

LES CLASSIQUES DE LA SCIENCE

Publiés sous la direction de MM.

H. ABRAHAM, H. GAUTIER, H. LE CHATELIER, J. LEMOINE

V

DE LA LUMIÈRE

MÉMOIRE

de

AUGUSTIN FRESNEL

*Avec 5 gravures dans le texte
et 1 planche hors texte.*



LIBRAIRIE ARMAND COLIN

103, BOULEVARD SAINT-MICHEL, PARIS

1914

Tous droits de reproduction, de traduction et d'adaptation réservés pour tous pays.

no 280433
886

AVERTISSEMENT

En publiant la collection des *Classiques de la Science*, nous espérons être utiles à tous ceux que la Physique et la Chimie intéressent, aux professeurs, aux étudiants des grandes Ecoles et des Facultés, aux élèves des classes de l'Enseignement secondaire.

Notre intention est de présenter successivement au public scientifique les mémoires fondamentaux dus aux savants français et étrangers qui ont ouvert les grands chapitres de la science.

Chacun des volumes de la collection comprendra soit divers mémoires d'un seul savant, soit des mémoires de plusieurs auteurs se rapportant à un même ordre d'idées.

La Société française de Physique a fait réimprimer, d'une façon luxueuse, les œuvres de quelques physiciens français (Ampère, Coulomb, Becquerel, Curie, etc.). En Allemagne, Ostwald a publié, dans sa langue, de nombreux mémoires dus à des chimistes et des physiciens de diverses nationalités.

Nous voulons réaliser de même, dans un but d'intérêt général, une édition française à bon marché, facilement accessible au grand nombre. Nous le faisons d'une façon absolument désintéressée, ce qui nous a permis de demander aux éditeurs des sacrifices correspondants. Auteurs et éditeurs espèrent que le public, par l'accueil

qu'il fera à ces classiques, leur apportera la preuve que la publication répondait bien à une nécessité.

Cette publication paraît d'ailleurs être la réalisation d'un vœu que l'on trouve souvent formulé par de nombreux écrivains qui ont recommandé la lecture des mémoires originaux comme le meilleur moyen de développer chez les étudiants l'esprit scientifique, tout en contribuant aussi à leur culture littéraire. Nous donnons ci-dessous quelques citations de savants qui nous paraissent avoir encouragé à l'avance notre tentative.

Le Comité de Publication :

H. ABRAHAM, H. GAUTIER,
H. LE CHATELIER, J. LEMOINE.

Éloge historique d'Alexandre Volta.

Par FRANÇOIS ARAGO,

Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

(Lu à la séance publique du 26 juillet 1833.)

«... La lettre à Lichtenberg, en date de 1786, dans laquelle Volta établit par de nombreuses expériences les propriétés des électromètres à paille, renferme sur les moyens de rendre ces instruments comparables, sur la mesure des plus fortes charges, sur certaines combinaisons de l'électromètre et du condensateur, des vues intéressantes dont on est étonné de ne trouver aucune trace dans les ouvrages les plus récents. Cette lettre ne saurait être trop recommandée aux jeunes physiciens. Elle les initiera à l'art si difficile des expériences ; elle leur apprendra à se défier des premiers aperçus, à varier sans cesse la forme des appareils ; et si une imagination impatiente devait leur faire abandonner la voie

lente, mais certaine, de l'observation, pour de séduisantes rêveries, peut-être seront-ils arrêtés sur ce terrain glissant en voyant un homme de génie qu'aucun détail ne rebutait. Et d'ailleurs à une époque où, sauf quelques honorables exceptions, la publication d'un livre est une opération purement mercantile ; où les traités de science, surtout, taillés sur le même patron, ne diffèrent entre eux que par des nuances de rédaction souvent imperceptibles ; où chaque auteur néglige bien scrupuleusement toutes les expériences, toutes les théories, tous les instruments que son prédécesseur immédiate a oubliés ou méconnus, on accomplit, je crois, un devoir en dirigeant l'attention des commençants vers les sources originales. C'est là, et là seulement, qu'ils puiseront d'importants sujets de recherches ; c'est là qu'ils trouveront l'histoire fidèle des découvertes, qu'ils apprendront à distinguer clairement le vrai de l'incertain, à se défier enfin, des théories hasardées que les compilateurs sans discernement adoptent avec une aveugle confiance...»

(Ann. de Phys. et Chim. [2], LIV, 396, 1833.)

Les méthodes d'enseignement des sciences expérimentales.

Par LUCIEN POINCARÉ.

(Conférence du Musée pédagogique, 1904.)

«... Retenons aussi ce conseil de lire parfois aux élèves ce qu'ont écrit les grands savants eux-mêmes. Eh quoi ! dirait-on, vous voudriez qu'on lût, au lycée, les mémoires originaux ; folle entreprise ! Ne sentez-vous pas que vous condamneriez ainsi les malheureux enfants déjà surmenés à une nourriture trop substantielle, qu'ils ne sauraient digérer, et qu'ils ne pourront absolument rien comprendre à un langage beaucoup trop élevé et trop compliqué pour leurs

jeunes intelligences? Il y a ici, bien entendu, une question de tact, et l'on devra soigneusement régler la dose selon la mesure des intelligences à qui l'on s'adressera; mais qu'on vérifie par l'expérience, et l'on constatera que telle ou telle page écrite par un Pascal, un Arago ou un Berthelot, a, dans sa profondeur, plus de lumineuse clarté et plus de réelle simplicité que les chapitres correspondants de beaucoup de traités, dits élémentaires, où des auteurs, qui remontent rarement à la source et qui se copient souvent les uns les autres, ont reproduit, avec des déformations de plus en plus fâcheuses, la pensée première des inventeurs... »

L'enseignement scientifique général dans ses rapports avec l'industrie.

Par HENRY LE CHATELIER.

« ... Pour développer cette activité individuelle, il faudrait que, dans les sciences expérimentales, comme cela existe pour les sciences mathématiques, les devoirs écrits, les travaux personnels des élèves tiennent une large place dans l'enseignement, et ne se réduissent pas à quelques rares calculs mathématiques, le plus souvent dépourvus d'intérêt, sur telle ou telle question de physique. On pourrait faire analyser les mémoires scientifiques originaux qui sont restés classiques : ceux de Lavoisier, Gay-Lussac, Dumas, Sadi Carnot, Regnault, Poincaré, en demandant de bien mettre en relief leurs points essentiels; faire discuter les avantages comparatifs de deux méthodes expérimentales ayant un même objet : celle du calorimètre à glace et du calorimètre à eau, par exemple; faire des programmes d'expériences pour des recherches sur un sujet donné : en un mot, imiter ce qui se fait avec beaucoup de raison dans l'enseignement littéraire. Avant tout, ce qu'il faudrait emprunter à cet enseignement est la lecture régulière des auteurs classiques. En

apprenant dans un cours les résumés des expériences de Lavoisier ou de Dumas, on n'étudie pas mieux la science qu'on n'étudierait la poésie dramatique en apprenant des résumés des pièces de Corneille. A côté et autour des faits, il y a tout un cortège d'idées dans un cas, de sentiments et de mélodie dans l'autre, qui constituent bien plus que les faits matériels la science ou la poésie. Les résumés, bons pour la préparation aux examens, sont stériles pour le développement de l'esprit et de l'imagination... »

(*Revue générale des Sciences*, IX, 104, 1898.)

TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
AVERTISSEMENT	V
AVIS AU LECTEUR	XII
NOTICE BIOGRAPHIQUE	XIII

DE LA LUMIÈRE

Nature de la lumière	1
Diffraction de la lumière.	4
Des anneaux colorés	67
De la réflexion et de la réfraction.	72
De la double réfraction et de la polarisation	83
Coloration des lames cristallisées.	108
Modifications que la réflexion imprime à la lumière polarisée	128

toujours être égal au rapport entre leurs vitesses de propagation dans les deux milieux ; en sorte que, si les divers rayons les parcouraient avec la même vitesse, ils seraient également réfractés et il n'y aurait pas de dispersion. Il faut donc supposer que dans les milieux réfringents les ondes de diverses longueurs ne se propagent pas avec la même vitesse, ou, en d'autres termes, ne sont pas raccourcies suivant le même rapport. Cette conséquence paraît au premier abord en contradiction avec les résultats des savants calculs de M. Poisson sur la propagation des ondes sonores dans les fluides élastiques de densités différentes ; mais il faut observer que ses équations générales sont fondées sur l'hypothèse que chaque tranche infiniment mince du fluide n'est repoussée que par la tranche en contact, et qu'ainsi la force accélératrice ne s'étend qu'à des distances infiniment petites relativement à la longueur d'une ondulation. Cette hypothèse est sans doute parfaitement admissible pour les ondes sonores, dont les plus courtes ont encore quelques millimètres de longueur ; mais elle pourrait devenir inexacte pour les ondes lumineuses, dont les plus longues n'ont pas un millième de millimètre. Il est très possible que la sphère d'activité de la force accélératrice qui détermine la vitesse de propagation de la lumière dans un milieu réfringent, ou la dépendance mutuelle des molécules dont il se compose, s'étende à des distances qui ne soient pas infiniment petites relativement à un millième de millimètre ; cela ne contrarierait point les idées que l'expérience nous donne de la petitesse de ces sphères d'activité. Or il est aisé de voir, par des considérations mécaniques, que, si la sphère d'activité des forces accélératrices s'étend effectivement à des distances sensibles relativement à la longueur des ondulations lumineuses, celles qui sont les plus longues doivent être moins ralenties dans leur marche par les milieux denses, ou moins raccourcies, en proportion, que les ondulations plus courtes, et par conséquent doivent être moins réfractées ; ce qui serait conforme à la seule règle générale que l'expérience ait découverte jusqu'à présent dans le phénomène de la dispersion.

Quoi qu'il en soit, les faits démontrent que les ondes lumineuses de diverses longueurs se propagent avec des vitesses différentes dans les mêmes milieux réfringents suivant des

rapports variables, dont les lois sont encore entièrement inconnues, et qui paraissent tenir d'une manière très intime à la nature chimique des corps. Les vitesses de propagation des divers rayons présentent-elles aussi quelque différence dans l'éther seul, tel que celui qui remplit les espaces célestes ? C'est une question à laquelle il est difficile de répondre avec certitude, mais que des observations astronomiques de M. Arago paraissent cependant résoudre négativement ¹.

DE LA DOUBLE RÉFRACTION ET DE LA POLARISATION

57. — Lorsqu'on fait tomber un faisceau lumineux sur une des faces naturelles d'un rhomboïde de spath calcaire, il se divise dans son intérieur en deux autres faisceaux, qui suivent des routes différentes, et présentent ainsi deux images des objets vus au travers du rhomboïde. On a donné le nom de double réfraction à ce phénomène, ainsi qu'à tous ceux du même genre que produisent beaucoup d'autres cristaux, quand on les taille en prismes pour rendre plus sensible la séparation des deux images.

58. — Mais cette bifurcation de la lumière n'est pas le seul fait remarquable qu'offre la double réfraction : chacun des faisceaux dans lesquels se divisent les rayons incidents jouit de propriétés singulières, qui établissent des différences entre ses côtés. Pour décrire avec précision les phénomènes qu'elles présentent, il est nécessaire d'employer et de faire connaître les expressions usitées.

Dans les cristaux où les lois de la double réfraction sont réduites à leur plus grande simplicité, il est toujours une certaine direction autour de laquelle les choses se passent de la même manière de tous les côtés, qu'on appelle l'axe du cristal. Il ne faut pas le regarder comme une ligne unique ; on peut concevoir autant d'axes dans un cristal que de lignes parallèles à cette direction ; et cependant celui-ci porte le nom de cristal à un seul axe si d'ailleurs il y a une parfaite similitude dans les phénomènes optiques tout autour de l'axe.

1. Voyez l'*Astronomie populaire*, t. I, p. 405.

AVIS AU LECTEUR

Le Mémoire de Fresnel, reproduit dans ce volume, parle presque à chaque page de franges d'interférence et de diffraction, mais n'en donne aucune image. Or il est impossible de se faire une idée exacte de ces phénomènes, sur une simple description; il faut les avoir vus. Il a semblé utile, pour faciliter la lecture de ce Mémoire, de donner ici quelques reproductions photographiques de franges obtenues par les procédés mêmes de Fresnel. Nous devons ces photographies à l'obligeance de M. E. Dupuy, étudiant à la Faculté des Sciences de Paris.

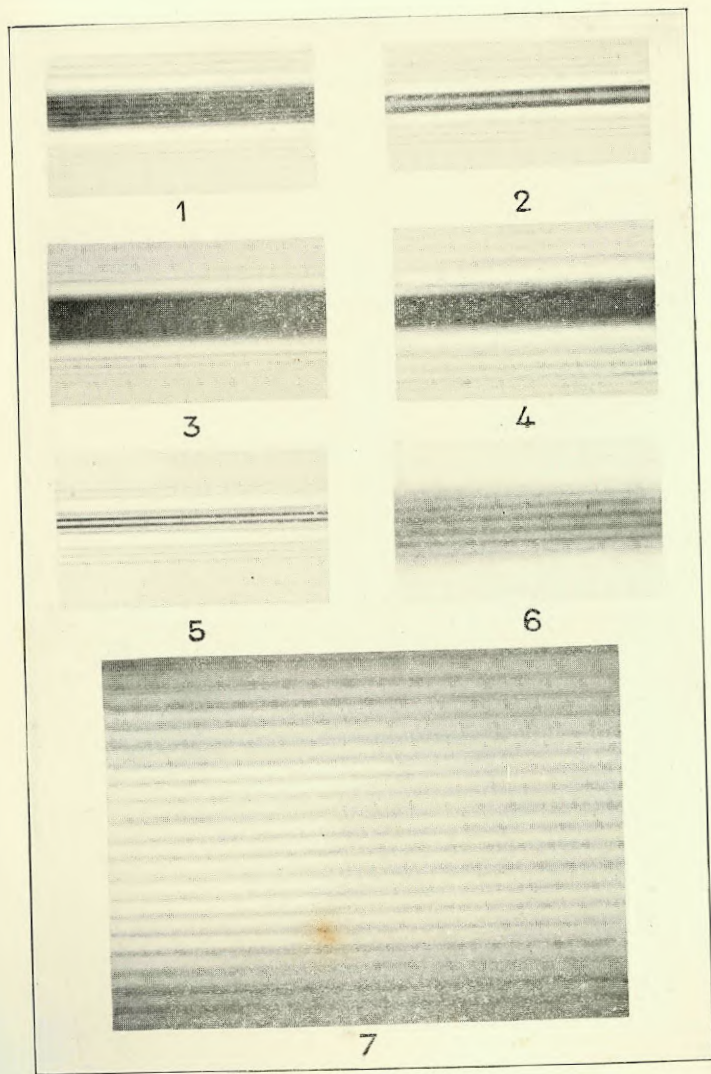
Les six premières figures représentent les ombres de clous ou d'aiguille éclairées par un point lumineux.

Les photographies 1 et 2 ont été obtenues avec une durée moyenne d'exposition de la plaque, de façon à permettre de discerner à la fois les franges extérieures de diffraction, très brillantes et les franges intérieures d'interférence, très sombres.

Les photographies 3 et 4, moins exposées, laissent voir plus nettement les franges extérieures.

Les photographies 5 et 6, plus exposées, laissent voir plus nettement les franges intérieures.

La photographie 7 donne un exemple des franges obtenues au moyen des deux miroirs de Fresnel.



FRANGES D'INTERFÉRENCE ET DE DIFFRACTION

NOTICE BIOGRAPHIQUE

SUR

AUGUSTIN FRESNEL ¹

FRESNEL (Augustin-Jean), né le 10 mai 1788 à Broglie (Eure), entra à seize ans à l'École Polytechnique et en sortit dans le corps des Ponts-et-Chaussées. Nommé en Vendée, puis à Nyons, il fut révoqué par le Gouvernement des Cent-Jours, mais réintégré par la seconde Restauration. Autorisé, en 1817, à passer quelque temps à Paris, il y fut nommé l'année suivante, ingénieur du Canal de l'Oureq, puis attaché au service des phares en 1819. Il mourut à Ville-d'Avray le 14 juillet 1827. Augustin FRESNEL avait été élu membre de l'Académie des Sciences en 1823, et membre de la Société Royale de Londres en 1825.

Dès son enfance, Augustin FRESNEL fut grave et mélancolique ; et sa complexion faible, sa santé délicate favorisèrent peut-être un penchant naturel à l'observation et à la méditation. Mais cette tendance mélancolique s'allia toujours à une grande noblesse de sentiments et à une grande fermeté de caractère.

Jeune encore, lors du retour de Napoléon de l'île d'Elbe, il donna généreusement la preuve de l'énergie de ses convictions. Convaincu que le retour de l'Empereur ferait le malheur de la France, Augustin FRESNEL s'arma, monta à cheval et alla rejoindre l'armée royaliste du Midi qui semblait vouloir organiser la résistance.

Obligé de rentrer à Nyons, malade, hué par la population, destitué par le Gouvernement, FRESNEL dut se retirer auprès de sa mère, au village de Mathieu, près de Caen.

Le repos forcé qu'il prit alors, l'amena définitivement à la Science. Depuis près d'une année, FRESNEL méditait volontiers sur les difficultés de la théorie de la lumière, sur les obscurités et les complications de cette théorie dans l'hypothèse de l'émission. Pendant

1. Voir, pour plus de détails, la *Notice sur A. J. Fresnel*, par A. Marc. (Caen, 1845).



son séjour à Mathieu, ses idées prirent une forme plus précise et c'est là qu'il rédigea son premier mémoire sur la diffraction.

L'amitié d'Arago, que Fresnel était allé consulter en se rendant en Normandie, fit bientôt appeler à Paris le jeune ingénieur qui venait d'être réintégré par la seconde Restauration. Il put alors, pendant quelques années, s'occuper avec une féconde activité de ses recherches scientifiques, et ses travaux fondamentaux datent de cette courte période. Tout ce que nous appelons l'« optique physique » est tributaire de Fresnel. Dans l'étude de la diffraction et des interférences, de la polarisation, de la double réfraction, partout il coordonne les faits par des conceptions simples : application du principe général des interférences combiné systématiquement avec le principe d'HUYGHENS ; transversalité des vibrations lumineuses ; généralisation de la notion de surface d'onde.

Certes, les résultats qu'il donne ne sont pas toujours nouveaux, et ses démonstrations ont pu quelquefois être incomplètes ou inexactes. Mais c'est néanmoins grâce à ses efforts que la théorie des ondulations s'est constituée sur des bases solides en un corps de doctrine, maintenant centenaire, auquel son nom reste légitimement attaché.

Malheureusement sa santé s'altérait gravement. Membre très actif de la Commission des Phares, répétiteur à l'École Polytechnique, il se fatiguait beaucoup trop ; aussi, pendant les dernières années de sa vie, si douloureuses, son activité scientifique se restreignit-elle au problème difficile de l'éclairage des phares. Nous lui devons la réalisation pratique des phares puissants à projecteurs lenticulaires ; et les grands progrès techniques qu'il a fait réaliser dans cette voie ne sont pas l'un de ses moindres titres à notre reconnaissance.

La plupart des écrits de FRESNEL ne furent publiés qu'après sa mort¹. Il ne fit guère imprimer lui-même que le Mémoire sur la Diffraction, couronné par l'Académie des Sciences (1819) ; quelques courts extraits des mémoires qu'il présentait à l'Académie et un article didactique, *De la Lumière*, où il résume la marche de ses idées et l'ensemble de sa théorie, article qui parut en 1822 dans le supplément à la traduction française de la *Chimie* de Thomson.

