. Physicists were thus divided into two camps. In one the partisans of emission, in the other those of the wave theory, each system boasting itself superior, and indeed each being so in certain respects. Other phenomena had to be examined in order to decide between them.

The chance of discovery brought to view several phenomena which ought to have decided in favor of wave theory, as was proved a century later; but the simplest truth does not prevail without long endeavor.

A strange compromise was effected between the two systems, helped on by a name great among the greatest, and for a century the theory of emission triumphed.

The tale is a strange one. In 1661 a young scholar, full of eagerness and penetration, enters Trinity College, Cambridge; his name is Isaac Newton. He has already in his village read Kepler's Optics. Almost immediately, and while following Barrow's lectures upon optics, he studies the geometry of Descartes with passionate care; with his savings he buys a prism that he might examine the properties of color and meditate deeply on the causes of gravitation. Eight years later his masters think him worthy to succeed Barrow in the

Lucasian professorship, and in his turn he also teaches optics. The pupil soon becomes greater than his teacher, and he gives out this great result: White light which seemed the type of pure light is not homogeneous; it consists of rays of different refrangibility, and he demonstrates it by the celebrated experiment of the solar spectrum, in which a ray of white light is decomposed into a series of colored rays like a rainbow; each shade of the color is simple, for the prism does not decompose the shade. This is the origin of the spectral analysis. This analysis of white light brought Newton to explain the colors of the thin plates which are, for instance, observed in soap bubbles. The fundamental experiment, that of Newton's rings, is one of the most instructive in optics, while the laws that govern it are of admirable simplicity.

The theory was expounded in a discourse addressed to the Royal Society, with the title, "A new hypothesis concerning light and color."

This discourse called forth from Hooke a sharp complaint. Hooke also had already examined the color of thin plates, and endeavored to explain them in the wave system. He had the merit, which Newton himself readily granted, to substitute for the progressive wave of Descartes a vibrating one—a new and extremely important notion. He had even noticed the part of the two reflecting services of the thin plate and the mutual action of the reflected waves. Consequently Hooke should have been the very forerunner of the modern theory if he had had, as Newton, the clear intelligence of the simple rays. But his vague reasoning to explain the colors takes away all demonstrative value from his theory.

Newton is very affected by this complaint of priority, and combats the arguments of his adversary by remarking that the wave theory is inadmissible because it does not explain the existence of the luminous ray and of the shadows. He denies the opinion that he has raised a theory; he certifies that he does not admit either the wave hypothesis or the emission, but he says:

"He shall sometimes, to avoid circumlocution and to represent it conveniently, speak of it as if he assumed it and propounded it to be believed."

And, really, in the Proposition XII (second book of his Optics)¹ which constitutes what was since called the theory of fits, Newton remains absolutely on the ground of facts. He says simply, the phe-

¹Prop. XII.—Every ray of light in its passage through any refracting surface is put into a certain transient constitution or state, which in the progress of the ray returns at equal intervals, and disposes the ray at every return to be easily transmitted through the next refracting surface, and between the returns to be easily reflected by it. (Sir Isaac Newton, *Opticks: or a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflexions, and Colors of Light*. London, 1718. Second edition, with additions, p. 293.)

nomena of thin plates prove that the luminous ray is put alternatively in a certain state or fit of easy reflexion and of easy transmission. He adds, however, that if an explanation of these alternative states is required they can be attributed to the vibrations excited by the shock of the corpuscles, and propagated under the form of a wave in ether.¹

After all, notwithstanding his desire to remain on the firm ground of facts, Newton can not help trying a rational explanation. He has too carefully read the writings of Descartes not to be heartily, as Huygens, a partisan of the universal mechanism and not to wish secretly to find in the pure undulations the explanation of the beautiful phenomena he has reduced to such simple laws. But his third book on optics more especially proves his Cartesian aspirations, and, above all, his perplexity. His famous Queries expose so forcibly his argument in favor of the wave theory of light that Thomas Young will later cite them as proof of the final conversion of Newton to the wave theory. Newton would certainly have yielded to this secret inclination had the inflexible logic of his mind allowed him to do so; but when after enumerating the arguments the wave theory of light offers in explanation of the intimate nature of light, when he arrived at the last "queries" he stops, as if seized by a sudden remorse, and throws it away. And the sole argument is that he does not see the possibility of explaining the rectilinear transmission of light.² Viewed from this

¹ Sir Isaac Newton, *Opticks: or a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflexions, and Colors of Light*. London, 1718. Second edition, with additions, p. 299.

² First, here is an extract from the Queries which prove the leaning of Newton's views toward the undulatory theory and the Cartesian ideas.

"Query 12: Do not the rays of light in falling upon the bottom of the eye excite vibrations in the Tunica Retina? Which vibrations, being propagated along the solid fibers of the optic nerves into the brain, cause the sense of seeing. * * *

"Query 13: Do not several sorts of rays make vibrations of several bignesses, which, according to their bignesses, excite sensations of several colors, much after the manner that the vibrations of the air, according to their several bignesses, excite sensation of several sounds? And particularly do not the most refrangible rays excite the shortest vibrations for making a sensation of deep violet, the least refrangible the largest for making a sensation of deep red, etc.? * * *

"Query 18: * * * Is not the heat of the warm room conveyed through the vacuum by the vibrations of a much subtler medium than the air, which, after the air was drawn out remained in the vacuum [ether], and is not this medium the same with that medium by which light is refracted and reflected, and by whose vibrations light communicates heat to bodies, and is put into fits of easy reflection and easy transmission? * * * And is not this medium exceedingly more rare and subtle than the air, and exceedingly more elastic and active, and doth it not readily pervade all bodies, and is it not (by its elastic force) expanded through all the heavens?

Newton, afterwards, considers the possible connection of this medium (ether) with the gravitation and the transmission of the sensations and motion in living creatures (queries 19 to 24).

The dissymmetrical properties of the two rays propagated in the Iceland spar, draw equally his attention (query 25 to 26).

Here appears this sudden and unexpected going back, this sort of remorse from

standpoint the third book of Optics is no longer only an impartial discussion of opposite systems; it appears as the painting of the suffering of a mighty genius, worried by doubt, now led away by the seductive suggestions of his imagination, now recalled by the imperious requirements of logic. It is a drama: the everlasting struggle between love and duty; and duty won.

Such, I take it, is the inner genesis of the theory of fits—a strange mingling of two opposite systems. It was much admired, presented,

having too kindly expounded the resources of the Cartesian theory, based on the plenum; he makes an apology as follows:

“Query 27: Are not all hypotheses erroneous which have hitherto been invented for explaining the phenomena of light by new modifications of the rays? * * *

“Query 28: Are not all the hypotheses erroneous in which light is supposed to consist in pression or motion, propagated through a fluid medium? * * * and if it (light) consisted in pression or motion, propagated either in an instant or in time, it would bend into shadow. For pression or motion can not be propagated in a fluid in right lines beyond an obstacle which stops part of the motion, but will bend and spread every way into the quiescent medium which lies beyond the obstacle. * * * For a bell or a cannon may be heard beyond a hill which intercept the light of sounding body, and sounds are propagated as readily through crooked pipes as through straight ones. But light is never known to follow crooked passages nor to bend into the shadow. * * *”

Stopping before this objection Newton is forced to come back to the corpuscular theory.

“Query 29: Are not the rays of light very small bodies emitted from shining substances? * * *

“Query 30: Are not gross bodies and light convertible into one another * * *? The changing of bodies into light and light into bodies is very conformable to the course of nature, which seems delighted with transmutations. * * *”

Logic urges him to go on with the old hypothesis of the vacuum and atoms, and even to invoke the authority of the Greek and Phœnician philosophers in this matter (query 28, p. 343), therefore it is not surprising to see his perplexity expressed by the following words:

“Query 31, and the last: Have not the small particles of bodies certain powers, virtues, or forces, by which they act at a distance, not only upon the rays of light for reflecting, refracting, and inflecting them, but also upon one another for producing a great part of the phenomena of nature? * * *”

But he perceives that he is going rather far and compromising himself, therefore his secret tendency, developed in the foremost queries, reappear a little while:

“* * * How these attractions may be performed I do not here consider. What I call attraction may be performed by impulse or by some other means unknown to me. * * *”

Many other curious remarks could be made on the state of mind of the great physicist, geometer, and philosopher, which is artlessly revealed in those “queries.” The preceding short extracts are sufficient, I believe, to justify the conclusion which I get from the study of the third book, namely, that Newton had not at all on the mechanism of light the definite ideas which have been attributed to him as founder of the emission theory. Really, he is hesitating between the two opposite systems, perceiving clearly their insufficiency; and in this discussion he is endeavoring to go away as little as possible from the facts. That is the reason for which he has stated no dogmatic theory. It would be, therefore, unjust to make Newton responsible for every consequence which the emission partisans have sheltered under his authority.

as it was, by the great mathematician, who had the glory of submitting the motions of all celestial bodies to the one law of universal gravitation.

To-day this theory is abandoned; it is condemned by the *experimentum crucis* of Arago, realized by Fizeau and Foucault. One ought, however, to acknowledge that it has constituted a real progress by the precise and new notions which it contains. The ray of light, considered up till then, was simply the trajectory of a particle in rectilinear motion; the ray of light, such as Newton described it, possesses a regular periodic structure, and the period or interval of fits, characterizes the color of the ray. This is an important result. It only requires a more suitable interpretation to transform the luminous ray into a vibratory wave; but we had to wait a century, and Dr. Thomas Young, in 1801, had the honor of discovering it.

Resuming the study of thin plates, Thomas Young shows that everything is explained with extreme simplicity, if it be supposed that the homogeneous luminous ray is analogous to the sonorous wave produced by a musical sound; that the vibrations of ether ought to compose—that is to say, to interfere—according to the expression that he proposes as to their mutual actions.

Although Young had taken the clever precaution of supporting his views by the authority of Newton,¹ the hypothesis found no favor; his principle of interference led to this singular result, that light added to light could, in certain cases, produce darkness, a paradoxical result contradicted by daily experience. The only verification that Young brought forward was the existence of dark rings in Newton's experiment; darkness due, according to him, to the interference of waves reflected on the two faces of the plate. But as the Newtonian theory interpreted the fact in a different manner, the proof remained doubtful, an *experimentum crucis* was wanting. Young did not have the good success to obtain it.

The theory of waves relapsed then once more into the obscurity of controversy, and the terrible argument of the rectilinear propagation was raised afresh against it. The most skilled geometers of the period—Laplace, Biot, Poisson—naturally leaned to the Newtonian opinion; Laplace in particular, the celebrated author of the *Mécanique Céleste*, had even taken the offensive. He was going to attack the theory of waves in its most strongly fortified intrenchments, which had been raised by the illustrious Huygens.

Huygens, indeed, in his "*Traité de la Lumière*," had resolved a problem before which the theory of emission had remained mute; that is to say, the explanation of the double refraction of Iceland spar. The wave theory (on the contrary) reduced to the simplest geometrical

¹The Bakerian lecture "On the theory of light and colors," by Thomas Young, Phil. Trans. of the Royal Society for the year 1802.

construction the path of the two rays, ordinary and extraordinary. Experiment confirmed the results in every point. Laplace succeeded in his turn (with the help of hypotheses of the constitution of luminous particles) to explain the path of these strange rays. The victory of the theory of particles then appeared complete. A new phenomenon arrived also appropriately to render it striking.

Malus discovered that a common ray of light reflected under a certain angle acquired unsymmetrical properties similar to those rays from a crystal of Iceland spar. He explained this phenomenon by an orientation of the luminous molecule, and, consequently, named this light polarized light. This was a new success for emission.

The triumph was not of long duration. In 1816 a young engineer scarcely out of the *École Polytechnique*, Augustin Fresnel, confided to Arago his doubts on the theory then in favor, and pointed out to him the experiments which tended to overthrow it.

Supporting himself on the ideas of Huygens, he attacked the formidable question of rays and shadows, and had resolved it; all the phenomena of diffraction were reduced to an analytical problem, and observations verified calculation marvelously. He had, without knowing it, rediscovered Young's reasonings as well as the principle of interference; but more fortunate than he, he brought the *experimentum crucis*—the two-mirror experiment; there, two rays, issuing from the same source, free from any disturbance, produced when they met, sometimes light, sometimes darkness. The illustrious Young was the first to applaud the success of his young rival, and showed him a kindness which never changed.

Thus, thanks to the use of the two-mirror experiment, the theory of Dr. Young—that is to say, the complete analogy of the luminous ray and the sound wave—is firmly established.

Moreover, Fresnel's theory of diffraction shows the cause of their dissimilarity; light is propagated in straight lines because the luminous waves are extremely small. On the contrary, sound is diffused because the lengths of the sonorous waves are relatively very great.

Thus vanished the terrible objection which had so much tormented the mind of great Newton.

But there remained still to explain another essential difference between the luminous wave and the sonorous wave; the latter undergoes no polarization. Why is the luminous wave polarized?

The answer to this question appeared so difficult that Young declared he would renounce seeking it. Fresnel worked more than five years to discover it. The answer is as simple as unexpected. The sound wave can not be polarized because the vibrations are longitudinal; light, on the other hand, can be polarized because the vibrations are transverse that is to say, perpendicular to the luminous ray.

Henceforth the nature of light is completely established. All the

phenomena presented as objections to the undulatory theory are explained with marvelous facility, even down to the smallest details.

I would fain have traced by what an admirable suite of experiment and reasoning Fresnel arrived at this discovery, one of the most important of modern science; but time presses.

It has sufficed me to explain how very great the difficulties were which he had to overcome in order to establish it.

I hasten to point out its consequences.

You saw, at starting, the purely physiological reasons which make the study of light the necessary center of information gathered by human intelligence. You judge now, by the march of this long development of optical theories, what preoccupations it has always caused to powerful minds interested in natural forces. Indeed, all the phenomena which pass before our eyes involve a transmission to a distance of force or movement; let the distance be infinitely great, as in celestial space, or infinitely small, as in molecular intervals, the mystery is the same. But light is the agent which brings us the movement of luminous bodies. To fathom the mechanism of this transmission is to fathom that of all others, and Descartes had the admirable intuition of this when he comprehended all these problems in a single mechanical conception. Here is the secret bond which has always attracted the physicists and geometers toward the study of light. Looked at from this point of view, the history of optics acquires a considerable philosophical importance; it becomes the history of the successive progress of our knowledge on the means that nature employs to transmit movement and force to a distance.

The first idea which came to the mind of man (in the savage state) to exercise his force beyond his reach is the throwing of a stone, of an arrow, or of some projectile; this is the germ of the theory of emission. This theory corresponds to a philosophical system which assumes an empty space in which the projectile moves freely. At a more advanced degree of culture, man having become a physicist, has had the more delicate idea of the transmission of movement by waves, suggested at first by the study of waves; afterwards by that of sound.

This second way supposes, on the other hand, that space is a plenum; there is no longer here transport of matter; particles oscillate in the direction of propagation, and it is by compression or rarefaction of a continuous elastic medium that movement and force are transmitted. Such has been the origin of the theory of luminous waves. Under this form it could only represent a part of the phenomena. It was therefore insufficient.

But geometers and physicists before Fresnel did not know of any other undulatory mechanism in a continuous medium.

The great discovery of Fresnel has been to reveal a third mode of

transmission quite as natural as the preceding one, but which offers an incomparable richness of resources. These are the waves of transverse vibrations excited in an incompressible continuous medium; those which explain all the properties of light.

In this undulatory mode the displacement of particles brings into play an elasticity of a special kind. This is the relative slipping of strata concentric to the disturbance which transmits the movement and the effort. The character of these waves is to impose on the medium no variation of density as in the system of Descartes. The richness of resource mentioned above depends upon the fact that the form of the transverse vibration remains indeterminate, and thus confers on waves an infinite variety of different properties.

The rectilinear, circular, and elliptical forms characterize precisely the polarizations, so unexpected, which Fresnel discovered, and by the aid of which he has so admirably explained the beautiful phenomena of Arago produced by crystallized plates.

The possible existence of waves which are propagated without change of density, has profoundly modified the mathematical theory of elasticity. Geometers found again in their equations waves having transverse vibrations which were unknown to them. They learned besides, from Fresnel, the most general constitution of elastic media, of which they had not dreamed.

It is in his admirable memoir on double refraction that this great physicist set forth the idea that in crystals the elasticity of the ether ought to vary with the direction, an unexpected condition and one of extreme importance, which has transformed the fundamental bases of molecular mechanics; the works of Cauchy and Green are the striking proofs of it. From this principle Fresnel concluded the most general form of the surface of the luminous wave in crystals, and found (as a particular case) the sphere and ellipsoid that Huygens had assigned to the Iceland spar crystal. This new discovery excited universal admiration among physicists and geometers. When Arago came to expound it before the Académie des Sciences, Laplace, who had been such a long time hostile, declared himself convinced. Two years later Fresnel, unanimously elected a member of the Academy, was elected with the same unanimity foreign member of the Royal Society of London. Young himself transmitted to him the announcement of this distinction, with personal testimony of his sincere admiration.

The definite foundation of the undulatory theory imposes the necessity of admitting the existence of an elastic medium to transmit the luminous movement. But does not all transmission to a distance of movement or of force imply the same condition? To Faraday is due the honor of having, like a true disciple of Descartes and Leibnitz, proclaimed this principle, and of having resolutely attributed to reac-

tions of surrounding media the apparent action at a distance of electrical and magnetic systems. Faraday was recompensed for his boldness by the discovery of induction.

And since induction acts even across a space void of ponderable matter, one is forced to admit that the active medium is precisely that which transmits the luminous waves—the ether.

The transmission of a movement by an elastic medium can not be instantaneous; if it is truly luminous ether that is the transmitting medium, ought not the induction to be propagated with the velocity of luminous waves?

The verification was difficult. Von Helmholtz, who tried the direct measurement of this velocity, found, as Galileo formerly, for the velocity of light a value practically infinite.

But the attention of physicists was attracted by a singular numerical coincidence. The relation between the unity of electrostatic quantity to the electro-magnetic unit is represented by a number precisely equal to the velocity of light.

The illustrious Clerk Maxwell, following the ideas of Faraday, did not hesitate to see in the relationship the indirect measure of the velocity of induction, and by a series of remarkable deductions he built up this celebrated electro-magnetic theory of light, which identifies in one mechanism three groups of phenomena completely distinct in appearance—light, electricity, and magnetism.

But the abstract theories of natural phenomena are nothing without the control of experiment.

The theory of Maxwell was submitted to proof, and the success surpassed all expectation. The results are too recent and too well known, especially here, for it to be necessary to insist upon them.

A young German physicist, Henry Hertz, prematurely lost to science, starting from the beautiful analysis of oscillatory discharges of Von Helmholtz and Lord Kelvin, so perfectly produced electric and electro-magnetic waves that these waves possess all the properties of luminous waves. The only distinguishing peculiarity is that their vibrations are less rapid than those of light.

It follows that one can reproduce with electric discharges the most delicate experiments of modern optics—reflection, refraction, diffraction, rectilinear, circular, elliptic polarization, etc. But I must stop, gentlemen. I feel that I have assumed too weighty a task in endeavoring to enumerate the whole wealth which waves of transverse vibrations have to-day placed in our hands.

I said at the beginning that optics appeared to me to be the directing science in modern physics.

If any doubt can have arisen in your minds, I trust this impression has been effaced to give place to a sentiment of surprise and admira-

tion in seeing all that the study of light has brought of new ideas on the mechanism of the forces of nature.

It has insensibly restored the Cartesian conception of a single medium refilling space, the seat of electrical, magnetic, and luminous phenomena. It allows us to foresee that this medium is the depository of the energy spread throughout the material world, the necessary vehicle of every force, the origin even of universal gravitation.

Such is the work accomplished by optics. It is perhaps the greatest thing of the century!

The study of the properties of waves, viewed in every aspect, is therefore, at the present moment, the most fertile study.

It is that which has been followed in the double capacity of geometer and physicist by Sir George Stokes, to whom we are about to pay so touching and deserved a homage. All his beautiful researches, both in hydrodynamics as well as in theoretical and practical optics, relate precisely to those transformations which various media impose on waves which traverse them.

In the many phenomena which he has discovered or analyzed, movements of fluids, diffraction, interference, fluorescence, Röntgen rays, the dominant idea which I pointed out to you is always visible. It is that which makes the harmonious unity of the scientific life of Sir George Stokes.

The University of Cambridge may be proud of the Lucasian chair of mathematical physics, because from Sir Isaac Newton up to Sir George Stokes it has contributed a glorious part toward the progress of natural philosophy.

Sur le halo du Soleil
1884



SEPARATABDRUCK

AUS DEM

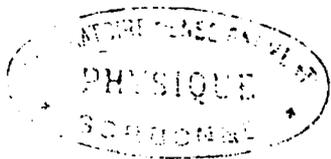
REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

D^r F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.



Beobachtungen über den gegenwärtig sichtbaren Sonnenring¹⁾.

Von

A. Cornu.

Das farbige Phänomen, welches man seit einigen Monaten um die Sonne bemerkt, bietet eine Menge interessanter Eigenthümlichkeiten dar, welche mir noch nicht genügend untersucht zu sein scheinen; ich lasse hier eine kurze Beschreibung des Phänomens folgen.

1. Die Veränderungen der Form und Färbung. Der von Thollon²⁾ und von Dr. Forel³⁾ beobachtete röthliche Schein um die Sonne ist die einfachste Form dieses Phänomens; unter dieser geometrischen Form erscheint es nur, wenn die Sonne sehr hoch über dem Horizont steht, in Mitten eines reinen Himmels; je mehr sich die Sonne dem Horizont nähert, um so grösser und intensiver wird der innere Rand des farbigen Scheines; darunter, am Horizont, entsteht ein ebenso gefärbter Streifen, der sich gegen den Schein hin ausdehnt, als ob er von ihm angezogen würde; dieser Streifen verbreitet sich nach und nach nach allen Seiten, erreicht den Schein und vereinigt sich zuletzt mit ihm.

Während dieser Umbildung bleibt der innere glänzende Raum, der eine bläulich-weiße Farbe hat, kreisförmig; durch eine leicht zu erklärende Täuschung scheint die Sonne nicht mehr im Mittelpunkte desselben zu stehen, sondern an einem Punkt, der sich mehr und mehr dem inneren Rande nähert; endlich, wenn die Sonne den Horizont erreicht, so berührt der innere Kreis des Scheines denselben an dem-

1) Vom Herrn Verfasser mitgetheilt aus C. R. vol. XCIX (1884).

2) C. R. März und September 1884.

3) C. R. August und September 1884.

selben Punkt¹⁾. Während dieser Zeit verändern sich die Farben fortwährend; sie gehen zuerst in Neapelgelb und dann nach und nach in ein bräunliches Gelb über. Nach Sonnenuntergang löst sich dieser Hof gleichsam in eine leichte Rauchwolke auf und verschwindet allmählich; die Färbungen verschmelzen mit denen der untergehenden Sonne, aber in den oberen Regionen erinnern sie oft an die rosigen Färbungen der schönen Abendbeleuchtungen im vergangenen Winter.

Dies ist die Reihenfolge der Erscheinungen, die man an einem schönen Tage verfolgen kann; kleine Wolken sind der Beobachtung nicht hinderlich, sie lassen im Gegentheil deutlich sehen, dass die Färbung hinter ihnen entsteht, d. h. über ihnen, denn sie bilden bläulich-weiße Flecken auf der rothen oder gelben Färbung des Himmels, von der hier die Rede ist.

Bei Nebel oder bei leichten Cirruswolken ist das Phänomen gewöhnlich nicht sichtbar; dagegen kann man bei dichten Haufwolken, zwischen denen der blaue Himmel durchsieht, noch merkwürdigere Beobachtungen machen, wenn diese wolkenfreien Stellen den Hof der Sonne sichtbar lassen. Die ziemlich verwischte rothe Farbe, die der Hof gewöhnlich hat, ist in ein sehr lebhaftes Kupferroth übergegangen und verschmilzt durch verschiedene Mittelfarben mit dem Blau des Himmels. Die Reihenfolge der Farben des Hofes, die man bei reinem Himmel schwer unterscheiden kann, und die man dagegen zwischen den Wolken deutlich sieht, ist folgende, wenn man vom Mittelpunkte ausgeht: helles Himmelblau, grau, braungelb, orange, kupferroth, purpurroth, dunkel, violett; sie hat viel Aehnlichkeit mit der Reihenfolge der Farben des ersten Ringes der Höfe, welche durch leichte Wolken entstehen, und man kann oft directe Vergleiche machen.