C'est ce dernier exposé que nous réimprisons aujourd'hui. Nous avons respecté le texte de FRESNEL, tel qu'il a été inséré, avec les corrections de l'auteur, dans les *Oeuvres d'Augustin Fresnel*.

H. A.

1. *Oeuvres d'Augustin Fresnel*, avec une introduction par E. Verdet, 3 vol. in-4°. Imprimerie Nationale, 1866.

DE LA LUMIÈRE

PAR

AUGUSTIN FRESNEL

NATURE DE LA LUMIÈRE

1. — Les physiciens sont depuis longtemps partagés sur la nature de la lumière. Les uns supposent qu'elle est lancée par les corps lumineux, et les autres qu'elle résulte des vibrations d'un fluide élastique infiniment subtil répandu dans l'espace, comme le son des vibrations de l'air. Le système des ondulations, qui est dû au génie de Descartes, et que Huyghens a plus habilement suivi dans ses conséquences, a été aussi adopté par Euler, et, dans ces derniers temps, par le célèbre docteur Thomas Young, auquel l'optique doit beaucoup de découvertes importantes. Le système de l'émission, ou celui de Newton, soutenu par le grand nom de son auteur, et je dirais presque par cette réputation d'infailibilité que son immortel ouvrage des *Principes* lui avait acquise, a été plus généralement adopté. L'autre hypothèse paraissait même entièrement abandonnée, lorsque M. Young l'a rappelée à l'attention des physiciens par des expériences curieuses, qui en présentent une confirmation frappante, et semblent en même temps bien difficiles à concilier avec le système de l'émission.

Les phénomènes nouveaux, comparés aux faits antérieurement connus, augmentent tous les jours les probabilités en faveur du système des ondulations. Quoique négligé longtemps, et plus difficile à suivre dans ses conséquences mécaniques que l'hypothèse de l'émission, il fournit déjà des moyens de calcul beaucoup plus étendus. C'est un des caractères les moins équivoques de la réalité d'une théorie. Quand

une hypothèse est vraie, elle doit conduire à la découverte des rapports numériques qui lient entre eux les faits les plus éloignés ; lorsqu'elle est fautive au contraire, elle peut représenter à la rigueur les phénomènes pour lesquels elle a été imaginée, comme une formule empirique représente les mesures entre les limites desquelles elle a été calculée ; mais elle ne saurait dévoiler les nœuds secrets qui unissent ces phénomènes à ceux d'une autre classe.

Ainsi, par exemple, M. Biot, en cherchant, avec autant de sagacité que de persévérance, les lois des beaux phénomènes de coloration que M. Arago avait découverts dans les lames cristallisées, reconnut que les teintes qu'elles présentaient suivaient à l'égard de leurs épaisseurs des lois analogues à celles des anneaux colorés, c'est-à-dire que les épaisseurs de deux lames cristallisées de même nature, qui donnaient deux teintes quelconques, étaient dans le même rapport que les épaisseurs des lames d'air qui réfléchissaient des teintes semblables dans les anneaux colorés. Cette relation, indiquée par l'analogie, indépendamment de toute idée théorique, était déjà sans doute très remarquable et très importante ; mais M. Young a été plus loin à l'aide du principe des interférences, qui est une conséquence immédiate du système des ondulations. Il a découvert une relation bien plus intime encore entre ces deux classes de phénomènes ; c'est que la différence de marche entre les rayons qui ont été réfractés ordinairement dans une lame cristallisée et ceux qui ont éprouvé la réfraction extraordinaire est précisément égale à la différence des chemins parcourus par les rayons réfléchis, à la première et à la seconde surface de la lame d'air qui donne la même teinte que la lame cristallisée : ce n'est plus ici un simple rapport, mais une identité.

Je pourrais ajouter encore que les lois si compliquées, en apparence, des phénomènes de la diffraction, que l'on avait vainement essayé de deviner avec les secours réunis de l'expérience et du système de l'émission, ont été indiquées dans toute leur généralité par les principes les plus simples de la théorie des ondulations. Sans doute l'observation a concouru aussi à cette découverte ; mais seule elle ne l'aurait pas faite ; tandis que sur ce sujet, comme sur plusieurs autres, la théorie des ondulations pouvait, à la rigueur, devancer l'expérience

et annoncer d'avance les faits avec toutes leurs particularités.

2. — Les résultats que nous venons de citer prouvent suffisamment que le choix d'une théorie n'est point indifférent. Son utilité ne se borne pas à faciliter l'étude des faits en les réunissant par groupes plus ou moins nombreux, d'après leurs rapports les plus frappants. Un autre but non moins important d'une bonne théorie doit être de contribuer à l'avancement de la science, à la découverte des faits et des rapports entre les classes de phénomènes les plus distinctes et en apparence les plus indépendantes les unes des autres. Or il est clair qu'en partant d'une hypothèse imaginaire sur la cause de la lumière, on n'atteindra pas aussi promptement le but que si l'on était à cet égard dans le secret de la nature. La théorie dont l'hypothèse fondamentale est vraie, quelque rebelle qu'elle soit d'ailleurs à l'analyse mathématique, indiquera, même entre les faits les plus éloignés, des relations intimes qui seraient toujours restées inconnues dans l'autre système. Ainsi, sans parler du désir si naturel qu'on doit avoir dans tous les cas de connaître la vérité, on voit combien il est intéressant pour les progrès de l'optique et de tout ce qui s'y rattache, c'est-à-dire la physique et la chimie entières, de savoir si les molécules lumineuses sont lancées des corps qui nous éclairent jusqu'à nos yeux, ou si la lumière est propagée par les vibrations d'un fluide intermédiaire auquel les particules de ces corps communiquent leurs oscillations. Et qu'on ne suppose pas que c'est une de ces questions à la solution desquelles il est impossible d'arriver ; parce qu'elle a paru longtemps indécise, il ne faut pas en conclure qu'elle ne peut être décidée. Nous pensons même qu'elle l'est déjà, et qu'après avoir comparé attentivement les deux systèmes et les explications qu'ils donnent des phénomènes connus jusqu'à présent, on ne saurait méconnaître la supériorité de la théorie des ondulations.

En nous proposant spécialement l'exposition des faits, nous ne nous interdrons donc point les vues théoriques qui ont si puissamment contribué à la découverte de leurs lois. Nous croyons qu'il sera également utile à l'enseignement et à l'avancement de la science de faire connaître les principes les plus essentiels et les plus féconds d'une théorie dont les avantages ont été trop longtemps méconnus. Les bornes de ce

supplément, et l'objet principal de l'ouvrage qu'il doit compléter, ne nous permettront pas d'entrer dans les détails des calculs; mais, après avoir expliqué pour chaque question physique comment elle devient un problème mathématique, nous ferons connaître les principaux résultats de l'analyse.

Nous nous occuperons d'abord de la diffraction de la lumière, qu'on doit naturellement placer au commencement d'un traité d'optique, puisqu'elle a pour objet le cas le plus simple des ombres portées par les corps opaques, celui où l'objet éclairant est réduit à un point lumineux; et nous donnerons à l'exposition de ces phénomènes l'étendue qu'ils nous paraissent mériter, comme les plus propres à décider la grande question dont nous venons de parler.

DIFFRACTION DE LA LUMIÈRE

3. — On appelle *diffraction* de la lumière les modifications qu'elle éprouve en passant auprès des extrémités des corps.

Lorsque l'on fait entrer les rayons solaires dans une chambre obscure par une ouverture d'un très petit diamètre, on remarque que les ombres des corps, au lieu d'être terminées nettement et d'une manière tranchée, comme cela devrait arriver si la lumière marchait toujours en ligne droite, sont fondues sur leurs contours et bordées de trois franges colorées bien distinctes dont les largeurs sont inégales et vont en diminuant de la première à la troisième; quand le corps interposé est assez étroit, on voit même des franges dans son ombre, qui paraît alors divisée par des bandes obscures et des bandes plus claires, placées à des distances égales les unes des autres. Nous appellerons cette seconde espèce de franges : *franges intérieures*, et les autres *franges extérieures*.

4. — Grimaldi est le premier physicien qui les ait observées et étudiées avec soin¹. Newton, qui s'est occupé aussi de la diffraction, et a même consacré à ce sujet le dernier livre de son Optique, ne paraît pas avoir remarqué les franges intérieures, quoique ses recherches fussent postérieures à

celles de Grimaldi; car il dit dans la vingt-huitième question du livre III de son Optique, en objectant au système des ondulations que les ondes lumineuses devraient se répandre dans l'ombre des corps : « Il est vrai que les rayons, passant le long d'un corps, s'infléchissent un peu, comme je l'ai fait voir plus haut; mais *cette inflexion ne se fait pas vers l'ombre*, elle se fait du côté opposé et seulement lorsque les rayons passent à une très petite distance du corps, après quoi ils se propagent en ligne droite. » On a peine à concevoir comment l'inflexion de la lumière dans l'intérieur des ombres a pu échapper à un aussi habile observateur, surtout quand on réfléchit qu'il avait fait des expériences sur les corps les plus étroits, puisqu'il a même employé des cheveux. On serait tenté de croire que ses préventions théoriques ont pu contribuer, jusqu'à un certain point, à lui fermer les yeux sur ces phénomènes importants, qui affaiblissaient beaucoup l'objection principale sur laquelle il fondait la supériorité de son système.

Comme cette inflexion de la lumière dans l'intérieur des ombres est un fait capital, nous croyons devoir insister sur les détails de l'expérience qui l'établit. Pour la faire d'une manière qui ne vous laisse aucun doute à cet égard, introduisez la lumière solaire dans une chambre obscure par une ouverture pratiquée à son volet, et que vous aurez recouverte d'une feuille d'étain percée d'un petit trou d'épingle, d'un dixième de millimètre au plus; au lieu de laisser tomber directement les rayons solaires sur l'ouverture, ce qui ne permettrait pas de les suivre loin dans la chambre obscure à cause de leur obliquité, recevez-les sur un miroir situé en dehors, et incliné de manière à les réfléchir dans une direction à peu près horizontale. Placez maintenant dans le cône lumineux, formé par les rayons solaires ainsi introduits, un fil de fer ou d'acier ou de toute autre matière parfaitement opaque, ayant, par exemple, 1 millimètre de diamètre. Je supposerai, pour fixer les idées, qu'il est à 1 mètre du petit trou, et que le carton blanc sur lequel vous recevez son ombre est placé à 2 mètres plus loin, c'est-à-dire à 3 mètres du volet. Si le petit trou était infiniment étroit, si le point lumineux était un point mathématique, il est clair que l'ombre géométrique tracée sur le carton devrait avoir 3 millimètres de largeur; j'appelle ainsi l'ombre dont les limites seraient tracées

1. GRIMALDI. *Physico-mathesis de lumine*. Bologne, 1665.

par des rayons qui n'auraient éprouvé aucune inflexion.

5. — Calculons maintenant de combien la largeur de l'ombre géométrique *absolue* doit être diminuée par les dimensions du trou éclairant. Puisqu'il a, par hypothèse, un dixième de millimètre de diamètre, les rayons extrêmes partiront de points éloignés du centre d'un vingtième de millimètre, et puisque le carton est deux fois plus éloigné du fil de fer que celui-ci du point lumineux, la pénombre géométrique devra avoir un dixième de millimètre en largeur. Ainsi l'ombre géométrique absolue ne sera diminuée, de chaque côté, que d'un dixième de millimètre, et réduite en conséquence à une largeur de 2^{mm}. 8. Si donc les rayons n'éprouvaient aucune inflexion en dedans de l'ombre, cet espace devrait être dans une obscurité complète. Or, en l'observant attentivement, vous y découvrirez des bandes légèrement éclairées, que font ressortir les lignes obscures qui les séparent, et vous remarquerez que le centre même de l'ombre est occupé par une bande brillante¹. Il résulte donc de cette expérience, si facile à vérifier, que la lumière s'infléchit dans les ombres des corps, comme Grimaldi l'avait remarqué. A la vérité elle s'affaiblit très promptement, à mesure que l'angle d'inflexion augmente; mais ce décroissement rapide n'a rien de contraire à la théorie des vibrations, qui l'explique aisément par la petitesse des ondes lumineuses, et fait même connaître la loi suivant laquelle il a lieu. Ainsi Newton s'est trompé en supposant qu'il ne se répandait point de lumière derrière les corps opaques, et l'objection qu'il en tirait contre la théorie des ondulations, reposait sur une hypothèse inexacte.

6. — Puisque nous venons de parler des franges intérieures, c'est ici le lieu de décrire l'expérience ingénieuse que M. Young a faite sur ce sujet, et la conséquence importante qu'il en a déduite².

Ayant intercepté avec un écran toute la lumière qui venait d'un des côtés du corps étroit, il remarqua que les franges situées dans l'intérieur de son ombre disparaissaient complètement, quoiqu'il n'eût soustrait ainsi que la moitié des

1. Je donnerai dorénavant le nom de *bande brillante* à toute bande comprise entre deux bandes contiguës plus obscures, quelle que soit d'ailleurs la faiblesse de sa lumière.

2. *Experiments and Calculations relative to physical Optics* (Philosophical Transactions for 1804.)

rayons infléchis. Il en conclut que le concours des deux faisceaux lumineux était nécessaire à leur formation, et qu'elle résultait de l'action qu'ils exerçaient l'un sur l'autre; car chacun de ces deux faisceaux, pris séparément, ne répandant dans l'ombre qu'une lumière continue, leur réunion devrait également produire une lumière continue, s'ils ne faisaient que se mêler et n'exerçaient pas une certaine influence l'un sur l'autre.

7. — En supposant, comme il est naturel de le faire dans le système de l'émission, que les inflexions diverses des rayons lumineux près des corps proviennent d'une certaine action attractive ou répulsive de ceux-ci sur les molécules lumineuses, on pouvait penser que, dans cette expérience, l'action du bord libre du corps étroit était modifiée par l'écran qui touchait l'autre bord, de telle façon qu'elle perdait la propriété de produire des franges intérieures. Cette objection devait paraître déjà bien faible quand on remarquait que les franges extérieures produites par le bord libre du corps étroit n'étaient point altérées par le voisinage de l'écran; mais M. Young la leva d'ailleurs complètement en éloignant assez l'écran du corps étroit pour que l'on ne pût supposer raisonnablement qu'il apportait quelque modification dans les forces attractives ou répulsives de celui-ci, et en interceptant l'un des deux faisceaux lumineux, tantôt avant qu'il eût rasé le bord du corps, et tantôt après, ce qui faisait toujours disparaître les franges intérieures.

8. — Il démontra encore l'influence mutuelle des rayons lumineux, en faisant passer la lumière par deux petits trous suffisamment rapprochés; il observa, dans l'ombre de la partie intermédiaire, des lignes obscures et brillantes résultant évidemment de l'action de ces deux faisceaux l'un sur l'autre, puisqu'elles disparaissaient dès qu'un des trous était bouché¹.

Les franges sont plus nettes, lorsqu'au lieu de percer deux petits trous dans l'écran on y pratique deux fentes parallèles et distantes d'un ou deux millimètres; alors on fait également disparaître les franges intérieures en bouchant une des fentes, quoique la lumière répandue dans l'ombre de la

1. *A Course of Lectures on natural Philosophy*, lecture xxxix, plate xxx, fig. 442.

ainsi nommé parce qu'il maintient les rayons réfléchis dans une direction constante, malgré le mouvement diurne du soleil. On conçoit en effet que, sans cette précaution, les rayons réfléchis, changeant de direction avec les rayons incidents, feraient éprouver un petit déplacement au point lumineux qu'ils forment par leur concours. Mais cette immobilité parfaite du point lumineux n'est nécessaire, comme nous venons de le dire, que dans le cas où l'on veut mesurer les franges; encore pourrait-on même, à la rigueur, se passer d'héliostat, en ne prenant pas trop de mesures à la fois, de manière que chaque opération durât peu, et en employant une lentille d'un très court foyer.

10. — Après avoir indiqué la meilleure manière de former un point lumineux, je vais exposer le procédé le plus commode pour observer les franges, en suivant, dans cette exposition, la marche qui me l'a fait découvrir.

Voulant observer les franges extérieures très près du corps opaque, j'imaginai de recevoir son ombre sur une plaque de verre dépoli, et de les regarder par derrière avec une loupe. Or, en promenant mon œil, armé de la loupe, dans le prolongement des franges, au delà du verre dépoli, je remarquai que je les voyais encore, et même beaucoup plus nettement, et qu'elles étaient du reste absolument semblables à celles que se peignaient sur la glace dépolie. J'en conclus que son interposition était inutile, et qu'il suffisait de recevoir la lumière directement sur la loupe, en se plaçant derrière le corps qui porte ombre et regardant le point lumineux¹. La raison en est bien simple; l'effet d'un verre convexe est de peindre au fond de l'œil ce qui est à son foyer, que ce soit un objet réel, ou une image formée par un arrangement quelconque de rayons lumineux, pourvu que ces rayons par-

1. Pour bien voir les franges il faut avoir soin de faire tomber le foyer des rayons réunis par la loupe au milieu de la pupille, en la plaçant à une distance de l'œil telle que toute sa surface paraisse illuminée, quand elle n'est pas dans l'ombre du corps opaque; ensuite, en conservant les mêmes positions relatives de l'œil et de la loupe, on les porte vers l'ombre dont on veut observer les franges.

Lorsque la loupe n'est éloignée du corps que d'une distance précisément égale à celle de son foyer, alors les bords du corps étant au foyer même, c'est-à-dire dans la position propre à la vision distincte, sont tranchés et débarrassés de franges; mais elles paraissent aussitôt qu'on s'en éloigne un peu. Elles reparaissent aussi quand on s'en rapproche assez pour dépasser la distance focale. La raison en est facile à donner, mais nous entraînerait dans des détails un peu trop longs.

viennent, sans altération, à la surface du verre convexe. C'est ainsi que l'oculaire d'un télescope nous fait voir l'image aérienne des objets peinte au foyer de l'objectif, image qu'on aperçoit également, mais d'une manière bien moins distincte, en la recevant sur un carton blanc ou un verre dépoli. Le simple raisonnement pouvait donc indiquer ce mode d'observation, très préférable à celui que l'on avait suivi jusqu'alors, parce qu'il a l'avantage de grossir les franges et d'augmenter en même temps leur éclat; ce qui permet de les distinguer dans une foule de circonstances où on ne le pourrait pas en les recevant sur un carton blanc, à cause de leur finesse ou de la faiblesse de la lumière.

Pour donner une idée de la supériorité de cette méthode, il suffit de dire qu'elle fait découvrir aisément les franges formées dans la lumière d'une étoile un peu brillante par l'interposition d'un corps opaque, et qu'elle fait même apercevoir des bandes obscures et brillantes dans l'intérieur de son ombre, s'il est assez étroit et assez éloigné du spectateur; tandis qu'il serait impossible aux meilleurs yeux de distinguer l'ombre même de ce corps, projetée sur un carton blanc. Pour apercevoir des franges dans la lumière d'une étoile, il est nécessaire d'employer une loupe d'un foyer un peu long, telle que les verres de lunettes ordinaires, d'un ou deux pieds du foyer par exemple, parce que, si le verre était plus convexe, la lumière serait trop affaiblie: il en résulte que le grossissement n'est pas aussi grand, et qu'on ne peut pas, dans ce cas, observer des franges aussi fines que si la lumière était plus vive: en général, plus elle est faible, plus il faut diminuer le grossissement. Si l'on veut réussir dans cette expérience, que tout le monde peut répéter facilement, il faut avoir soin, comme nous l'avons déjà recommandé, de faire tomber le foyer lumineux du verre convexe au milieu de la pupille, en le tenant à une distance telle que toute sa surface paraisse illuminée, et de chercher alors dans cette position relative de l'œil et de la loupe l'ombre du corps opaque dont on veut observer les franges.

J'ai cru devoir m'étendre un peu sur ce mode d'observation, à cause de la facilité qu'il donne d'étudier tous les phénomènes de diffraction, et de les mesurer avec précision. Car on conçoit que pour mesurer la largeur des franges, c'est-à-

dire les distances entre les milieux des Landes obscures ou brillantes, il suffit d'employer une petite loupe mobile, portant à son foyer un fil très fin qui serve de point de mire, et dont on puisse évaluer les déplacements, à l'aide d'un vernier ou d'une vis micrométrique ; cet appareil constitue alors ce qu'on appelle un micromètre. Celui que j'ai employé dans toutes mes expériences, et qui a été exécuté par M. Fortin, porte une plaque de cuivre, qui glisse à frottement doux entre deux rainures fixes : cette pièce est percée, dans son milieu, d'un trou d'un centimètre de largeur, sur les bords duquel est fixé d'un côté le fil de soie écrue qui doit servir de point de mire, et de l'autre un petit tuyau qui porte la loupe, qu'on peut rapprocher ou éloigner du fil jusqu'à ce qu'il se trouve à son foyer. La plaque sur laquelle tout ce système est fixé est menée par une vis micrométrique travaillée avec une grande perfection. La largeur des pas est exactement connue, et l'on estime leurs subdivisions à l'aide d'un cadran divisé en cent parties que parcourt une aiguille attachée à la vis. On peut évaluer de cette manière à un centième de millimètre près le déplacement qu'éprouvent la lentille et le fil, quand on fait tourner la vis. Cela posé, il est aisé de concevoir la manière dont on mesure l'intervalle entre les milieux de deux bandes obscures, par exemple ; on amène successivement le fil sur le milieu de la première et sur celui de la seconde, en tenant note chaque fois de la division du cadran à laquelle répond l'aiguille, et comptant le nombre des tours, qui se trouve d'ailleurs indiqué par un vernier divisé en parties égales à la largeur d'un pas de la vis. Cette largeur étant connue, il est facile de calculer le déplacement du fil ou l'intervalle compris entre les milieux des deux bandes obscures.

11. — Avant de décrire les premiers phénomènes de diffraction, j'aurais pu indiquer d'abord la manière de les observer avec une loupe ; mais j'ai craint de laisser quelques doutes sur les résultats importants qu'ils présentent, en faisant dépendre en quelque sorte leur démonstration expérimentale du plus ou moins de confiance qu'on pouvait avoir, au premier abord, dans le nouveau mode d'observation ; c'est pourquoi j'ai décrit ces expériences telles que Grimaldi et M. Young les ont faites, en recevant les franges sur un carton

blanc. Ce n'est pas qu'il ne soit facile de se convaincre par le raisonnement que l'emploi de la loupe ne change rien aux phénomènes ; et il suffit même pour s'en assurer par le fait de comparer les franges peintes sur un carton à celles qu'on voit au travers d'une loupe, dont le foyer est à la même distance du corps opaque ; on reconnaîtra qu'elles se ressemblent parfaitement, à la différence près du grossissement apparent et de l'éclat que leur donne la loupe ; et si on les mesure, on leur trouvera la même largeur. Mais il était utile de démontrer *a priori* et d'une manière incontestable l'immersion de la lumière dans les ombres et l'influence mutuelle des rayons lumineux ; et j'ai cru devoir n'exposer le nouveau moyen d'observation que lorsqu'il devenait nécessaire pour les nouvelles expériences dont j'avais à parler.

12. — Nous pouvons maintenant expliquer celle des deux miroirs, dans laquelle on obtient des effets très frappants de l'influence mutuelle des rayons lumineux par la réunion des deux faisceaux réfléchis régulièrement sur leur surface. Il ne faut point employer de glaces étamées, mais noircies par derrière, afin de détruire la seconde réflexion, qui compliquerait le phénomène ; des miroirs métalliques sont encore préférables. Après avoir placé les deux miroirs l'un à côté de l'autre, et de sorte que leurs bords se touchent parfaitement, on les fait tourner jusqu'à ce qu'ils se trouvent presque dans le même plan, et forment néanmoins entre eux un angle légèrement rentrant, de manière à présenter à la fois deux images du point lumineux. On peut juger de cet angle d'après l'intervalle qui sépare les images ; il faut que cet intervalle soit petit pour que les franges aient une largeur suffisante. Mais une chose à laquelle on doit apporter le plus grand soin, c'est que les miroirs ne saillent pas l'un sur l'autre dans la ligne de contact, car une saillie d'un ou deux centièmes de millimètre suffirait souvent pour empêcher l'apparition des franges. On parvient à remplir cette condition par le tâtonnement, en pressant peu à peu celui des deux miroirs que l'on croit le plus saillant contre la cire molle au moyen de laquelle on les a fixés sur un appui commun ; et l'on juge au tact, et mieux encore en cherchant les franges à l'aide de la loupe, si la condition est remplie. On pourrait sans doute imaginer un mécanisme au moyen

duquel on ferait varier à volonté l'angle des deux miroirs, en évitant toute saillie de l'un sur l'autre ; mais il faudrait qu'il fût construit avec un grand soin. Si le procédé que je viens d'indiquer est plus long par les tâtonnements qu'il nécessite, il a du moins l'avantage de n'exiger d'autre appareil que deux petits miroirs de métal ou de verre noir, et d'être ainsi à la portée de tout le monde.

13. — On ne doit employer dans cette expérience, comme dans celles de diffraction, que la lumière d'un seul point lumineux ; et pour que les franges soient bien nettes, il faut qu'il soit d'autant plus fin ou plus éloigné qu'elles sont plus étroites. Peu importe d'ailleurs sous quelle inclinaison le système des miroirs accouplés se présente aux rayons incidents. Pour découvrir les franges, il faut s'éloigner un peu des miroirs, et recevoir directement les rayons qu'ils réfléchissent sur une loupe d'un court foyer, derrière laquelle on tient son œil placé de manière que toute sa surface paraisse illuminée. Alors on cherche les franges dans l'espace où se réunissent les rayons réfléchis sur les deux miroirs, qu'il est facile de distinguer du reste du champ lumineux à la supériorité de son éclat.

Ces franges présentent une série de bandes brillantes et obscures, parallèles entre elles, et à égales distances les unes des autres. Dans la lumière blanche elles sont parées des plus vives couleurs¹, surtout celles qui avoisinent le centre ; car, à mesure qu'elles s'en éloignent, elles s'affaiblissent graduellement, et disparaissent enfin vers le huitième ordre. Dans une lumière plus homogène, telle que celle qu'on peut obtenir au moyen d'un prisme ou de certains verres colorés en rouge, on aperçoit un bien plus grand nombre de franges, qui ne présentent plus alors qu'une suite de bandes obscures et brillantes de même couleur. En employant une lumière aussi homogène que possible, on réduit le phénomène à son plus grand degré de simplicité. C'est dans ce cas que nous allons d'abord l'étudier particulièrement. Il nous sera facile ensuite de nous rendre compte des apparences qu'il présente avec la lumière blanche, par la superposition des bandes

1. Pour bien distinguer ces couleurs, il faut avoir soin de rendre les franges suffisamment larges en rapprochant beaucoup l'une de l'autre les deux images du point lumineux.

brillantes et obscures de chaque espèce de rayons colorés dont elle se compose.

La direction de ces bandes est toujours perpendiculaire à la ligne droite qui joindrait les deux images du point lumineux, du moins dans l'espace éclairé par la lumière régulièrement réfléchie, quelle que soit la direction de cette ligne relativement aux bords des miroirs en contact ; ce qui prouve bien qu'elles ne proviennent pas d'une influence exercée par ces bords sur les rayons lumineux qui passent dans leur voisinage. On peut d'ailleurs, en augmentant l'angle des miroirs, écarter assez l'une de l'autre les deux images du point lumineux, pour que les rayons qui concourent à la production des franges soient réfléchis à des distances telles des bords en contact, qu'on ne puisse plus raisonnablement supposer aucune action sensible de leur part.

La bande centrale est brillante, comme dans les franges qui divisent l'ombre d'un corps étroit, ou celles qu'on obtient au moyen d'un écran percé de deux fentes parallèles, très fines et suffisamment rapprochées. Cette bande brillante est placée entre deux bandes obscures du noir le plus foncé, quand on emploie, comme nous le supposons, une lumière sensiblement homogène ; chacune d'elles est suivie d'une bande brillante, à laquelle succède de nouveau une bande obscure, et ainsi de suite. Les bandes obscures sont encore d'un noir très foncé, dans les franges du deuxième et du troisième ordre ; mais, à mesure qu'on s'éloigne du centre, elles deviennent moins prononcées, ce qui tient à ce que la lumière employée n'est jamais parfaitement homogène.

Il suffit de comparer les bandes obscures des premier, deuxième et troisième ordres à la lumière donnée par un seul miroir, pour se convaincre qu'elles sont beaucoup moins éclairées, et que, dans les positions qu'elles occupent, l'addition des rayons d'un des miroirs à ceux de l'autre, au lieu de former une lumière plus intense, *produit de l'obscurité*. Il est aisé de faire cette comparaison en regardant successivement les bandes noires et les parties du champ lumineux situées à droite et à gauche de la partie doublement éclairée où se trouvent les franges. Si l'on craignait que l'opposition des bandes brillantes qui avoisinent les bandes obscures occasionnât quelque illusion à cet égard, il suffirait de placer



successivement le fil du micromètre au milieu d'une des bandes obscures les plus noires, et dans la portion du champ lumineux qui n'est éclairée que par un seul miroir; car on le distinguera beaucoup plus aisément dans cette seconde position que lorsqu'il répondra au milieu des bandes noires du premier ou second ordre, surtout si la chambre obscure est bien fermée, et si l'on a pris toutes les précautions nécessaires pour qu'il ne reçoive de lumière que des deux miroirs.

Il est donc parfaitement prouvé que, dans certains cas, de la lumière ajoutée à de la lumière produit de l'obscurité. Ce fait capital, qui n'a pas échappé à Grimaldi, et que cependant Newton paraît avoir ignoré, avait été suffisamment démontré dans ces derniers temps par les expériences de M. Young; mais celle que je viens de décrire le met peut-être encore mieux en évidence, parce que les bandes obscures qu'elle présente sont en général plus noires que celles des phénomènes de diffraction proprement dite, et qu'elle éloigne toute idée d'une action *diffractive*, qui dilaterait les faisceaux lumineux dans certains points, pour les condenser sur d'autres, puisque le phénomène est ici produit par des rayons régulièrement réfléchis.

Il est aisé de reconnaître ici, comme dans les expériences de M. Young, que les franges résultent de l'action mutuelle des rayons qui se rencontrent; car, si l'on intercepte avec un écran placé près de l'un des miroirs tous les rayons qu'il envoie, soit avant, soit après leur réflexion, ces franges disparaissent entièrement, quoique l'espace qu'elles occupaient continue à être éclairé par l'autre miroir, et l'on n'aperçoit plus que les franges pâles et inégalement espacées qui bordent l'ombre de l'écran. Si l'on ne couvre avec l'écran qu'une moitié du miroir, de manière à ne faire disparaître les franges que sur la moitié de leur longueur, on pourra comparer commodément la partie restante des bandes obscures les plus noires avec l'espace voisin, où la lumière d'un des miroirs est interceptée par l'écran, et s'assurer encore de cette manière qu'il est beaucoup plus éclairé que le milieu de chacune d'elles, où arrivent à la fois cependant les rayons réfléchis par les deux miroirs. Ces rayons s'y neutralisent donc mutuellement, en vertu d'une certaine action qu'ils exercent les uns sur les autres.

14. — Cette influence mutuelle des rayons lumineux, que

nous venons d'établir par plusieurs expériences, est confirmée encore par un grand nombre de phénomènes d'optique; en sorte que c'est maintenant un des principes de physique les mieux démontrés. Nous avons choisi d'abord les faits qui le mettaient hors de doute; nous reviendrons ensuite sur ceux qui en présentent les confirmations les plus importantes. Mais auparavant il nous faut étudier la loi suivant laquelle s'exerce cette propriété remarquable de la lumière.

Si l'on calcule les différences des chemins parcourus par les rayons qui concourent à la production de chacune des bandes obscures et brillantes, on trouve d'abord que le milieu de la bande brillante qui occupe le centre répond à des chemins égaux, et qu'en appelant d la différence des chemins parcourus par les rayons des faisceaux qui se réunissent au milieu de la bande brillante suivante, soit à droite, soit à gauche, les milieux des autres bandes brillantes répondent à des différences de chemins parcourus égales à $2d$, $3d$, $4d$, $5d$, $6d$, etc., tandis que les milieux des bandes obscures, depuis celles qui accompagnent la bande brillante centrale jusqu'aux plus éloignées, répondent successivement à des différences de chemins parcourus égales à $\frac{1}{2}d$, $\frac{3}{2}d$, $\frac{5}{2}d$, $\frac{7}{2}d$, etc.

Il résulte donc de là que la réunion des rayons produit le maximum de lumière, lorsque la différence des chemins qu'ils ont parcourus est égale à 0 , d , $2d$, $3d$, $4d$, $5d$, etc., et qu'au contraire ils se neutralisent mutuellement et produisent de l'obscurité, quand cette différence est égale à $\frac{1}{2}d$, $\frac{3}{2}d$, $\frac{5}{2}d$, $\frac{7}{2}d$, $\frac{9}{2}d$, $\frac{11}{2}d$, etc. Telle est la loi générale des influences périodiques que les rayons lumineux exercent les uns sur les autres.

Lorsque les deux faisceaux lumineux ont la même intensité, comme dans l'expérience que je viens de décrire, le milieu des bandes obscures présente une absence totale de lumière, du moins pour les franges du premier, du second et même du troisième ordre, si la lumière qu'on emploie est suffisamment homogène; mais comme elle ne l'est jamais parfaitement, il arrive que cette inégalité d'éclat entre les

bandes obscures et brillantes, qui est si saillante dans les premières franges, diminue graduellement à mesure qu'on s'éloigne du centre, et finit toujours par devenir insensible à une certaine distance. La raison en est facile à saisir : c'est que la lumière employée, quelque simplifiée qu'elle ait été soit par sa décomposition dans un prisme, soit par son passage au travers d'un verre coloré, est toujours composée de rayons hétérogènes, dont la couleur et les autres propriétés physiques sont très peu différentes, mais dans lesquels enfin la période d n'a pas exactement la même longueur : or il en résulte que les bandes obscures et brillantes dont elle détermine la position ne sont pas séparées par les mêmes intervalles. A la vérité, les largeurs des franges produites par les rayons hétérogènes diffèrent d'autant moins que la lumière employée s'approche plus d'une homogénéité parfaite; mais, quelque petite que soit cette différence, on conçoit que, étant répétée un grand nombre de fois, elle finira par produire dans la position des franges une différence telle que les bandes brillantes d'une espèce de rayons coïncideront avec les bandes obscures de l'autre; en sorte qu'à une distance suffisante de la ligne milieu (qui répond à des chemins égaux) les bandes obscures et brillantes des diverses espèces de rayons de la lumière employée s'effaceront mutuellement par leur mélange, et présenteront une teinte uniforme.

Plus la lumière a été simplifiée, plus le point où cette compensation parfaite a lieu se trouve éloigné du centre, et par conséquent plus on peut apercevoir de franges. Quand on emploie la lumière blanche, qui est la plus composée, le nombre des franges visibles est aussi le plus petit possible, et l'on n'en distingue guère que sept de chaque côté du centre. Elles offrent les teintes des anneaux colorés, et la raison de leur coloration est absolument la même. Si la longueur d était égale pour les rayons de diverses couleurs, la largeur de leurs franges (c'est-à-dire l'intervalle entre les milieux de deux bandes brillantes, ou de deux bandes obscures consécutives) étant aussi la même, il y aurait coïncidence parfaite de leurs points les plus obscurs comme de leurs points les plus brillants; et les divers rayons qui composent la lumière blanche, se trouvant partout en proportion semblables produiraient une série de bandes noires et blanches qui ne présenteraient

aucune trace de coloration. Mais il n'en est pas ainsi : comme d varie beaucoup pour les rayons diversement colorés, et presque du simple au double, d'une extrémité à l'autre du spectre solaire, la largeur de leurs franges varie suivant le même rapport, en sorte que leurs bandes obscures et brillantes ne peuvent plus se superposer, et diffèrent d'autant plus de position qu'elles s'éloignent davantage de la ligne milieu. Il doit donc arriver que la bande brillante des rayons d'une certaine couleur corresponde à la bande obscure des rayons d'une autre espèce; d'où résulte la prédominance des premiers à l'exclusion des seconds. Ainsi les franges présenteront une succession de teintes, variant en raison des proportions inégales dans lesquelles se mêleront les rayons divers que contient la lumière blanche.

La ligne milieu de la bande centrale est toujours blanche, parce que, répondant à une différence de chemins parcourus égale à zéro, elle est au maximum d'éclat pour toutes les espèces de rayons, quelle que soit la longueur de d . De chaque côté de cette bande blanche la lumière se colore graduellement; les couleurs sont très vives dès la seconde frange, ainsi que dans la troisième et la quatrième; mais ensuite elles s'affaiblissent et disparaissent totalement après la huitième, par le mélange plus complet des bandes obscures et brillantes de toutes les couleurs, qui produit une teinte blanche uniforme.

En faisant successivement l'expérience que nous venons de décrire, avec les rayons des sept principales couleurs que Newton distingue dans le spectre solaire, et mesurant les largeurs des bandes à l'aide du micromètre dont nous avons parlé plus haut, on conçoit qu'on peut en déduire, par le calcul, les valeurs correspondantes de d ; mais cette observation n'a été faite avec soin que sur la lumière rouge assez homogène que laissent passer certains vitraux d'église. Pour les rayons dominants de cette lumière, qui se trouvent voisins de l'extrémité du spectre solaire, la longueur de d est de $0^{\text{mm}},000638$, en prenant pour unité la millième partie du mètre. On peut déduire la valeur de d , pour les sept espèces principales de rayons, des observations de Newton sur les anneaux colorés; il suffit pour cela, comme nous en verrons la raison plus tard, de multiplier par 4 les longueurs de ce

qu'il appelle accès de facile réflexion ou de facile transmission des molécules lumineuses. C'est de cette manière qu'a été calculé le tableau suivant :

LIMITES des couleurs principales.	VALEURS extrêmes de d .	COULEURS principales.	VALEURS moyennes de d .
	millimètres.		millimètres.
Violet extrême . . .	0,000406	Violet.	0,000423
Violet-indigo . . .	0,000439	Indigo.	0,000449
Indigo-bleu . . .	0,000459	Bleu.	0,000475
Bleu-vert . . .	0,000492	Vert.	0,000512
Vert-jaune . . .	0,000532	Jaune.	0,000551
Jaune-orangé . . .	0,000571	Orangé.	0,000583
Orangé-rouge . . .	0,000596	Rouge.	0,000620
Rouge extrême . . .	0,000645		

Ce que nous venons de dire sur le petit nombre de franges produites par la lumière blanche, et sur le nombre assez limité de celles qu'on peut distinguer dans une lumière autant simplifiée que possible, nous explique pourquoi, dans beaucoup de cas où les rayons partant d'une source commune se croisent sous des directions presque parallèles, on n'aperçoit pas néanmoins de franges; c'est que la différence des chemins parcourus est trop considérable, contient un trop grand nombre de fois d , à tous les points de l'espace éclairé par les deux faisceaux réunis; en sorte que la bande centrale et celles qui en sont assez rapprochées pour être visibles répondent à des points situés au delà du champ commun des deux faisceaux lumineux. Voilà pourquoi il est si essentiel dans l'expérience des deux miroirs qu'ils ne saillent pas l'un sur l'autre; car, à cause de l'extrême petitesse de la quantité d , qui n'est guère qu'un demi-millième de millimètre pour les rayons jaunes la plus légère saillie, produisant une différence double d'elle-même entre les chemins parcourus, peut rejeter le groupe des franges visibles au delà du champ commun des deux miroirs¹.