Die Erscheinung dieser lebhaften Farben ist nicht bei allen Lücken zwischen den Wolken dieselbe; es ist noch eine zweite Bedingung nothwendig; es müssen die Nebelschichten in der Gesichtslinie im Schatten sein, sonst sind die Farben verwaschen und unterscheiden sich in nichts von den gewöhnlichen; dieser Bedingung muss entsprochen werden, wenn man die weissen Strahlen, die von der Sonne durch diese Lücken ausgehen, verfolgt, denn nur ausserhalb dieser Strahlen kann man diese ausserordentlich brillanten feuerrothen Farben beobachten.

Alle diese Beobachtungen deuten darauf hin, dass dieses Phänomen in einer Region der Atmosphäre entstehe, die beträchtlich höher sei

1) Ich habe diese Erscheinung zum ersten Male im vergangenen November beobachtet, an dem Tag nach dem ersten Auftreten dieser schönen Abendröthe; seitdem habe ich sie bei jedem Sonnenuntergang bei reinem Himmel wiedergesehen.

als die der Haufenwolken (vielleicht sogar als die der Schäfchenwolken), und dass ein Beobachter, der sich in höheren Regionen der Atmosphäre, wo aller irdischer Nebel verschwindet, befände, die Färbungen mit derselben ausserordentlichen Intensität sehen würde, wie ich sie unter den oben beschriebenen Verhältnissen sah.

Dies ist genau dasselbe Resultat, zu welchem Dr. Forel gelangt nach seinen Beobachtungen, die er in verschiedenen Höhen in den Alpen gemacht hat; diese auf zwei so verschiedenen Wegen erreichte Uebereinstimmung gibt derjenigen Hypothese eine grosse Wahrscheinlichkeit, welche die Entstehung dieses Phänomens in eine grosse Höhe verlegt.

2. Mittel, um die Sichtbarkeit des Phänomens zu vergrössern. — Die meteorologischen Verhältnisse, unter welchen man dies Phänomen beobachten kann, sind sehr selten; in unserem Klima, im Mittelpunkt von Frankreich, erscheinen die Farben des Hofes, selbst an schönen Tagen, sehr blass; man kann ihren Glanz jedoch durch eine sehr einfache Vorrichtung bedeutend erhöhen; diese besteht darin, die Sonnenscheibe durch einen undurchsichtigen Schirm zu verdecken und den Himmel sodann durch passend gefärbte Gläser zu beobachten, z. B. violett-röthlich, oder auch durch verschiedene Lösungen, z. B. Chromalaun und besonders Anilinviolett¹⁾. Auf diese Art sieht man den Hof deutlich, sogar wenn man wegen des Nebels mit blossem Auge fast nichts mehr davon bemerkt.

Hat man die Färbung der Gläser oder die Concentration der Flüssigkeiten so gefunden, wie es für die Deutlichkeit des Phänomens am vortheilhaftesten ist, so erkennt man mit einem Spectroskop, dass das Mittel die Mitte des Spectrums absorbirt (das Gelb und das Grün), ohne die äussersten Farben (das Roth, das Blau und Violett) merklich zu alteriren. Man sieht den Hof roth auf violett-blauem Grund.

Für die Deutlichkeit des Phänomens scheint es nöthig zu sein, dem absorbirenden Mittel die Durchsichtigkeit für die äussersten Farben zu erhalten; denn durch rothes Fensterglas, das alles, ausser das Roth, auslöscht, sieht man den Hof schlecht und durch Himmelblau (Kupfersulfat-Ammoniak), das das Roth, Gelb und Grün auffängt, verschwindet das Phänomen vollständig²⁾; der Himmel erscheint bis zum Rand der Sonnenscheibe fast gleichmässig blau.

1) Die zur Beobachtung nöthige kleine Kapsel kann man leicht herstellen, indem man mit geschmolzenem Paraffin einen Ring von Cartonpapier zwischen zwei Glasplatten befestigt. Im Anfang betrachtet man den Himmel bis zu 90° von der Sonne entfernt, um gewisse andauernde physiologische Eindrücke zu verwischen, dann nähert man sich nach und nach dem Centrum des Phänomens.

2) An einem Tage, wo der Hof ziemlich sichtbar war, zeigte eine Photographie davon keine Spur, obgleich das Collodium immer so präparirt wurde, dass es von der grössten Empfindlichkeit gegen die Linien *G* und *H* war.

Aus all diesen Beobachtungen geht hervor, dass die Intensität des Phänomens mit der Brechbarkeit des ausgesendeten Lichtes abnimmt; im weiteren Verlaufe des Berichtes finden wir diese Schlussfolgerungen bestätigt.

3. Polariskopische Beobachtungen. — Dieser Sonnenhof hat nicht nur die Gleichmässigkeit der blauen Färbung des Himmels um die Sonne unterbrochen, sondern er hat auch eine bedeutende Störung in der atmosphärischen Polarisation hervorgerufen, besonders in den Umgebungen der neutralen Punkte.

Es ist bekannt, dass am reinen Himmel (den ich im Gegensatz zum gewöhnlichen, wirklichen Zustande normal nennen werde) drei neutrale Punkte existiren, d. h. drei Punkte, deren Licht nicht polarisirt ist, nämlich der Punkt von Arago, der sich über dem Gegenpunkt der Sonne befindet; der Punkt von Babinet, über der Sonne; der Punkt von Brewster, unter der Sonne; alle drei Punkte liegen in der Verticale der Sonne.

Seit dem Erscheinen des Hofes haben sich die Entfernungen dieser drei Punkte von den solaren und antisolaren Centren sehr verändert; ausserdem sind noch vier neue neutrale Punkte entstanden; je zwei, und zwei sind symmetrisch in Bezug auf die Verticale der Sonne, fast in der Höhe der solaren und antisolaren Centren.

Die Beobachtung dieser beiden neuen neutralen Punkte rechts und links von der Sonne ist sehr leicht; man schaltet zwischen das Auge und das Polariskop¹⁾ von Savart ein rothes Glas ein und findet die Punkte am äusseren Rande des rothen Hofes; ein grünes Glas zeigt weniger entfernte neutrale Punkte und ein Kobaltglas nähert sie sehr stark der Sonne. Die Intensität der Störung nimmt also mit der Brechbarkeit des ausgesendeten Lichtes ab; die polariskopische Analyse des Phänomens, wenn man sie mit der früherer Jahre vergleicht, zeigt, dass die Störung in jedem Punkte mit dem Auftreten eines Lichtbündels verbunden ist, welches in einer Ebene senkrecht auf die durch die Sonne gehende polarisirt ist.

1) Um die Fransen gut wahrnehmen zu können und um das beobachtende Auge vor seitlich eindringendem Licht zu schützen, ist es nothwendig, das Polariskop so wie die Loupe eines Uhrmachers einzurichten, das andere Auge mit der Hand zu bedecken und das ganze Gesicht im Schatten hinter einem passenden Schirm zu halten. Ein neutraler Punkt wird durch folgende Bedingungen charakterisirt: es ist ein Punkt, wo die Fransen des Polariskops verschwinden: 1. wie sie auch orientirt seien, 2. während ihre Verlängerungen complementär werden.

Die beiden anderen neuen neutralen Punkte in der Nähe des antisolaren Punktes sind dagegen schwer zu beobachten; man muss ein doppeltes, rothes Fensterglas nehmen, um es mit Strahlen zu thun zu haben, die so monochromatisch und so wenig brechbar wie möglich sind.

Das Sehfeld ist dunkel; nichts desto weniger sind die Franssen gut sichtbar, wenn der Himmel rein ist; leider dauert das Phänomen nur einige Minuten vor Sonnenuntergang. Man sieht dann in dem Verhalten der beobachteten Franssen in allen Richtungen zwischen dem Horizont und dem neutralen Punkt von Arago dieselben Erscheinungen wieder, die man zwischen der Sonne und dem neutralen Punkt von Babinet beobachtet hat. Dadurch wird man zur Annahme der Existenz der beiden anderen neutralen Punkte geführt. Jedoch, da die Intensität wegen der Verschiedenheit der Umstände keine absolute ist, noch sein kann, so ist noch einige Vorsicht bei Feststellung dieser Punkte nothwendig¹⁾; ich glaube, man könnte ihre Existenz als die einfachste Erklärung der gegenwärtig bestehenden Störung in der Nähe des antisolaren Punktes betrachten.

4. Polarimetrische und photometrische Beobachtungen. — Die Störung ist in der Umgebung des Punktes, wo die Polarisation ihr Maximum erreicht, d. h. in der Verticalebene der Sonne, 90° von ihr entfernt, nicht minder gross; das Maximalverhältnis des polarisirten Lichtes hat fast niemals die Zahl 0,48 überschritten, während sie in den letzten Jahren an schönen Tagen 0,75 erreichte.

Eine zufällige Verringerung des polarisirten Lichtes entspricht für gewöhnlich einer einfachen Vermehrung des Nebels; vergleicht man jedoch die Andauer einer so schwachen Polarisation unter den verschiedensten meteorologischen Verhältnissen mit den oben erwähnten Störungen, so scheint hier die fortwährende Existenz einer wie Nebel wirkenden Ursache zu suchen zu sein, welche das neutrale (oder senkrecht auf die Ebene der Sonne polarisirte) Licht diffundirt und die Polarisation des blauen Himmels verringert.

Photometrische Messungen, die um die Sonnenscheibe herum gemacht wurden, deren Einzelheiten jedoch zu weit führen würden, geben dasselbe Resultat.

Mit einem rothen oder cobaltblauen Glase ausgeführte Beobachtungen zeigen, dass die Polarisation für die rothen Strahlen eine ge-

1) In diesen Punkten verschwinden die Franssen fast vollständig; aber ihre Umkehrung, welche hier in einer engen Zone stattfinden soll, kann mit einem Licht, das so schwach und so wenig homogen ist, nicht beobachtet werden.

ringere ist als für die blauen ; also auch da nimmt die Intensität der Störung mit der Brechbarkeit ab.

Diese allgemeine Beschreibung ist zu unvollständig, um strenge Schlussfolgerungen bezüglich der Ursache des Phänomens zu gestatten ; sie genügt jedoch, um zu zeigen, dass dieses wahrscheinlich mit dem Ausbruch des Krakatau in Verbindung steht. Die oben angeführten Beobachtungen sind zahlreich genug, um die Hypothese zu unterstützen, eine von dem Vulcan in die hohen Regionen der Atmosphäre geschleuderte Wolke von kleinen Theilchen, die einen fast constanten mittleren Durchmesser haben, sei der Grund der Erscheinung. Ich bitte jedoch die Akademie, mich für heute auf diese einfache Aufzählung von Thatsachen beschränken zu dürfen und mir erst für eine weitere Mittheilung eine genauere Auseinandersetzung zu gestatten, welche auf die numerischen Bestimmungen, die mich augenblicklich beschäftigen, gegründet sein wird.

SEPARATABDRUCK

AUS DEM

REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

D^r F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.

Ueber die terrestrischen Linien im Sonnenspectrum, speciell über die Gruppe α^1).

Von

A. Cornu.

Seit den Arbeiten Brewster's und Janssen's unterscheidet man im Sonnenspectrum zwei Arten dunkler Streifen: die einen bleiben immer gleich, die anderen werden breiter und dunkler, je mehr die Sonne sich dem Horizont nähert. Die ersteren, welche grösstentheils mit den hellen Linien metallischer Dämpfe identisch sind (Eisen, Magnesium, Calcium, Natrium, Nickel etc.), wurden der Absorption zugeschrieben, die durch an der Oberfläche der Sonne verdampfende metallische Substanzen veranlasst wird, die anderen lassen sich, da ihre Intensität von der Dichtigkeit der von den Sonnenstrahlen durchdrungenen Atmosphäre abhängt, durch die auswählende Absorption erklären, welche in den Dämpfen oder Gasen der Erdatmosphäre auftritt. Man muss also zwischen solaren und terrestrischen Linien unterscheiden. Die Bezeichnungen der hauptsächlichsten Strahlengruppen durch die Buchstaben *A, B, C . . . a, b, c . . .*, die seit Fraunhofer (1817) gebraucht werden, d. h. lang vor den oben genannten Arbeiten, machen gar keinen Unterschied zwischen beiden Arten von Linien; da sogar einige neue Buchstaben hinzugefügt wurden, so findet in der Nomenclatur der Linien gar keine Symetrie statt und wäre die Anzahl der Gruppen nicht so beschränkt, so würden diese Bezeichnungen nur Verwirrung herbeiführen. Hier folgt ein Resumé des bisher bekannten bezüglich dieses Gegenstandes.

Die acht Hauptlinien benennt Fraunhofer mit den Buchstaben *A—H*, um die sieben Hauptfarben des Spectrums ungefähr von einander zu trennen (*A* äusserstes Roth, *B* Roth, *C* Orange, *D* Gelb,

1) Vom Herrn Verfasser eingesendet aus dem Bull. astron. Febr. 1884.

E Grün, *F* Blau, *G* Indigo, *H* Violett). Sechs dieser acht Linien sind metallischen Elementen eigenthümlich und verdanken ihren Ursprung der Sonne (*C* und *F* Wasserstoff; *D* Natrium; *E*, *G* Eisen; *H* Calcium) die beiden anderen, *A* und *B*, sind tellurisch.

Fraunhofer hatte noch zwei zusammengesetzte Gruppen unterschieden, nämlich: einen ziemlich breiten Streifen *a* im äussersten Roth und einen sehr deutlichen dreifachen Streifen *b* im Grün; *b* ist metallischen (Magnesium) und *a* irdischen Ursprungs.

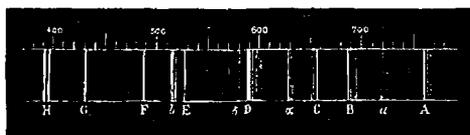


Fig. 1.

Als Brewster neue Linien von wechselnder Intensität in dem Spectrum entdeckte, fügte er neue Bezeichnungen hinzu, die anzuführen hier nicht nöthig ist. Wir werden hier nur eine der wichtigsten erwähnen, welchen in dem schönen Bericht von Angström mit α bezeichnet wird und sich im Orange befindet.

Die Unterscheidung dieser beiden Streifenarten hat grosse Anstrengungen mehrerer Physiker erfordert; vor allen verdankt man den Beobachtungen von Janssen den Beweis des tellurischen Ursprungs der Hauptgruppen in der leuchtendsten Region des Sonnenspectrums, besonders derjenigen neben dem Streifen *D* im Orange¹⁾; er zeigte, dass diese Streifen sich in feine Linien auflösen lassen, wenn man die Dispersion des Spectroskopes vergrössert. Er ist sogar dahin gelangt, zu erkennen, dass diese tellurischen Gruppen Wasserdämpfen zuzuschreiben sind.

Die Ansicht Herrn Janssen's hat Angström bestätigt, als er im Januar 1864 in Upsala das vollständige Verschwinden dieser Gruppen bei einer Temperatur von -27° C. beobachtete. In der That ist während der grossen Winterfröste die Atmosphäre fast vollkommen trocken; auch die *C* und *D* benachbarten Streifen und das Band α , deren Deutlichkeit sich im Sommer nach der Höhe der Sonne über dem Horizont richtet, müssen, da sie vollständig verschwanden, Wasserdämpfen zugeschrieben werden.

Die Gruppen *A*, *B* und α blieben allein sichtbar während dieser grossen Fröste. Angström schloss daraus, dass *A*, *B* und α , die übrigens ein ziemlich analoges Aussehen haben, ihren Ursprung wahr-

1) Ann. d. chim. et de ph. (4) vol. XXIII p. 274.

scheinlich der durch ein permanentes Gas der irdischen Atmosphäre hervorgerufenen Absorption verdanken; aber obgleich er die Kohlensäure erwähnt, sprach er sich nicht weiter über die chemische Natur des absorbirenden Gases aus.

Die tägliche Beobachtung der Intensität der Streifen von Wasserdämpfen mit einem schwach zerstreuen Spectroskop wird in gewissen Observatorien bei meteorologischen Bestimmungen benutzt. In einem früheren Bericht¹⁾ zeigte ich, dass die Anwendung einer stärkeren Zerstreung, welche diese Streifen in einzelne Linien auflöst, eine genaue Berechnung der ganzen Menge von Wasserdampf, die in einem gegebenen Augenblick sich in der Atmosphäre befindet, gestattet.

Ein sehr interessanter Versuch eines amerikanischen Astronomen, Langley, über die Gruppen *A* und *B* hat zu einem sehr merkwürdigen Resultat geführt²⁾; beide Gruppen mit starker Zerstreung beobachtet, zeigen genau dieselbe Structur und bestehen aus einem auflösbaren Bande und einer Reihe doppelter, Cannelirungen bildender Linien: es ist daraus zu schliessen, dass *A* und *B* derselben in der trockenen Atmosphäre befindlichen absorbirenden Substanz zuzuschreiben sind.

Zahlreiche Beobachtungen über alle tellurischen Gruppen wurden von Piazzi Smyth in Lissabon und Madeira ausgeführt; der detaillirte Bericht (*Madeira spectroscopic*), in welchem der Verfasser alle Arbeiten seiner Vorgänger und seine eigenen Beobachtungen zusammenfasst, gibt eine sehr genaue Idee des Standpunktes der Frage in letzter Zeit; man findet darin die Bestätigung des wässerigen Ursprungs der *D* und *C* benachbarten Gruppen und des Bandes α , der identischen Structur von *A* und *B*, der tellurischen Natur von *B*, ferner Zweifel an dem tellurischen Ursprung von *A* und endlich die vollkommene Ungewissheit über den Ursprung des Bandes α , welches Herr Piazzi Smyth geheimnissvoll nennt. Die Fortsetzung meiner Versuche über die Absorption der Sonnenstrahlen von jeder Brechbarkeit in der Atmosphäre³⁾ führte mich natürlicherweise zur Prüfung des Bandes α , dessen Wichtigkeit aus dem Ebengesagten hervorgeht; bei dieser Art von Untersuchungen ist es die erste Sorge, die Karte der zu studirenden Region in grossem Maassstabe zu machen⁴⁾.

1) C. R. vol. XCV p. 801.

2) Proceed. of the Am. Acad. 1878.

3) C. R. vol. XC p. 940.

4) Der Atlas Angström's ist in dieser Region ziemlich unvollständig, vor allen Dingen in zu kleinem Maassstabe. Der von Fizeux bietet im Gegentheil viel Details und war mir bei diesen Versuchen sehr nützlich.

Die ersten Beobachtungstage (August und September 1883, Courtenay, Loiret) vergingen damit, die sichtbaren Streifen und ihre Veränderungen in Bezug auf die Sonnenhöhe zu verzeichnen. Wie meine Vorgänger sah ich zuerst nichts als eine Anhäufung dunkler Linien, die unregelmässig vertheilt waren wie die D benachbarten, aber aus dieser Verwirrung ging plötzlich eine sonderbare Regelmässigkeit hervor, als es mir gelang mit Sicherheit die verschiedenen Arten der Streifen zu unterscheiden, welche in dieser Gruppe übereinander liegen und die mindestens in drei bestimmte Kategorien gehören. Es ist vielleicht nicht uninteressant zu zeigen, auf welche Weise dieses Resultat erreicht wurde.

1. Streifen, die ihren Ursprung der Sonne verdanken.

Mit dem Rutherford'schen Gitter, dessen ich mich zuerst bediente¹⁾, konnte ich die tellurischen von den Sonnenlinien durch die Beobachtung bei verschiedener Sonnenhöhe unterscheiden. Diese Art der Bestimmung ist sehr langwierig und mühsam; sie erfordert eine Reihe von Beobachtungen durch mehrere Stunden bei beständigen meteorologischer Bedingungen und die Resultate sind nur entscheidend, wenn die Linien, die zu vergleichen sind, sowohl in Bezug auf Distanz als auf Intensität einander nahe stehen. Nachdem ich von Herrn Professor Rowland ein prachtvolles Metall-Gitter erhalten hatte, welches die Universität von Baltimore der École polytechnique auf das Liebenswertigste anbot, versuchte ich eine Methode, welche das Verfahren abkürzte und erlaubte die von der Sonne herrührenden Streifen bei einfachem Hinsehen zu erkennen. Dank der grossen Zerstreuung, der Intensität und der Vollkommenheit der Bilder dieses wundervollen Gitters²⁾ gelangen mir die Versuche vollständig.

Das Princip der Methode beruht auf der Verschiebung der Streifen in dem Spectorum des Lichtes, das von einer Quelle stammt, die sich in absoluter oder relativer Bewegung befindet, ein Princip, das zum ersten Male von Fizeau 1848 in einem Bericht ausgesprochen wurde, in welchem er die Ideen Doppler's berichtigte³⁾. Die Verschiebung

1) C. R. vol. XCV p. 801.

2) Die geritzte Fläche maass nicht weniger als $0,06^m$ (Länge der Striche) zu $0,08^m$: die constante Distanz zweier Striche betrug $0,00176^m$. Der Beobachtungsapparat bestand aus einem Collimator von $1,18^m$ Focaldistanz und $0,09^m$ Oeffnung, und einem Beobachtungsfernrohr von $1,4^m$ Focaldistanz bei $0,105^m$ Oeffnung, und der Winkel der Axen war fix (beiläufig 42°), so dass man das zweite Spectrum fast unter normaler Incidenz beobachten konnte.

3) Bull. de la Soc. phil. 1848 und Ann. d. chim. et de phys. (4) vol. XIX p. 211. Die Wellenlänge λ wird

der spectralen Linien wurde seither oft von verschiedenen Spectroskopisten beobachtet (Secchi, Huggins, Zöllner etc.), aber Thollon verdankt man den Versuch, der die Verschiebung durch die Drehung der Sonne ausser Zweifel setzt; die schöne Methode, die Herr Thollon erfand, besteht darin, mit den festen tellurischen Streifen die solaren zu vergleichen, welche sich, je nachdem man das eine oder das andere Ende des Sonnenäquators als Ausgangspunkt annimmt, verschieben¹⁾. Durch diese Differenz-Beobachtungen hat sich der Autor vor den Folgen der Parallaxe geschützt, welche bei der bisherigen Anordnung bei diesen Messungen immer stattfanden.

Die Analyse der optischen Bedingungen bei der Bildung der Bilder erlaubte mir, der Lösung der Frage einen Schritt näher zu kommen und die relative Beobachtung, welche Herr Thollon so gut benutzte, um das Princip von Fizeau zu beweisen, zu einer absoluten zu machen.

Ich ging auf folgende Weise vor: man projecirt auf die Spalte des Colimators das sehr kleine Bild der Sonnenscheibe vermittelt einer achromatischen Linse von 0,1^m bis 0,12^m Brennweite; man lässt die Linse schnell oscilliren (zwei bis drei Mal in der Secunde), so dass die beiden Ränder der Sonnenscheibe abwechselnd denselben Punkt der Spalte tangiren. Man sieht dann die Streifen solaren Ursprungs ebenso oscilliren wie die Linse, während die tellurischen Streifen fest bleiben; ein sehr bequemes Hilfsmittel dabei sind die Staubkörner, mit denen der horizontale Faden des Netzes immer besetzt ist. Die Weite der Schwingungen der beweglichen Streifen ist um so grösser, je mehr sich die Richtung des Sonnenäquators dem Senkrechtstehen auf der Spalte nähert; aber Dank der raschen Oscillation des Bildes,

$$\lambda' = \lambda \left(1 - \frac{v}{V}\right),$$

wenn v die Componente der relativen Geschwindigkeit der Lichtquelle in der Beobachtungsrichtung ist und V die Geschwindigkeit des Lichtes. In dem Falle, wo man als Quelle den leuchtenden Rand der Sonne an den Enden des Aequators betrachtet, ist $\frac{v}{V} = \frac{2}{300000}$, denn die absolute Geschwindigkeit eines Punktes des Sonnenäquators ist gleich 2^{km} in der Secunde.