1. Outre les rayons régulièrement réfléchis par les miroirs, il en est toujours qui s'infléchissent dans le voisinage de leurs bords, et prolongent ainsi l'espace commun aux deux champs lumineux. Les rayons régulièrement réfléchis sur l'un des miroirs, en

15. — Le raisonnement que nous venons de faire pour expliquer la coloration des franges produites par l'influence mutuelle de deux faisceaux blancs peut s'appliquer à tous les phénomènes de diffraction dans la lumière blanche. Ces effets résultent toujours de ce que les rayons de diverses couleurs ne produisent pas des bandes obscures et brillantes de même largeur, et par conséquent ne se trouvent plus, en chaque point, dans la proportion qui constitue la lumière blanche. La position de ces bandes étant connue pour chaque espèce de rayons, ainsi que les lois suivant lesquelles leur intensité varie d'un point à un autre, on pourra calculer les proportions de leurs mélanges, et déterminer ensuite les teintes qui en résultent, à l'aide de la formule empirique de Newton, au moyen de laquelle on trouve la teinte qui répond à un mélange quelconque de rayons colorés. Ainsi il suffit d'étudier les phénomènes d'optique dans une lumière homogène, ce qui les réduit à leur plus grand degré de simplicité, et il sera toujours facile d'en conclure les apparences qu'ils doivent présenter dans la lumière blanche. En conséquence, dans tout ce que nous dirons par la suite, nous supposerons toujours qu'on emploie une lumière homogène, à moins que nous ne parlions expressément des résultats obtenus avec la lumière blanche.

16. — On peut conclure facilement de la loi très simple que nous venons d'exposer relativement à l'influence mutuelle des rayons lumineux, que la largeur des franges, toujours proportionnelle à la longueur de d , doit être en outre en raison inverse de l'intervalle qui sépare les deux images du point lumineux, et en raison directe de leur distance au micromètre, ou, en d'autres termes, doit être en raison inverse de l'angle sous lequel l'observateur verrait cet intervalle, en plaçant son œil au point où il mesure les franges.

La même loi géométrique s'applique aux franges produites par deux fentes très fines pratiquées dans un écran. La largeur de ces franges est toujours en raison directe de la dis-

interférant avec les rayons infléchis vers le bord de l'autre, peuvent produire aussi des franges lorsque la différence de leurs chemins parcourus est assez petite; mais ces franges se distinguent en général de celles qui résultent de l'interférence des rayons régulièrement réfléchis par leur forme courbe et leur direction, qui n'est plus perpendiculaire à la ligne qui joint les deux images du point lumineux.

tance à l'écran, et en raison inverse de l'intervalle compris entre les milieux des deux fentes.

Cette loi a encore lieu d'une manière approximative pour les franges qu'on observe dans l'ombre d'un corps étroit, du moins tant qu'elles ne s'approchent pas trop des limites de l'ombre : car, dans ce cas, elles suivent une loi plus compliquée, qui repose néanmoins sur des principes très simples, mais ne peut être représentée que par une fonction transcendante, contenant, outre la largeur du corps et sa distance au micromètre, sa distance au point lumineux.

Quant aux franges extérieures qui bordent les ombres, leur largeur dépend toujours à la fois de ces deux distances. La première restant constante, elles sont d'autant plus larges que la seconde est plus petite.

17. — Lorsque les positions respectives du point lumineux et de l'écran ne changent point au contraire, et qu'on fait varier seulement la distance du micromètre à l'écran, on observe que la largeur des franges extérieures ne lui est pas proportionnelle, comme celle des franges intérieures. On peut énoncer le fait d'une manière plus géométrique, en concevant une ligne droite menée par le point lumineux, tangentiellement au bord du corps opaque (ligne qui détermine la limite de ce que nous avons appelé l'ombre géométrique), et en disant que, si l'on suit dans l'espace le milieu de la même bande obscure ou brillante, et qu'on abaisse de ce point, à chaque station, une perpendiculaire sur la tangente, on trouve bien que cette petite perpendiculaire augmente à mesure qu'on s'éloigne du corps opaque, mais dans une proportion moindre que la distance à ce corps. D'où il résulte que le même point d'une bande obscure ou brillante des franges extérieures ne décrit pas une ligne droite, mais une courbe dont la convexité est tournée en dehors. C'est ce qu'on peut mettre en évidence par des mesures précises, en employant le micromètre dont j'ai donné la description. Comme ce résultat est très remarquable, je crois devoir citer ici une des expériences qui m'ont servi à le démontrer : elle a été faite dans la lumière sensiblement homogène que laisse passer cette espèce de verre rouge dont j'ai déjà parlé.

Le corps opaque étant à 3018 millimètres du point lumineux, j'ai mesuré successivement l'intervalle compris entre

le bord de l'ombre géométrique¹ et le point le plus sombre de la bande obscure du troisième ordre; d'abord à 1^{mm},7 du corps opaque, ensuite à 1 003 millimètres, enfin à 3 995 millimètres; et j'ai trouvé, premièrement, 0^{mm},08; deuxièmement, 2^{mm},20; troisièmement, 5^{mm},83. Or, si l'on joint, par une ligne droite, les deux points extrêmes, on trouvera 1^{mm},52 pour l'ordonnée de cette droite qui répond au point intermédiaire; c'est-à-dire que, si la bande obscure du troisième ordre parcourait une ligne droite, sa distance au bord de l'ombre géométrique serait en ce point de 1^{mm},52, au lieu de 2^{mm},20 que nous a donné l'observation. Or la différence 0^{mm},68 est une fois et demie environ l'intervalle compris entre les milieux des bandes du troisième ordre et du second; car cet intervalle, à 1 003 millimètres du corps opaque, n'était que

1. Le bord de l'ombre se fond tellement avec la frange du premier ordre, qu'il est impossible de juger à l'œil où se trouve la limite de l'ombre géométrique, point auquel j'ai rapporté dans tous mes calculs la position des bandes obscures et brillantes des différents ordres. Aussi n'est-ce pas directement que je détermine sa place, mais par un calcul très simple que je vais indiquer. L'écran que j'emploie est un fil ou cylindre métallique, assez gros pour qu'à la plus grande distance à laquelle j'observe les franges extérieures, elles n'éprouvent aucune altération sensible de la part des rayons inflexibles qui pourraient venir du côté opposé, ce dont je m'assure en collant un petit carton sur une partie du cylindre métallique, de manière à laisser un de ces bords à découvert, et en regardant si cet élargissement de l'écran n'a rien changé à la position des bandes extérieures, et si elles sont sur le prolongement de celles qui répondent à la partie du cylindre sans écran. Cela posé, si je veux connaître, par exemple, la position du point le plus obscur de la bande du troisième ordre par rapport au bord de l'ombre géométrique, comme dans l'expérience dont il s'agit, je mesurerai l'intervalle compris entre les points les plus sombres des deux bandes du troisième ordre situées de chaque côté de l'ombre. On voit qu'il suffira d'en retrancher ensuite la largeur de l'ombre géométrique et de diviser le reste par 2, pour avoir la distance de chacun de ces points minima de la bande obscure du troisième ordre au bord de l'ombre géométrique. Or, si l'on mesure avec soin le diamètre du cylindre employé, connaissant sa distance au point lumineux et à l'endroit où l'on observe les franges, il sera facile de calculer la largeur de l'ombre géométrique au même endroit; il suffira pour cela d'établir la proportion suivante; la distance du point lumineux au cylindre est au diamètre de ce cylindre comme la distance du point lumineux au fil du micromètre est à un quatrième terme, qui sera précisément la largeur cherchée de l'ombre géométrique. Je mesure le diamètre de ces cylindres à l'aide d'un petit instrument très simple, semblable à un tire-pied de cordonnier, dont le verrier me donne immédiatement les cinquantièmes de millimètre et me permet d'estimer les centièmes. Au lieu d'employer des cylindres, je me suis même le plus souvent servi directement de cet instrument; j'écartais l'une de l'autre les deux petites plaques dont le vernier m'indiquait l'intervalle, ayant soin que cet intervalle fût assez grand pour que les franges extérieures produites par une des plaques ne se mêlassent pas avec celles de l'autre, et, après avoir mesuré la distance comprise entre les deux bandes obscures du troisième ordre, par exemple, j'en retranchais la largeur de la projection de l'ouverture entre les plaques (que je calculais comme celle de l'ombre géométrique dans la méthode précédente); et, divisant le reste par 2 j'avais la distance du bord de l'ombre géométrique de chaque plaque à sa bande obscure du troisième ordre.

de $0^{\text{mm}},42$; ainsi il est bien évident que la différence de $0^{\text{mm}},68$ ne peut pas être attribuée à une inexactitude résultant de la difficulté de bien juger le point le plus sombre de la bande obscure, puisque, pour se tromper de cette quantité, il aurait fallu passer par-dessus la bande brillante voisine, et aller même au delà de la bande obscure suivante.

On ne pourrait pas mieux expliquer cette différence, en supposant une inexactitude dans la troisième observation faite à 3 995 millimètres du corps opaque. A la vérité, les franges, étant plus larges, les mesures ont dû avoir moins de précision ; mais d'abord, en les prenant plusieurs fois, je n'ai remarqué que des variations de trois ou quatre centièmes de millimètre au plus. D'ailleurs, en supposant même sur cette mesure, une erreur d'un demi-millimètre (erreur impossible), il n'en résulterait qu'une différence de $0^{\text{mm}},13$, pour le point situé à 4 003 millimètres du corps opaque. Ainsi cette expérience démontre complètement que les franges extérieures suivent dans leur marche de propagation des lignes courbes, dont la convexité est tournée en dehors.

J'ai fait beaucoup d'autres observations du même genre, qui toutes confirment ce résultat singulier. Mais l'expérience que je viens de citer suffit pour mettre hors de doute la courbure sensible des trajectoires suivant lesquelles se propagent les franges extérieures.

18. — Ce résultat remarquable paraît très difficile à concilier avec le système de l'émission ; car la manière la plus naturelle d'expliquer les franges extérieures dans ce système serait de supposer que le pinceau de lumière qui vient raser le bord de l'écran éprouve dans son voisinage des dilatations et des condensations alternatives, qui donnent naissance aux bandes obscures et brillantes. Mais alors ces différents faisceaux de pinceaux condensés ou dilatés devraient marcher en ligne droite, après avoir dépassé l'écran ; car si l'on admet dans la théorie newtonienne que les corps peuvent exercer sur les molécules lumineuses des attractions et des répulsions très énergiques, on n'a jamais supposé cependant que ces forces étendissent leur action à des distances aussi considérables que les dimensions de ces trajectoires, qui présentent une courbure sensible sur plusieurs mètres de longueur : cette nouvelle hypothèse entraînerait une foule de

difficultés plus embarrassantes encore que celle dont il s'agit.

La marche curviligne des franges ne peut s'expliquer d'une manière satisfaisante que par l'influence mutuelle des rayons lumineux, quelle que soit la théorie que l'on adopte ; c'est le seul moyen de concevoir comment les rayons infléchis ou diffractés dans le voisinage du corps peuvent, sans cesser de se propager en ligne droite, donner naissance à des trajectoires courbes des bandes obscures et brillantes ; il suffit en effet pour cela que les différents points dans lesquels ils se fortifient ou s'affaiblissent le plus par leur réunion soient situés sur des lignes courbes, au lieu d'être en lignes droites. C'est ce qui arriverait, par exemple, si les franges extérieures résultaient du concours des rayons directs avec les rayons réfléchis sur le bord de l'écran : car alors les points de *maximum* ou de *minimum* de lumière, à différentes distances de l'écran, seraient situés sur des hyperboles ayant pour foyers le point lumineux et le bord de l'écran, comme il est aisé de le conclure de la loi très simple de l'influence mutuelle des rayons lumineux. Ce n'est pas, à la vérité, par la seule réunion des rayons directs et des rayons réfléchis sur le bord de l'écran que les franges extérieures sont produites, comme nous le verrons bientôt ; une infinité d'autres rayons infléchis près du corps opaque concourent à leur formation ; mais leurs trajectoires sont néanmoins des courbes de même nature et ces bandes obscures et brillantes résultent toujours de l'action mutuelle des rayons lumineux, sans laquelle il serait impossible de concevoir leur marche curviligne. Ainsi, quelque système qu'on adopte, il faut nécessairement admettre une influence mutuelle des rayons lumineux, qui d'ailleurs est si complètement démontrée par les expériences rapportées précédemment, qu'on peut la regarder maintenant comme un des principes les plus certains de l'optique.

19. — Il paraît difficile de concevoir un pareil phénomène dans le système de l'émission, où l'on ne peut supposer aucune dépendance entre les mouvements des diverses molécules lumineuses, sans renverser l'hypothèse fondamentale. Il faudrait donc admettre que cette action des rayons lumineux les uns sur les autres n'a point de réalité, n'est qu'apparente ; c'est-à-dire, en d'autres termes, que le phénomène se passe seulement dans l'œil où les chocs successifs des molé-

cules lumineuses contre le nerf optique augmenteraient ou diminueraient les vibrations déjà commencées, selon qu'ils contrarieraient ou favoriseraient le mouvement de ces vibrations naissantes ; c'est ainsi que, quand on veut mettre en branle une cloche pesante, il ne suffit pas de multiplier les impulsions, il faut laisser entre elles un intervalle de temps convenable et régulier, déterminé par la durée des oscillations de la cloche, de telle sorte que l'impulsion conspire toujours avec le mouvement acquis.

Cette explication ingénieuse, indiquée par M. Young¹ lui-même aux partisans du système de l'émission, présente de grandes difficultés, lorsque, la suivant dans ses conséquences, on la compare avec les faits. Mais nous n'entrerons pas ici dans cette discussion, quelque intérêt qu'elle présente, afin de ne point sortir des bornes qui nous sont prescrites². D'ailleurs les nouveaux phénomènes de diffraction dont nous allons nous occuper maintenant, lesquels nous paraissent décisifs et en contradiction manifeste avec le système de l'émission, rendent en quelque sorte cette discussion superflue.

20. — M. Young avait supposé³, et j'avais pensé aussi après lui (avant de connaître ce qu'il avait publié sur ce sujet) que les franges extérieures sont produites par le concours des rayons directs et des rayons réfléchis sur le bord de l'écran ; mais s'il en était ainsi, le tranchant d'un rasoir, qui présente une si petite surface à la réflexion, devrait produire des franges extérieures beaucoup plus faibles que le dos du rasoir qui réfléchit beaucoup plus de lumière. Or on ne remarque aucune différence d'intensité entre les franges qu'ils donnent, du moins quand on ne les observe pas trop près du rasoir.

Lorsqu'on fait passer les rayons d'un point lumineux à travers une ouverture étroite, d'un demi-millimètre de largeur, par exemple, et d'ailleurs d'une longueur quelconque, si le point lumineux n'est pas trop près de cette ouverture, on voit toujours, en s'éloignant suffisamment, le faisceau

lumineux qui la traverse se dilater sensiblement, et peindre sur le carton blanc, ou au foyer de la loupe dont on se sert pour observer l'ombre de l'écran, une bande brillante beaucoup plus large que la projection conique de cette ouverture¹.

Supposons que les bords soient très minces, tels que deux tranchants parfaitement effilés, non que cela influe sur le phénomène, mais afin de rendre plus évidente la conséquence qu'on doit en tirer. S'il n'y avait que les rayons qui ont rasé le fil des tranchants qui éprouvassent quelque inflexion, il ne se répandrait dans l'ombre qu'une partie extrêmement petite de la lumière introduite par l'ouverture ; les rayons infléchis ne présenteraient ainsi qu'une faible lueur, au milieu de laquelle se détacherait vivement la projection brillante de l'ouverture formée par le pinceau des rayons directs. Or ce n'est point ce qu'on observe, comme nous venons de le dire, lorsque le micromètre et le point lumineux sont l'un et l'autre assez éloignés de l'écran ; on voit le faisceau introduit répandre une lumière à peu près uniforme dans un espace beaucoup plus large que la projection de l'ouverture. Nous avons supposé qu'elle était étroite (qu'elle n'avait qu'un demi-millimètre de largeur), pour indiquer une expérience qu'on pût répéter dans une chambre obscure de cinq à six mètres de profondeur ; mais, lorsque le point lumineux est à une distance infinie, comme une étoile, on peut toujours obtenir une dilatation semblable du faisceau introduit, avec une ouverture d'une largeur quelconque, en s'en éloignant suffisamment.

21. — Il résulte de ces expériences, que les rayons lumineux peuvent être déviés de leur direction primitive par le voisinage d'un écran, non seulement contre les bords mêmes de l'écran, mais encore à des distances très sensibles de ces bords.

Suivons maintenant les conséquences de ce principe dans le système de l'émission. Si les molécules lumineuses sont dérangées de leur direction primitive par l'influence des corps, en passant à des distances sensibles de leur surface, il

1. *Supplement to the Encyclopædia britannica*, art. *Chromatics*. (Sect. XVI, art. 2).

2. On trouvera cette question traitée avec quelque détail dans le *Mémoire sur la diffraction* qui va être imprimé dans le *Recueil des Mémoires des Savants étrangers*.

3. *On the Theory of Light and Colours*. (*Philosoph. Transact.* for 1802).

1. J'appelle ainsi la projection formée par des lignes droites partant du point lumineux et tangentes aux bords de l'ouverture.

faut nécessairement supposer, d'après ce système, que cet effet est produit par des forces attractives ou répulsives qui émanent des corps, et dont la sphère d'activité embrasse les mêmes intervalles, ou bien l'attribuer à de petites atmosphères aussi étendues que ces sphères d'activité, et dont le pouvoir réfringent différerait de celui du milieu environnant. Mais il résulterait également de ces deux hypothèses que l'inflexion des rayons varierait avec la forme, la grosseur ou la nature des bords de l'ouverture, dans l'expérience que nous avons citée : or l'on peut s'assurer par des mesures précises que ces circonstances n'exercent aucune influence appréciable sur le phénomène¹, et que la dilatation des faisceaux lumineux dépend uniquement de la largeur de l'ouverture. *Les phénomènes de la diffraction sont donc inexplicables dans le système de l'émission.*

22. — Comme cette objection me paraît capitale et décisive, je crois devoir citer encore quelques-unes des expériences qui confirment le principe sur lequel elle est appuyée.

J'ai fait passer un faisceau lumineux entre deux plaques d'acier très rapprochées, dont les bords verticaux, bien dressés sur toute leur longueur, étaient tranchants dans une moitié, arrondis dans l'autre, et disposés de manière que le bord arrondi d'une des plaques répondait au tranchant de l'autre, et réciproquement. Il en résultait que, le tranchant se trouvant à droite, par exemple, dans la partie supérieure de l'ouverture, était à gauche dans la partie inférieure. Par conséquent, pour peu que la différence d'action des deux bords eût porté les rayons plus d'un côté que de l'autre, je m'en serais aperçu aux positions relatives des parties supérieures et inférieures de l'intervalle brillant du milieu, et surtout à celles des franges qui l'accompagnent, et qui auraient paru brisées dans la partie correspondante au point où le tranchant supérieur s'arrondissait brusquement et où commençait le tranchant inférieur de l'autre plaque. Mais en observant attentivement ces bandes, je n'ai remarqué aucun point de rupture ni d'inflexion dans toute leur longueur ; elles étaient droites et continues, comme lorsque les plaques

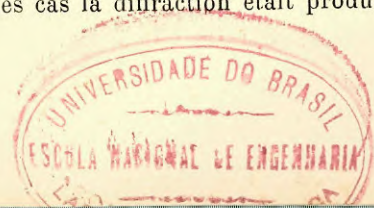
1. Du moins tant qu'on n'observe pas les franges très près de l'écran, ou que la surface rasée par les rayons lumineux n'est pas celle d'un miroir plan trop étendu.

étaient disposées de manière que les parties de même forme fussent opposées l'une à l'autre.

Plusieurs années auparavant, Malus et M. Berthollet, en faisant des expériences de diffraction avec des plaques composées de deux parties de nature différente, l'une d'ivoire et l'autre de métal, par exemple, avaient reconnu, d'après la position des franges, que les effets diffractifs des diverses matières étaient les mêmes ; et quoique les observations de ces savants célèbres ne pussent pas avoir tout à fait autant de précision que les mesures qu'on obtient à l'aide du micromètre, par le procédé nouveau que j'ai indiqué, elles suffisaient néanmoins pour démontrer que, si la différence de nature des substances avait quelque influence inaperçue sur la déviation des rayons, cette influence était beaucoup plus faible que celle qu'on aurait dû attendre de la grande différence de pouvoir réfringent et réfléchissant des substances employées, en attribuant l'inflexion de la lumière à des forces attractives ou répulsives qu'elles exerceraient sur les molécules lumineuses.

23. — Je citerai encore une expérience par laquelle j'ai prouvé jusqu'à l'évidence que la masse et la nature des bords de l'écran n'exercent aucune influence appréciable sur la déviation des rayons lumineux.

J'ai recouvert une glace non étamée d'une couche d'encre de Chine unie à une feuille mince de papier, formant ensemble une épaisseur d'un dixième de millimètre ; avec la pointe d'un canif j'ai tracé deux lignes parallèles, et j'ai enlevé soigneusement, entre ces deux traits, le papier et l'encre de Chine qui adhéraient à la surface du verre. J'ai mesuré cette ouverture au micromètre, et j'en ai formé une de même largeur, en rapprochant l'un de l'autre deux cylindres de cuivre massif, qui avaient à peu près un centimètre et demi de diamètre ; ils étaient placés à côté de la glace noircie, et à même distance du point lumineux. En observant et mesurant au micromètre la dilatation du faisceau lumineux introduit par ces deux ouvertures, je l'ai trouvée absolument la même de part et d'autre. Cependant, quant à la masse et à la nature des bords de l'ouverture, il serait difficile d'imaginer des circonstances plus dissemblables : dans l'un des cas la diffraction était produite par



Les bords d'une simple couche d'encre de Chine unie à une feuille mince de papier, puisque la glace sur laquelle elles étaient appliquées s'étendait à l'ouverture comme au reste de l'écran; dans l'autre, la lumière était infléchi par deux cylindres de cuivre, qui présentaient aux rayons des masses et des surfaces considérables.

Il est donc bien prouvé que la nature des corps ainsi que leur masse ou l'épaisseur de leurs bords n'ont aucune influence sensible sur la déviation des rayons lumineux qui passent dans leur voisinage, et il est également évident que ce fait remarquable ne saurait se concilier avec le système de l'émission.

La théorie des ondulations, au contraire, en donne l'explication, et fournit même les moyens de calculer tous les phénomènes de la diffraction; et les résultats du calcul s'accordent très bien avec les observations, comme on peut le voir dans l'extrait du *Mémoire sur la diffraction*, publié dans le tome XI des *Annales de chimie et de physique*.

Je n'entreprendrai pas ici d'exposer en détail les raisonnements et les calculs qui conduisent aux formules générales dont je me suis servi pour déterminer la position des franges et l'intensité des rayons infléchis; mais je crois nécessaire de donner au moins une idée nette des principes sur lesquels repose cette théorie, et particulièrement du principe des *interférences*¹, qui explique l'influence mutuelle que les rayons lumineux exercent les uns sur les autres.

Ce phénomène singulier, si difficile à expliquer d'une manière satisfaisante dans le système de l'émission, est au contraire une conséquence si naturelle de la théorie des ondulations, qu'elle aurait pu l'annoncer d'avance. Tout le monde a remarqué, en jetant des pierres dans une eau tranquille, que, lorsque deux groupes d'ondes se croisent sur sa surface, il y a des points de rencontre où elle reste immobile, quand les deux systèmes d'ondes sont à peu près de même force, tandis qu'il en est d'autres où les ondes se renflent par leur réunion. La raison en est facile à concevoir. Le mouvement ondulatoire de la surface de l'eau consiste

dans des mouvements verticaux, qui élèvent et abaissent alternativement les molécules du liquide. Or, par l'effet même du croisement des ondes, il arrive que, dans certains points de rencontre, une des deux ondes apporte un mouvement ascensionnel, tandis que l'autre tend au même instant à abaisser la surface du liquide; lorsque les deux impulsions sont égales, il ne peut donc obéir à l'une plutôt qu'à l'autre et doit rester en repos. Au contraire, dans les points de rencontre où les mouvements conspirent, où ils sont constamment d'accord, le liquide, poussé dans le même sens par les deux ondes, s'élève ou s'abaisse avec une vitesse égale à la somme des deux impulsions qu'il a reçues, ou au double d'une d'elles, pour le cas particulier que nous considérons, puisque nous supposons les deux ondes de même intensité. Entre ces points d'un accord parfait et d'une opposition complète, qui présentent, les uns l'absence totale de mouvement, et les autres, au contraire, le maximum d'oscillation du liquide, il est une infinité d'autres points intermédiaires, où le balancement ondulatoire s'exécute avec plus ou moins d'énergie, selon qu'ils se rapprochent davantage de l'accord parfait ou de l'opposition complète des deux mouvements qui s'y rencontrent.

24. — Les ondes qui se propagent dans l'intérieur d'un fluide élastique, quoique bien différentes par leur nature de celles dont nous venons de parler, produisent des résultats mécaniques tout à fait analogues dans leurs interférences, dès qu'elles communiquent aux molécules du fluide des mouvements oscillatoires. En effet, il suffit que ces mouvements soient oscillatoires, c'est-à-dire portent les molécules alternativement dans deux sens opposés, pour que l'effet d'une série d'ondes puisse être détruit par celui d'une autre série de même intensité; car, dès que la différence de marche entre les deux groupes d'ondes sera telle que, pour chaque point du fluide, les mouvements dans un sens du premier correspondront aux mouvements en sens opposé du second, ils se neutraliseront mutuellement, s'ils sont d'égale intensité, et les molécules du fluide resteront en repos. Ce résultat a toujours lieu, quelle que soit d'ailleurs la direction du mouvement oscillatoire par rapport à celle suivant laquelle les ondes se propagent, pourvu que celle-là soit la même dans

1. C'est le nom que lui a donné M. Young, qui en a fait tant d'applications ingénieuses, et l'a introduit le premier dans l'optique.

les deux systèmes d'ondes. Ainsi, par exemple, dans les ondes qui se forment sur la surface d'un liquide, l'oscillation se fait verticalement, tandis que les ondes se propagent horizontalement, et par conséquent suivant une direction perpendiculaire à la première ; dans les ondes sonores, au contraire, le mouvement oscillatoire est parallèle à la direction de propagation ; et celles-ci, comme les autres, sont soumises à la loi d'interférence.

Nous venons de parler, d'une manière générale, des ondes qui peuvent se former dans l'intérieur d'un fluide : pour se faire une idée nette de leur mode de propagation, il faut remarquer que, lorsque le fluide a dans tous les sens la même densité et la même élasticité, l'ébranlement produit en un point doit se propager de tous les côtés avec la même vitesse ; car cette vitesse de propagation (qu'il ne faut pas confondre avec la vitesse absolue des molécules) dépend uniquement de la densité et de l'élasticité du fluide. Il résulte de là que tous les points ébranlés au même instant doivent se trouver sur une surface sphérique, ayant pour centre l'origine de l'ébranlement ; ainsi ces ondes sont sphériques, tandis que celles qu'on observe à la surface d'un liquide sont simplement circulaires.

25. — On appelle *rayons* les lignes droites menées du centre d'ébranlement aux différents points de cette surface sphérique ; ce sont les directions suivant lesquelles le mouvement se propage. Voilà ce qu'on entend par *rayons sonores*, dans l'acoustique, et par *rayons lumineux*, dans le système où l'on attribue la production de la lumière aux vibrations d'un fluide universel, auquel on a donné le nom d'*ether*.

La nature des différents mouvements élémentaires dont se compose chaque onde dépend de la nature des différents mouvements qui composent l'ébranlement primitif. L'hypothèse la plus simple à faire sur la formation des ondes lumineuses, c'est que les petites oscillations des molécules des corps qui les produisent sont analogues à celles d'un pendule qu'on a un peu écarté de sa position d'équilibre ; car il faut concevoir les molécules des corps, non pas comme fixées d'une manière inébranlable dans les positions qu'elles occupent, mais comme suspendues par des forces qui se font

équilibre en tous sens : or, quelle que soit la nature de pareilles forces qui maintiennent les molécules dans cette situation d'équilibre que d'une quantité très petite par rapport à la sphère d'activité de ces forces, la force accélératrice qui tend à les y ramener, et qui par cela même les fait osciller de part et d'autre du point d'équilibre, peut être regardée comme sensiblement proportionnelle à l'écartement ; ce qui rentre précisément dans la loi des petites oscillations du pendule, et de toutes les petites oscillations en général. Cette hypothèse, indiquée par l'analogie, et la plus simple qu'on puisse faire sur les vibrations des particules éclairantes, doit conduire à des résultats exacts, puisqu'on ne remarque pas que les propriétés optiques de la lumière varient avec les circonstances qui semblent devoir apporter le plus de différence dans l'énergie de ces vibrations.

26. — Il résulte de cette hypothèse des petites oscillations que la vitesse qui anime la molécule vibrante à chaque instant est proportionnelle au sinus du temps, compté à partir de l'origine du mouvement, en prenant pour la circonférence le temps que la molécule met à revenir au point de départ, c'est-à-dire la durée de deux oscillations, l'une dans un sens et l'autre en sens contraire. Telle est la loi d'après laquelle j'ai calculé les formules qui servent à déterminer la résultante d'un nombre quelconque de systèmes d'ondes dont les intensités et les positions relatives sont données¹.

Sans entrer dans les détails de ces calculs, je crois nécessaire de faire voir comment la nature de l'onde dépend du genre de mouvement de la particule vibrante.

Concevons dans le fluide un petit plan solide qu'on a écarté de sa position primitive, à laquelle il est ramené par une force proportionnelle à l'écartement. Au commencement de son mouvement la force accélératrice ne lui imprime qu'une vitesse infiniment petite ; mais son action continuant, ses effets s'ajoutent, et la vitesse du plan solide va toujours en croissant, jusqu'au moment où il arrive à la position d'équilibre, dans laquelle il resterait s'il n'avait une vitesse acquise ;

1. On trouvera ces formules et le détail des calculs dans le *Mémoire sur la diffraction* déjà cité, pages 254, 255 et 256 du tome XI des *Annales de chimie et de physique*.

c'est en raison de cette vitesse qu'il dépasse le point d'équilibre. La même force, qui tend à l'y ramener, et qui agit alors en sens contraire du mouvement acquis, diminue sans cesse la vitesse, jusqu'à ce qu'elle soit réduite à zéro ; alors son action continuant produit une vitesse en sens contraire, qui ramène le mobile vers sa position d'équilibre. Cette vitesse presque nulle au commencement du retour, croît par les mêmes degrés qu'elle avait diminué, jusqu'à l'instant où le mobile arrive au point d'équilibre, qu'il dépasse en vertu du mouvement acquis ; mais à partir de ce point, le mouvement diminue sans cesse par l'effet de la force qui tend à y ramener le mobile ; et sa vitesse est réduite à zéro quand il atteint son point de départ. Alors, il recommence, avec les mêmes périodes, les mouvements que nous venons de décrire, et continuerait à osciller indéfiniment, sans la résistance du fluide qui l'entoure, dont l'inertie diminue progressivement l'amplitude de ses oscillations, et finit par les éteindre tout à fait au bout d'un temps plus ou moins long.

Voyons maintenant de quelle manière le fluide est ébranlé par ces oscillations du plan solide. La couche immédiatement en contact, poussée par ce plan, prend à chaque instant la vitesse dont il est animé et la communique à la couche suivante, qu'elle pousse à son tour, et d'où ce mouvement passe successivement dans toutes les couches du fluide ; mais cette transmission du mouvement ne se fait pas d'une manière instantanée, et ce n'est qu'au bout d'un certain temps qu'elle arrive à une distance déterminée du centre d'ébranlement. Ce temps est d'autant plus court que le fluide a moins de densité et plus de force élastique, c'est-à-dire que ses molécules se repoussent les unes les autres avec plus d'énergie. Cela posé, prenons, pour fixer les idées, l'instant où le plan solide est retourné au point de départ, après avoir exécuté deux oscillations en sens opposés : alors la vitesse qu'il avait au premier moment, et qui était sensiblement nulle, se trouve à l'instant que nous considérons, transmise à une tranche de fluide éloignée du centre d'ébranlement d'une quantité que nous représenterons par d . Immédiatement après, la vitesse du plan solide, qui a un peu augmenté, s'est communiquée à la tranche en contact ; de celle-ci elle est passée successivement par toutes les tranches suivantes ; et, au moment où le pre-

mier ébranlement parvient à la tranche située à la distance d , le second arrive dans la tranche immédiatement précédente. En continuant à diviser par la pensée la durée des deux oscillations du plan solide en une infinité de petits intervalles de temps, et le fluide compris dans la longueur d en un même nombre de tranches correspondantes infiniment minces, il est aisé de voir, par le même raisonnement, que les différentes vitesses du plan mobile, à chacun de ces instants, se trouvent maintenant distribuées dans les tranches correspondantes ; et qu'ainsi, par exemple, la vitesse dont le plan solide était animé au milieu de la première oscillation doit être parvenue, à l'instant que nous considérons, à la distance $\frac{3}{4}d$: c'est donc la couche située à cette distance qui est animée en cet instant du maximum de vitesse en avant¹ : de même quand le plan est arrivé à la limite de sa première oscillation, sa vitesse était nulle, et cette absence de mouvement doit se retrouver dans la tranche située à la distance $\frac{1}{2}d$. Par sa seconde oscillation le plan retournant sur ses pas doit donner à la tranche de fluide en contact, et successivement aux autres, des mouvements contraires à ceux de la première oscillation ; car lorsque le plan recule, la tranche en contact, poussée contre ce plan par l'élasticité ou la force expansive du fluide, le suit nécessairement et remplit le vide que son mouvement rétrograde tend à produire. Par la même raison, la tranche suivante se porte vers la première, la troisième vers la seconde, et ainsi de suite. Voilà comment le mouvement rétrograde se communique de proche en proche jusqu'aux tranches les plus éloignées. Sa propagation s'exécute suivant la même loi que celle du mouvement en avant ; il n'y a de différence que dans le sens des mouve-

1. Je suppose que les oscillations de ce plan ont assez peu d'amplitude par rapport à la longueur d , pour qu'on puisse faire abstraction des petits déplacements du plan dans le calcul des distances où sont parvenues les impulsions successives qu'il a communiquées au fluide. Cette hypothèse est très fondée, parce qu'il y a tout lieu de penser que les plus grandes vibrations des particules incandescentes sont extrêmement petites par rapport à la longueur d'une ondulation lumineuse, qui, quoique très petite aussi, est cependant une quantité appréciable et qu'on peut mesurer. D'ailleurs quand même l'amplitude de ces oscillations ne serait pas négligeable devant une longueur d'ondulation, il suffirait de considérer une onde suffisamment éloignée du centre d'ébranlement pour pouvoir compter les distances à partir de ce centre, en faisant abstraction des petits déplacements de la particule vibrante.

ments, ou, en langage mathématique, que dans le signe des vitesses qu'ils impriment aux molécules du fluide. On voit donc que les différentes vitesses qui ont animé le plan solide, pendant sa seconde oscillation, doivent animer, au moment que nous considérons, les diverses tranches comprises entre le milieu de la distance d et le centre d'ébranlement. Elles sont égales à celles des tranches comprises dans l'autre moitié de d , mais de signe contraire. Ainsi, par exemple, la vitesse que le plan avait au milieu de sa seconde oscillation, qui est son maximum de vitesse rétrograde, doit se trouver maintenant dans la tranche fluide située à $\frac{1}{4}$ de d du centre d'ébranlement, tandis que le maximum de vitesse en avant anime, au même instant, la tranche qui est à $\frac{3}{4}$ de d du centre d'ébranlement.

L'étendue de fluide ébranlée par deux oscillations en sens contraires du plan solide est ce que nous appellerons *ondulation entière*, et nous donnerons en conséquence le nom de *demi-ondulation* à chacune des moitiés ébranlées par ces oscillations opposées, dont l'ensemble pourrait être nommé *oscillation complète*, puisqu'il comprend le retour du plan vibrant au point de départ. On voit que les deux demi-ondulations qui composent l'ondulation complète présentent, dans les tranches fluides qu'elles embrassent, des vitesses absolument pareilles quant à la grandeur, mais qui sont de signes contraires, c'est-à-dire qui portent les molécules du fluide dans des sens opposés. Ces vitesses sont à leur maximum au milieu de chacune de ces demi-ondulations, et décroissent graduellement jusqu'à leurs extrémités, où elles se réduisent à zéro; ainsi les points de repos et de plus grande vitesse positive ou négative sont séparés par des intervalles d'un quart d'ondulation.

La longueur d d'une ondulation dépend de deux choses : 1° de la promptitude avec laquelle le mouvement se propage dans le fluide ; 2° de la durée de l'oscillation complète du plan vibrant ; car, plus sa durée sera longue et la propagation du mouvement rapide, plus le premier ébranlement sera loin du plan solide au moment où celui-ci reviendra à son point de départ. Si les oscillations s'exécutent dans le même milieu, la promptitude de propagation restant la même, la

longueur des ondulations sera seulement proportionnelle à la durée des oscillations des particules vibrantes qui leur donnent naissance. Lorsque les particules vibrantes restent soumises aux mêmes forces, la mécanique démontre que chacune de leurs petites oscillations a toujours la même durée, quelle que soit son amplitude ; ainsi les ondulations correspondantes auront dans ce cas la même longueur ; elles ne différeront que par l'énergie plus ou moins grande des oscillations des tranches fluides, dont l'amplitude sera proportionnelle à celles des oscillations des particules éclairantes ; car on voit, d'après ce qui vient d'être dit, que chaque tranche du fluide répète tous les mouvements de la molécule vibrante. L'amplitude plus ou moins grande des oscillations des tranches du fluide détermine le degré de vitesse absolue avec laquelle elles se meuvent, et par conséquent l'énergie, mais non pas la nature de la sensation, qui doit dépendre, d'après toutes les analogies, de la durée de ces oscillations. C'est ainsi que la nature des sons que l'air transmet à notre oreille tient uniquement à la durée de chacune des oscillations exécutées par l'air ou le corps sonore qui le met en vibration, et que le plus ou moins d'amplitude ou d'énergie de ces oscillations ne fait qu'augmenter ou diminuer l'intensité du son, sans changer sa nature, c'est-à-dire *le ton*.