Der Sonnenradius ist 108,6 Mal so gross als der Erdradius, der 6378^{km} beträgt; die Dauer der Sonnenumdrehung ist 25 Tage 4 Stunden 29 Minuten nach den Angaben im Ann. du bureau des longitudes 1884. Daraus ist leicht zu schliessen, dass die Verschiebung der Spectrallinien in der Nachbarschaft der Linien $D(\lambda_1 = 589,40)$ $\lambda_2 = 588,89$ ungefähr $\frac{1}{150}$ der Entfernung dieser beiden Linien beträgt, je nachdem man das östliche oder das westliche Ende des Sonnenäquators als Quelle annimmt. Die totale Verschiebung erreicht also $\frac{1}{75}$ dieser Entfernung.

1) C. R. vol. XCI p. 369.

sind die Schwingungen so deutlich, dass sie fast in allen Lagen des Sonnenäquators erkennbar sind. Bei geringer Schwingung entsteht sogar eine sonderbare optische Täuschung: die beweglichen Streifen scheinen sich reliefartig loszulösen und oscilliren vor der Ebene der festen Streifen.

In der Verwendung eines sehr kleinen Sonnenbildes in schneller Oscillation¹⁾ besteht schon eine grosse Vervollkommnung der gewöhnlichen Methode; es ist noch nöthig, die Bedingungen zu erwähnen, die von den Apparaten erfüllt werden müssen, ohne welche das Phänomen seine Genauigkeit verliert und auf die Differentialmethode Thollon's zurückgeführt würde, statt ein absolutes Resultat zu ergeben.

Die erste Bedingung ist wohlbekannt; die Ebene des Bildes der Sonnenscheibe muss genau mit der Spalte des Collimators zusammenfallen; die zweite wird nicht nur in den Spektroscoopen vernachlässigt, sondern sie wird sogar manchmal als für die Schönheit der Bilder ungünstig verworfen.

Diese Bedingung ist der Aplanatismus des spectralen Bildes; sie besteht darin, in der Ebene des Fadennetzes des Fernrohrs die beiden rechtwinkeligen Liniensystemen, die man im Felde bemerken kann, zusammenfallen zu lassen, d. h. die Spectrallinien und die transversalen

1) Das Schwingen der Linien ist der Schärfe des physiologischen Eindrucks so günstig, dass es Verschiebungen sichtbar werden lässt, die sonst unbemerkt blieben; man überzeugt sich davon, indem man folgendermaassen vorgeht: man schaltet zwischen die Spalte und der Sammellinse ein doppeltbrechendes Prisma ein, vermittelt dessen man die beiden entgegengesetzten Ränder der Sonnenscheibe die Spalte normal tangiren lassen kann. Die tellurischen Linien bleiben geradlinig, während die solaren gebeugt und gebrochen erscheinen. Die Brechung, die die doppelte Abweichung charakterisirt, ist nur dann deutlich, wenn die Sonnenscheibe dem höchsten Punkte nahe steht. Es ist zu erwähnen, dass diese Art zu operiren die allgemeine Intensität des Sehfeldes mindestens um die Hälfte verringert.

Nichtsdestoweniger muss sie verwendet werden bei der Unterscheidung der tellurischen Linien von den solaren durch die Photographie im Infraroth oder im Ultraviolett. Es ist gut, dann die bekannte Anordnung des total reflectirenden Prismas zu verwenden, um den Sonnenäquator in die günstigste Richtung zu legen, d. h. parallel der Spalte des Collimateur. Vorläufige Versuche haben mir bewiesen, dass man sich nicht genug bemühen kann, die Einstellungen mit der grössten Sorgfalt durchzuführen, um auf der Platte gute Resultate zu erhalten.

Es ist noch nöthig hinzuzufügen, dass die Intensität der beobachteten Partie einen beträchtlichen Einfluss auf die Sichtbarkeit des Phänomens ausübt: in den dunklen Partien des Sonnenspectrums werden die Knickungen und die Schwingungen der Linien unmerklicher, je mehr der Glanz des Feldes sich verringert. Mit dem Apparat, den ich benutzte, verlöschte das Phänomen jenseits der Gruppe *B* im Roth und diesseits von *G* im Blau; dies ist die Grenze, wo man die Photographie zu Hilfe nehmen muss.

Streifen, die durch die Fehler der Collimator - Spalte verursacht werden¹⁾).

Man erkennt leicht, dass, wenn diese Bedingungen erfüllt sind, die Verschiebung der durch die Sammellinse genau in der Ebene der Spalte concentrirten Strahlen ohne Einfluss ist auf die Stellung der Spectrallinien, nach welchem Gesetz auch die Veränderung der aufeinanderfolgenden Intensitäten der Bündel stattfinden möge, während im entgegengesetzten Fall eine anormale Verschiebung oder eine Parallaxe der Bilder entstehen kann: daher die Unmöglichkeit, die absolute Fixität der tellurischen Strahlen beim Wackeln der Collectivlinse zu erreichen. Weil bisher auf diese zweite Bedingung nicht Rücksicht genommen wurde, hat man die zur Erlangung eines richtigen Resultates nothwendige vollkommene Fixität nicht erreicht. Wenn die Ebenen aller Bilder die eben beschriebene Forderung des Uebereinstimmens gut erfüllen, so kann man augenblicklich die tellurischen Strahlen unterscheiden; man prüft jeden Streifen, die festen sind irdischen, die wackelnden solaren Ursprungs.

Tellurische Gruppe α (Angström).

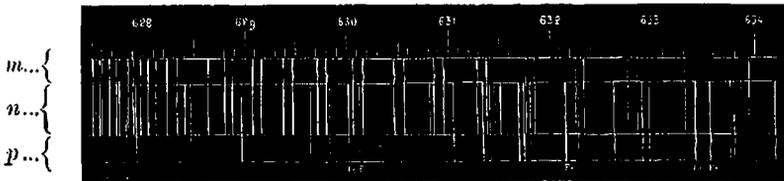


Fig. 2. Der Maassstab ist 2 Mal so gross als der des Angström'schen Atlases.

m Absorptionslinien der trockenen Atmosphäre (die nach oben verlängerten des vollständigen Spectrums), wenn die Sonne einige Grade über dem Horizont ist.

n Vollständiges Spectrum.

p Linien solaren Ursprungs (die nach unten verlängerten des vollständigen Spectrums).

Die dem Wasserdampfe zugeschriebenen Linien sind die, welche weder nach oben noch nach unten eine Verlängerung zeigen.

1) In dem detaillirten Bericht werde ich die Art und Weise angeben, wie die Spectroskope von diesem fehlerhaften Aplanatismus befreit werden können, ein Fehler, der im allgemeinen als günstig betrachtet wird (wie bei concaven Gittern), weil er das Sehfeld von den fast unvermeidlichen horizontalen Linien befreit.

Es genügt hier zu sagen, dass man diese Correctur sehr leicht ohne Hülfs-linsen bei Gittern durch methodische Veränderung der Einstellung des Collimators

Vorstehende Figur zeigt deutlich die hauptsächlichsten Linien solaren Ursprungs der Gruppe α (die gegen unten verlängerten Linien): fast alle sind in Bezug auf ihre Intensität mit den benachbarten tellurischen ziemlich gleich. Eine genaue Prüfung dieser metallischen Linien bei einer grossen Zerstreuung zeigt, dass sie ein ganz anderes Ansehen darbieten als gewöhnlich angenommen wird. Unter den stärksten scheinen einige (z. B. $\lambda = 627,94; 628,97; 629,84; 630,03; 630,13$. . .) grau, breit und an den Rändern verwischt, der gewöhnliche Charakter von bei Kälte entstandenen Absorptionsstreifen; im Gegentheil sind die tellurischen Streifen sehr scharf, wie mit dem Lineal gezogen und ausgesprochen schwarz. Diese Verwechslung der gewöhnlichen Charaktere erschwert das Studium dieser Region noch mehr und ohne die Methode der schwingenden Streifen würde man viel Zeit verlieren, um Irrthümer zu vermeiden¹⁾.

2. Linien hervorgebracht durch trockene Luft.

Nimmt man die Streifen solaren Ursprungs fort, so bilden die hauptsächlichsten tellurischen Streifen, die übrig bleiben (die nach oben verlängerten Linien obenstehender Figur), zwei ungleiche Reihen doppelter Linien, deren cannelirtes Aussehen augenblicklich dasjenige der beiden tellurischen Gruppen A und B ins Gedächtnis ruft, die beide so genau von Langley (Proceedings of the American Academy 1878) studirt wurden. Je mehr man diese drei Gruppen vergleicht, um so frappanter wird ihre Analogie; man findet, manchmal Linie für Linie, die geringsten Details der Structur wieder, so dass man sie als drei harmonische Gruppen betrachten kann, analog denen, welche die

erhalten kann, sowie durch die getrennte Beobachtung der Mittelpunkte beider Linienarten; die horizontalen folgen dem gewöhnlichen Gesetz conjugirter Strahlencentren, als ob das Gitter nicht vorhanden wäre; die spectralen Linien sind aber einem anderen Gesetz unterworfen, derart, dass es immer möglich ist die Ebene zu bestimmen, wo die beiden Mittelpunktsysteme zusammenfallen.

Mit prismatischen Spectroskopen ist die Correctur ohne Hülfslinse weniger einfach: man erhält sie durch eine passende Drehung der Prismen gegen die Stellung der Minimumablenkung.

1) Der Bericht von C. Piazzi Smyth (Madeira spectroscopic) liefert eine Probe: die beiden Blätter (IX und X), welche zur Vergleichung der Gruppe α bei grosser oder geringer Sonnenhöhe über dem Horizont dienen, enthalten eine sehr detaillirte Aufnahme aller Streifen mit ihren, beide Fälle betreffenden Intensitäten; ungeachtet der Verschiedenheit und der Zahl der Beobachtungen ist die Unterscheidung der tellurischen Streifen nicht einleuchtend genug, um ihre Vertheilung deutlich zu machen, so dass es scheint, als ob die Analogie der Gruppe α mit B und A dem ausgezeichneten Astronomen vollkommen entgangen wäre. Die beiden Blätter (IX und X) geben getreu den Anblick der Gruppe α , wenn man sie zum ersten Male prüft.

Spectren metallischer Elemente darbieten (zweifache von Aluminium und Calcium, dreifache von Magnesium, Zink, Cadmium etc.).

Durch diese Identität des Baues wird man gezwungen anzunehmen, dass die Gruppe α durch dasselbe absorbirende Element entsteht wie A und B : dies war auch Angström's Meinung nach seinen winterlichen Beobachtungen; seine Studien hierüber bieten einen förmlichen Beweis. Die daraus folgende Consequenz ist sehr wichtig; nach directen Versuchen hat Egoroff¹⁾ (Comptes rendus vol. XCVII p. 555) ausgesprochen, dass die Gruppen A und B der Absorption durch den Sauerstoff der Luft zuzuschreiben sind²⁾.

Man muss daraus schliessen, dass α ebenso durch Sauerstoff entsteht. Da sich die Intensität der Gruppen A , B , α verringert, so ist es verständlich, dass der Autor, nachdem er A und das schon sehr schwach sichtbare B beobachtet hatte, α nicht mehr bemerkte³⁾.

3. Banden des Wasserdampfes.

Ausser den solaren Streifen und denjenigen der vorhergehenden Reihe beobachtet man noch Streifen, die bei geringer Sonnehöhe eine beträchtliche Intensität annehmen; sie haben ein eigenthümliches Aussehen, durch welches man sie streng genommen von den früheren Gruppen unterscheiden kann, aber ausserdem verschwinden sie fast ganz, wenn die Atmosphäre kalt und trocken ist: es gelang mir, dies

1) In Uebersetzung erschienen im Repert. Bd. 19 S. 734. Anm. d. Red.

2) Piazzi Smyth (Madeira spectroscopic p. 14) war seinerzeit dahin gelangt, dieses Resultat zu ahnen: „ . . . Ich kann sagen, dass ich kürzlich (November 1881) bei niedriger Temperatur eine Zusammenstellung von Linien im Sauerstoffspectrum entdeckte, die von denen des Stickstoff ganz verschieden ist, aber eine grosse Familienähnlichkeit mit den Linienreihen, welche man in der geheimnisvollen Gruppe α findet, hat (a trong family resemblance to the bandelets of lines in this mysterious α band).“ (Trans. Edinb. Soc. 1880—81.)

Uebrigens befindet sich in dem von dem Autor veröffentlichten Sauerstoffspectrum keine mit der Gruppe α zusammenfallende Linie.

3) Die reciproken Werthe der Wellenlängen der homologen Linien in den drei Bändern A , B , α stehen fast in arithmetischer Progression: man kann also annäherungsweise die Stellung anderer, eine ausgedehntere Reihe vervollständigender Bänder voraussehen. Im Roth zeigt die von Abney (Phil. Trans. of the Roy. Soc. 1880) veröffentlichte Karte in der That Gruppen von scheinbarer Analogie, aber die Beschreibung der Streifen ist nicht vollendet genug, um daraus eine entscheidende Uebereinstimmung entnehmen zu können.

An der Seite des Gelb ergibt die Rechnung die Möglichkeit eines harmonischen Bandes an der Stelle des tellurischen Bandes δ (Angström). Dieses Band wird wirklich sichtbar in den grössten Frösten; aber die Gruppe ist so zusammengesetzt und die Streifen sind so schwach, dass es mir noch nicht gelang, sie auf den Typus $AB\alpha$ zurückzuführen.

ganz bestimmt am 24. Januar zu constatiren, als die Temperatur auf $-3,2^{\circ}$ herabsank; in der Nähe der Streifen *D* waren die tellurischen Streifen fast vollständig verschwunden; es ist also natürlich, sie ebenso wie die *D* benachbarten Streifen der von Wasserdämpfen verursachten Absorption zuzuschreiben. Die bedeutendsten von ihnen sind auf der Figur durch Linien bezeichnet, die weder nach oben noch nach unten verlängert sind ($\lambda = 628,13$; $628,44$; $631,51$).

Um zu enden, bemerke ich, dass die Vergleichung dieser verschiedenen Arten von Streifen zu Resultaten führen könnte, die sowohl die Meteorologie als auch die Astronomie betreffen würden, wie ich schon Gelegenheit hatte aus einander zu setzen¹⁾. Die der trockenen Atmosphäre angehörigen Streifen der Gruppe α werden den Vortheil darbieten, einen regelmässigen Maassstab der Intensität zu liefern und dadurch die absoluten Messungen erleichtern.

Vorliegende Arbeit über die Gruppe α führte zuerst zu einer praktischen Methode, um durch einfaches Sehen die Streifen irdischen Ursprungs und die solaren Ursprungs von einander unterscheiden zu können; sodann gestattet sie einen engen Zusammenhang zwischen dieser Gruppe und den Bändern *A* und *B* von Fraunhofer anzunehmen; ausserdem folgt aus diesem Bericht, dass diese Gruppe der Absorption durch den Sauerstoff der Luft zuzuschreiben ist. Wie man erräth, bleiben noch viele Punkte zu besprechen, um das Studium der tellurischen Gruppen des Sonnenspectrums zu vollenden, aber die Instrumente und die Beobachtungsmethoden vervollkommen sich und es ist zu hoffen, dass die nächste Zukunft uns die Lösungen dieser Aufgaben bringen wird, welche von so grosser Wichtigkeit für die Physik des Himmels und der Erde sind.

1) Journ. de l'Éc. polyt. vol. LIII (1884).

SEPARATABDRUCK

AUS DEM

REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

D^R F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.

Ueber spontan umkehrbare Spectrallinien und über die Analogie derselben in Bezug auf Vertheilung und Intensität mit den Wasserstofflinien¹⁾.

Von

A. Cornu.

Die Fortschritte in der Spectralanalyse und die bewunderungswürdige Ausdehnung ihrer Anwendung haben zu einem der schönsten Probleme geführt, das jemals dem Experimentator oder dem Theoretiker geboten wurde:

Ist die chemische Zusammensetzung eines Dampfes, der unter bestimmten Bedingungen weissglühend wird, bekannt, so ist die Vertheilung der Spectrallinien und ihre relative Intensität voraus zu bestimmen.

Obgleich diese Aufgabe schon sehr oft die Aufmerksamkeit der Beobachter auf sich gelenkt hatte, so ist trotzdem deren Lösung nicht weit vorgeschritten; ich bin im Stande, nachdem ich die Punkte kurz erwähnt haben werde, wo bisher die Anstrengungen gescheitert sind, eine Reihe von Thatsachen anzuführen, die geeignet sind, einen neuen Weg zur Lösung dieses Problems zu zeigen.

Der Ausgangspunkt aller Untersuchungen dieser Art ist folgende Betrachtung:

Untersucht man die leuchtenden Spectren weissglühender Dämpfe, so kann man häufig Liniengruppen unterscheiden, die in Perioden von grösserer oder geringerer Regelmässigkeit sich wiederholen; diese Wiederholungen werden noch auffallender, wenn man das Beobachtungsfeld bis zur äussersten Grenze des Ultraviolett ausdehnt.

Die Analogie dieser periodischen Gruppen mit den harmonischen Tönen der Körper fällt sogleich in die Augen. Dieser Gedanke ist um so verführerischer, weil die Stellungen dieser Gruppen, sowohl in Bezug auf Wellenlängen als auf Schwingungszahlen mit der Reihe der ganzen Zahlen übereinzustimmen scheinen. Auch ist jeder Beobachter dieser scheinbaren Uebereinstimmung gefolgt und jeder hat versucht, die Linien eines und desselben Spectrums in eine harmonische Reihe zu ordnen.

1) Vom Herrn Verfasser mitgetheilt aus C. R. vol. C. (1885).

Unglücklicher Weise verschwindet die Einfachheit der numerischen Verhältnisse immer, wenn man statt des Aussehens der spectralen Bilder die genauen numerischen Werthe der Wellenlängen ins Auge fasst; der Weg theoretischer Speculationen scheint also auf dieser Seite verschlossen zu sein.

Diese Misserfolge dürfen jedoch die Beobachter nicht abschrecken; allein die Hoffnung, ein einfaches Gesetz gleich dem der musikalischen Harmonien zu finden, zeugt von einer vorgefassten Idee, die man von vornherein fallen lassen muss; dieses Gesetz ganzer Zahlen lässt sich nämlich nur auf eine ganz eigenthümliche Form tönender Körper anwenden, deren Typus die cylindrische Säule ist, bei welcher die Länge im Verhältnis zum Querschnitt eine sehr grosse ist; wenn sich die Form des schwingenden Körpers von diesem speciellen Typus entfernt, so werden die Schwingungsverhältnisse sehr verwickelt.¹⁾ Diese einfache Bemerkung genügt, um zu zeigen, dass es vergebens sein würde, als allgemeines Gesetz ein ebenso einfaches Verhältnis zu suchen, wie bei den musikalischen Instrumenten; dazu müsste man in der Structur der leuchtenden Moleküle eine mechanische Beschaffenheit voraussetzen, die von der Gesammtheit der chemischen und physikalischen Erscheinungen nicht gerechtfertigt werden könnte. Auch weniger einfache Gesetze führen nicht weiter und man darf darüber nicht erstaunen: die angeführten Betrachtungen zeigen sogar, dass man zur Bestimmung der Vertheilung der Spectrallinien sehr verwickelte Functionen wird heranziehen müssen, welche von der chemischen Natur des Elementes, von der molecularen Structur des Dampfes, von den Bedingungen der schwingenden Bewegung etc. abhängen.

Die Anstrengungen, die zur Lösung dieses Problems gemacht wurden, scheinen mir deshalb vergeblich geblieben zu sein, weil man geglaubt hat, eine bestimmte Function a priori annehmen zu müssen, mit Hilfe welcher man die Aufeinanderfolge der Spectrallinien dar-

1) Sobald die cylindrischen Säulen einen Querschnitt haben, der sich mit der Länge vergleichen lässt, was z. B. bei Stäben der Fall ist, so ist die Anzahl n der transversalen Schwingungen, je nachdem die Enden frei oder befestigt sind, durch die Wurzeln der transcendenten Gleichung

$$\frac{e^{+k\sqrt{n}} - e^{-k\sqrt{n}}}{2} \cos k\sqrt{n} \pm 1 = 0$$

gegeben; die Intensität jedes Tones hängt übrigens von den Functionen ab, die die Anfangsbedingungen der Bewegung bestimmen. Die Werthe dieser Wurzeln, die nicht ohne Aehnlichkeit mit den Intervallen gewisser Spectrallinien sind, nähern sich in unbestimmter Weise dem Ausdrücke

$$k\sqrt{n} = (2i \pm 1) \frac{\pi}{2},$$

wenn i genügend gross wird.

stellen wollte. Ich glaube, man muss im Gegentheil jede vorgefasste Idee über den mathematischen Ausdruck des Phänomens verwerfen und auf experimentellem Wege versuchen, ob nicht specielle Functionen existiren (sie mögen durch die gewöhnlichen Zeichen der Analyse auszudrücken sein oder nicht), die geeignet sind, diese Reihen, deren Regelmässigkeit und Analogie offenbar nicht zufällig sind, unter einem gemeinschaftlichen Gesetz zusammenzufassen.

Von diesem Gesichtspunkte aus verändert sich die Frage, und die Aufgabe besteht darin, zu untersuchen, ob man in allen Spectren nicht einige Strahlengruppen finden kann, die, unabhängig von der chemischen Natur des glühenden Dampfes, einen gemeinschaftlichen Charakter zeigen.

In dieser Gedankenfolge habe ich seit langer Zeit das Studium der sichtbaren und ultra-violetten Spectren unternommen und bin dahin gelangt, zu erkennen, dass es wirklich eine *Categorie spectrale* Linien von so bestimmtem Charakter gibt, dass man sie nicht mit den andern verwechseln kann; dies sind die spontan umkehrbaren Linien, die ich im Jahre 1871¹⁾ beschrieben, und deren Vorhandensein ich in den meisten Spectren metallischer Dämpfe nachgewiesen habe. Wie ich gleich zeigen werde, scheint es mir möglich, aus der gemeinschaftlichen Anordnung ihrer Gruppierung eine dieser experimentellen Functionsformen zu bestimmen, die den genannten Bedingungen entspricht. Ich gebe in folgendem eine Darstellung der Thatsachen.

Merkmale der spontan umkehrbaren Linien.

Sie sind den Physikern bekannt und wurden zum ersten male bei der Verbrennung des Natrium von Fizeau beobachtet; ich werde nur wenig davon zu sagen haben. Ein weissglühender Dampf gibt bei schwacher Dichtigkeit und niedriger Temperatur eine gewisse Ausstrahlung, welche bei spectraler Beobachtung einer bestimmten, glänzenden, aber sehr feinen Linie entspricht; lässt man nach und nach die Temperatur und die Dichtigkeit des Dampfes anwachsen, so nimmt die Linie an Intensität und Breite zu und wird ein wirklicher, leuchtender Streifen mit verwischten Rändern; bald sieht man in diesem Streifen eine dunkle Linie an der Stelle der ersten feinen Linie entstehen; schliesslich verbreitert sich der Streifen in unbestimmter Weise, behält aber die dunkle Linie bei, die sich ebenfalls in demselben Verhältnis verbreitert. Auf dem durch das Verschwinden des Streifens entstehenden, leuchtenden Grunde vergehen auch die nicht umkehrbaren Linien vollständig.

1) C. R. vol. LXXIII p. 332.

Diese Erscheinungen, die man in den sichtbaren Spectren der meisten flüchtigen Metalle mit Hilfe des Inductionsfunken beobachten kann, bieten bei Anwendung des elektrischen Bogens enorm gesteigerte Verhältnisse dar, namentlich in der Region des Ultra-Violett. Ich erinnere besonders an die Linie $\lambda = 228,85$ des Cadmiums; diese Linie, die mit dem Inductionsfunken äusserst schwach erscheint, verbreitert sich im Bogen, bis sie fast das ganze photographische Spectrum einnimmt; die dunkle Linie, die das Centrum bildet, gelangt endlich dahin, sich über die Hälfte des Zwischenraums zwischen den Linien 23 und 24 (nach der Bezeichnung von Mascart) auszudehnen, während diese letzteren fast vollständig verschwinden. Man kann auch noch die Linie $\lambda = 209$ des Zinkes anführen; ebenso zwei Componenten der vierfachen Linie des Magnesium, $\lambda = 280$ und die schönen Reihen des Aluminium und des Thallium, die später erwähnt werden.