L'intensité de la lumière dépendra donc de l'intensité des vibrations de l'éther ; et sa nature, c'est-à-dire la sensation de couleur qu'elle produit, dépendra de la durée de chaque oscillation, ou de la longueur d'ondulation, puisque celle-ci est proportionnelle à celle-là.

La durée d'oscillation restant la même, la vitesse absolue des molécules éthérées, aux époques correspondantes du mouvement oscillatoire, est, comme nous venons de le dire, proportionnelle à son amplitude¹. C'est le carré de cette

1. Il ne faut pas confondre cette vitesse absolue des molécules du fluide avec la vitesse de propagation de l'ébranlement. La première varie selon l'amplitude des oscillations ; la seconde, qui n'est autre chose que la promptitude avec laquelle le mouvement se communique d'une tranche à une autre, est indépendante de l'intensité des vibrations. C'est pour cela qu'un son faible parcourt l'air avec la même vitesse qu'un son fort, et que la lumière la moins intense se propage avec la même rapidité que la lumière la plus vive. Quand on parle de la *vitesse de la lumière*, on entend toujours sa vitesse de propagation. Ainsi quand on dit que la lumière parcourt soixante et dix

vitesse multiplié par la densité du fluide qui représente ce qu'on appelle la force vive en mécanique, et qu'on doit prendre pour la mesure de la sensation produite ou de l'intensité de la lumière; ainsi, par exemple, si dans le même milieu les amplitudes d'oscillation sont doublées, les vitesses absolues le seront aussi, et la force vive ou l'intensité de la lumière sera quadruplée.

A mesure que l'onde s'éloigne du centre d'ébranlement, le mouvement, se répandant sur une plus grande étendue, doit s'affaiblir dans chaque point de l'onde. Le calcul démontre que l'affaiblissement du mouvement oscillatoire, ou la diminution de la vitesse absolue des molécules du fluide, est proportionnelle à la distance au centre d'ébranlement. Par conséquent, le carré de cette vitesse est en raison inverse du carré de cette distance; ainsi l'intensité de la lumière doit décroître proportionnellement au carré de la distance au point lumineux. Il est à remarquer que, par cela même, la somme des forces vives comprises dans l'onde reste constante; car d'une part, sa longueur d d'ondulation (qu'on pourrait appeler son épaisseur) ne change pas; et d'un autre côté, son étendue en superficie augmentant en raison du carré de la distance au centre d'ébranlement, la quantité, ou la masse de fluide ébranlée par l'onde, est proportionnelle au carré de cette distance. Or, comme les carrés des vitesses absolues ont précisément diminué dans le même rapport que les masses ont augmenté, il s'ensuit que la somme des produits des masses par les carrés des vitesses, c'est-à-dire la somme des forces vives, reste constante. C'est un principe général du mouvement des fluides élastiques que, de quelque façon que l'ébranlement s'étende ou se subdivise, la somme totale des forces vives reste constante. Et voilà principalement pourquoi la force vive doit être considérée comme la mesure de la lumière, dont la quantité totale reste toujours à très peu près la même, tant qu'elle ne traverse du moins que des milieux bien transparents¹.

mille lieues par seconde, cela ne signifie pas, dans le système des ondulations, que telle est la vitesse absolue des molécules éthérées, mais que le mouvement imprimé à l'éther n'emploie qu'une seconde à passer dans une tranche éloignée de soixante et dix mille lieues de la première.

1. Les corps noirs et même les surfaces métalliques les plus brillantes, ne réfléchis-

Pour nous faire une idée nette de la manière dont les oscillations d'un petit corps solide font naître des ondulations dans un fluide élastique, nous n'avons eu besoin que de considérer une oscillation complète du plan solide, qui produit une ondulation entière. Si, au lieu de nous arrêter à cette première oscillation complète, nous attendons que le plan solide ait exécuté un grand nombre d'autres oscillations, alors, au lieu d'une seule onde, le fluide en contiendra un nombre égal à celui des oscillations complètes : ces ondes se suivront régulièrement et sans interruption, si les oscillations de la particule vibrante se sont elles-mêmes succédé avec régularité. Cette suite régulière et non interrompue d'ondes lumineuses est ce que j'appelle un *système d'ondes*.

27. — Il est naturel de supposer, à cause de la prodigieuse rapidité des vibrations lumineuses, que les particules éclairantes peuvent exécuter un très grand nombre d'oscillations régulières dans chacune des diverses circonstances mécaniques où elles se trouvent pendant la combustion ou l'incandescence du corps lumineux, quoique ces circonstances variables se succèdent sans doute avec une promptitude extrême; car la millionième partie d'une seconde suffit à la production de 545 millions d'ondulations de lumière jaune, par exemple; ainsi les perturbations mécaniques qui dérangent la succession régulière des vibrations des particules éclairantes, ou même en changeant la nature, se répéteraient à chaque millionième de seconde qu'il pourrait encore s'exécuter dans les intervalles plus de 500 millions d'ondulations régulières et consécutives. Cette observation va nous servir bientôt à déterminer les circonstances dans lesquelles les interférences des ondes lumineuses doivent présenter des effets sensibles.

Nous avons vu que chaque onde produite par un mouve-

ment pas à beaucoup près la totalité de la lumière qui tombe sur leur surface : les corps imparfaitement transparents, et même les plus diaphanes, quand ils sont assez épais, absorbent aussi (pour me servir de l'expression usitée) une quantité notable de la lumière incidente; mais il n'en faut pas conclure que le principe de la conservation des forces vives n'est plus applicable à ces phénomènes; il résulte au contraire de l'idée la plus probable qu'on puisse se faire sur la constitution mécanique des corps, que la somme des forces vives doit toujours rester la même (tant que les forces accélératrices qui tendent à ramener les molécules à leur position d'équilibre n'ont pas changé d'intensité), et que la quantité des forces vives qui disparaît comme lumière est reproduite en chaleur.

ment oscillatoire était composée de deux demi-ondulations, qui imprimaient aux molécules du fluide des vitesses absolument pareilles quant à leur intensité, mais opposées quant au signe et au sens du mouvement. Supposons d'abord que deux ondes entières, marchant dans le même sens et la même direction, diffèrent d'une demi-ondulation dans leur marche; alors elle ne se superposeront que sur une moitié de leur longueur¹; il n'y aura interférence qu'entre la seconde moitié de l'onde la plus avancée et la première moitié de l'autre. Si ces deux demi-ondes sont d'égale intensité, comme elles apportent aux mêmes points de l'éther des impulsions directement opposées, elles se neutraliseront mutuellement, et le mouvement se trouvera détruit dans cette partie du fluide; mais il subsistera sans altération dans les deux autres demi-ondulations. Ainsi il n'y aurait que la moitié du mouvement de détruite.

Maintenant supposons que chacune de ces deux ondes, qui diffèrent dans leur marche d'une demi-ondulation, soit précédée et suivie d'un grand nombre d'autres ondes semblables; alors, au lieu de l'interférence de deux ondes isolées nous aurons à considérer l'interférence de deux systèmes d'ondes. Je les suppose pareils quant au nombre des ondes qu'ils contiennent et à leur intensité. Puisque, par hypothèse, ils diffèrent d'une demi-ondulation dans leur marche, les demi-ondes de l'un, qui tendent à pousser les molécules de l'éther dans un sens, coïncident avec les demi-ondes de l'autre, qui tendent à les pousser en sens contraire, et elles se font équilibre; en sorte que le mouvement se trouve détruit dans toute l'étendue des deux systèmes d'ondes, excepté les deux demi-ondes extrêmes, qui échappent à l'interférence². Mais comme elles ne sont qu'une très petite

1. C'est ce qu'on entend ordinairement par largeur de l'onde, quand on parle des ondes qui se forment à la surface d'un liquide. Mais j'appelle ici longueur de l'onde ou longueur d'ondulation l'intervalle compris entre le premier et le dernier point ébranlé dans le fluide par une oscillation complète de la particule vibrante.

2. Il est clair que ce raisonnement n'est applicable qu'à des systèmes composés d'ondes de même longueur; car si les ondes de l'un étaient plus longues que celles de l'autre, quelque petite que fût d'ailleurs la différence, il arriverait que la position relative des ondes ne serait pas la même dans toute l'étendue des deux groupes, et que, tandis que les premières ondes se contrarieraient presque complètement, les ondes suivantes ne seraient plus en discordance complète, et finiraient même par se trouver d'accord un peu plus loin; d'où résulterait une succession de vibrations faibles et fortes

partie de ces systèmes d'ondes, on voit que la presque totalité du mouvement est anéantie.

Il est extrêmement probable que le seul choc d'une demi-ondulation lumineuse ou même d'une ondulation entière ne suffit pas pour ébranler les particules du nerf optique, comme une seule onde sonore ne suffit pas pour mettre en vibration les corps qui peuvent vibrer à son unisson. C'est la succession de ces ondes qui, par l'addition de leurs petits effets partiels, fait enfin osciller le corps sonore d'une manière sensible, de même que la succession régulière des chocs peu considérables finit par mettre en branle la cloche la plus pesante. En appliquant à la vision cette idée mécanique, la plus naturelle et la plus conforme à toutes les analogies, on conçoit que les deux demi-ondes restantes, dont nous venons de parler ne peuvent affecter la rétine d'une manière sensible, et que la réunion des deux systèmes d'ondes doit produire alors l'effet d'une obscurité complète.

Si l'on retarde d'une demi-ondulation celui des deux systèmes d'ondes qui se trouve déjà en arrière de cette quantité, la différence de marche étant d'une ondulation entière, la coïncidence entre les mouvements des deux groupes d'ondes se trouve rétablie, et les vitesses d'oscillation s'ajoutent dans tous les points où ils se superposent. L'intensité de la lumière est alors à son maximum.

Si l'on retarde encore d'une demi-ondulation le même système d'ondes, la différence de marche étant d'une ondulation et demie, on voit que la superposition a lieu entre les demi-ondes des deux systèmes qui apportent des mouvements contraires, comme dans le premier cas, et qu'en conséquence toutes les ondes dont ils se composent doivent se neutraliser mutuellement, excepté les trois demi-ondes de chaque extrémité, qui échappent à l'interférence. Ainsi la presque totalité du mouvement est encore détruite, et la réunion des deux faisceaux de lumière doit produire l'obscurité comme dans le premier cas.

En continuant d'augmenter successivement, et d'une demi-ondulation chaque fois, la différence de marche des deux

analogues aux battements que fait entendre la consonnance de deux notes peu différentes; mais ces alternatives de lumière faible et forte, se succédant avec une rapidité prodigieuse, ne produiraient sur l'œil qu'une sensation continue.

systèmes d'ondes, on aura alternativement l'obscurité complète¹, et la lumière portée à son maximum, selon que la différence de marche sera un nombre impair ou un nombre pair de demi-ondulations. Telles sont les conséquences du principe de l'interférence des ondes, qui s'accordent parfaitement comme on voit, avec la loi de l'influence mutuelle des rayons lumineux donnée par l'expérience; car l'énoncé devient absolument le même, en appelant *longueur d'ondulation* la différence des chemins parcourus que nous avons représentée par *d*. Ainsi, en admettant, comme tout porte à le croire, que la lumière consiste dans les vibrations d'un fluide subtil, la période *d*, d'après laquelle les mêmes effets d'interférence se répètent, sera la longueur d'ondulation.

28. — On a vu, d'après le tableau que nous avons donné plus haut pour les sept principales espèces de rayons colorés, que cette période *d*, ou la longueur d'ondulation, varie beaucoup d'une couleur à l'autre, et que, pour les rayons rouges extrêmes, par exemple, elle est une fois et demie celle des rayons violets situés à l'autre extrémité du spectre solaire.

On conçoit que le nombre des ondulations diverses ne se borne pas aux sept principales indiquées dans ce tableau, et qu'il doit y en avoir une foule d'autres entre elles, et au delà des rayons rouges comme des rayons violets; car les particules pondérables dont les oscillations les produisent doivent être soumises à des forces infiniment variées dans la combustion ou l'incandescence des corps qui mettent l'éther en vibration; or c'est de l'énergie de ces forces que dépend la durée de chaque oscillation, et en conséquence la longueur des ondulations qu'elle fait naître.

Toutes les ondulations comprises entre les longueurs extrêmes 0^{mm},000423 et 0^{mm},000620 sont visibles, c'est-à-dire capables de faire vibrer le nerf optique; les autres ne

1. Nous supposons toujours que les deux systèmes d'ondes ont la même intensité; si les oscillations de l'un étaient moins énergiques que celles de l'autre, elles ne pourraient plus les détruire entièrement. Les vitesses d'oscillation de l'un devraient encore se retrancher de celles de l'autre, puisqu'elles poussent les molécules de l'éther en sens contraires; mais les restes ne seraient plus nuls, et donneraient seulement des vitesses résultantes plus petites que celles du faisceau lumineux le plus intense. Ainsi il y aurait encore dans ce cas diminution de lumière par l'addition du second faisceau lumineux; mais cette diminution serait d'autant moins sensible qu'il serait plus faible relativement à l'autre.

deviennent sensibles que par leur chaleur ou les effets chimiques qu'elles déterminent.

Nous venons de remarquer que, lorsque deux systèmes d'ondes diffèrent dans leur marche d'une demi-ondulation, deux demi-ondes échappent à l'interférence; qu'il y en a six, ou trois ondes, lorsque la différence de marche est de trois demi-ondulations, etc., c'est-à-dire qu'en général le nombre des ondes qui échappent à l'interférence est égal au nombre de demi-ondulations qui séparent les points correspondants des deux systèmes d'ondes. Tant que ce nombre est très petit par rapport à celui des ondes que contient chaque système, la presque totalité du mouvement étant détruite il doit en résulter de l'obscurité, comme dans le premier cas de discordance complète. Mais on conçoit qu'en augmentant toujours la différence de marche, les ondulations soustraites à l'interférence deviendront une portion notable de chaque groupe d'ondes, et qu'enfin cette différence peut même être telle que les deux groupes d'ondes soient entièrement séparés, auquel cas les phénomènes de l'influence mutuelle des rayons lumineux cesseront tout à fait d'avoir lieu. Si, par exemple, les groupes d'ondes n'en contenaient généralement que mille, une différence de marche d'un millimètre serait plus que suffisante pour empêcher les effets d'interférence de toutes les espèces de rayons lumineux.

29. — Mais une autre cause s'oppose beaucoup plus tôt à ce qu'on aperçoive les effets de l'influence mutuelle des systèmes d'ondes dont la différence de marche est un peu grande; c'est l'impossibilité de rendre la lumière suffisamment homogène; car la lumière la mieux simplifiée se compose encore d'une infinité de rayons hétérogènes qui n'ont pas exactement la même longueur d'ondulation, et quelque légère que soit cette différence, quand elle est répétée un assez grand nombre de fois, elle produit nécessairement, ainsi que nous l'avons déjà remarqué, une opposition entre les modes d'interférence des divers rayons, qui compense alors l'affaiblissement des uns par le renforcement des autres. Voilà sans doute la principale raison pour laquelle les effets de l'influence mutuelle des rayons lumineux deviennent insensibles lorsque leur différence de marche est trop considérable et surpasse seulement 50 ou 60 fois la longueur d'ondulation.

toujours sur lui la même influence quand leurs positions relatives sont les mêmes, soit qu'ils émanent d'une source commune ou de sources différentes; car il est clair que les raisonnements par lesquels nous avons expliqué leur influence mutuelle sont également applicables aux deux cas. Mais il ne suffit pas que cette influence existe pour qu'elle soit sensible à nos yeux; il faut encore que ses effets soient permanents. Or c'est ce qui ne peut avoir lieu lorsque les deux systèmes d'ondes qui interfèrent émanent de sources différentes. En effet, ainsi que nous l'avons déjà remarqué, les particules des corps éclairants, dont les vibrations ébranlent l'éther et produisent la lumière, doivent éprouver de très fréquentes perturbations dans leurs oscillations, en raison des changements rapides qui s'opèrent autour d'elles, ce qui peut très bien se concilier néanmoins, comme on l'a vu, avec l'émission régulière d'un grand nombre d'ondulations dans chacune des séries séparées par ces perturbations. Cela posé, on ne peut admettre que ces perturbations s'opèrent simultanément et de la même manière dans des particules séparées et indépendantes; en sorte qu'il arrivera, par exemple, que les oscillations de l'une seront retardées d'une demi-oscillation complète tandis que celles de l'autre se continueront sans interruption, ou seront retardées d'une oscillation entière, ce qui changera du tout au tout les effets de l'interférence des deux systèmes d'ondes qu'elles produisent, puisque, s'il y avait accord parfait entre leurs mouvements dans le premier cas, il y aura discordance complète dans le second. Or ces effets opposés se succédant avec une rapidité extrême ne produiront sur l'œil qu'une sensation continue, qui sera moyenne entre les sensations plus ou moins vives qu'ils excitent, et restera constante, quelle que soit la différence des chemins parcourus.

Il n'en est pas de même lorsque les deux faisceaux lumineux émanent d'une source commune. Alors les deux systèmes

prete; et si leurs mouvements s'accroissent, le même accord subsistera toujours, tant que le centre de vibration enverra de la lumière. Ainsi, dans ce cas, les effets seront constants et deviendront perceptibles. C'est un principe général qui s'applique à tous les effets produits par les combinaisons des ondes lumineuses: ils ne peuvent être sensibles que lorsqu'ils sont permanents.

31. — Jusqu'à présent nous avons supposé que les deux systèmes d'ondes marchaient suivant la même direction, et qu'en conséquence leurs mouvements oscillatoires s'exécutaient aussi suivant une direction commune, soit dans le même sens, soit en sens opposé: c'est le cas le plus simple d'interférence, et le seul dans lequel il puisse y avoir destruction totale d'un mouvement par un autre; car il faut pour cela, non seulement que les deux forces soient égales et en sens contraire, mais encore qu'elles agissent suivant la même ligne droite, c'est-à-dire, en un mot, qu'elles soient directement opposées.

Le phénomène des anneaux colorés et celui des couleurs que la lumière polarisée développe dans les lames cristallisées présentent un cas particulier d'interférence où les ondes des deux systèmes sont parallèles. Mais dans les phénomènes de la diffraction, ou l'expérience des deux miroirs dont nous avons parlé précédemment, les rayons qui interfèrent font toujours entre eux des angles sensibles, quoique très petits. Alors les impulsions apportées dans les mêmes points de l'éther par les deux systèmes d'ondes se croisent aussi sous des angles sensibles; mais à cause de la petitesse de ces angles, la résultante des deux impulsions est presque exactement égale à leur somme, lorsque les impulsions agissent dans le même sens, et à leur différence, lorsqu'elles agissent en sens contraires. Ainsi, dans les points d'accord ou de discordance, l'intensité de la lumière sera la même que si les deux faisceaux lumineux avaient suivi la même direction, ou du moins l'œil le plus exercé ne pourra pas y

apercevoir de différence. Mais si, relativement aux intensités, le cas d'interférence dont nous nous occupons ressemble à celui que nous avons considéré d'abord, sous d'autres rapports il en diffère beaucoup, surtout par l'aspect qu'il présente et par les circonstances nécessaires à son apparition.