Verschiedene Forscher, in erster Linie die Herren Liveing und Dewar, haben unter den verschiedensten Bedingungen eine grosse Anzahl von merkwürdigen Umkehrungen beobachtet. Die interessantesten sind diejenigen des Wasserstoffs im sichtbaren Spectrum, und im Ultra-Violett die Linie $\lambda = 285$ des Magnesium, die man beim Verbrennen dieses Metalls an der Luft leicht beobachten kann. Es ist noch zu bemerken, dass die langen Linien, die von einigen Spectroscopisten etwas willkürlich erklärt werden, häufig in die Kategorie der spontan umkehrbaren Linien gehören.

Es ist kaum nöthig, zu erinnern, dass die gewöhnlichen Gesetze der Absorption und der Abkühlung genügen, diese Erscheinungen in allen Einzelheiten zu erklären; doch muss bemerkt werden, dass, wenn die Theorie auch die Möglichkeit der Umkehrung einer gegebenen Linie voraussieht, sie uns doch nichts über die Eigenthümlichkeit gewisser Ausstrahlungen sagen kann, die unter gewissen Bedingungen die Umkehrung mit Ausschluss der andern darbieten; diese Eigenthümlichkeit scheint mir ein neues und charakteristisches Merkmal zu sein.

Es wäre schwer zu sagen, welches im allgemeinen die günstigsten Bedingungen der Temperatur, des Druckes und der Dichtigkeit zum Hervorrufen dieses besondern Emissionsvermögens sind. Durch das Weissglühen der Dämpfe durch den elektrischen Bogen in einem mehr oder minder begrenzten Raum erreicht man die directe Verbrennung; aber es ist klar, dass es nöthig ist, diese Bedingungen genau festzusetzen und dass sie durch die verschiedenen Hilfsmittel, mit welchen man die Emissions-Spectren hervorbringt, nur mangelhaft erfüllt werden. Wie unvollkommen diese Hilfsmittel auch sein mögen, so wird sich in den folgenden Bemerkungen die Wichtigkeit dieser Anordnung doch noch deutlicher zeigen.

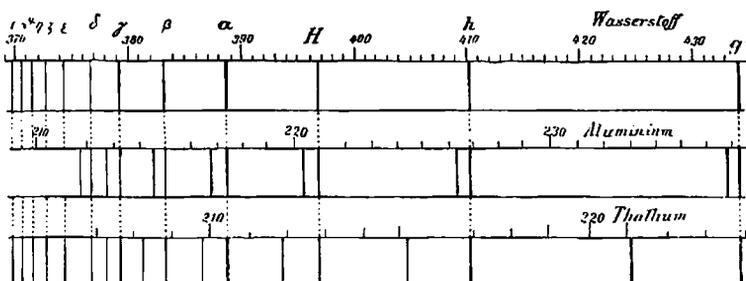
Die eigenthümliche Anordnung der spontan umkehrbaren Liniengruppen.

Wenn man auf verschiedenen Photographien¹⁾ die Liniengruppen, welche mit einer eigenthümlichen Regelmässigkeit periodisch wiederkehren, betrachtet, so erkennt man sehr häufig, dass eben diese Gruppen der Kategorie der spontan umkehrbaren Linien angehören, denn die einen sind umgekehrt und die andern im Begriff, es zu werden; bei ein und demselben Metall sind die Umkehrungen mehr oder weniger vollkommen, je nach den Verhältnissen, unter welchen der Versuch gemacht wurde, und ebenso bei verschiedenen Metallen, je nach der chemischen und physikalischen Natur derselben. Auch das Gesetz der Vertheilung dieser Gruppen bietet einen andern, in Bezug auf die Entfernungen und die Intensitäten gemeinschaftlichen Charakter dar: die Linien werden gegen die brechbarere Seite hin immer enger und ihre Intensität wird fortwährend geringer. Dieser Charakter ist um so auffallender, je grösser die Anzahl der umgekehrten Linien ist und je einförmiger das Feld ist, von dem sie sich abheben; es scheint, dass das Spectrum durch Erhöhung der Temperatur ein begrenztes Ansehen erlangen kann, man sieht dann nur einen fortlaufenden glänzenden Grund, von dem alle Linien ausser diejenigen der regelmässigen Reihenfolge der spontan umkehrbaren Linien verschwunden sind. Auf diese, in gewissem Sinne begrenzte Anordnung des Spectrums möchte ich die Aufmerksamkeit der Forscher lenken. Die Zahl der metallischen Spectren, welche eine regelmässige Reihenfolge von spontan umkehrbaren Linien auf continuirlichem Grunde geben, ist eine ziemlich grosse; aber die schönsten Reihen, die ich beobachtete, erhielt ich durch zwei Metalle, welche man, wenigstens vom chemischen Standpunkte aus, nicht so nahe an einander vermuthen sollte; diese sind das Aluminium und das Thallium, deren Aequivalente an den entgegengesetzten Enden der Reihe der Grundstoffe stehen.

Beifolgende Figur gibt eine Idee von der Vertheilung dieser umgekehrten Linien; man sieht daraus, dass sie in jedem Spectrum

1) Die photographischen Abdrücke haben den Vortheil, eine Gesamtansicht darzubieten; mit dem Apparat, dessen ich mich bediene (Halbprismen aus Rechts- und Links-Quarz, achromatische Linse aus Flussspath), erhält man auf demselben Abdruck mit hinreichender Genauigkeit das Gesamtbild des violetten und ultravioletten Spectrums; die Reducirung auf die Scala der Wellenlängen kann man mit Hilfe eines Vergleichsspectrums machen, welches aus den Linien des Cadmium, Zinkes und Aluminiums zusammengesetzt wird, deren Wellenlängen ich mit grosser Sorgfalt bestimmt habe (*J. de Ph. [1]* vol. X p. 425); man erhält dieses Hilfsspectrum mittels eines Inductionsfunken, der zwischen zwei Spitzen, die aus einer Legirung von gleichen Gewichtstheilen dieser drei Metalle gemacht sind, überspringt.

Reihen von Paaren bilden, welche in der oben erwähnten Weise nach Distanz und Intensität angeordnet sind.



Die Scala gibt die Wellenlängen (Einheit: Millionstel Millimeter).

Die erste Reihe repräsentirt die dunklen Linien des violetten und ultravioletten Spectrums der weissen Sterne nach den Messungen Dr. Huggin's (C. R. vol. XC p. 72): es ist dies das Spectrum des Wasserstoffs.

Die zweite stellt eine doppelte Reihe umgekehrter Linien im ultravioletten Spectrum des Aluminiums dar (elektrischer Bogen); der Maassstab der Zeichnung ist derartig, dass die homologen Linien der ersten Reihe (die erste Linie jeden Paares) mit G' und δ zusammenfallen; man könnte mit der zweiten Reihe (zweiten Linien) ebenso verfahren. Diese Art der Darstellung ersetzt auf das Vortheilhafteste die numerischen Tabellen und bestätigt die beiden folgenden empirischen Formeln:

$$\text{erste Reihe } \lambda_1 = 47,30 + 0,43783 h,$$

$$\text{zweite Reihe } \lambda_2 = 47,18 + 0,43678 h,$$

welche die Wellenlänge jeder Linie als Function der Wellenlänge h der correspondierenden Linie des Wasserstoffs geben; der Unterschied zwischen der Berechnung und der Beobachtung ist von der Grössenordnung der Versuchsfehler.

Die dritte Reihe stellt eine doppelte Reihe umgekehrter Linien im ultravioletten Spectrum des Thallium dar (elektrischer Bogen); der Maassstab der Zeichnung ist der obige; die empirischen Formeln, welche diese beiden Reihen repräsentiren, sind folgende:

$$\lambda_1 = 94,61 + 0,29776 h,$$

$$\lambda_2 = 111,31 + 0,75294 h.$$

Die Analogie mit der Vertheilung der Linien des Wasserstoffs.

Ich will mich nicht damit aufhalten, die unfruchtbaren Versuche numerischer Rechnungen aufzuzählen, die ich unternommen habe, um jede dieser Reihen durch Substituierung von einer Reihe ganzer Zahlen als eine einfache Function darzustellen; ich will nur erwähnen, dass ich diese Versuche aufgab, als die schöne Entdeckung Dr. Huggins', die Spectren der weissen Sterne betreffend, meine Aufmerksamkeit plötzlich auf diesen Gegenstand lenkte. Diese Spectren zeigen eine Reihe dunkler, d. h. umgekehrter Linien, die genau den Bedingungen in Bezug auf Entfernung und Intensität entsprechen, welche in den Spectren metallischer Dämpfe die spontan umkehrbaren Linien charakterisiren, auch erweitern dieselben die Reihe der wohlbekannten Linien C , F , G' , h des Wasserstoffs; man konnte also voraussetzen, dass die

ganze Reihe einen Theil davon bilden würde, was seitdem durch die Arbeiten Vogel's bestätigt wurde, ohne jedoch alle Ungewissheit zu beseitigen. Das Interesse an dieser Identificirung war so gross, dass ich selbst es unternahm, sie zu bestätigen, was mir aber erst vor kurzer Zeit möglich war.¹⁾ Der Versuch ist nicht ganz ohne Schwierigkeit; ich musste die grösste Vorsicht anwenden, um alle Unreinigkeiten aus dem Wasserstoffgas zu entfernen, erst nach und nach verschwanden alle fremden Linien und endlich gelang es mir, Photographien zu erhalten, welche die Reihenfolge der Linien des Sternenlichtes in vollkommener Reinheit zeigten. Ich erlaube mir, einige dieser Abdrücke der Akademie vorzulegen.

Das Spectrum des Wasserstoffs ist das erste auf der beigelegten Zeichnung; die Vergleichung ist durch die Wahl des Maassstabes erleichtert, man erkennt auf diese Weise durch blosses Ansehen die Gleichheit des Gesetzes der Vertheilung der Linien bei allen drei Spectren. Man könnte ebenso auch zusammengesetztere Gruppen vergleichen, wie z. B. diejenigen des Magnesium, des Zinkes, des Natrium etc.; die einzige Schwierigkeit besteht darin, die Uebereinstimmung dieser Gruppen herbeizuführen; dahin gelangt man jedoch augenblicklich durch eine sehr einfache graphische Construction. Daraus lässt sich folgender Schluss ziehen, der das Resultat meiner Untersuchungen zusammenfasst: In den metallischen Spectren bieten gewisse Reihen von spontan umkehrbaren Linien merklich dieselben Gesetze der Vertheilung und der Intensität dar, wie die Linien des Wasserstoffs.²⁾

Es ist nicht nöthig, länger über die Wichtigkeit dieses Resultates zu sprechen; es beweist augenscheinlich die Existenz eines Gesetzes, das von allgemeiner Bedeutung ist. für das Emissionsvermögen metallischer weissglühender Dämpfe, andererseits geht auch daraus hervor, dass dieses Gesetz der Aufeinanderfolge der Spectrallinien, ein Gesetz, dem sehr viele Reihen unterworfen sind, durch ein und dieselbe Function ausgedrückt werden kann, welche man die Wasserstoff-Function nennen könnte und welche eines Tages eine hervorragende Rolle bei diesen Untersuchungen spielen wird; durch das vorliegende Resultat scheint mir der erste Schritt zur Lösung der grossen Aufgaben gemacht zu sein, welche sich der Spectroscopie darbieten.

1) Mit gefälliger Hilfe des Hrn. Alvergniat.

2) Andere Linienreihen naheliegender Kategorien scheinen ebenso diesem Gesetz zu unterliegen; nichtsdestoweniger beschränke ich mich für heute auf den oben ausgesprochenen Schlusssatz, obwohl ich auf diese Weise Gefahr laufe, dass ich den spontan umkehrbaren Linien grössere Wichtigkeit zuzuschreiben scheine, als sie in Wahrheit haben.

SEPARATABDRUCK

AUS DEM

REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

D^r F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.

Notiz über die Anfertigung von Wasserstoffröhren¹⁾.

Von

A. Cornu.

Alle Physiker wissen, wie schwierig es ist, Wasserstoffröhren mit Ausschluss aller fremden Substanzen zu erhalten; nach langen Versuchen ist es mir gelungen, Wasserstoffröhren herzustellen, die nur Spuren von Unreinheiten enthalten, welche bei längerer Fortsetzung meines Verfahrens sicher ganz verschwinden würden.

Man hat Vorsichtsmaassregeln verschiedener Art zu treffen:

1. Man muss die Apparate, durch welche die Elektrizität strömen soll oder kann, möglichst weit von der Quecksilberpumpe entfernen; um dies zu erreichen, stellt man die Verbindung mittels einige Meter langen Glasröhrenfedern her; diese letzteren verbinden Röhren grösseren Durchmessers miteinander, welche zuerst Schwefel (so geruchlos als möglich) und dann Kupfer enthalten; der Schwefel absorbiert den Quecksilberdampf und das Kupfer den Schwefel. Um die Enden des Apparates von einander zu isoliren, schaltet man in einem der Zwischenräume ein Barometer ein, dessen Röhre am oberen Ende U-artig gebogen und dessen Schale beweglich ist, um ein Abschlussventil zu bilden. In den auf diese Weise isolirten Theil bringt man ein anderes Barometer mit einer weiten Röhre, an dessen unterem Ende sich eine seitliche Röhre *PR* befindet, welche fast capillar ist und durch die man die Gase, die man reinigen will, einführt.

Es ist kaum nöthig zu sagen, dass alle Theile des Apparates ebenso wie das Quecksilberventil an einander geschmolzen sein müssen und dass alle Kautschukverschlüsse oder selbst alle Verbindungen durch eingeschliffene Gläser (die Fett benöthigen) gänzlich vermieden werden müssen.

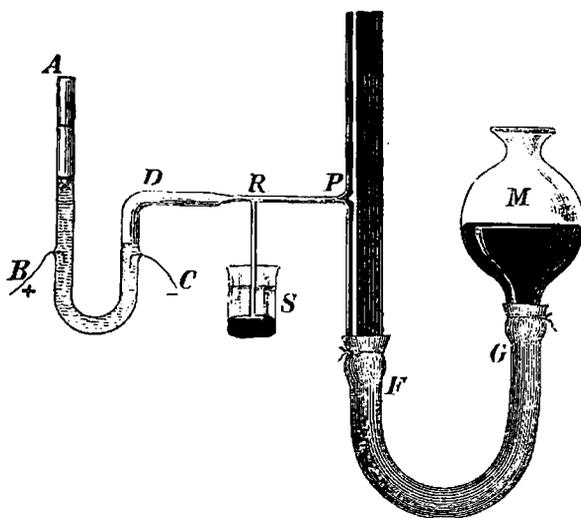
2. Man erzeugt den Wasserstoff durch die Elektrolyse von Wasser, welches mit geschmolzener Phosphorsäure versetzt wurde; das Volta-

1) Vom Herrn Verf. mitgetheilt aus J. de Phys. Januar (1886).

meter wird von einer U-förmig gebogenen Röhre gebildet, die durch *ABCD* dargestellt ist; es wird an die Verbindungsröhre *PR* des Barometers angeschmolzen. An der Stelle *R* ist eine kleine senkrechte Röhre angeschmolzen, die in eine kleine, angesäuertes Wasser und Quecksilber enthaltende Schale, eingetaucht ist.

Um ein Gasbläschen in das Barometer und dann weiter in den abgesperrten Theil des Apparates zu bringen, genügt es, die bewegliche Schale des Barometers (welche birnförmig und durch einen Kautschukschlauch mit dem Barometer verbunden ist) mit Vorsicht zu heben.

Das Eintreten des Gases hört auf, sobald man die Schale wieder in ein niedrigeres Niveau bringt; stellt man sie jedoch zu niedrig, so



würde das Quecksilber wie durch einen Heber in das Schälchen *S* abfließen. Beim Beginne des Versuches giesst man etwas angesäuertes Wasser in die Röhre *ABCD* des Voltameters; man fülle sie vollständig bis *R* oder selbst bis *S*, indem man die Schale *S* ein wenig tiefer stellt, weil der Arm *RS* wie ein Heber wirkt. Mit ein wenig Geschicklichkeit gelingt es, alle Luftbläschen zu entfernen, theils durch Bewegung der beweglichen Schale *M* des Barometers, die als Sauger wirkt, theils durch Veränderung des Niveaus in der Röhre *AB*.

Um das Gas herzustellen, lässt man einen Strom von vier oder fünf Bunsen'schen Elementen durch die Drähte *B*, *C* strömen; eines der Gase entweicht durch den offenen Arm *AB*, das andere sammelt sich in *DR*; die Röhre *RS* dient als Sicherheitsröhre.

Um ein Spectrum des Wasserstoffs, frei von fremden Stoffen, zu erhalten, beginne man den Versuch damit, den Apparat so luftleer

als möglich zu machen, bis der Inductionsfunken nicht mehr durch die Salet'schen Röhren, wie man sie zu Spectralbeobachtungen benutzt, hindurchgeht. Nun lässt man einige Wasserstoffbläschen durchgehen, die man nach und nach gereinigt hat. Nun erscheinen gewiss die Streifen und Linien verschiedener Kohlenstoffverbindungen; in der That genügt es, dass der elektrische Strom durch eine innen schlecht gereinigte Röhre gehe oder durch das Fett eines Hahnes, um diese Verbindungen augenblicklich herzustellen¹⁾. Um sich von diesen Unreinheiten zu befreien, wasche man den Apparat mit Ozon; zu diesem Zwecke lässt man den Strom im Voltameter in umgekehrter Richtung gehen, nachdem man den Wasserstoff entfernt hat und füllt den Apparat mit Sauerstoff unter einem Druck von 1^{mm} bis 2^{mm}. Nun lässt man den Funken durch den ganzen durch das Quecksilberventil abgesperrten Theil gehen, indem man die Drähte an zwei Stanniolscheiben befestigt, welche aussen an die Enden der Röhren geklebt sind; von Zeit zu Zeit unterbricht man den Funken, um den Apparat so luftleer zu machen, dass die Elektrizität nicht mehr durchströmen kann.

Nun füllt man den Apparat wieder mit einigen Wasserstoffbläschen und wäscht ebenso mit elektrisirtem Wasserstoff und so fort, abwechselnd mit Wasserstoff und Sauerstoff.

Dieses Verfahren setzt man so lange als nöthig fort; jedesmal wird man finden, dass der Grund, von welchem sich die Wasserstofflinien abheben, dunkler wird; die Beobachtungen kann man mit einem gewöhnlichen Spectroskop machen, oder noch besser mit einem photographischen Spectroskop, dessen Angaben in Bezug auf die Intensität der Linien der Kohlenstoffverbindungen in den violetten und ultravioletten Regionen viel genauer sind.

Auf diese Weise gelang es mir mit Hilfe von Salet'schen Röhren²⁾ die angeführten Reihen photographischer Spectren zu erhalten, und obwohl die letzten Spuren der Unreinheiten noch sichtbar waren; habe ich doch die Ueberzeugung erlangt, dass es möglich ist, diese Spuren vollständig zu vermeiden, wenn man das angezeigte Verfahren lang genug fortsetzt. In den auf diese Weise gereinigten Röhren ist der Glanz der Wasserstofflinien wahrhaft bewunderungswürdig.

1) Ich beobachtete dieses Phänomen zum ersten Male unter sehr instructiven Verhältnissen: als das Spectrum des Wasserstoffes ziemlich rein war, löste sich zufällig einer der Drähte der Inductionsrolle ab; augenblicklich füllte sich der Apparat mit einem leuchtenden rosigen Schein, welcher aber nach wenigen Secunden in Weiss überging. Als der Draht der Rolle sich wieder an seinem Platz befand, war das Spectrum des Wasserstoffes mit fremden Streifen und Linien erfüllt. Ich habe seither diesen Versuch wiederholt und unglücklicherweise ist er mir nie misslungen.

2) Röhren mit Aluminiumelektroden geben mehr Glanz, aber sind schwieriger zu reinigen.

*Corme et Potier
Loi de Verdet
Jan 1886*

SEPARATABDRUCK

AUS DEM

REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

DR F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.

Experimentelle Bestätigung der Giltigkeit des Verdet'schen Gesetzes in Richtungen nahezu normal auf die Kraftlinien¹⁾.

Von

A. Cornu und **A. Potier**.

Durch Einen²⁾ von uns wurde unter strenger Anwendung des Verdet'schen Gesetzes die Existenz einer eigenthümlichen Doppelbrechung theoretisch aufgestellt, welche isotropen, in einem magnetischen Felde befindlichen Körpern eigen ist, und welche einer Richtung senkrecht auf die Kraftlinien folgt.

Da das Verdet'sche Gesetz bisher nur in den Richtungen bestätigt wurde, wo das magnetische Rotationsvermögen noch bemerkbar ist, und da die strenge Giltigkeit dieses Gesetzes selbst bezweifelt wurde³⁾ so schien es uns nöthig, den Beweis so weit als möglich zu führen, d. h. bis zu den Richtungen, wo die Rotation verschwindet. Der Zweck dieses Beweises ist, ausser dem Interesse an diesem physikalischen Gesetz, zu beweisen, dass die beiden Theile der magnetischen Wellenoberflächen einander unter einem bestimmaren Winkel treffen und dass sie eine streng sphärische Form haben.

Faraday hat entdeckt, dass die magnetische Rotation ω in der Richtung senkrecht auf die Kraftlinien aufhört und das Vorzeichen wechselt, wenn das Lichtbündel von einer Seite dieser Richtung auf die andere geht; daraus folgt, dass der Winkel ω nothwendigerweise eine ungerade Function des Winkels β sei, welchen das Lichtbündel mit der Richtung senkrecht auf die Kraftlinien bildet:

$$\omega = b\beta + c\beta^3 + \dots \quad (1)$$

1) Von den Herrn Verf. mitgetheilt aus C. R. vol. CII. Februar 1886.

2) C. R. vol. XCIX p. 1045.

3) Wiener Akad. Bd. 90 December 1884. Die Deformation der Wellenfläche in einem magnetischen Felde; von E. v. Fleischl. Die Zahlen der Verdet'schen Versuche haben den Autor veranlasst, das Gesetz des Cosinus nur als erste Annäherung zu betrachten und dem Ausdruck dieses Gesetzes noch eine Correctur anzufügen.

Die Frage ist nun, ob dieser Ausdruck β wirklich existirt: aus der Existenz dieses Ausdruckes lässt sich in der That folgern (wie leicht gezeigt werden kann), dass die beiden Flächen sich unter einem bestimmbaren Winkel, der b proportional ist, durchschneiden.

Wenn das Verdet'sche Gesetz richtig ist, so existirt dieser Ausdruck, denn man kann die Gleichung dieses Gesetzes folgendermaassen schreiben:

$$\omega = a \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) = a \sin \beta = a \left(\beta - \frac{\beta^3}{6} + \dots\right) \quad (2)$$

Man sieht, dass der Coefficient b kein anderer ist als a oder derjenige, welcher im Gesetz des Cosinus vorkommt: es handelt sich also darum, durch die Untersuchungen diese Gleichheit zu beweisen.

Man sieht auch, dass in den Richtungen, in der Nähe von $\beta=0$, das Cosinusetz in das Gesetz der Proportionalität zum Winkel β übergeht; der Fehler, der durch diese Annäherung entsteht, beträgt $\frac{\beta^3}{6}$ eine sehr kleine Grösse, geringer als $\frac{1}{1000}$ innerhalb der Grenzen $\beta = \pm 4^\circ 27'$.

Die zu lösenden experimentellen Schwierigkeiten sind folgende:

1. Ein magnetisches Feld herzustellen, welches, intensiv genug ist, um die Rotationen mit hinreichender Sicherheit messen zu können. Um dies zu erreichen, muss man offenbar die transversalen Dimensionen des magnetischen Feldes ziemlich gross machen, um die Rotation durch die Länge der durchlaufenen Strecke vervielfältigen zu können.

2. Man muss suchen, das magnetische Feld in dem benutzten Theil merklich gleichmässig herzustellen.

Diese beiden Bedingungen sind einander beinahe entgegengesetzt, wenn man so beschränkte Hilfsmittel zu Gebote hat wie wir; nichtsdestoweniger versuchten wir, sie zu erfüllen, und zwar mit einer Elektrizitätsquelle geringer Intensität (eine Gramme'sche Maschine, type d'atelier, und 30 Accumulatoren) und einem elektromagnetischen Apparat von beschränkten Dimensionen.

Der ersten Bedingung wurde genügt durch die Herstellung eines eigenthümlichen Elektromagneten von sehr verlängerter Form, mit dicken Windungen um den centralen Kern, ähnlich dem hohlen Elektromagneten von Nickles, ein Unterschied tritt nur ein in Bezug auf die Form jenes Theiles, wo der Draht aufgewickelt ist; diese wurde mit Rücksicht darauf berechnet, dass mit einem bestimmten Gewichte Kupfers das Maximum des magnetischen Effectes an der Aussenfläche des Kernes erreicht wurde. Zwei gleiche Elektromagnete wurden einander gegenüber in einer kleinen Entfernung aufgestellt; die freien

Oberflächen der Kerne von weichem Eisen haben eine Länge von ungefähr $0,32^m$ und eine Höhe von $0,03^m$; der Raum zwischen diesen Oberflächen bildet ein Feld, dessen mittlere Intensität¹⁾ 6000 Einheiten C. G. S. beträgt bei einer Entfernung von $0,013^m$. Bei grösseren Entfernungen steht die Intensität merklich in umgekehrtem Verhältnis der Entfernung der Pole.

In diesem magnetischen Felde von einer horizontalen Länge von $0,32^m$ befand sich eine Röhre, die mit einer gesättigten Lösung von rothem Quecksilberjodid und Jodcalium (Thoulet's Flüssigkeit) gefüllt ist, deren Rotationsvermögen dreimal so gross ist als von Schwefelkohlenstoff²⁾; diese Röhre war um eine verticale Achse beweglich und konnte alle Neigungen bis zu 5° auf beiden Seiten der Mittellinie des Feldes annehmen; mit einer Länge von $0,30^m$ erreichte man bei den äussersten Neigungen eine einfache Rotation von $+ 9^\circ$, welche bis ungefähr auf $\frac{1}{200}$ gemessen wurde³⁾.

Die zweite Bedingung, in Bezug auf die Gleichförmigkeit des Feldes ist schwer zu erfüllen; die ersten Versuche zeigten uns in der That, dass sich das Verdet'sche Gesetz nur ungenau bestätigte (siehe die Endnote); sollte man nun diese Abweichungen der Ungenauigkeit des physikalischen Gesetzes oder der ungenügenden Erfüllung der theoretischen Bedingungen zuschreiben? Offenbar war es nicht möglich, bei der geringen Ausdehnung der Pole eine Gleichförmigkeit des Feldes zu erreichen; man konnte ihnen wohl noch zwei breite Armaturen anfügen, aber bei einer Vergrösserung der Oberfläche nimmt die Intensität des Feldes fast im umgekehrten Verhältnis mit dem Flächeninhalt der Armaturen ab; die Alternative, vor der wir standen, war: ungenügende Gleichförmigkeit oder ungenügende Intensität des Feldes.

1) Man kann sie berechnen durch den galvanischen Impuls δ des Inductionstromes, der durch eine Rolle mit der Oberfläche S (in Quadratcentimetern) erzeugt wird, welche sich um eine Axe senkrecht auf die Kraftlinien dreht. Die Intensität M wird gefunden durch

$$M = \delta \frac{C \cdot E \cdot R}{S \delta} 10^2.$$

Das Galvanometer wurde calibrirt durch die Beobachtung des Stosses δ der von der Entladung eines Condensators von C Mikrofarad herrührte; letzterer wird durch eine Säule von der elektromotorischen Kraft E Volt geladen, während der Widerstand des Galvanometers R Ohm beträgt.

2) Die Lösung von borwolframsauren Cadmium, welche Herr Klein uns verschaffen wollte, hat nur ein Rotationsvermögen, welches um 10% grösser ist als das des Wassers, ungeachtet ihrer grossen Dichtigkeit (3,4) und ihres grossen Brechungsindex (1,67).

3) Wurde diese Säule von $0,30^m$ im magnetischen Feld in der Mittelrichtung, wo das Rotationsvermögen gleich Null ist, aufgestellt, so zeigte sich keine Spur einer Doppelbrechung.

Glücklicherweise ist die wirkliche Gleichförmigkeit des Feldes nicht unbedingt nöthig, um die gewünschten Beweise zu finden; dies folgt aus folgendem theoretischen Satz (Maxwell, *Electr. and Magn.*, vol. 2 p. 808):

Nach dem Gesetz von Verdet hängt der Winkel, um welchen sich die Polarisationssebene eines Lichtbündels zwischen zwei Punkten einer geradlinigen Bahn in einem magnetischen Felde dreht, nur von den Werthen des magnetischen Potentials an den beiden Endpunkten der Bahn ab.

Dieser Rotationswinkel ist gleich dem Product der Potentialdifferenz an den beiden Enden der Bahn in die elektro-optische Constante des Mittels¹⁾.

Zur Bestätigung des Gesetzes genügt es also, die Gleichheit der Rotationen zu beweisen, die in zwei Säulen von ungleicher Länge stattfinden, deren Endpunkte jedoch entsprechend in denselben äquipotentiellen Oberflächen liegen.

Wenn in einer geeignet ausgewählten Ebene die äquipotentiellen Linien gerade und parallel sind, so wird das Verhältnis der Längen e , e der beiden, dieselben beiden äquipotentiellen Linien berührenden Säulen folgendes sein:

$$e \sin \beta = e_1 \sin \beta_1 \quad (3)$$

(β und β_1 bezeichnen die Winkel der beiden Säulen mit der Richtung dieser Linien) als ob das Feld wirklich gleichförmig wäre.

Diese Bedingung kann auch in der horizontalen Symmetrieebene der Pole erfüllt werden, wenn deren Entfernung im Verhältnis zu ihrer Länge eine kleine ist. Man kann dies experimentell beweisen durch Erzeugung der magnetischen Figur; Eisenfeilspäne, auf einen Carton gestreut, der mit dieser Ebene zusammenfällt, zeichnen

1) Die Rotation $d\omega$, welche durch das Durchlaufen des Elementes dS hervorgerufen wird, ist der Componente der magnetischen Wirkung proportional

$$d\omega = A dSM \cos \alpha;$$

aber $M dS \cos \alpha$ ist auch die elementare Arbeit dV der elektromotorischen Kräfte auf die Einheit der magnetischen Masse, welche dS durchläuft; die totale Rotation ist also:

$$\omega = A \int_{S_0}^{S_1} dSM \cos \alpha = A \int_{V_0}^{V_1} dV = A (V_1 - V_0);$$

das magnetische Potential in einem Punkt ist die Arbeit der magnetischen Kräfte auf die Masse Eins, die aus der Unendlichkeit zu diesem Punkt kommt, und wenn diese Arbeit nur von den beiden Endpunkten der Bahn abhängt, so ist der oben angeführte theoretische Satz bewiesen.

die Kraftlinien oder orthogonale Bahnen zu den äquipotentiellen Linien; man erkennt, dass die Fäden bis in die Nähe der Enden der Pole geradlinig sind.

Der Versuch wurde ausgeführt, indem in der horizontalen Symmetrieebene der Elektromagneten eine mit der Quecksilberjodidlösung gefüllte Röhre befestigt wurde, welche in ihrer Mitte einen zehnmal kürzeren Querarm hatte; man beobachtete nun die Rotation durch den langen Arm e unter verschiedenen Neigungen β bezüglich der Mittellinie des Feldes, und ebenso durch den kleinen Arm e_1 , der parallel zu den Kraftlinien gestellt wurde ($\beta = 90^\circ$). Der Beweis reducirt sich darauf, zu constatiren, dass die besondere Neigung β , welche dieselbe Rotation in beiden Armen herbeiführt, der Gl. 3 genüge.

Wir lassen hier unsere letzte Beobachtungsreihe folgen, in welcher sich das oben erwähnte Verhältnis bestätigt findet; es war auch der benutzte Theil des magnetischen Feldes so nahezu gleichförmig, dass der Rotationswinkel der Neigung β merklich proportional blieb. Um dieses Resultat zu erreichen, musste man den grossen Arm auf zwei Drittel der Länge des Feldes reduciren.

Tabelle 1.

Strom doppelte Ablenkung an Galvanometer 2δ	Ablesung der Alhidade an der Röhre	Beobachtet			Correctur für die Wirkung des Glases 2ε	Neigung $\sin \beta$	Resultate			
		Doppelte Drehung der Polarisationsebene		Berechnete Werthe $2\omega'$			Beobachtet - Rechnung			
		transversal $2\omega_1$	longitudinal 2ω					Reducirte Werthe $2\omega_1'$	$2\omega'$	
8,32		9,55		- 0,23		8,96				
8,30	0,35		9,77	- 0,02	0,1064		9,40	9,58	- 0,18	
8,17	1,00		7,08	- 0,02	0,0791		6,91	7,12	- 0,21	
8,09	2,00		3,26	- 0,01	0,0370		3,21	3,32	- 0,12	
7,99	3,00		- 0,36	0,00	- 0,0050		- 0,36	- 0,45	+ 0,09	
7,98		9,01		- 0,22		8,81				
7,70	4,00		- 4,01	+ 0,01	- 0,0471		- 4,16	- 4,24	+ 0,08	
7,65	5,00		- 7,55	+ 0,02	- 0,0892		- 7,87	- 8,02	+ 0,15	
7,58		8 60		- 0,21		8,85				

Monochromatisches Licht einer Kochsalzflamme. — Halbschatten-Polarisator. — Ein Nicol'scher Analysator. — $2\omega_1$ wurde durch in den Kernen angebrachte Löcher beobachtet.

Die Länge der langen Röhre e betrug $20,39\text{ cm}$ der querstehenden $e_1 = 2,01\text{ cm}$. Die Länge der Alhidade der Röhre war h gleich $23,77\text{ cm}$; der Nullpunkt der Neigungen $x_0 = 2,88$. Die Neigung β der Axe der langen Röhre ist gegeben durch $h \sin \beta = x_0 - x$.

Die reducirten Werthe der Rotationen sind durch Proportionalität auf $2\delta_0 = 8,00$ zurückgeführt. Die berechneten Werthe $2\omega'$ sind abgeleitet aus der Formel:

$$2\omega' e \sin \beta = 2\omega'_i e_i;$$

wo $2\omega'_i = 8,87$ (der mittlere Werth von $2\omega'_i$) ist.

Die gesuchte Bestätigung $e \sin \beta = e_i$ kann man in den Resultaten der Tabelle zweimal finden; aus den reducirten Werthen von $2\omega'$ findet man, durch Interpolation die Neigung β der Längssäule e , welche die von der querstehenden Säule e_i herrührende, mittlere Rotation $2\omega_i = 8,87^\circ$ geben würde. Man findet für $\sin \beta$ (durch einfache Proportionalität) zwei Werthe:

$$0,1006 \text{ und } -0,1005,$$

woraus folgt:

$$e \sin \beta = 20,39 \times 0,1006 = 2,052 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{Mittel} \left\{ \begin{array}{l} e_i \text{ (berechnet) } 2,051^{\text{cm}} \\ e_i \text{ (beobachtet) } 2,010^{\text{cm}} \\ \text{Beob.} - \text{Rechn.} - 0,041^{\text{cm}} \end{array} \right.$$

Die Bestätigung trifft also bis auf die Differenz von 2% zu.

Die Colonne der reducirten Werthe $2\omega'$ zeigt eine sehr befriedigende Proportionalität zwischen dem Rotationswinkel und dem Sinus der Neigung; das magnetische Feld war also in dem benutzten Theil fast gleichförmig. Da aber die berechneten Werthe $2\omega'$ immer als absolute Werthe grösser sind als die beobachteten, so kann man daraus schliessen, dass die Gleichförmigkeit noch nicht in der ganzen Ausdehnung des Feldes vollständig erreicht ist, was auch aus einer Vergleichung dieser Resultate mit früheren hervorgeht, wo eine zu grosse Strecke des Feldes benutzt wurde¹⁾.

$$e = 30,00^{\text{cm}}, \quad e_i = 3,06^{\text{cm}}; \quad x_0 = 2,95^{\text{cm}}, \quad \delta_0 = 8,50^{\text{cm}}.$$

Tabelle 2.

Beobachtet					Berechnet				
δ	x	$2\omega_i$	2ω	2ε	$\sin \beta$	$2\omega'_i$	$2\omega'$ beob.	$2\omega'$ ber.	Beob. - Rechn.
8,95	3,00	17,75		-0,34		16,53			
8,85	0,88		16,96	-0,03	0,1081		16,26	17,51	-1,25
8,75	1,00		12,26	-0,02	0,0820		11,89	13,28	-1,39
8,55	2,00		5,57	-1,01	0,0400		5,53	6,47	-0,94
8,55	3,00	16,82		-0,32		16,40			
8,45	3,00		-0,06	0,00	-0,0021		-0,06	-0,33	+0,27
8,40	4,00		-6,00	0,01	-0,0442		-6,06	-7,15	+1,09
8,40	5,00		-12,30	0,02	-0,0862		-12,43	-13,97	+1,54
8,38	5,35		-14,69	0,03	-0,1010		-14,87	-16,35	+1,48
8,30	3,00	16,54		-0,31		16,62			

1) Hier folgt eine Versuchsreihe, die mit einer Röhre von 0,30^m Länge gemacht wurde.

Daraus folgt

$$\begin{aligned}
 c \sin \beta &= 30 \times 0,1097 = 3,29 \text{ cm} \\
 &= 30 \times 0,1115 = 3,35 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} c \sin \beta \\ = 30 \times 0,1115 \end{aligned}} \right\} \text{Mittel} \begin{cases} e_1 \text{ (berechnet)} & 3,32 \text{ cm} \\ e_1 \text{ (beobachtet)} & 3,06 \text{ cm} \end{cases}$$

Beob. — Rechn. = — 0,26 cm

Man ersieht aus der Grösse und dem Vorzeichen der letzten Differenz einen bedeutenden Mangel in der Gleichförmigkeit des Feldes.

Das Verdet'sche Gesetz ist also mit aller Genauigkeit, die unsere Apparate erlauben, bestätigt; die kleinen Abweichungen, welche doch noch bestehen, müssen hauptsächlich der mangelnden Gleichförmigkeit des magnetischen Feldes zugeschrieben werden.

SEPARATABDRUCK

AUS DEM

REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

DR F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.



Ueber das ultraviolette Spectrum des Wasserstoffs¹⁾.

Von

A. Cornu.

Nachdem ich Röhren mit Wasserstoff, der auf die früher beschriebene Weise gereinigt wurde²⁾ hergestellt hatte, war es meine erste Sorge, sie zur Erlangung von Photographien, die genaue Messungen gestatten, zu benutzen. Die Photographien, die ich während der Vorbereitung der Röhren zur Controle der vorschreitenden Reinigung des Gases gemacht hatte, gaben schon eine Grundlage der Messungen mit Hilfe eines Vergleichsspectrums, das aus bekannten Linien gebildet war (durch einen Funken, der zwischen zwei Spitzen einer Legirung aus gleichen Gewichtstheilen Cadmium, Zink und Aluminium übersprang).

Aber diese Spectren zeigen weder genügende Feinheit noch hinreichende Zerstreung, um brauchbare Messungen zu gestatten.

Die entgeltigen Photographien wurden mittels eines Rutherford'schen Gitters und eines Brunner'schen Theilkreises gemacht,

1) Vom Herrn Verf. mitgetheilt aus Journ. de Ph. (2) vol. V August 1886.

2) Vergl. Journ. de Ph. (2) vol. V März 1886 und dieses Rep. Bd. 22 S. 260 (1886) Die dort gegebene Figur und die Beschreibung des Apparates enthalten eine kleine Unrichtigkeit, welche folgendermaassen richtig gestellt werden muss:

Der capillare Theil *RNP*, der an das Ende der Barometerröhre angeschmolzen ist, hat zwei rechtwinkliche Biegungen; in dem Theil *PN* ist das Niveau *N* des Quecksilbers in derselben Horizontalebene wie in der beweglichen Schale *M*.

Durch die Beweglichkeit dieser Schale kann man das Niveau *N* des Quecksilbers in dem capillaren Theil *NP* willkürlich verändern.

Stellt man die Schale *M* genügend tief, so kann man das Niveau des Quecksilbers bis zu dem Punkte *P* bringen, und folglich dringt das Gas in den leeren Raum des Apparates; umgekehrt indem man die Schale hebt, kann man das Quecksilber bis zum Kreuzungspunkt *R* führen, wo man es durch den Zweig *RS*, welcher als Heber wirkt, abfliessen lassen kann. Diesen Abfluss des Quecksilbers muss man zu Hilfe nehmen, um Tröpfchen mit fortzureissen, die in dem Zweig *RNP* oder in *DR* durch die Saugwirkung des raschbewegten Quecksilbers gelangt sein können.

wobei ich denselben Anordnungen folgte welche bei den Messungen der Wellenlängen der sehr brechbaren Linien angewendet wurden (Journ. de Ph. (1) vol. X p. 425). Das Hauptinteresse bestand darin, auf derselben Photographie alle ultravioletten Strahlen des Wasserstoffs zu vereinigen, die zu photographiren möglich sein würde. Da die Intensität der brechbarsten Linien sehr schwach ist, so musste ich mich auf die Anwendung eines Spectrums erster Ordnung beschränken; die Versuche mit Spectren höherer Ordnung gestatteten nicht die brechbarsten Linien zu erreichen; ungeachtet der Vorsicht das intensivste Spectrum zu nehmen, brauchte ich doch drei und eine halbe Stunde Expositionszeit für die Gelatin-Platten, um Photographien zu bekommen, die den Ansprüchen sowohl in Bezug auf die Feinheit der Linien als auch auf die Ausdehnung des Spectrums entsprachen.

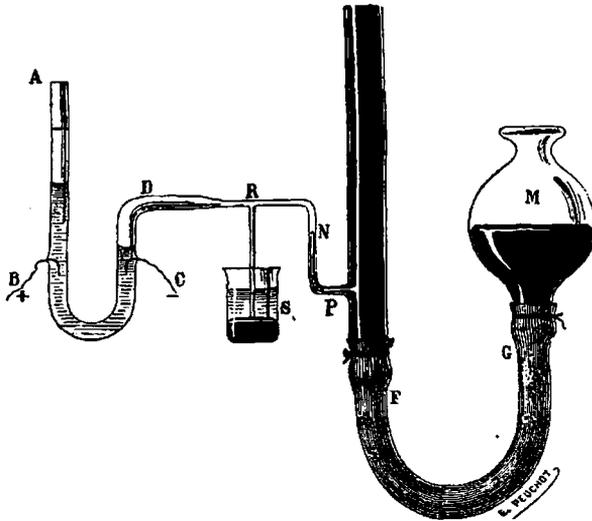


Fig. 1.

Ein vorläufige Prüfung zeigte mir, dass die Reihe der erlangten Linien des gereinigten Wasserstoffs merklich mit denjenigen übereinstimmen, welche Dr. Huggins in dem Spectrum der weissen Sterne entdeckt hat¹⁾; die mikrometrische Prüfung dieser Photographien verschob ich damals auf spätere Zeit; kürzlich konnte ich diese Prüfung endlich vornehmen, deren Resumé ebenso wie die numerischen Resultate hier folgen; vorher erlaube ich mir eine gedrängte Beschreibung der Beobachtungsmethoden und der verwendeten Apparate zu geben.

1) C. R. vol. XC p. 72.

Optischer Apparat. — Das Rutherford'sche Gitter auf Glas in diesem Fall von Silber befreit¹⁾, wurde mit der geritzten Seite zur Reflexion verwendet und die Rückseite mit einer Firnisschicht geschwärzt.

Die Stellung auf dem Tisch des Goniometers muss der normalen Diffraction des ersten rechten Spectrums für die mittlere Region desselben entsprechen.

Der entsprechende Einfallswinkel i wird durch folgende Formel berechnet:

$$a(\sin i + \sin \delta) = n\lambda$$

in welcher $n = 1$, $\delta = 0$, $\lambda = 390$ und $a = 2935,2$ ist. (Die Einheit ist ein Millionstel des Millimeters.) Man findet also

$$i = 53^\circ 5'$$

woraus sich der Winkel, den das zurückgeworfene Bündel mit der Richtung des aus dem Collimator tretenden Bündels bildet, folgendermassen berechnet:

$$180^\circ - 2i = 73^\circ 50'.$$

Der capillare Theil der Wasserstoffröhren, der durch den Inductionsfunken erleuchtet war, wurde parallel zur Spalte des Collimators aufgestellt und zwar in sehr kleiner Entfernung; die Erleuchtung wurde durch den Funken einer Inductionsrolle von 50^{cm} hervorgebracht, welche durch acht Bunsenelemente in Thätigkeit gesetzt wurde.

Die entgeltigen Photographien erhielt ich mit den Röhren Nr. 20, 21, 24; die glänzendste war Nr. 21 mit Aluminiumelektroden; die beiden anderen, Nr. 20 und 24 mit Hüllen von Stanniol nach der Anordnung von Herrn Salet, waren weniger gelungen; aber die Reinigung des Gases scheint vollkommener darin zu sein, da die dem Sternenspectrum fremden Linien darin weniger sichtbar waren.

Bemerkung über den Einfluss des Stoffes der Röhren. In Bezug auf die Photographie ist die Dicke der Glasröhre, welche

1) Man vergrössert die Intensität des Spectrums der Glasgitter bedeutend durch die Versilberung der geritzten Oberfläche; beobachtet man nun die gebeugten Bündel an der Innenfläche, so müssen sie zweimal durch die Dicke des Glases gehen; die an der äusseren Fläche reflectirten Bündel nehmen an dieser Vergrösserung der Intensität keinen Theil; es ist daher vortheilhaft für gewöhnlich das Gitter durch eine Waschung mit verdünnter Salpetersäure von der Versilberung zu befreien, wenn man die von Glas absorbirten ultravioletten Strahlen beobachten will.

Geht man vorsichtig vor, so scheinen die selbst wiederholt vorgenommenen Ver- und Entsilberungen dem Gitter nichts zu schaden; man muss nur die geritzte Oberfläche sanft in der Richtung der Furchen mit Baumwolle reiben, welche man vorher mit der zum Waschen nöthigen Flüssigkeit getränkt hat.

die ultravioletten Strahlen durchlaufen müssen, ein Grund zur Absorption, welcher hinreicht die brechbarsten Strahlen unsichtbar zu machen. Ich habe kein einfaches Mittel gefunden, diesen Schaden zu verbessern.

Die Verdünnung der Röhre durch Planschleifen, die ziemlich ausführbar ist, lässt die cylindrische Linse, die die capillare Röhre natürlicher Weise bildet, verschwinden, und verringert in sehr merklicher Weise den sichtbaren Durchmesser des leuchtenden Fadens und folglich auch die Menge der nutzbaren Ausstrahlung; verschiedene Versuche in dieser Richtung haben keine merkliche Verbesserung ergeben; übrigens habe ich sie nicht sehr weit verfolgt, da ich bald erkannte, dass die zu beobachtenden Ausstrahlungen nicht diejenigen sind, die von dem Glas energisch absorbiert werden; ich habe mich sogar durch einen directen Versuch überzeugt, dass eine geringe dicke gewöhnlichen Glases (Crown-glas) auf die betreffenden Strahlen einen verhältnismässig unbedeutenden Einfluss ausüben.

Der Versuch besteht darin, das Spectrum des Lichtes der Wolken durch gewöhnliche Fensterscheiben zu photographiren. In einer halben Stunde hat man mit Gelatinplatten das Spectrum des Sonnenlichtes. Man erkennt darin alle charakteristischen, dunklen Linien bis über r hinaus, d. h. über $\lambda = 314$. Da das Wasserstoffspectrum, um welches es sich handelt, nicht über $\lambda = 370$ hinausgeht, so ist der schädliche Einfluss des durchlaufenen Glases ein sehr geringer und kann leicht durch eine längere Dauer der Expositionszeit ausgeglichen werden¹⁾.