32. — Considérons, pour fixer les idées, le cas où des rayons divergents qui émanent d'un même point lumineux sont réfléchis sur deux miroirs légèrement inclinés entre eux, de manière à produire deux faisceaux qui se rencontrent sous un angle sensible ; alors les deux systèmes d'ondes lumineuses réfléchies par ces miroirs se croisent sous le même angle, et il résulte de cette légère obliquité que, si une demi-onde du premier système coïncide parfaitement en un point avec une demi-onde du second qui pousse le fluide dans le même sens, elle s'en sépare à droite et à gauche de ce point d'intersection, et coïncide un peu plus loin, d'un côté, avec la demi-ondulation de mouvement contraire qui précède celle-ci, et, de l'autre, avec celle qui la suit, puis s'en sépare encore, et à une distance double de la première coïncide de nouveau avec deux demi-ondulations dont les impulsions agissent dans le même sens que la sienne ; d'où résulte, sur la surface de cette onde, une série de lignes également espacées, où son mouvement est alternativement détruit et renforcé par les ondes de l'autre faisceau. Ainsi, en recevant cette onde lumineuse sur un carton blanc, on doit y apercevoir une suite de bandes obscures et brillantes, si la lumière est sensiblement homogène, ou de franges colorées de teintes diverses, si l'on se sert de la lumière blanche.

La figure 1 [page 47] rendra ce que nous venons de dire plus facile à comprendre : elle représente une section des deux miroirs et des ondes réfléchies, faite par un plan mené du point lumineux perpendiculairement à ces miroirs projetés en ED et DF. Le point lumineux est en S, et A et B représentent les positions géométriques de ses deux images, qu'on détermine en abaissant du point S sur les deux miroirs ED et DF les perpendiculaires SA et SB, et prenant PA égal à SP, et QB égal à SQ ; en effet, c'est vers A et B, ainsi déterminés, que convergent les rayons réfléchis sur le premier et le second miroir, d'après la loi connue de la réflexion. Ainsi, pour avoir la direction du rayon réfléchi en un point G quel-

conque du miroir DF, par exemple, il suffit de mener une droite par B et G, et cette ligne prolongée sera le rayon réfléchi. Or il est à remarquer que, d'après la construction qui nous a donné la position du point B, les distances BG et SG

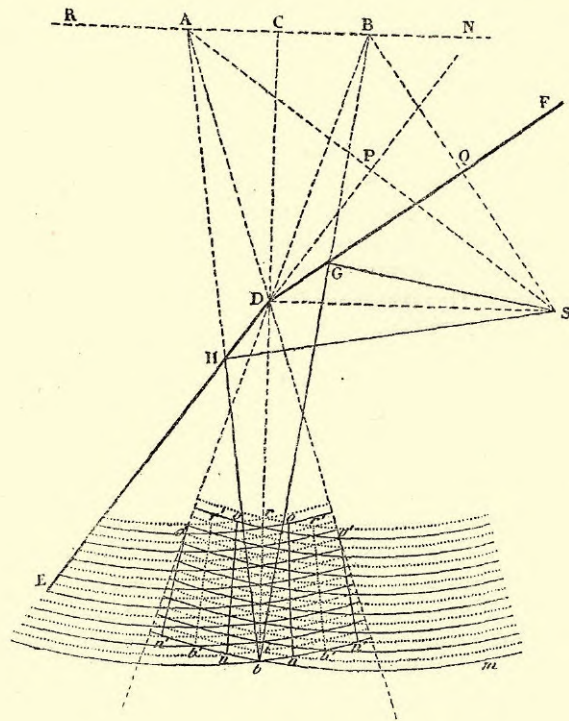


FIG. 1.

sont égales, et qu'ainsi le chemin total parcouru par le rayon réfléchi parti du point S, et qui arrive en *b*, est absolument le même que s'il était parti du point B. Cette conséquence géométrique s'appliquant à tous les autres rayons réfléchis par le même miroir, on voit qu'ils devront arriver en même temps sur les divers points de la circonférence *n'bm*, décrite du point B comme centre, avec un rayon égal à *Bb*; cette

circonférence représentera donc la surface de l'onde réfléchiée¹ arrivée en *b*, ou, plus exactement, l'intersection de cette surface avec le plan de la figure. Les ondes réfléchies par le miroir ED auront pareillement leur centre en A.

Pour figurer les deux systèmes d'ondes réfléchies, on a décrit des points A et B comme centres, des séries d'arcs également espacés, et séparés les uns des autres par un intervalle qu'on suppose égal à la longueur d'une demi-ondulation. Afin de distinguer les mouvements en sens contraires, on a tracé en lignes pleines tous les arcs de cercles sur lesquels les molécules éthérées sont supposées animées du maximum de vitesse en avant, à l'instant que l'on considère, et l'on a ponctué ceux sur lesquels les molécules éthérées sont supposées animées du maximum de vitesse en arrière. Il en résulte que les intersections des arcs de cercles ponctués avec ceux qui sont tracés en lignes pleines sont les points de discordance complète, et par conséquent les milieux des bandes obscures; et, au contraire, les intersections des arcs semblables donnent les points d'accord parfait, ou les milieux des bandes brillantes. On a joint par des lignes ponctuées *br*, *b'r*, *b'r'*, etc., les intersections correspondantes des arcs de même espèce, et par des lignes pleines, *no*, *no*, *n'o'*, *n'o'*, etc., les intersections correspondantes des arcs d'espèces contraires: celles-ci représentent les positions successives, ou les trajectoires des milieux des bandes obscures, et celles-là, les trajectoires des milieux des bandes brillantes.

On a été obligé d'amplifier prodigieusement, dans cette figure, la longueur réelle des ondes lumineuses, et d'exagérer l'inclinaison respective des deux miroirs. Ainsi il ne faut pas y chercher une image exacte des choses, mais seulement un moyen de se représenter le jeu des interférences dans les ondes qui se coupent sous un angle sensible.

Il est aisé de voir, par des considérations géométriques très simples, que la largeur de ces franges est en raison inverse de la grandeur de l'angle que font entre eux les deux

1. J'appelle *surface de l'onde* la surface dont tous les points sont toujours ébranlés de la même manière au même instant. Si on la considère, par exemple, au commencement, au milieu ou à la fin de l'onde, ce sera celle où le mouvement oscillatoire est nul; et si on la prend au milieu de la première ou de la seconde moitié de l'onde, ce sera la surface sur toute l'étendue de laquelle les vitesses absolues des molécules éthérées atteignent leur maximum.

faisceaux qui interfèrent, et que l'intervalle compris entre les milieux de deux bandes obscures ou de deux bandes brillantes consécutives est égal à la longueur d'ondulation divisée par le sinus de l'angle sous lequel se croisent les rayons. En effet, le triangle *bni*, formé par la ligne droite *bi* et par les deux arcs de cercle *ni* et *nb*, peut être considéré comme rectiligne et isocèle à cause de la petitesse de ces arcs, et le sinus de l'angle *bni*, vu la petitesse de cet angle, est sensiblement égal à $\frac{ib}{bn}$; donc *bn* est égal à *ib* divisé par ce sinus. Mais l'angle *bni* a ses côtés perpendiculaires à ceux de l'angle *AbB*, puisque *bn* est perpendiculaire sur *Ab* et *ni* sur *Bb*; donc ces deux angles sont égaux, et l'on peut substituer l'un à l'autre; ainsi en représentant par *i* l'angle *AbB* sous lequel se croisent les rayons réfléchis, on a:

$$bn = \frac{ib}{\sin i}$$

donc *nm*, qui est double de *bn*, sera égal à $\frac{2ib}{\sin i}$. Mais *nm* est la distance entre les milieux de deux bandes obscures consécutives, et par conséquent est ce que nous avons appelé la largeur d'une frange; *ib* étant la longueur d'une demi-ondulation, d'après la construction de la figure, $2ib$ est la longueur d'une ondulation entière; donc la largeur d'une frange est effectivement égale à la longueur d'ondulation divisée par le sinus de l'angle que font entre eux les rayons réfléchis, qui est en même temps l'angle sous lequel on verrait l'intervalle AB compris entre les deux images du point lumineux, en plaçant son œil en *b*. On trouve une autre formule équivalente à celle-ci en remarquant que les deux triangles *bni* et *AbB* sont semblables, ce qui donne la proportion

$$bn : bi :: Ab : AB$$

d'où l'on tire,

$$bn = \frac{bi \times Ab}{AB},$$

ou

$$2bn = \frac{2bi \times Ab}{AB};$$

c'est-à-dire que la largeur d'une frange est égale à la longueur d'ondulation multipliée par la distance des images A



et B au plan dans lequel on mesure les franges, et divisée par l'intervalle compris entre ces deux images.

La seule inspection de la figure fait voir pourquoi il est nécessaire que les deux miroirs soient presque dans le même plan, quand on veut obtenir des franges d'une largeur un peu sensible; c'est que dans le petit triangle *bni*, le côté *bi*, qui représente la longueur d'une demi-ondulation, n'étant guère que le quart d'un millième de millimètre pour les rayons jaunes, par exemple, le côté *bn*, qui mesure la demi-largeur d'une frange, ne peut devenir sensible qu'autant que *bn* est très peu incliné sur *in*, parce qu'alors leur point d'intersection s'éloigne de *ib*; or l'inclinaison de *bn* sur *in* est précisément la même que celle du miroir DF sur le prolongement DP du miroir DE, quand $Db = DS$.

Si A et B, au lieu d'être les images du point lumineux, représentaient les projections de deux fentes très fines pratiquées dans un écran RN, et au travers desquelles passeraient les rayons qu'enverrait un point éclairant placé au delà de cet écran sur le prolongement de la ligne milieu *bDC*, les deux chemins parcourus depuis ce point jusqu'aux fentes A et B étant égaux entre eux, il suffirait de compter les chemins parcourus par les rayons à partir de A et B pour avoir leurs différences de marche; et l'on voit qu'alors les calculs que nous venons de faire sur la largeur des franges produites par deux miroirs pourraient encore s'appliquer à ce cas, du moins tant que chaque fente serait assez étroite pour être considérée comme un centre unique d'ondulation relativement aux rayons infléchis qu'elle envoie. On peut donc dire que la largeur des franges produites par deux fentes très fines est égale à la longueur d'ondulation multipliée par l'intervalle entre les deux fentes, et divisée par la distance de l'écran au fil du micromètre qui sert à mesurer les franges.

Cette formule est encore applicable aux bandes obscures et brillantes qu'on observe dans l'ombre d'un corps étroit (en substituant la largeur de ce corps à l'intervalle qui sépare les deux fentes), tant que ces bandes sont assez éloignées des bords de l'ombre; car lorsqu'elles s'en rapprochent beaucoup, la théorie fait voir et l'expérience démontre que cette formule ne représente plus le phénomène avec une approximation suffisante; c'est qu'elle n'est parfaitement rigou-

reuse, en général, ni pour les franges qui subdivisent les ombres étroites, ni pour celles de deux fentes, mais seulement pour les franges produites par les deux miroirs, qui présentent le cas le plus simple de l'interférence des rayons légèrement inclinés entre eux. Pour déduire rigoureusement de la théorie la position des bandes obscures et brillantes dans les deux autres cas, il ne s'agit plus seulement de calculer les effets de deux systèmes d'ondes, mais d'une infinité de groupes pareils, d'après un principe que nous expliquerons bientôt, en exposant la théorie générale de la diffraction.

33. — Pour achever de rendre raison des conditions nécessaires à la formation des franges, il me reste à faire voir pourquoi l'on est obligé d'employer un point lumineux dans les expériences de diffraction, au lieu d'un objet éclairant d'une grande dimension. Reprenons le cas des franges intérieures de l'ombre d'un corps étroit; il sera facile d'appliquer des raisonnements analogues à tous les autres phénomènes de diffraction.

Le milieu de la bande centrale, qui est toujours formé par l'arrivée simultanée des rayons partis en même temps du point lumineux, doit se trouver sur le plan mené par ce point et la ligne milieu du corps étroit, puisque, tout étant symétrique de part et d'autre de ce plan, les rayons qui s'y réunissent ont parcouru des chemins égaux de chaque côté, et doivent en conséquence y arriver en même temps, à moins qu'ils n'aient traversé des milieux différents, ce que nous ne supposons pas ici. La position de la bande centrale étant déterminée, celles des autres le sont aussi. Or on conçoit que si le point lumineux changeait un peu de place, se portait vers la droite, par exemple, le plan dont nous venons de parler s'inclinerait vers la gauche, et entraînerait avec lui toutes les franges qui accompagnent la bande centrale. Au lieu de supposer un dérangement dans le point éclairant, supposons qu'il ait des dimensions très sensibles; alors les divers points lumineux dont il sera composé produiront chacun un groupe de franges, et les positions de ces groupes différeront d'autant plus que ses points seront plus éloignés les uns des autres; et il arrivera, s'ils le sont assez, c'est-à-dire si le point éclairant est assez large, que les franges des différents

groupes, en empiétant les unes sur les autres, s'effaceront mutuellement. Voilà pourquoi dans les expériences d'interférence où les rayons se croisent sous des angles sensibles, comme dans tous les phénomènes de diffraction, il faut employer un point lumineux très fin pour apercevoir les effets de leur influence mutuelle ; et ce point doit l'être d'autant plus que les rayons se croisent sous un angle plus grand.

Quelque petit que soit le point lumineux, il est toujours composé, dans la réalité, d'une infinité de centres d'ondulations, et c'est de chacun de ces centres qu'il faut entendre ce que nous avons dit jusqu'à présent du point éclairant. Mais tant qu'ils sont très peu distants les uns des autres, relativement à la largeur des franges, on conçoit que les divers groupes de franges qu'ils produisent, au lieu de se mêler d'une manière confuse, se superposent presque exactement, et, loin de s'effacer les uns des autres, se renforcent mutuellement.

Lorsque les deux systèmes d'ondes qui interfèrent sont parallèles, l'intervalle qui sépare leurs points correspondants doit rester le même sur une grande partie de *la surface des ondes*, c'est-à-dire, en d'autres termes, que les franges deviennent d'une largeur presque indéfinie¹, et qu'en conséquence un déplacement assez considérable du centre d'ondulation n'apporte pas de changement sensible dans le degré d'accord ou de discordance de leurs vibrations. Voilà pourquoi il n'est plus nécessaire dans ce cas d'employer un objet éclairant si petit pour apercevoir les effets de leur influence mutuelle.

34. — On doit maintenant concevoir pourquoi les rayons lumineux, quoique exerçant toujours une certaine influence les uns sur les autres, la montrent si rarement, et dans des cas si particuliers ; c'est que, pour la rendre sensible, il est nécessaire : 1° que les rayons qui interfèrent soient partis d'une source commune ; 2° qu'ils ne diffèrent dans leur marche que d'un nombre d'ondulations assez limité, même lorsqu'on

1. Si les anneaux colorés qui sont produits par l'interférence de deux systèmes d'ondes sensiblement parallèles, présentent comme les franges, et souvent dans un espace assez étroit, des alternatives de bandes obscures et brillantes, cela tient uniquement à ce que la lame d'air comprise entre les deux verres en contact n'a pas partout la même épaisseur, ce qui fait varier la différence de marche des rayons réfléchis à la première et à la seconde surface de la lame d'air, dont l'interférence mutuelle produit les anneaux obscurs et brillants.

emploie la lumière la plus simplifiée ; 3° qu'ils ne se croisent pas sous un trop grand angle, parce que les franges deviendraient si étroites qu'elles échapperaient à la plus forte loupe ; 4° que, tant que ces rayons ne sont pas parallèles et forment entre eux un angle sensible, l'objet éclairant ait de très petites dimensions, et qu'il soit d'autant plus fin que cet angle est plus considérable.

J'ai cru devoir exposer avec quelque détail la théorie des interférences, à cause de ses nombreuses applications au calcul des lois les plus intéressantes de l'optique. Peut-être trouvera-t-on, au premier abord, les considérations qui l'établissent un peu délicates et difficiles à saisir, malgré les développements dans lesquels je suis entré ; mais, en y réfléchissant quelque temps, on verra que rien n'est plus simple au fond, et l'on parviendra aisément à s'en rendre les applications familières.

35. — Pour achever d'établir les bases sur lesquelles repose la théorie générale de la diffraction, il me reste à parler du principe de Huyghens, qui me paraît une conséquence rigoureuse du système des ondulations.

Ce principe peut s'énoncer ainsi : *Les vibrations d'une onde lumineuse, dans chacun de ses points, peuvent être regardées comme la résultante des mouvements élémentaires qu'y enverraient au même instant, en agissant isolément, toutes les parties de cette onde considérée dans l'une quelconque de ses positions antérieures.*

C'est une conséquence du principe de la coexistence des petits mouvements que les vibrations produites en un point quelconque d'un fluide élastique par plusieurs ébranlements sont égales à la résultante *statique* de toutes les vitesses envoyées au même instant dans ce point par ces différents centres d'ondulations, quels que soient leur nombre, leurs positions respectives, la nature et les époques diverses des ébranlements. Ce principe, étant général, doit s'appliquer à tous les cas particuliers. Je supposerai que tous ces ébranlements, en nombre infini, sont de même espèce, ont lieu simultanément, sont contigus et placés sur un même plan ou sur une même surface sphérique. Je ferai encore une hypothèse relativement à la nature de ces ébranlements : je supposerai que les vitesses imprimées aux molécules sont toutes

dirigées dans le même sens, perpendiculairement à la surface sphérique, et sont, en outre, proportionnelles aux condensations, et dans un rapport tel que les molécules ne puissent pas avoir de mouvement rétrograde. J'aurai ainsi reconstitué une onde dérivée par l'ensemble de ces ébranlements partiels. Il est donc vrai de dire que les vibrations d'une onde lumineuse, dans chacun de ses points, peuvent être regardées comme la résultante de tous les mouvements élémentaires qu'y enverraient au même instant, en agissant isolément, toutes les parties de cette onde considérée dans l'une quelconque de ses positions antérieures.

L'intensité de l'onde primitive étant uniforme, il résulte de cette considération théorique, comme de toutes les autres, que cette uniformité se conservera pendant sa marche, si aucune portion de l'onde n'est interceptée ou retardée relativement aux parties contiguës, parce que la résultante des mouvements élémentaires, dont je viens de parler, sera la même pour tous les points.

Mais si une portion de l'onde est arrêtée par l'interposition d'un corps opaque, alors l'intensité de chaque point variera avec sa distance au bord de l'ombre et ces variations seront surtout sensibles dans le voisinage des rayons tangents.

Soit C le point lumineux, AG l'écran, AME l'onde arrivée en A et interceptée en partie par le corps opaque. Je la suppose divisée en une infinité de petits arcs Am' , $m'm$, mM , Mn , nn' , $n'n''$, etc. Pour avoir son intensité au point P, dans l'une quelconque de ses positions suivantes BPD, il faut chercher la résultante de toutes les ondes élémentaires que chacune de ces portions de l'onde primitive y enverrait en agissant isolément.

L'impulsion qui a été communiquée à toutes les parties de l'onde primitive étant dirigée suivant la normale, les mouvements qu'elles tendent à imprimer à l'éther doivent être plus intenses dans cette direction que dans toute autre; et les rayons qui en émaneraient, si elles agissaient isolément, seraient d'autant plus faibles qu'ils s'écarteraient davantage de cette direction.