Einstellung. Die Einstellung des Gitters, des Collimators und des Fernrohrs lässt sich zuerst auf optischem Wege bewerkstelligen, indem man eine Natriumflamme, den in einer anderen Arbeit angegebenen Regeln gemäss verwendet (Ann. de l'Ecole Normale (2) vol. IX p. 21). Man ersetzt das Ocular des Fernrohrs durch den photographischen Plattenträger, indem man den Unterschied der Einstellung bestimmt, der den gleichen Strahlen entspricht. Da die Flussspatobjective merklich achromatisch sind, so bleibt die Einstellung für eine beträchtliche Ausdehnung der Brechbarkeit constant; dies kann man feststellen, indem man methodisch, Millimeter für Millimeter die Einstellung des Fernrohrs sucht, die das Maximum der photographischen

1) Dieser Schluss, der nach dem Vorhergegangenen etwas unsicher erscheint, wird vollkommen klar, wenn man bedenkt, wie rasch sich das Absorptionsvermögen des Glases mit der Brechbarkeit der Strahlen ändert: diese Function, an verschiedenen durchsichtigen Substanzen sehr genau geprüft, hat sich als eine Exponentialfunction der Wellenlänge ergeben, wie dies aus einer Reihe von Versuchen hervorgeht, deren Details man in den C. R. du Congrès de Blois, 1884; Mém. p. 103 findet.

Schärfe der Diffractionsspectren gibt; wenn man eine merkbare Veränderung in der Stellung des Brennpunktes des photographischen Fernrohrs in Betreff des Brennpunktes der sichtbaren Strahlen bemerkt, so kann man sie halb durch die Einstellung des Fernrohrs und halb durch die des Collimators ausgleichen.

Die photographischen Platten (käufliche Bromgelatineplatten) haben 5^{cm} Länge und 3^{cm} Höhe; sie bilden ein Feld von mehr als 2° Breite, mit genügender Schärfe.

Die Abdrücke zeigen ausser den von den Wasserstoffröhren herrührenden Spectrallinien diejenigen des Funkens der Verbindung der drei Metalle (Cd. Zn. Al.); die letzteren unterscheiden sich von den ersteren durch ihre geringere Höhe; einige Photographien zeigen ausserdem zwei Nebenbilder, die von zwei Reflexbildern der Collimatorspalte herrühren und dadurch erlangt wurden, dass man das Fernrohr um $\pm 30'$ gegen das vom Gitter reflectirte Lichtbündel geneigt aufstellte. Diese beiden Nebenbilder dienen zur Bestimmung der Ablenkung jeder Spectrallinie und folglich zur Berechnung der Wellenlänge.

Herstellung einer Photographie. Der Brunner'sche Theilkreis ermöglicht es, das gewöhnliche Fernrohr durch das photographische (den photographischen Rahmen) zu ersetzen¹⁾; man beginnt damit, das Gitter auf dem centralen Tisch unter dem angenommenen Einfallswinkel zu befestigen und diesen zu messen, dessen Unveränderlichkeit einzig von der relativen Festigkeit des Gitters und des Collimators abhängt. Diese Bestimmung macht man mit dem optischen Fernrohr.

Nun schaltet man das photographische Fernrohr ein und befestigt dessen Alhidade im Azimut der zu beobachtenden Strahlen, das z. B. durch die Ablenkung Δ , von dem reflectirten Bündel an gerechnet, bestimmt ist. Man lässt nun diese Strahlen während der zur Photographie nöthigen Zeit wirken; im vorliegenden Fall beliess man einfach die glühende Wasserstoffröhre vor der Spalte; diese Dauer kann zwischen zwanzig Minuten und drei Stunden schwanken. Zum Schluss ersetzte ich die Röhre durch den verdichteten, zwischen zwei Elektroden aus der Verbindung der drei Metalle überspringenden Funken; der Funken muss horizontal vor der Spalte überspringen, um gewisse Wirkungen der Parallaxe zu vermeiden; fünf oder sechs Minuten genügen, um die hauptsächlichsten Linien zu bekommen. Diese Linien, obwohl sie auf das vorhergehende Spectrum fallen, unter-

1) Diese bequeme Einrichtung, die erreicht wird durch die Verwendung zweier Gabeln an der Alhidade des Fernrohrs, ist zu derartigen Beobachtungen nicht unumgänglich nothwendig; es genügt an dem an der Alhidade befestigten Körper des Fernrohrs zwei Auszüge anzubringen, einen der den photographischen Rahmen und einen anderen, welcher das Ocular trägt.

scheiden sich doch beim ersten Blick von diesen, sowohl durch ihre Kürze als auch durch ihren kräftigeren Eindruck.

Wünscht man auch zwei Nebenbilder zu erhalten, welche den Nullpunkt und den Winkel der Ablenkung geben, so benutze man den Inductionsfunken um zwei Eindrücke des reflectirten Bildes der Spalte des Collimators hervorzubringen. Zu diesem Zwecke löse man vorsichtig die Klemme der Alhidade ab und ohne den Körper des photographischen Fernrohrs zu berühren (was eine dauernde Drehung herbeiführen könnte) neigt man die Alhidade um $\pm 30'$ gegen das Azimut welches das reflectirte Bild der Spalte in der Mitte des Feldes geben würde; zwei Secunden genügen für die Photographie, und man erhält auf diese Weise zwei Nebenbilder, welche die Ablenkung $\Delta + 30'$ und $\Delta - 30'$ in Bezug auf den zurückgeworfenen Strahl bestimmen.

Um die Festigkeit des Apparates zu controliren ist es gut, die Messung des Einfallswinkels zu wiederholen, wozu man das photographische Fernrohr wieder durch das optische ersetzt.

Die Platte wird entwickelt mit einer gesättigten Lösung (30%) von schwefelsaurem Eisen gemischt mit dem dreifachen Volumen einer gesättigten Lösung (30%) von neutralem oxalsaurem Kali: oft ist es gut, die Entwicklung zu verlangsamen, indem man zwei oder drei Tropfen einer 10 proc. Lösung von Bromkalium (für 20^{cc} der Mischung) beifügt.

Die Photographie wird fixirt mit einer 10 proc. Lösung von unterschwefligsaurem Natron und einer 2—3 proc. Lösung gewöhnlichen Alauns; sodann wird sie gewaschen und getrocknet.

Mikrometrische Messung der Photographien. — Die Photographie wird auf den Schlitten eines Mikrometers gelegt, welches mit einer Schraube an der Plattform eines Mikroskops befestigt ist, dessen Ocular ein Kreuz von zwei rechtwinkligen Strichen hat; man richtet die Orientirung des Striches parallel zu der Schraube, indem man diesen Strich nach der Verschiebung eines charakteristischen Punktes auf der Photographie, auf den der Kreuzungspunkt der Striche fällt, einstellt. Die Orientirung der Photographie ordnet man derartig, dass die Spectrallinien parallel mit dem andern Strich des Fadenkreuzes laufen.

Es ist nicht vortheilhaft, eine mehr als zwanzig bis fünfundzwanzigfache Vergrößerung anzuwenden; es ist sogar gut, wenn man die äusserst schwachen isolirten Linien untersuchen will, nur eine vier- bis fünffache Vergrößerung zu nehmen; zur Beleuchtung der Photographie benutzt man ein sehr dünn geschliffenes Glas, mit welchem man sie bedeckt und das man mit dem Concavespiegel des Mikroskops stark beleuchtet.

Die Einstellungen muss man mindestens zweimal machen, um Irrthümer zu vermeiden, man benutze diese Nothwendigkeit, um gleichzeitig die periodischen, fast unvermeidlichen Fehler der Schraube zu corrigiren, indem man die Messung um eine halbe Schraubenwindung weiter noch einmal beginnt; zu diesem Zweck verschiebt man die Photographie auf dem Schlitten, so dass dieselbe Linie um eine halbe Umdrehung von der ersten Beobachtungsreihe abweicht.

Manchmal hat die Schraube einen fortlaufenden Fehler in der Länge der aufeinanderfolgenden Windungen; auf folgende Weise kann man ihn meistens unschädlich machen. Nachdem man die erste Reihe von Einstellungen vollendet hat, lässt man die Photographie Stück für Stück zurückgehen und beginnt eine neue Reihe von Einstellungen, welche man zu den früheren so dazuschreibt, dass man auf den ersten Blick die derselben Linie entsprechenden Ablesungen addiren kann. Man wird finden, dass die Summe dieser beiden Ablesungen merklich constant bleibt. Diese Bestätigung ist werthvoll um Unachtsamkeitsfehler zu vermeiden; ja noch mehr, sie gibt in den Grenzen, zwischen denen die Unterschiede liegen, ein Bild der Grösse der zufälligen Irrthümer, und liefert durch die progressive Veränderung des mittleren Werthes der constanten Summe die Grösse des systematischen fortlaufenden Fehlers der Schraube.

Wenn die mikrometrischen Messungen nur relative sind und keine absoluten, so ist die Schraube fast immer gut genug, um einen Spielraum von einer grossen Zahl von Windungen finden zu können, für den der Proportionalitätsfehler der Messungen vernachlässigt werden kann¹).

1) Diesen Fehler bestimmt man leicht nach der Veränderung der mittleren Summe beider Ablesungen, welche ein und dieselbe Linie in der Nähe von der Mitte der beiden äussersten Linien betreffen.

Dies kann man auf folgende Art beweisen:

Sei z die Mikrometerablesung, ausgedrückt in Schraubenumdrehungen; eine Länge x der Photographie, durch den Unterschied der beiden Ablesungen z_0 , z gemessen, wäre, wenn die Schraube vollkommen regelmässig ist, durch folgenden, einfachen Ausdruck gegeben:

$$x = (z - z_0) b;$$

b ist die Höhe der Windungen der Schraube; wenn die Windung eine Verlängerung hat, so kann man die an den Ablesungen z zu machende Correctur durch eine Function von z^2 mit dem sehr kleinen Coefficienten c_1 darstellen.

Man hat also:

$$x = (z - z_0) b + (z^2 - z_0^2) c. \quad (1)$$

Beginnt man die Ablesungen von einem andern Anfangspunkt z und in umgekehrter Richtung, so hat man wieder:

$$x = (z_1 - z') b + (z_1^2 - z'^2) c.$$

Beispiel der numerischen Berechnung. Es wird vielleicht nicht unnöthig sein, kurz die Art der numerischen Berechnung der Wellenlängen der Photographie R , welche die folgenden Messungen geliefert hat, aus einander zu setzen.

1. Die Constante des Gitters. Diese wurde am 13. Juni 1884 bestimmt, indem man die drei ersten rechtsseitigen Spectren des Natriumlichtes, Linie D_2 beobachtete ($\lambda = 588,89$ angenommen):

	des Azimut-Fernrohrs	Differenzen
Richtung des Collimators	$360^\circ + 90^\circ 0' 0''$	
Richtung des reflectirten Bündels	376 9 48	$180^\circ - 2i = 73^\circ 50' 12''$
1. rechtsseitiges Spectrum (Linie D_2)	359 52 36	$\Delta_1 = 16 17 12$
2. rechtsseitiges Spectrum (Linie D_2)	346 34 3	$\Delta_2 = 29 35 45$
3. rechtsseitiges Spectrum (Linie D_2)	334 30 0	$\Delta_3 = 41 39 48$

Man bestimmt zuerst den Einfallswinkel aus der Differenz der beiden ersten Azimute.

$$2i = 180^\circ - 73^\circ 50' 12, \text{ woraus folgt:}$$

$$i = 53^\circ 4' 54''.$$

Die Differenzen $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ sind die Winkel, welche die gebeugten Bündel mit dem reflectirten bilden.

Die Formel, welche den Einfallswinkel $i = NRJ$, die Wellenlänge λ , die Ordnung des Spectrums n und die Ablenkung $\delta_n = NRD^n$ mit der Constanten a des Gitters verbindet, lautet wie bekannt:

$$a (\sin i + \sin \delta_n) = n\lambda;$$

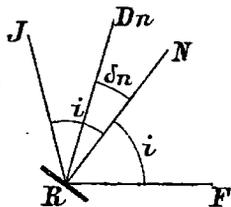


Fig. 2.

die positiven Winkel δ sind positiv gerechnet von der Normalen RN gegen das einfallende Bündel RJ .

Wenn z_1 und z_0 Ablesungen der beiden äussersten Linien sind, Ablesungen die der directen Beobachtungsreihe und der umgekehrten gemeinschaftlich angehören, z und z' Ablesungen, die derselben Linie in beiden Reihen entsprechen, so findet man zwischen z und z' folgende Gleichung, indem man die beiden oberen Gleichungen Glied für Glied subtrahirt:

$$z + z' - z_1 - z_0) b + (z^2 + z'^2 - z_1^2 - z_0^2) c = 0. \tag{2}$$

Diese Gleichung vereinfacht sich, wenn man successive Vernachlässigungen sich erlaubt. Vernachlässigt man zuerst den durch c bestimmten Ausdruck, so bekommt man

$$z + z' = z_1 + z_0; \tag{3}$$

dies ist die Gleichung, die zwischen z und z' besteht, wenn alle Schraubenwindungen gleich sind, eine Gleichung, welche sehr annähernd mit den meisten Micrometern bestätigt wird.

Schreibt man nun:

$$2a \sin \frac{i + \delta_n}{2} \cos \frac{i - \delta_n}{2} = n\lambda;$$

und setzt man

$$\Delta_n = i + \delta_n,$$

so erhält man folgende, durch Logarithmen berechenbare Formel:

$$2a \sin \frac{\Delta_n}{2} \cos \left(i - \frac{\Delta_n}{2} \right) n = \lambda.$$

Nach der oben beigefügten Figur erkennt man, dass der Winkel Δ_n die Ablenkung FRD_n des gebeugten Bündels RD_n bezüglich des reflectirten Bündels RF darstellt im gewöhnlichen positiven Sinn gerechnet. Aus den drei beobachteten Ablenkungen Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 erhält man

$$\log a = 3,46783 \quad 3,46791 \quad 3,46790$$

deren Mittel

$$\log a = 3,46788 \quad (a = 2936,8)$$

für die weiteren Rechnungen adoptirt wurde.

Um einen angenäherten Werth der Correction zu finden, setzen wir:

$$z + z' = z_0 + z_1 + \frac{c}{b} [(z - z_0)(z + z_0) + (z' - z_1)(z' + z_1)],$$

setzen wir nun den angenäherten Werth $z' - z_1 = z_0 - z$ der aus Gl. 3 folgt, ein, so erhalten wir:

$$z + z' = z_0 + z_1 + \frac{c}{b} (z - z_0)(z + z_0 - z' - z_1)$$

Ersetzen wir nun z' in der Klammer durch den angenäherten Werth

$$z_1 - z' = z - z_1,$$

so kommt:

$$z + z' = z_0 + z_1 - 2 \frac{c}{b} (z - z_0)(z_1 - z). \quad (4)$$

Die zweite Annäherung ist ganz genügend; sie gibt das Gesetz, welchem die fast constante Summe der beiden Ablesungen derselben Linie folgt: man sieht daraus, dass der Correctivausdruck für $z - z_0 = z_1 - z$ oder für $z = \frac{1}{2}(z_1 + z_0)$ ein Maximum hat, d. h. für den Punkt, der der Mitte zwischen den äussersten Ablesungen entspricht.

Der Werth des Maximums ist gleich $\frac{c}{2b} (z_1 - z_0)^2$; durch ihn kann man den Coefficienten c finden nach dem Werth der Differenz zwischen dem Mittel der Summe $z + z'$ in der Nähe von z oder z_0 und dem Mittel von $z + z'$ in der Nähe von $\frac{1}{2}(z_1 + z_0)$.

Es ist klar, dass dieser Fehler wächst wie das Quadrat des Zwischenraumes $z_1 - z_0$ der äussersten Ablesungen; man kann ihn also nach Willkür verringern, indem man diesen Zwischenraum verkleinert.

Eine zweite Bestimmung vom 13. Juni 1884 hat genau zu denselben Resultaten geführt.

2. Winkeldistanz und Ablenkung der beiden Nebenbilder bei Photographie R_s . Die Photographie R_s wurde am 13. Juni 1884 mit einer Staniolröhre (Nr. 24) erhalten bei einer Expositionszeit von drei und einer halben Stunde.

Das Fernrohr war im Azimut $4^\circ 40' 0''$ während der Exposition
 " " " " " $15^\circ 30' 0''$ für das erste Nebenbild
 " " " " " $16^\circ 30' 0''$ für das zweite Nebenbild
 woraus man durch die Differenz schliessen kann, dass die Punkte der Photographie, wo sich die Nebenbilder befinden, den Ablenkungen Δ' Δ'' mit dem reflectirten Bündel entsprechen:

$$\Delta' = 10^\circ 50' 0'' \text{ Nebenbild Nr. 1}$$

$$\Delta'' = 11^\circ 50' 0'' \text{ Nebenbild Nr. 2.}$$

Es ist gut, sich über den Einfluss Rechenhaft zu geben, welchen dieser Fehler auf den Werth von x ausübt:

$$x = \frac{1}{2}(z - z_0 + z_1 - z')b + \frac{1}{2}c(z^2 - z_0^2 + z_1^2 - z'^2) \quad (5)$$

zu diesem Zweck eliminirt man z' in dem Factor von b mittels der Gl. 4 und vernachlässigt die Ausdrücke mit c^2 ; man findet leicht

$$x = b(z - z_0) \left[1 + \frac{c}{b}(2z_1 + z_0 - z) \right] \quad (6)$$

Bis hi. her blieb der Coefficient b unbestimmt; man kann ihn bestimmen, wenn man den absoluten Werth der Entfernung, welche den äussersten Ablesungen z_1, z_0 entspricht, kennt. X bezeichne diese Länge, so erhält man:

$$X = b(z_1 - z_0) + c(z_1^2 - z_0^2) = b(z_1 - z_0) \left[1 + \frac{c}{b}(z_1 + z_0) \right].$$

Eliminirt man b , so folgt:

$$x = X \frac{z - z_0}{z_1 - z_0} \cdot \frac{1 + \frac{c}{b}(2z_1 - z_0 - z)}{1 + \frac{c}{b}(z_1 + z_0)};$$

da der Ausdruck von c sehr klein ist, so erhält man:

$$x = X \frac{z - z_0}{z_1 - z_0} \left[1 + \frac{c}{b}(z_1 - z) \right].$$

Diese Gleichung zeigt, dass der Fehler E , der an x haftet, wenn man das einfache Proportionalitätsgesetz annimmt, ist

$$E = X \frac{(z - z_0)(z_1 - z)}{z_1 - z_0} \frac{c}{b}.$$

Es ist für $z - z_0 = z_1 - z$ im Maximum, d. h. für $z = \frac{1}{2}(z_0 + z_1)$ und dieses Maximum ist

$$E = \frac{X}{4}(z_1 - z_0) \frac{c}{b},$$

daher ergibt sich eine andere Art diesen Ausdruck $\frac{c}{b}$ zu bestimmen durch die doppelte Messung einer Länge gleich der Hälfte des Zwischenraumes $(z_1 - z_0)$.

Auf der Photographie beträgt die Entfernung der beiden Nebenbilder 17,19; da diese Entfernung $1^\circ = 3600''$ entspricht, so erhält man also die Winkelgrösse einer Schraubenwindung des Micrometers gleich $\frac{3600''}{17,19} = 209'', 42$, und man kann die Entfernung jeder Linie in dem Nebenbild Nr. 1 auf Bogensekunden reduciren.

Da die absolute Ablenkung Δ' dieses Nebenbildes bekannt ist, so kennt man auch den Winkel jeder Linie mit dem reflectirten Bündel; dies wird man in den folgenden numerischen Tabellen finden.

3. Berechnung der Wellenlängen der beobachteten Linien. Die Kenntnis von Δ genügt nicht; man muss auch den Einfallswinkel kennen; vor der Herstellung der Photographie R_s wurde das Gitter auf dem centralen Tisch befestigt und man beobachtete mit dem Natriumlicht:

	Azimut des Fernrohrs	
Richtung des Collimators	$360^\circ + 90^\circ 0' 0''$	
Richtung des reflectirten Bündels	$375^\circ 57' 42''$	$180^\circ - 2i = 74^\circ 2' 18''$
Richtung des gebeugten Bündels (Linie D_2) .	$359^\circ 42' 6''$	$\Delta_1 = 16^\circ 15' 36''$
woraus man schliesst		
	$2i = 105^\circ 57' 42''$	und $i = 52^\circ 58' 51''$.

Die Beobachtung des ersten rechtsseitigen Spectrums (Linie D_2) diente dazu, den Werth der Constanten des Gitters zu controliren, wie oben gezeigt wurde.

Nachfolgende Tabelle ist selbstverständlich; man findet darin die Berechnung der Ablenkung Δ_1 jeder Linie.

Da der Einfallswinkel i bekannt ist, so konnte man durch obenstehende Formel die Wellenlängen der Wasserstofflinien der Sternreihe berechnen.

Alle Resultate wurden um 0,30 niedriger angegeben, um die Wellenlänge der Linie h mit derjenigen des Atlas von Angström (410,10) zusammenfallen zu lassen.

Bezüglich meiner Tabellen ist zu bemerken, dass darin die Bestimmungen enthalten sind, welche Dr. Huggins von den Wellenlängen der im Spectrum der weissen Sterne beobachteten dunklen Linien gemacht hat. (C. R. vol. XC p. 72.)

Es ist nicht unnöthig zu erinnern, dass diese Bestimmungen zum Vergleiche der Sternenspectren mit den Linien des Lichtes der Wolken ausgeführt wurden und dass die Wellenlängen des letzteren meiner Arbeit über das normale Sonnenspectrum (übereinstimmend mit dem von Angström) entnommen sind.

Wellenlängen der Wasserstofflinien der Sternenreihe nach der Photographie R_6 .

Bezeichnung der Linie	Entfernung vom Nebenbild Nr. 1			Entfernung Δ vom reflect. Bündel	Corrigirt- Wellen- länge λ (- 0,30)	Spectrum der weisse Sterne (Huggins)	Differenz
	in Schraub- gängen	in Sekunden	in Winkeln				
G	28,86 t	5625	1° 33' 45"	11 23 45	433,95	—	—
Nebel- bild Nr. 2	17,19	3600	1° 0' 0"	11 30 0	412,13	—	—
h	16,28	3409	0° 56' 49"	11 46 49	410,10	410,10	0,00
H	10,30	2174	36' 14'	11 26 14	396,89	396,80	0
α	6,74	1411	23' 31"	11 13 31	388,78	388,75	3
β	4,33	907	15' 7"	11 5 7	383,45	383,40	5
γ	2,64	553	9' 13"	10 59 13	379,69	379,50	19
δ	1,40	293	4' 53"	10 34 53	376,94	376,75	19
ϵ	0,51	107	1' 47"	10 51 47	374,98 ¹⁾	374,50	48
Nebel- bild Nr. 1	0,00	0	0° 0' 0"	10 50 0	373,83	—	—
ζ	— 0,21	— 44	— 44"	10 49 16	373,36	373,00	36
η	— 0,80	— 168	— 2' 48"	10 47 12	372,07	371,75	31
ϑ	— 1,25	— 262	— 4' 22"	10 45 38	371,07	370,75	32
ι	—	—	—	—	—	—	—

Die Uebereinstimmung der Wasserstofflinien mit den Linien im Spectrum der weissen Sterne, die von Dr. Huggins entdeckt wurden, ist so vollständig, als man bei den Schwierigkeiten, welche durch die zweierlei Bestimmungsarten entstehen, nur erwarten kann. Die kleinen wachsenden Variationen, welche sich in den Differenzen der Wellenlängen der aufeinanderfolgenden Linien zeigen, gehören zu den systematischen Fehlern, die man den beiden Beobachtungsinstrumenten (Prisma und Gitter) zuschreiben kann.

Die Schlussfolgerung, die man aus vorliegender Arbeit ziehen kann, besteht darin, dass mit sehr grosser Wahrscheinlichkeit eine Uebereinstimmung der Reihe der dunkeln Linien der weissen Sterne mit den leuchtenden Linien des reinen Wasserstoffs annehmen kann, eine Uebereinstimmung, die zwar schon vermuthet, aber durch frühere Arbeiten noch nicht bewiesen wurde²⁾.

1) Die Linie ϵ ist in der Photographie nicht klar wiedergegeben wegen einer fremden durch unreines Gas verursachten Linie, welche in der benutzten Photographie nicht vollständig verschwunden war.

2) Vogel, Berl. Sitzb. 10. Juli 1879 und 12. Februar 1880.

SEPARATABDRUCK

AUS DEM

REPERTORIUM DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN

VON

D^r F. EXNER,

A. Ö. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT WIEN.

Ueber die Form der Wellenfläche des Lichtes in einem isotropen Medium unter dem Einflusse eines homogenen magnetischen Feldes: vermuthliche Existenz einer eigenthümlichen Doppelbrechung senkrecht zu den Kraftlinien¹⁾.

Von

A. Cornu.

Ein durchsichtiges isotropes Mittel, in ein magnetisches Feld gebracht, erlangt bekanntlich ein Rotationsvermögen in der Richtung der Kraftlinien. Verdet hat in seinen schönen Untersuchungen diese Gesetze auf experimentellem Wege festgestellt, die man folgendermaassen ausdrücken kann:

„Die Rotation der Polarisationssebene ist proportional: 1. der Intensität M des magnetischen Feldes; 2. dem Cosinus des Winkels α , welcher von der Richtung des Lichtbündels und den Kraftlinien des Feldes gebildet wird.“

Folgt man bei der Erklärung des Gesetzes der Theorie von Fresnel (die übrigens durch die Versuche mehrerer Physiker bestätigt worden ist), so wird man finden, dass die Geschwindigkeiten v' , v'' der Fortpflanzung ebener Wellen, deren Schwingungen links oder rechts circular sind, bei dem Grade der Genauigkeit, den die Messungen erlauben, folgender Gleichung unterworfen sind:

$$v'' - v' = 2KM \cos \alpha;$$

$2K$ ist eine specielle Constante des isotropen Mittels, die von der Wellenlänge der beobachteten Ausstrahlung abhängt.

Andererseits habe ich durch Versuche folgendes Gesetz²⁾ gefunden:

1) Vom Herrn Verfasser mitgetheilt aus C. R. vol. XCIX.

2) C. R. vol. XCII p. 1368.

Das Mittel der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der in entgegengesetzter Richtung circularen Wellen, die durch die magnetische Wirkung entstanden sind, ist der gemeinsamen Geschwindigkeit v dieser Wellen bei einer magnetischen Wirkung gleich Null merklich gleich.

Daraus folgt die Gleichung:

$$v' + v'' = 2v.$$

Diese beiden Gleichungen sind der Ausdruck zweier Experimentalgesetze; wenn man annimmt, dass diese beiden Gesetze unwiderleglich seien (was man nur durch ihre Consequenzen beweisen kann), so kann man daraus die Werthe von v' und v'' folgern, d. h. die Geschwindigkeiten ebener Wellen für alle Directionen der Fortpflanzung, die in beiden Richtungen circular polarisirt sind;

$$v' = v - KM \cos \alpha, \quad v'' = v + KM \cos \alpha.$$

Es wird genügen die geometrische Methode Fresnel's anzuwenden, um durch eine einfache Berechnung die Gestalt der einhüllenden¹⁾ Welle im magnetischen Felde zu finden.

Zu diesem Zwecke denken wir uns jede ebene Welle auf drei rechtwinkelige Axen OX , OY , OZ bezogen, die Axe OX sei mit den Kraftlinien parallel. Die gesuchte Wellenoberfläche ist die Einhüllende einer Fläche, deren Entfernung vom Ursprung gleich der normalen Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist.

Bezeichnet man durch α , β , γ die Winkel, welche die Senkrechte auf die Wellenebene mit den Axen OX , OY , OZ bildet, so wird die allgemeine Gleichung dieser Ebenen offenbar sein

$$x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma = v \pm KM \cos \alpha,$$

die man auch so schreiben kann:

$$(x \mp KM) \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma = v, \quad (1)$$

mit der Bedingung

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1.$$

Die Einhüllende der Fläche erhält man, wenn man beide Gleichungen in Bezug auf $\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$ differenzirt, indem man diese

1) Das Verdet'sche Gesetz allein würde nicht genügen, obgleich man immer $v' + v'' = 2v$ setzen könnte; denn man kann nicht behaupten, dass v nicht von α abhängt, was dessen Eliminirung unmöglich machen würde.

letzteren als veränderliche Parameter betrachtet, und wenn man die Coefficienten der unabhängigen Differentiale annullirt; man erhält

$$\frac{x + KM}{\cos \alpha} = \frac{\gamma}{\cos \beta} = \frac{z}{\cos \gamma} = \frac{v}{1}, \quad (3)$$

Gleichungen des Radius Vector der den Ursprung mit dem Contactpunkt vereinigt. Eliminirt man mit Hilfe der Gleichung $2 \cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$, so erhält man die gesuchte Wellenoberfläche

$$(x + KM)^2 + \gamma^2 + z^2 = v^2, \quad (4)$$

ein Resultat, das man auch leicht durch reine Geometrie erlangen würde.

Dies ist ein System von zwei excentrischen Sphären, deren gemeinsame Axe den Kraftlinien des magnetischen Feldes parallel ist: die eine der Sphären entspricht den rechtscircularen Wellen, die andere den linkscircularen. Man kann daraus folgenden Satz ableiten:

In einem isotropen Mittel, das sich in einem homogenen magnetischen Felde befindet, pflanzen sich die beiden Wellenarten mit entgegengesetzt circularen Schwingungen, deren Existenz man allein voraussetzen kann, in Kugelflächen fort, die identisch sind mit den Wellensphären des Mittels in natürlichem Zustand, und welche symmetrisch in gleichem Betrage in der Richtung der Kraftlinien gegeneinander verschoben sind.

Diese magnetische Verschiebung ist der Intensität des Feldes und der elektro-optischen Constante des Mittels proportional.

Es ist nicht unwesentlich darauf aufmerksam zu machen, dass dieses auf experimentelle Gesetze gegründete Resultat von der magnetischen oder molecularen Theorie unabhängig ist.

Besondere Richtungen der circularen magnetischen Doppelbrechung. Diese Anordnung von zwei sphärischen Flächen der Wellenoberfläche bietet eine interessante Eigenthümlichkeit dar: es ist bekannt nach dem Verdet'schen Gesetz, dass Wellen, die sich senkrecht auf die Kraftlinien fortpflanzen, die gleiche Geschwindigkeit der normalen Fortpflanzung zeigen, da unter diesen Bedingungen das Rotationsvermögen gleich Null ist.

In der That fallen zwei Ebenen, die zwei Sphären tangiren, zusammen, wenn sie gleichzeitig der gemeinsamen Axe parallel sind: aber daraus geht auch hervor, dass jede der Axe parallele Ebene zwei Contactpunkte mit der Oberfläche der Welle haben muss, den einen an der Fläche der rechtscircularen Schwingungen, den andern an der

linkscircularen; beide Punkte liegen mit der Revolutionsaxe in einer Ebene.

Die Richtungen des Lichtes (die man bei der gewöhnlichen Doppelbrechung Strahlen nennt) sind also durch einen abschätzbaren Winkel getrennt, obwohl die Wege der ebenen Wellen, die ihnen entsprechen, zusammenfallen: daher kann man auf die Wahrscheinlichkeit einer Doppelbrechung von besonderer Art senkrecht auf die Kraftlinien schliessen, d. h. in einer Richtung in der man die magnetische Wirkung auf das Licht bisher gleich Null gesetzt hat.

Dies ein Phänomen, welches dasjenige in Erinnerung ruft, das man bei Krystallen mit zwei optischen Axen beobachten kann, wenn die ebene Welle die Oberfläche einer kreisförmigen Welle tangirt; aber es unterscheidet sich davon dadurch, dass von den, mit derselben ebenen Welle correspondirenden Strahlen nur zwei vorhanden sind, während sie in dem Fall des Krystalls sich zu einer konischen Fläche zusammenschliessen.

Da in krystallisirten Medien mit Doppelbrechung die Richtung des Strahles in der Regel schräg auf die Ebene der Welle ist, so ist der Ausdruck für den Winkel ε , welchen die Normale auf diese Ebene mit dem Strahl bildet leicht zu erhalten, indem man x, y, z in der Formel eliminirt:

$$\cos \varepsilon = \frac{x}{r} \cos \alpha + \frac{y}{r} \cos \beta + \frac{z}{r} \cos \gamma;$$

ausserdem ist

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2};$$

mit Hilfe der Gleichung 3 findet man:

$$\left. \begin{aligned} \cos \varepsilon &= \frac{v + KM \cos \alpha}{\sqrt{v^2 + 2vKM \cos \alpha}} \\ \sin \varepsilon &= \frac{+ KM \sin \alpha}{\sqrt{v^2 + 2vKM \cos \alpha}} \\ \text{tang } \varepsilon &= \frac{+ KM \sin \alpha}{v + KM \cos \alpha} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Aber man kann keinen Parallelismus zwischen diesen beiden Arten von Doppelbrechung feststellen, da Vergleichen zeigen, dass die Symmetrie in eigenthümlicher Weise mit den elektromagnetischen Wirkungen alternirt; so haben in der magnetischen Doppelbrechung die der Revolutionsaxe ($\alpha = 0$) folgenden, ebenen Wellen verschiedene Geschwindigkeiten v', v'' , und die correspondirenden Strahlen fallen

zusammen ($\varepsilon = 0$); senkrecht auf diese Axe ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) findet das Entgegengesetzte statt: die Wellen haben dieselbe Geschwindigkeit v und die Richtung der Strahlen ist verschieden ($\text{tang } \varepsilon = \pm \frac{KM}{v}$).

Ich hatte diese Resultate schon vor langer Zeit gefunden, aber ich behielt mir ihre Veröffentlichung vor bis ich geprüft hatte, ob es möglich sei, diese merkwürdige Doppelbrechung durch einen directen Versuch darzulegen. Meine Aufmerksamkeit wurde von neuem auf diese Frage gelenkt durch eine jüngst erschienene Arbeit des Herrn Dr. v. Fleischl¹⁾ betitelt: Ueber die Deformation der Lichtwellenfläche im magnetischen Felde. Nach dem Obengesagten sieht man, dass es sich hier nicht um eine Deformation, sondern um eine Theilung handelt.

Es war mir bis jetzt noch nicht möglich, diesen Versuch auszuführen, da er wegen der ausserordentlichen Kleinheit der Erscheinungen grosse Schwierigkeiten darbietet, die mir aber, Dank der Vorzüglichkeit der elektromagnetischen Apparate, die gegenwärtig construirt werden, nicht unüberwindlich erscheinen. Ich lasse hier die Berechnung der Elemente, die zu beobachten wären, folgen.

Die Entfernung der beiden Contactpunkte der Wellenebene mit den Kugelflächen beträgt $2KM$, wie aus der Gleichung 3 hervorgeht. Hat die Kugelfläche den Radius v , so erhält man für den Winkel 2ε folgende Gleichung:

$$\text{tang } 2\varepsilon = \frac{2KM}{v}, \tag{6}$$

die man auch als besonderen Fall der Gleichung 5 wieder finden kann.

Leicht kann man $2KM$ als Function des Winkels ω ausdrücken, um den die Polarisationssebene eines Strahls sich drehen würde, dessen Weg durch das Mittel, den magnetischen Kraftlinien folgend, durch e bezeichnet würde;

$$\omega = \frac{\pi e}{\lambda} \left(\frac{V}{v'} - \frac{V}{v''} \right), \tag{7}$$

1) Anzeiger der k. k. Akad. d. Wiss. zu Wien Nr. XIII. Dr. v. Fleischl gibt ohne Beweis die Gleichung der Wellenfläche

$$\frac{(v^2 + y^2)n^2 + z^2}{2r^2n^2} \pm \frac{x\sqrt{n^2 - 1}}{r} + \frac{n^2}{2} = 1;$$

n ist ein unächter Bruch, dessen Werth wenig von der Einheit abweicht und das Maass einer homogenen Deformation darstellt, welche die ursprüngliche Kugelfläche (vom Radius r) in der Richtung der x -Axen erleidet.

V ist die Geschwindigkeit des Lichtes in der Luft und λ die Wellenlänge gleichfalls in Luft.

Ersetzt man in dieser Gleichung das Product $v'v''$ durch v^2 , welches ihm merklich gleich ist, die Differenz $v'' - v'$ durch $2KM$ (da $\alpha = 0$) und V durch nv (n bedeutet den Brechungsindex des Mittels), so erhält man:

$$e \operatorname{tang} 2\varepsilon = \frac{1}{n} \frac{\omega}{\pi} \lambda. \quad (8)$$

Dieser Werth von ε tang $2e$ repräsentirt die gesuchte lineare Theilung des Strahles, der eine Dicke e des gegebenen Mittels in einer auf die Kraftlinien des magnetischen Feldes senkrechten Richtung durchlaufen hat unter der Bedingung, dass das magnetische Feld die Wirkung habe, die Polarisationssebene um einen Winkel ω zu drehen wenn diese Länge e parallel mit den Kraftlinien durchlaufen wird.

Man sieht, dass die Theilung von der Ordnung der Wellenlänge ist, denn der numerische Factor kann der Einheit unter Bedingungen gleich gemacht werden, die praktisch nicht schwer zu verwirklichen sind; es würde also genügen, um die Ordnung von hundertstel Millimetern zu erreichen, den Factor noch ungefähr zehn Mal grösser zu machen; diese Dimension wäre hinreichend, um die Theilung und entgegengesetzte circulare Polarisation beider Bilder genau zu constatiren¹⁾; eine gewisse Zahl zur Verwendung bei derartigen Untersuchungen gut geeigneter Apparate bieten sich dar und lassen den Versuch leicht realisirbar erscheinen.

Die Theilung ist nach Gleichung 8 scheinbar λ proportional; in Wirklichkeit ist sie demselben merklich umgekehrt proportional, denn der Winkel ω folgt beinahe dem Gesetz von Biot, d. h. er ist λ^2 umgekehrt proportional.

Diese Bestätigungen würden ein Interesse haben, dessen Tragweite offenbar diejenige der elementaren Betrachtungen, die ihnen vorangegangen, weit übertreffen würde.

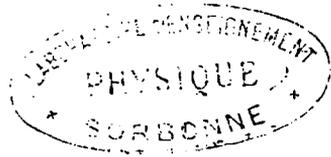
1) Man sollte erwarten, dass man beim Beobachten mit einem Analysator in den beiden Bündeln gemeinsamen Theilen ein System periodisch polarisirter Fransen bemerken müsste, wie die, welche Fizeau mit zwei Parallelepipeden von Fresnel erhalten hat. (Ann. d. Ch. et Ph. (3) vol. LXIII p. 405.)

Reprinted from THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, Vol. VI, No. 5, December 1897

**On the Observation and Kinematic Interpretation of the Phenomena Discovered
by Dr. Zeeman**

M. A. CORNU

CHICAGO
The University of Chicago Press
1897



ON THE OBSERVATION AND KINEMATIC INTER-
PRETATION OF THE PHENOMENA DISCOVERED
BY DR. ZEEMAN.

By M. A. CORNU.

THE phenomena discovered by Dr. Zeeman relating to the action of a magnetic field on the radiations emitted by various luminous sources have given rise to some confusion, which seems to me to result from the optical imperfection of the methods of observation. The following arrangements give these phenomena with great clearness and leave no doubt as to the definitive conclusions announced by the author of the discovery.¹

The luminous source is the flame of an oxyhydrogen burner playing upon a fragment of asbestos saturated with fused sodium chloride, or an induction spark taken between two metallic electrodes; it is placed between the two poles of an electro-magnet producing an intense magnetic field.

A vertical slit placed near the luminous source, or in the plane of a focal image of this source, directs the ray upon a concave Rowland grating of ten feet focus, which produces a bright line spectrum of the source. The spontaneously reversible lines are the ones which seem to show the phenomenon to the best advantage.

FIRST ARRANGEMENT.

One of these lines is observed in the focal plane of an ocular in which a steel needle is placed normally to the spectral lines. Behind the ocular is placed a doubly refracting Wollaston prism² which doubles the image of the needle; the diameter of this needle, though slightly conical, is so chosen that the two images

¹ DR. P. ZEEMAN, "Doublets and Triplets in the Spectrum produced by external Magnetic Forces." *Phil. Mag.*, July 1897, p. 55; September 1897, p. 255; this JOURNAL, May 1897.

² A rhomboid of spar might be used in place of the Wollaston prism; but there would be certain precautions necessary to avoid the effect of parallax arising from the inequality in distance of the planes of vision of the two images.

have a common edge. We thus obtain two adjoining fields, the one polarized parallel, the other perpendicular to the spectral lines.

The ray is observed normal to the magnetic lines of force.

The two poles of the electro-magnet (Faraday coils, ordinary Ruhmkorff model), terminating in two rounded cones, can be brought together to within 8^{mm} or 10^{mm}, and the observation is made in a plane perpendicular to the horizontal line which joins them.

The doubly refracting prism is adjusted in such a way that the spectral lines exhibit no discontinuity on the line of separation of the two fields when the strength of the magnets is zero.

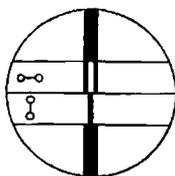


FIG. 1.

When the electro-magnet is excited the line is seen to widen; but in the two polarized fields the appearance of the line is modified. In the field where the polarization is parallel to the lines of force (line of the poles) the line is doubled, *i. e.*, a dark line appears in its center; in the other it is, on the contrary, narrower, and falls exactly on the prolongation of the dark line referred to above.¹ Reversal of the magnetic field does not affect the phenomenon in the least.

From this we may conclude that each single unpolarized line is transformed into a triplet, the exterior components of which are completely polarized parallel to the lines of force, while the central component is completely polarized in a perpendicular plane. The magnetic field thus produces two alterations of the

¹ When sodium light is used each of the lines D_1 , D_2 , may be more or less reversed, *i. e.*, more or less doubled: from this there results an apparent complication, but this does not affect the essential characteristics of the phenomenon.

original period, respectively equal and of contrary sign, and thus gives rise to two vibrations normal to the lines of force without modifying the period of the vibration parallel to these lines.

2. *The ray is observed parallel to the lines of force.*

One of the polar armatures is pierced in the line of the poles in order to permit the passage of the light following the direction of the lines of force. In order to make the observation, a quarter wave mica plate, the principal sections of which are at 45° with those of the prism, is placed between the ocular and the doubly refracting prism. As soon as the magnet is excited the line is seen in the two fields to become narrow and to break on the line of separation. (Fig. 2.) If the quarter wave plate is

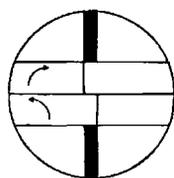


FIG. 2.

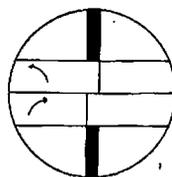


FIG. 3.

turned through 90° the displacement takes place in the opposite direction. (Fig. 3.) Reversal of the poles reverses the direction of the displacement. It is also noticed that the middle of the two lines thus produced occupies sensibly the position of the original line: the two alterations of the period are thus equal and of opposite sign.

The phenomenon is rendered more easily visible by placing side by side on the same glass plate two quarter wave plates with homologous rectangular sections; a slight to and fro motion of these plates gives alternately the two appearances mentioned above. A suitable rhythm increases still further the sensitiveness of the method; for when the eye is fixed upon the line of one of the regions the relative displacement of the corresponding line of the other region is *physiologically* doubled.

These observations prove that the action of the magnetic field separates each radiation into two rays circularly polarized

in opposite directions, the reversal of the poles reversing the directions of rotation of the circular vibrations. By determining the direction of rotation of each of these rays¹ it is possible to epitomize the various results in the very simple statement given further on.

SECOND ARRANGEMENT.

Instead of the long doubly refracting Wollaston prism (necessary in order to obtain two sufficiently broad fields) it is possible to utilize a single Nicol prism: the double field is then obtained with mica plates properly chosen and oriented.

1. *Ray observed normal to the lines of force.*

In the plane of the eyepiece are placed two half wave plates adjusted for the refrangibility of the bright line employed.² The upper plate has its upper section parallel or perpendicular to the direction of the spectral lines: the lower plate at $\pm 45^\circ$ to these lines. If the principal section of the Nicol prism is parallel or perpendicular to this direction the appearance (Fig. 1) is the same as with the first arrangement, since the second half wave plate turns through 90° the planes of polarization of the rays which it transmits.

2. *Ray observed parallel to the lines of force.*

In the focal plane of the eyepiece two quarter wave plates are placed: the upper plate with its principal sections at $+45^\circ$, the lower one at -45° to the direction of the lines; the Nicol prism being adjusted as before, the same appearance (Fig. 2) as with the first arrangement is obtained.

If it is desired to produce the rhythmical motion a second

¹ The correct determination is not so easy as might be supposed: one is in danger of committing the errors which Dr. Zeeman himself recognized (*loc. cit.* p. 58). In a technical publication (*L'Éclairage électrique*) I purpose to indicate various optical methods which permit this form of determination to be made practically and verified.

² The accurate adjustment of the double refraction of the mica plates also requires special care, regarding which particulars will be given in the appendix already referred to.

system is arranged in reverse order, and placed opposite the first in the order shown below :

$$\begin{array}{c|c} +45^\circ & -45^\circ \\ \hline -45^\circ & +45^\circ \end{array}$$

Alternate motion of this system from right to left produces the reversal and the apparent duplication so favorable to the observation of the phenomenon.

KINEMATIC INTERPRETATION OF THE PHENOMENA.

The phenomenon as a whole can be stated in conformity with the rules of Fresnel and Ampère. These rules are as follows :

(1) A ray of ordinary light is the superposition of two independent rays equal in intensity and polarized at right angles to each other (Fresnel) :

(2) A plane polarized ray is the superposition of two rays equal in intensity and polarized circularly in opposite directions (Fresnel).

(3) A magnetic line of force is equivalent to the axis of a solenoid, the south pole of which is to the left of the current (Ampère).

The action of a magnetic field on the emission of a radiation tends to decompose the rectilinear vibratory components capable of propagation by waves polarized circularly in a direction parallel to the currents of the solenoid.

The vibrations which rotate in the direction of the current of the solenoid are accelerated, those which rotate in the reverse direction are retarded.

This immediately explains the doublet observed along the lines of force. In the direction perpendicular to these lines this statement shows that the component parallel to the lines of force (wave polarized perpendicular to this direction) is unaffected : this is the central line of the triplet ; the two outer lines polarized at right angles to this are more difficult to explain. However, their existence may be perceived geometrically : in fact, each

consists of two circular vibrations, one accelerated, the other retarded, in which the magnetic field doubles the component normal to the lines of force; there is mutual extinction or compensation of the two longitudinal components which cannot be propagated (the two waves polarized rectilinearly are produced by circular vibrations of opposite direction, seen in *section*).

This purely kinematical interpretation, although somewhat superficial, shows that the phenomenon discovered by Dr. Zeeman can be explained by considerations wholly independent of the electro-chemical ideas of Professor Lorentz, which are the origin of and are closely related to the vortex theories recently restored to favorable consideration.

It shows, moreover, the essential difference which exists between this phenomenon and that of the magnetic rotary power discovered by Faraday.

The action of the magnetic field on the sources where the waves are, so to speak, in a *nascent* state, affects the *period of vibration*, while in the experiment of Faraday it affects the *velocity of propagation* of luminous waves which have already acquired their permanent state.

I have convinced myself with the same arrangements, that the magnetic rotation of the plane of polarization is accompanied by no sensible variation of the vibration period of the monochromatic light employed, while I have previously demonstrated¹ that the velocity of propagation of two circular waves is modified: one is accelerated, the other is retarded, by equally sensible quantities, in the direction corresponding to Ampère's rule.

PARIS, October 1897.

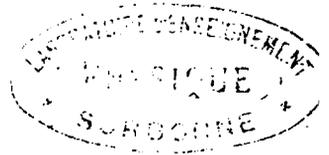
¹*C. R.*, 92, 1365; the phenomena discovered by Dr. Zeeman permit the extension of variations of period of the conjectural law there announced (*loc. cit.*, p. 1307) for the variations of the velocities of two circular waves due to the doubling of a wave of rectilinear vibration.

Reprinted from the ASTROPHYSICAL JOURNAL, Vol. VII, No. 3, March 1898

On Certain New Results Relating to the Phenomena Discovered by Dr. Zeeman

M. A. CORNU

CHICAGO
The University of Chicago Press
1898



ON CERTAIN NEW RESULTS RELATING TO THE PHENOMENA DISCOVERED BY DR. ZEEMAN.

By M. A. CORNU.

SUCCESSIVE improvements in the method of observing the phenomena discovered by Dr. Zeeman have led me to certain results which are not in agreement with the earlier observations, and which may modify our ideas on the mechanism of these phenomena.

The general method of conducting the experiment is that which I have previously described: the luminous source (oxy-hydrogen flame saturated with saline vapors, induction spark, etc.) is placed between the two poles of a powerful electromagnet, and the image of this source is projected upon the slit of a spectroscop of high dispersion, provided with the necessary doubly refracting appliances.

1. *Observations in the direction of the lines of force.*

My earlier conclusions regarding the resolution of the ray of ordinary light into two circularly polarized rays are not affected.¹ But micrometric measures have shown that the magnitude of this doubling does not depend exclusively on the wave-length of the line observed; the observations may be summarized as follows:

The effect of the magnetic field on the period of vibration of the radiations of a luminous source seems to depend not only upon the chemical nature of the source, but also upon the nature of the group of spectral lines to which each radiation belongs, and on the part which it plays in this group.

There thus remains little hope of the possibility of expressing the magnitude of the magnetic doubling of the lines of a given spectrum as a simple function of the wave-length, as had been hoped at the outset.² It is, however, this very point of view of

¹ M. A. CORNU, this JOURNAL, 6, 378, December 1897; C. R., 125, 555.

² H. BECQUEREL, C. R., 125, 679.

the existence of essential differences among the lines of the same spectrum—differences already recognized under various circumstances (spontaneously reversible lines,¹ hydrogen groups,² etc.)—which has led me to pursue the detailed study of the Zeeman phenomenon as offering a new means of bringing to light those families of lines, the existence of which certain optical peculiarities have already led us to suspect.

As a matter of fact, the observation of groups well known by their regular geometric arrangement reveals under the action of magnetism peculiarities analogous to their unequal facility of spontaneous reversal. Thus visual observations of the magnesium group *b* and photographs of the group of three blue lines of zinc show that the magnitude of the magnetic doubling of their components increases rapidly with the refrangibility, while the difference in wave-length of the various lines is insignificant.

Contrary to what one would be led to expect from the experiments of Messrs. Egoroff and Georgiewski, it is the most easily reversible line which shows the least doubling effect.

2. *Observations in the direction normal to the lines of force.*

The principal result obtained in this case profoundly modifies in an important particular the early conclusions of Messrs. Zeeman and Lorentz.

(1) *Under the influence of the magnetic field in the direction normal to the lines of force a single spectral line becomes QUADRUPLE (and not TRIPLE, as has been previously announced). The two outer lines are polarized parallel to the lines of force, the two intermediate lines perpendicular to this direction.*

(2) *The quadruplet thus formed is symmetrical with reference to the original line, and the separation of the two similarly polarized lines is sensibly proportional to the intensity of the magnetic field.*³

¹ M. A. CORNU, *C. R.*, 123, 332.

² M. A. CORNU, *C. R.*, 100, 1181.

³ I have also found that for equally intense magnetic fields the distance between the two lines polarized parallel to the lines of force is sensibly equal to the distance between the circularly polarized lines; but the precision of the optical or magnetic measures is still insufficient to render possible a certain demonstration of this equality.

It is the improvement of the optical apparatus rather than the increased strength of the magnetic field which has permitted me to effect the doubling of the central line of Zeeman's *triplet*; this doubling must already have been seen by many observers; but imperfect images have caused it to be mistaken for a simple *reversal*. Moreover, it is usually very small and always very unequal, varying with the line observed, even in very compact groups.

The most striking example, which is at the same time the easiest to observe, is that offered by the sodium group D_1, D_2 .



FIG. 1.

The line D_1 (Fig. 1), which is the narrower and the less refrangible of the two, is transformed into a well-defined *quadruplet*, the two intermediate lines being separated by half the amount of the two outer ones. The line D_2 , which is broader and more easily reversible, becomes a triplet, because the central line remains single. It is true that there is some indication of a faint dark line in the middle of this central component; but as the two other oppositely polarized components have the same appearance, the doubling remains uncertain. Thus the essential difference in nature between D_1 and D_2 , long ago exhibited by their unequal facility of spontaneous reversal, is demonstrated here by a well-defined characteristic, *i. e.*, unequal separation of the central components. This separation is very great in D_1 , very small in D_2 ; the distance between the exterior components is, on the contrary, sensibly the same for both lines. May one not be permitted to suppose that the action of the magnetic field affects one of the most essential elements of the mechanism concerned in the genesis of these radiations?

The magnesium group b , composed of three lines b_1, b_2, b_3 ,¹ is equally instructive. One might expect to see the narrowest line transformed into a quadruplet; but this is not the case, it becomes a simple triplet. The intermediate line b_2 , on the contrary, is sharply separated into four. The first line b_1 , the most easily reversible of the three, is also separated into a quadruplet, but it is too diffuse to show the phenomenon in a satisfactory way.

The green line of thallium is also too broad to show satisfactorily the doubling of the central line. The green line (No. 4) of cadmium also separates into four, but an intense magnetic field is required to show this subdivision well.

If one were inclined to be in doubt, from the few observations made in the direction of the lines of force, regarding the special effect of the magnetic field on the radiations emitted, the results just cited, obtained in the direction normal to these lines, must remove all question. There is, moreover, no reason to fear errors due to imperfect adjustment of the optical apparatus; in fact, in the direction normal to the lines of force I have utilized as a separating apparatus only a small rhomboid of Iceland spar. As for the magnetic field, the uniformity of which is never perfect, I have convinced myself (by giving to the pole-pieces the most diverse forms) that if the mean intensity of the field varies with the form of the poles the relative distance of the components of the quadruplet nevertheless remains unchanged; the phenomenon thus in no way depends upon the particular form of the equipotential surfaces of the field.²

It might finally be objected, not without some reason, that the small scale of the deviations obtained up to the present time renders the interpretation of the appearances very uncertain.

¹ The line b_3 in the b group of the solar spectrum belongs to nickel.

² In this connection I have found a very curious method for rendering *visible* the equipotential magnetic surfaces in the neighborhood of the pole-pieces in very intense fields; I do not know whether it is known, but it is, in any case, very convenient. It consists in causing the uncondensed spark of a powerful induction coil to pass between two well-separated metallic electrodes placed in the field to be explored. The line of sparks is not deviated, but the violet halo is *blown* aside; it spreads out on one side

But this objection is not applicable to my experiments ; thanks to the various precautions resulting from successive attempts, I obtain very sharp and brilliant images separated by well-defined dark intervals.¹

This result is due to the use of the excellent plane grating which was employed in my solar spectroscopic studies,² and which I owe to the kindness of Professor Rowland. With this I have constructed a spectroscope of high dispersion,³ in which the third order spectrum is particularly bright, so that the observed deviations are relatively large. I give below measures obtained in an observation made with a magnetic field of about 13,000 C. G. S. units.

Distance between the outer lines of the quadruplet D_1 . . . 0.54 of the ocular micrometer.

Distance between the interior lines of the quadruplet D_1 . . . 0.26

Distance between the lines D_1 , D_2 in their ordinary state . . . 3.61

The pitch of the micrometer screw is half a millimeter.

only in the form of a luminous mantle, veined in concentric curves, which closely follow the form of the equipotential surface, passing through the point where the discharge occurs, and its area increases with the intensity of the magnetic field at this point.

This mantle changes from one side to the other when either the direction of the induced current or that of the lines of force is reversed.

With easily volatile electrodes (thallium, metallic sodium, etc.), the phenomenon is especially brilliant.

If the electrodes are very close together a second mantle, symmetrical but narrower, appears on the other side, the whole forming a butterfly with unequal wings ; it is evidently due to the discharge of the induced low tension direct current.

¹As a particular instance I may mention that the sodium lines, D_1 , D_2 , are obtained by varying the proportion and the pressure of the oxyhydrogen gases impinging upon a globule of sodium glass ; with a little skill one succeeds in producing at will all the known spectral appearances, lines faint and diffuse, lines bright and well-defined, with or without reversal.

In the induction spark passing between two poles of metallic sodium, the metal does not take fire even with a strong condensed discharge ; but the lines are bright and reversed, and the quadruplet appears dark on a bright field.

² *Ann. Chim. et Phys.*, (6) 7, 5.

³ *Jour. de Phys.*, (2) 2, 53. The spectroscope described in this article gave excellent results, but by replacing the flint prism with the grating the definition was considerably improved.

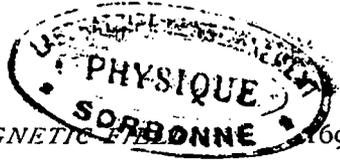
The greatest distance between the components separated by the magnetic action thus amounted to nearly one-sixth of the distance between the lines D_1 and D_2 .

Remark.—This unexpected quadrupling of the vibratory period of a monochromatic source, normal to the lines of force, at first sight contradicts the simplicity of the elegant kinematic interpretation corresponding to the formation of the triplet, which led to the conclusion that the amplitude of vibration of the radiations is not modified in the direction of the lines of force. But on reflection I am convinced that the new experimental result, which we are forced to recognize, nevertheless agrees perfectly with the idea which may be formed of a line of magnetic force, which is defined by a *vector* or *directed quantity*; the properties of the complex system which it represents thus depend upon the direction in which it is directed. Now the amplitude of vibration is also a directed quantity; it is thus natural that the reciprocal influence of two parallel elements, both characterized by vectors, may be of two kinds according as the vectors in play are of the same or contrary sign. This is evidently a somewhat abstract argument, but one which nevertheless imposes the necessary condition. The resultant effect may be *nil*; this is what appeared from the earlier imperfect observations; but not being *nil*, it necessarily has two equal values of contrary sign. This is exactly what the new observations show, that is to say, a variation of period symmetrical on either side of the original period.

If the kinematic interpretation of the phenomenon becomes a little more complex, it at the same time acquires a very suggestive symmetry regarding the constitution of the magnetic field.

Like the vibratory components normal to the lines of force, the component parallel to this direction is doubled and the periods of the two parts are altered by quantities respectively equal, of contrary sign, and proportional to the intensity of the field.

From what precedes it is evident how many important questions regarding the relationship of electricity with light are raised



RADIATION IN A MAGNETIC FIELD

by these new experiments. Although the observations are very delicate and still very incomplete, I have thought it desirable to make them known, with the intention of pursuing them when the necessary means which I hope to have at my disposal shall permit me to increase still further the magnitude of the effects and consequently the precision of the measures.

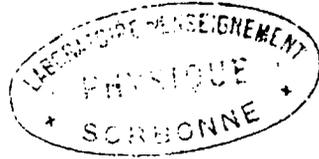
PARIS, January 21, 1898.

Reprinted from THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, Vol. XIII, No. 2, March, 1901

**The Atmospheric Absorption of the Visible Rays,
Determined from Spectroscopic Observations
of the Eiffel Tower Electric Lights in 1889**

A. CORNU

PRINTED BY
The University of Chicago Press
CHICAGO



THE ATMOSPHERIC ABSORPTION OF THE VISIBLE RAYS, DETERMINED FROM SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE EIFFEL TOWER ELECTRIC LIGHTS IN 1889.

By A. CORNU.

It is natural to suppose that the terrestrial atmosphere would absorb in a horizontal direction the same rays and would produce the same spectral lines (the so-called *telluric* lines) that are observed in the solar spectrum. The existence of several telluric groups in the spectrum of an electric light projected from the Eiffel Tower to the Meudon Observatory has in fact been pointed out by M. Janssen,¹ and brought forward as a demonstration of the terrestrial origin of the A and B groups as well as of certain bands due to water vapor.

I undertook to carefully examine under high dispersion the series of dark lines visible in the spectrum of the electric lights at the summit of the tower, and to compare them with those that appear in the spectrum maps which I had previously published.² The observations also constituted a direct and valuable test of the *method of oscillating lines*, which had led me to distinguish between solar lines and those of terrestrial origin, in the most complicated groups of the solar spectrum.

The investigation was begun at the École Polytechnique, in the same place and with the same instruments which had been employed in my researches on solar spectroscopy. The observations were begun on October 24, 1889, with the aid of the light from one of the beacons at the summit of the tower, and were continued with one of the 90 cm Sautter and

¹ *Comptes Rendus*, 108, 1035.

² "Sur les raies telluriques qu'on observe dans le spectre solaire au voisinage des raies D" (*Journal de l'École Polytechnique*, LIII, pp. 175-212, 1883). "Études des bandes telluriques α , B et A du spectre solaire." (*Annales de Chimie et de Physique* [6], 7, 5-102, 1886.)

TELLURIC LINES



Lemonnier search-lights, which M. Eiffel kindly caused to be directed toward the École Polytechnique between eight and ten o'clock, from October 27 to November 6, the day on which the Exposition of 1889 was closed and the search-lights extinguished. The distance from the tower to the École Polytechnique, as measured on a map of Paris of 1880 scale, is about 4350 meters.

It was essential that the attendant in charge of the search-light should be able to recognize at once the point on the horizon toward which the light must be directed. For this purpose I had mounted near the window in the Pavillon des Elèves, where my instruments were installed, a large lens 24 cm in diameter and of 45 cm focal length; it was so adjusted during the day that the focal image of the highest gallery of the tower coincided with the central plane of the flame of a lamp, which was lighted at sunset and permitted the adjustments to be verified.

The reciprocity between the conjugate foci of the lens assured the projection of a beam of light which would cover the entire gallery with its battery of search-lights; the attendant in charge would thus perceive in the required direction an extremely bright disk, which could not possibly be confused with the scintillating points on the horizon. A red glass inserted near the flame rendered the distinction even easier.

I employed, according to circumstances, four spectroscopes, with increasing dispersion :

- (1) A Duboscq direct-vision spectroscope with lateral scale.
- (2) A Brunner goniometer, provided with two quartz prisms and quartz-fluorite objectives of 50 cm focal length, for photographing spectra.

(3) The same goniometer, provided with a flint prism and crown and flint objectives of 45 cm focal length.

(4) Finally, a large plane Rowland grating, observed with a collimator and telescope of 1 m and 1.40 m focal lengths respectively.

The collimator slit was illuminated by the image of the search-light of the tower, concentrated by an astronomical objective of 16 cm aperture and 2.30 m focal length.

The results fully corresponded with my expectations; during favorable evenings I was able to make a complete study of the telluric groups A, *a*, B, and D, at the outset with medium dispersion. But what seemed to me of the most importance was the possibility of using the great dispersion of the second order grating spectra; I succeeded in doing this several times, as is indicated in the résumé below of the results obtained each evening.

I should have wished to measure with the micrometer all the dark lines visible with this great dispersion; but unfortunately the sky became more and more hazy, the rain and fog constantly increased, and I could therefore only partially carry out this portion of my program, the settings becoming each day more difficult and more trying, because of the decreased intensity of the light.

Fortunately this long investigation turned out to be in large measure unnecessary, thanks to the characteristic configuration of the groups, which precisely reproduced those of my maps, so that a small number of settings sufficed to render certain their complete identification; this was precisely the end which I had in view.

RÉSUMÉ OF RESULTS.

I transcribe from the notebook the principal results obtained each evening:

October 24, 25, 26, 1889.—First observations with the Duboscq direct-vision spectroscope: a small collecting lens, then the 16 cm objective projecting the linear image of the tower light upon the slit.

Recognized and measured various bright lines of the metallic vapors in the electric arc (sodium, calcium, magnesium), as well as several dark lines, on the continuous spectrum of the carbons in the red part of the spectrum.

A comparison of these determinations with those made with sunlight during the day of the 27th shows that these dark lines correspond with A, α , and B (A and B are due to absorption by the oxygen of the air; α by water-vapor).

October 27.—Observed the beam from the 90 cm search-light. Brightness remarkable. A newspaper can easily be read by the light from the search-light. Brilliant spectrum. Collecting lens of 50 cm focal length. Observed many details in A, α , B, in the water-vapor lines near C and near D, which is double and reversed. Tried an experiment with the Rowland grating. Detected the flutings of B.

October 29.—Brunner goniometer. Flint prism (60°). 16 cm objective to concentrate the image of the search-light upon the slit. Measured on the divided circle the principal lines in the groups A, α , B, and several water-vapor lines near D; also several bright lines of calcium.

The brightness of the beam is so great that the Rowland spectroscope can be used. The two D lines (sodium vapor) are magnificent even in the second order: they are reversed at the middle and bright at the end. Near them can be observed all the water-vapor lines on my map (only the metallic solar lines are naturally absent): I examined them one by one in the first order.

I can also follow in detail the structure of the B group as far as the eighth doublet; beyond this the intensity is not great enough.

I had intended to measure all these lines with a micrometer; but I am so familiar with their arrangement, and the agreement with my map is so perfect, that I do not consider it worth while to lose time and tire my eyes in order to make these settings.

The α group (due to oxygen) is faint; its ordinary appearance is considerably modified by the intensity of the water-vapor lines which it contains; nevertheless it can be recognized. I can also detect the groups of water-vapor lines between B and C, which I have indicated as such on Fievez's atlas.

October 30.—The search-light is very bright. The B group is admirably seen in the second order. I can follow it to at least the 11th doublet, and can see the succeeding water-vapor lines, particularly the very strong line $\lambda 695$ ($\lambda 695.8$ on my map). Verification of the water-vapor lines near C. Spent the entire evening in carefully identifying the α group, which is very faint and modified by the predominance of the water-vapor lines. I placed a micrometer wire on one of the characteristic lines of α ; on the following day, at 2:50 P. M., I found with sunlight that it is certainly the line $\lambda 6276.8$ of α on my map.

During the whole evening of October 30 the intensity of the light was so great that, without noticing it, I made all my observations in the second order, thinking it to be the first: the definition was so good that in the group near D I resolved the water-vapor line $\lambda 5922.6$ of my map.

October 31.—The sky is clearing; the air is growing cold and foggy; the image is not so bright as yesterday. Through the great kindness of the management the light from two projectors was sent to me simultaneously; but I could use only one of them, their angular separation being too great. The water-vapor lines are much less marked: they are almost altogether lacking near the two D lines. The α group, on the contrary, is much more easily seen. The B group is hardly visible in either the first or second orders. In spite of the increasing fog the violet lines H and K are visible with a Brunner goniometer, and even the ultra-violet band of carbon. The smoke of the electric power-house at the Place du Panthéon is very troublesome.

November 2.—Beautiful evening. Addition of a hydrogen Geissler tube to produce the C line as a standard in the field of the Rowland spectroscopie. Verification of the water-vapor lines near C by comparison with this line and the bright lines of calcium.

α group very well seen; brightness sufficient to show as far as the fourth doublet of α and to permit settings to be made. Measured the distance between the strong line $\lambda 6276.8$ (oxygen) and the water-vapor line $\lambda 6291.4$ at the middle of the second doublet of α . Two measures gave 3.10 and 3.11 turns of the filar micrometer; on November 4 the same measure, made with sunlight, gave 3.105 turns: the identification is thus perfect.

The aqueous vapor group near D is admirably shown, exactly as on my map; I resolved $\lambda 5922.6$.

November 3.—Rainy evening; nevertheless the light is fairly bright. Attempted to photograph the more refrangible part of the spectrum. Brunner goniometer. Collecting lens of quartz-fluorite. Double quartz prism set at minimum deviation on the violet calcium line $\lambda 423$. Obtained ten violet and ultra-violet spectra on four gelatine plates, the exposures varying from 5 seconds to 2 minutes. No telluric bands. The plates show only the continuous spectrum of the carbons, the two bright carbon flutings, the bright lines H and K of calcium, the two intervening lines of aluminium, and a few others. Contrary to what one would have expected from the meteorological conditions, the ultra-violet spectrum is quite extensive and appears to stop at $\lambda 329$ only because of the absorption of the glasses which cover the aperture of the search-light, and the defective reflection in the ultra-violet of the silvered concave mirror.

November 4—A little fog, and smoke from the Panthéon power-house. The water-vapor lines near D are once more clearly visible; micrometer settings for identification. Verified the existence of the water-vapor line $\lambda 5882.7$,

which almost exactly coincides with an iron line on my map and is rendered visible by the oscillation of the latter line. α group well seen, but no better than before. The B group is very beautiful when the slit is widened. Observed the water-vapor line $\lambda 6925.7$ between the tenth and eleventh doublet and those which enclose the eleventh, *i. e.*, $\lambda\lambda 6928.1, 6928.3, 6928.9$ on my map.

November 5—Rain all day; fog in the evening; the light appears very yellow. Nevertheless the red part of the spectrum is bright enough to permit me to make a long series of settings between B and C.

The thirty-four micrometer settings have been reduced to wave-lengths, using as standards the C line ($\lambda 6561.8$) observed with the Geissler tube and a bright line of calcium ($\lambda 6438.1$); six other bright lines of calcium have been identified with metallic lines in the Sun, and the other dark lines with those which I have marked telluric on the plate in Fievez's atlas, and on my unpublished map which I had previously made with the assistance of M. Obrecht.

November 6—Hazy evening; light faint and yellow; water-vapor lines very faint; they were already faint at 2 o'clock that afternoon. No satisfactory observations.

After the close of these evenings of observation I requested the Central Meteorological Bureau to supply me with the data obtained at the top of the tower for the state of the atmosphere from October 28 to November 6.

The variations of temperature and humidity are too slight to be of service in the discussion of the visibility of the spectral lines; the direction and intensity of the wind seem to have exercised more influence.

The following data were transmitted to me:

Date	Temperature	Vapor tension	Wind	
			Direction	Velocity
1899 Oct. 28.....	11.0	7.1 ^{mm}	SSW	7.8 ^m
29.....	9.8	7.4	SSW	10.3
30.....	10.5	7.3	SSW	12.3
31.....	7.0	4.9	WNW	1.8
Nov. 1.....	7.1	6.1	WNW	7.0
2.....	7.0	5.5	W	9.3
3.....	9.0	8.6	SW	20.0
4.....	8.9	7.7	SW	?
5.....	6.6	5.6	NNE	9.8
6.....	7.2	5.9	NNE	7.7

In general, the water-vapor lines were sometimes more clearly visible and sometimes less clearly visible than those of the dry atmosphere (bands A, B, α); variations in the humidity of the air and the direction of the wind readily explain this effect.

The lines of the dry atmosphere were always less marked than in the solar spectrum: this is due to the short distance (4350 m) traversed by the beam of light as compared with that traversed by the sunlight, even if the Sun were at the zenith. It can easily be shown that the absorbing mass at 4350 m is hardly more than half of that contained in a vertical column of equal base rising vertically to the limits of the atmosphere. The weight of the atmosphere on a square meter is well known to be equal to that of a column of mercury of equal base and 76 cm in height, or $0.76 \times 13596 \text{ kg} = 10333 \text{ kg}$. As a cubic meter of air at the surface of the Earth weighs 1.293 kg, the vertical height of a column of air of uniform density would be $\frac{10333}{1.293} = 7991$ meters.

The horizontal column of 4350 m having the same base thus contains a mass of air smaller in the ratio of 4350 to 7991, or 1 to 0.544, a ratio a little greater than one half. It is therefore not surprising that the lines in the bands A, B, and α are relatively less dark than in solar observations when the Sun is near the zenith, and, with even greater reason, when near the horizon.

CONCLUSION.

It follows from the spectroscopic observations given above that more than 200 dark lines, produced by the atmospheric absorption of radiations from a terrestrial source of light, have been identified, one by one, with the so-called *telluric* lines observed in the solar spectrum. The atmospheric origin of these lines is thus verified beyond all question.

BIBLIOTHEQUE INTERUNIVERSITAIRE

Section Physique Recherche

Tour 45 - rez de chaussée

4, Place Jussieu

75230 PARIS CEDEX 05