36. — La recherche de la loi suivant laquelle leur intensité varierait autour de chaque centre d'ébranlement présenterait sans doute de grandes difficultés; mais heureusement

nous n'avons pas besoin de la connaître, car il est aisé de voir que les effets produits par ces rayons se détruisent presque complètement dès qu'ils s'inclinent sensiblement sur la normale; en sorte que ceux qui influent d'une manière appré-

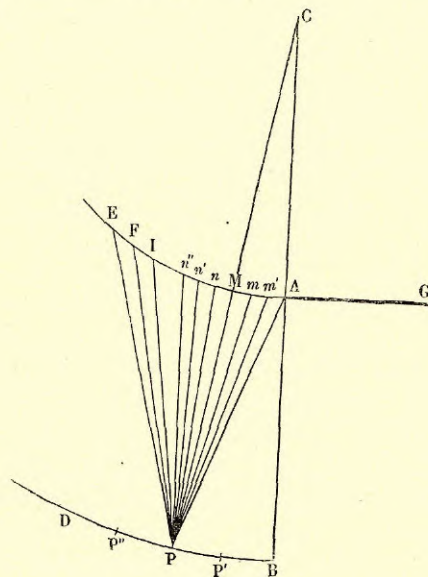


FIG. 2.

chiable sur la quantité de lumière que reçoit chaque point P peuvent être regardés comme d'égal intensité¹.

1. Lorsque le centre d'ébranlement a éprouvé une condensation, la force expansive tend à pousser les molécules dans toutes les directions, et si elles n'ont pas de mouvement rétrograde, cela tient uniquement à ce que leurs vitesses initiales en avant détruisent celles que l'expansion tend à leur imprimer en arrière; mais il ne s'ensuit pas que l'ébranlement ne puisse se propager que suivant la direction des vitesses initiales; car la force expansive, dans un sens perpendiculaire, par exemple, se combine avec l'impulsion primitive sans que ses effets en soient affaiblis. Il est clair que l'intensité de l'onde ainsi produite doit varier beaucoup dans les différents points de sa circonférence, non seulement à cause de l'impulsion initiale, mais encore parce que les condensations ne sont pas assujetties à la même loi autour du centre de la partie ébranlée. Mais les variations d'intensité de l'onde dérivée doivent suivre nécessairement une loi de continuité, et peuvent par conséquent être considérées comme insensibles dans un intervalle angulaire très petit, surtout auprès de la normale à l'onde généra-

En effet, considérons les rayons sensiblement inclinés EP, FP, IP, concourant au point P, que je suppose distant de l'onde EA d'un grand nombre d'ondulations. Prenons les deux arcs EF et FI d'une longueur telle que les différences EP — FP et FP — IP soient égales à une demi-ondulation. A cause de l'obliquité prononcée des rayons et de la petitesse d'une demi-ondulation, par rapport à leur longueur, ces deux arcs seront presque égaux, et les rayons qu'ils envoient au point P sensiblement parallèles; en sorte qu'en raison de la différence d'une demi-ondulation qui existe entre les rayons correspondants des deux arcs leurs effets se détruiront mutuellement.

On peut donc supposer que tous les rayons que les diverses parties de l'onde primitive AE envoient au point P sont d'égale intensité, puisque les seuls rayons pour lesquels cette hypothèse soit inexacte n'ont pas d'influence sensible sur la quantité de lumière qu'il reçoit. On peut aussi, par la même raison, pour simplifier le calcul de la résultante de toutes ces ondes élémentaires, considérer leurs mouvements vibratoires comme s'exécutant suivant une même direction, vu la petitesse des angles que les rayons font entre eux; en sorte que le problème se trouve ramené à celui-ci, dont j'ai donné la solution dans le *Mémoire sur la diffraction* déjà cité : *Trouver la résultante d'un nombre quelconque de systèmes d'ondes lumineuses parallèles, de même longueur, dont les intensités et les positions relatives sont connues.* Les intensités sont ici proportionnelles à la longueur des petits arcs éclairants, et les positions relatives sont données par les différences des chemins parcourus.

Nous n'avons considéré, à proprement parler, que la section de l'onde faite par un plan perpendiculaire au bord de l'écran projeté en A. Envisageons-la maintenant dans toute son étendue, et concevons-la divisée en fuseaux infiniment minces, par des méridiens équidistants, perpendiculaires au plan de la figure; on pourra leur appliquer les raisonnements que nous venons de faire pour une section de l'onde, et

trice; car les vitesses initiales des molécules rapportées à une direction quelconque étant proportionnelles au cosinus de l'angle que cette direction fait avec la normale, ces composantes varient dans un rapport bien moindre que l'intervalle angulaire, quand il est peu considérable.

démontrer ainsi que les rayons d'une obliquité prononcée se détruisent mutuellement.

Ces fuseaux parallèles au bord de l'écran étant tous infiniment étendus dans le cas dont nous nous occupons, où l'onde lumineuse n'est interceptée que d'un seul côté, l'intensité de la résultante de toutes les vibrations qu'ils envoient en P sera la même pour chacun d'eux; car les rayons qui émanent de ces fuseaux doivent être considérés comme d'égale intensité, du moins dans la partie très peu étendue de l'onde génératrice qui a une influence sensible sur la lumière envoyée en P. De plus, chaque résultante élémentaire sera évidemment en arrière de la même quantité par rapport au rayon parti du point du fuseau le plus voisin de P, c'est-à-dire du point où ce fuseau rencontre le plan de la figure. Ainsi les intervalles entre ces résultantes élémentaires seront égaux aux différences des chemins parcourus par les rayons AP, $m'P$, mP , etc., compris dans le plan de la figure, et leurs intensités seront proportionnelles aux arcs A m' , $m'm$, mM , etc. Pour avoir l'intensité de leur résultante générale, il faut donc faire le même calcul auquel nous avons déjà été conduit en ne considérant que la section de l'onde par un plan perpendiculaire au bord de l'écran¹.

37. — On peut se faire une idée nette maintenant de la méthode qu'il faut suivre pour calculer la position et l'intensité des bandes obscures et brillantes, dans les diverses circonstances où l'on se propose de comparer la théorie à l'expérience. Lorsque l'écran s'étend indéfiniment d'un côté, ou du moins est assez large pour que les rayons qui viennent de ce côté puissent être négligés, on cherche pour chaque point P (fig. 2) situé à la distance où l'on observe les franges, la résultante de toutes les ondes élémentaires venant seulement de la partie AMF de l'onde incidente, et, en comparant les intensités obtenues pour différents points P, P', P'', etc.,

1. Tant que le bord de l'écran est rectiligne, il suffit, pour déterminer les positions des bandes obscures et brillantes et leurs intensités relatives, de considérer la section de l'onde faite par un plan perpendiculaire au bord de l'écran; mais lorsqu'il est courbe ou composé de lignes droites faisant entre elles des angles quelconques, il devient nécessaire d'intégrer suivant les deux sens rectangulaires, ou circulairement autour du point que l'on considère. Cette dernière méthode est plus simple dans quelques cas particuliers, comme lorsqu'il s'agit, par exemple, de calculer l'intensité de la lumière dans la projection du centre d'un écran ou d'une ouverture circulaire.

on détermine la position des points les plus sombres et les plus éclairés. On trouve de cette manière, dans le cas dont nous nous occupons maintenant, celui d'un écran indéfiniment étendu d'un côté : 1° que l'intensité de la lumière décroît rapidement en dedans de l'ombre, à partir du plan tangent CAB, *d'autant plus vite que la longueur d'ondulation est plus petite*, et d'une manière continue, sans présenter ces *maxima* et *minima* qui forment les bandes obscures et brillantes ; 2° qu'au dehors de l'ombre, l'intensité de la lumière, après avoir augmenté considérablement jusqu'à un certain point, qu'on peut appeler le *maximum* du premier ordre, décroît jusqu'à un second point qui est le *minimum* du premier ordre, pour augmenter de nouveau jusqu'à un second *maximum*, auquel succède un *minimum* du second ordre, et ainsi de suite ; 3° qu'aucun *minimum* n'est égal à zéro, comme dans les franges produites par le concours de deux faisceaux lumineux d'égale intensité, et que la différence entre les *maxima* et les *minima* diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'ombre, ce qui explique pourquoi les franges qui bordent les ombres sont moins prononcées et moins nombreuses dans une lumière homogène que celles qu'on obtient avec les miroirs accouplés, et présentent des couleurs beaucoup moins vives dans la lumière blanche ; 4° que les intervalles compris entre ces *maxima* et ces *minima* sont inégaux, et diminuent à mesure qu'on s'éloigne de l'ombre, suivant des rapports qui ne changent pas, à quelque distance de l'écran qu'on mesure les franges ; 5° que les mêmes *maxima* et *minima*, calculés à diverses distances de l'écran, sont placés sur des hyperboles d'une courbure sensible, dont les foyers sont le bord de l'écran et le point lumineux. Toutes ces conséquences de la théorie sont confirmées par l'expérience.

La formule générale donne la position des *maxima* et des *minima*, pour des distances quelconques du point lumineux à l'écran, et de l'écran au micromètre, lorsqu'on connaît la longueur d'ondulation de la lumière employée. Pour mettre la théorie à une épreuve décisive, au lieu de déterminer la longueur d'ondulation par quelques mesures de franges extérieures, et l'employer ensuite au calcul des observations du même genre, je l'ai déduite d'une expérience de diffraction

d'un genre tout différent, et, après l'avoir vérifiée préalablement sur les franges produites par deux miroirs, dont elle a représenté les largeurs à moins d'un centième près, je l'ai introduite dans la formule, que j'ai ensuite comparée à 125 mesures de franges extérieures, faites dans des circonstances très dissemblables, car la distance du point rayonnant à l'écran y avait varié de 1 *décimètre* à 6 *mètres*, et la distance entre l'écran et le micromètre de 2 *millimètres* à 4 *mètres*. Or dans tous les cas les résultats du calcul se sont accordés d'une manière très satisfaisante avec ceux des observations, comme on peut le voir par le tableau comparatif du *Mémoire* déjà cité, pages 339 et 343 du tome XI des *Annales de chimie et de physique*.

38. — Lorsque l'écran, au lieu de s'étendre indéfiniment d'un côté, est assez étroit pour que la lumière infléchié jusqu'au milieu de son ombre ne soit pas trop affaiblie par le décroissement rapide d'intensité que produit l'obliquité des rayons, il faut tenir compte à la fois dans le calcul de ceux qui viennent des deux côtés, et chercher, pour chaque point de l'ombre, la résultante générale de toutes les ondes élémentaires qu'y envoient les divers points des deux parties de l'onde primitive situées à droite et à gauche de l'écran. On trouve de cette manière que l'intérieur de l'ombre doit être divisé par une série de bandes obscures et brillantes, de largeurs à peu près égales, et dont les positions diffèrent très peu de celles qu'on déduirait de la formule approximative que nous avons déjà donnée pour les mêmes franges, lorsqu'elles sont encore séparées des bords de l'ombre par un intervalle de plusieurs largeurs de frange. Mais quand le corps opaque est assez étroit, et le micromètre assez éloigné de ce corps pour que les bandes observées soient très voisines des bandes extérieures, alors les calculs faits par la méthode que nous venons d'exposer indiquent, comme l'expérience, que cette formule n'est plus exacte. Ils représentent aussi, avec une fidélité remarquable, les altérations singulières qu'éprouvent souvent dans ce cas les franges extérieures, lorsque les autres sortent de l'ombre et viennent en quelque sorte se mêler avec elles.

J'ai encore vérifié la théorie sur les franges produites par une ouverture étroite d'une longueur indéfinie, en cherchant,

pour les différents points éclairés par le faisceau lumineux, la résultante de toutes les ondes élémentaires qui émanent de la partie de l'onde primitive comprise dans la largeur de cette ouverture, et j'ai trouvé aussi un accord satisfaisant entre le calcul et l'observation, même dans les circonstances où les franges ainsi produites présentaient les aspects les plus bizarres et en apparence les plus irréguliers.

39. — D'après cette manière d'envisager les problèmes de la diffraction, nous n'avons point égard dans le calcul au plus ou moins d'épaisseur des bords de l'écran, mais seulement à l'étendue de la partie de l'onde qui peut envoyer des rayons élémentaires aux points dont nous calculons l'intensité ; et le corps opaque ne remplit ici d'autres fonctions que de supprimer une partie de l'onde. Voilà pourquoi le résultat du calcul est indépendant de la nature de ce corps, de sa masse et de l'épaisseur de ses bords. Néanmoins, si leur surface était trop grande, on ne pourrait plus considérer l'onde primitive, au moment où elle les quitte, comme n'ayant reçu aucune modification sensible, et il faudrait tenir compte, dans le calcul, des petites franges qu'aurait déjà fait naître son passage contre les parties antérieures. Mais tant qu'ils ont peu d'épaisseur ou une courbure prononcée dans ce sens, les petites franges ainsi produites sont si étroites qu'on peut les négliger, et regarder l'onde émergente comme ayant une intensité uniforme dans toute son étendue, au moment où elle quitte l'écran, surtout si l'on calcule les intensités de lumière à une distance un peu grande de ce corps. Il ne faut pas perdre de vue que, d'après les raisonnements sur lesquels elles reposent, nos formules de diffraction ne sont suffisamment exactes qu'autant que cette distance est très considérable relativement à la longueur d'une ondulation lumineuse, ce qui permet de négliger les rayons d'une obliquité prononcée, et de considérer tous ceux qui concourent d'une manière efficace au résultat comme étant d'égale intensité. On ne s'étonnera pas néanmoins que les mêmes formules puissent donner encore la position des franges avec assez d'exactitude, à de petites distances de l'écran (quand ses bords ne sont pas trop épais), si l'on réfléchit que, la longueur moyenne des ondes lumineuses n'étant guère qu'un demi-millième de millimètre, deux ou trois millimètres sont

déjà des quantités très grandes relativement à celle-ci.

40. — Nous venons de considérer les trois principales espèces de phénomènes que présente la diffraction, lorsque les bords de l'écran ou de l'ouverture pratiquée dans cet écran sont assez étendus pour que leurs extrémités n'aient aucune influence sur la partie des franges que l'on examine ; alors il suffit que l'intégration indiquée par les formules, qui donne la résultante générale des ondes élémentaires, soit faite dans le sens perpendiculaire au bord de l'écran, pour déterminer la position des bandes obscures et brillantes et leurs intensités relatives. Mais quand l'écran ou l'ouverture sont très peu étendus en tous sens, il devient nécessaire d'intégrer à la fois suivant les deux dimensions. Les résultats de ces calculs s'accordent encore parfaitement avec les observations : j'en citerai deux exemples assez curieux.

Lorsque l'écran est circulaire, le calcul conduit à ce résultat singulier, que le centre de l'ombre qu'il projette doit être aussi éclairé que si l'écran n'existait pas. C'est M. Poisson qui me fit remarquer cette conséquence de mes formules, que je n'avais pas aperçue d'abord, quoi qu'elle se déduise immédiatement de la théorie par des considérations géométriques très simples. M. Arago l'a vérifiée sur l'ombre d'un écran de 2 millimètres de diamètre, parfaitement arrondi au tour, et fixé sur une plaque de verre à faces parallèles. Le résultat de l'expérience a confirmé le fait annoncé d'avance par la théorie. Il n'y a que le centre même de l'ombre qui jouisse de cette propriété, et la même clarté ne s'étend à une distance sensible de ce point mathématique qu'autant que l'écran est d'un très petit diamètre, et qu'on observe son ombre à une assez grande distance ; car plus il est large, plus ce petit cercle brillant devient étroit ; et quand l'écran a seulement 1 centimètre de diamètre, on ne voit plus qu'un point lumineux, lors même qu'on en est éloigné de 1 mètre, et qu'on se sert d'une forte loupe. Il faut remarquer que, si l'écran était trop grand, les raisonnements que nous avons faits pour établir les formules ne seraient plus rigoureusement applicables aux rayons infléchis dans le milieu de son ombre, à cause de leur obliquité trop prononcée, qui ne permettrait plus de regarder les ondes élémentaires qu'ils apportent comme égales en intensité à celles des rayons directs.

Lorsqu'on calcule, par les mêmes formules, l'intensité de la lumière au milieu de la projection d'une petite ouverture circulaire pratiquée dans un large écran, on trouve que le centre de cette projection doit présenter alternativement un point brillant ou obscur, selon la distance à laquelle on reçoit l'ombre, et que les minima doivent être tout à fait nuls dans une lumière homogène. Cette nouvelle conséquence des formules générales peut se déduire de la théorie par de simples considérations géométriques. On trouve ainsi, pour les valeurs des distances successives auxquelles le centre de l'ombre devient complètement obscur :

$$b = \frac{ar^2}{2ad - r^2}, \quad b = \frac{ar^2}{4ad - r^2}, \quad b = \frac{ar^2}{8ad - r^2}, \text{ etc.}$$

r étant le rayon ou demi-diamètre de l'ouverture, a et b ses distances respectives au point lumineux et au micromètre, et d la longueur d'ondulation de la lumière employée : or, en plaçant le micromètre aux distances indiquées par ces formules, on observe qu'effectivement le centre de la projection de l'ouverture est tellement privé de lumière, qu'il paraît comme une tache d'encre au milieu de la partie éclairée, du moins pour les *minima* des trois premiers ordres indiqués par les formules que nous venons de rapporter ; car ceux des ordres suivants qui sont plus rapprochés de l'écran ne présentent plus une tache aussi obscure, à cause du défaut d'homogénéité de la lumière employée.

41. — Il est encore une foule d'autres phénomènes de diffraction, tels que les images multiples et colorées réfléchies par des surfaces rayées, ou celles qu'on voit au travers d'un tissu très fin, ainsi que les anneaux colorés produits par un assemblage irrégulier de fils très déliés ou d'atomes légers, d'une grosseur à peu près égale, placés entre l'œil du spectateur et un objet lumineux, qui tous peuvent s'expliquer et se calculer rigoureusement au moyen de la théorie que nous venons d'exposer. Il serait trop long de les décrire ici et de faire voir comment ils en sont de nouvelles confirmations. Nous pensons d'ailleurs qu'elle est suffisamment démontrée par les faits nombreux et variés dont nous avons parlé, et nous terminerons cet extrait du *Mémoire sur la diffraction* par une description détaillée d'une expérience importante de

M. Arago, qui fournit le moyen de mesurer les plus légères différences de pouvoir réfringent des corps avec une précision presque indéfinie.

42. — Nous avons vu que les franges produites par deux fentes très fines étaient toujours placées d'une manière symétrique relativement au plan mené par le point lumineux et le milieu de l'intervalle compris entre les deux fentes, tant que les deux pinceaux de lumière qui interfèrent ont traversé le même milieu, l'air, par exemple, comme cela arrive dans la disposition ordinaire de l'appareil. Mais il n'en est plus de même lorsqu'un des faisceaux n'ayant traversé que de l'air, l'autre rencontre sur son passage un corps plus réfringent, tel qu'une lame mince de mica, ou une feuille de verre soufflé : alors les franges sont déplacées et portées du côté du faisceau qui a traversé la lame transparente, et même, dès qu'elle a un peu d'épaisseur, elles sortent de l'espace éclairé et disparaissent. Cette expérience importante, qui est due à M. Arago, peut se faire également avec l'appareil des deux miroirs, en plaçant la lame mince dans le chemin d'un des faisceaux, avant ou après sa réflexion.

Voyons maintenant quelle conséquence on peut déduire de ce fait remarquable, à l'aide du principe des interférences. Le milieu de la bande centrale provient toujours, comme nous l'avons déjà fait observer, de l'arrivée simultanée des rayons partis en même temps du point lumineux ; il faut donc, dans le cas ordinaire où ils ont traversé le même milieu, qu'ils aient parcouru des chemins exactement égaux, pour qu'ils arrivent en même temps au point de concours ; mais on conçoit que s'ils traversent des milieux dans lesquels la lumière ne se propage pas avec la même vitesse, celui des deux faisceaux qui aura marché plus lentement arrivera plus tard en ce point, qui ne pourra plus être, en conséquence, le milieu de la bande centrale. Elle doit nécessairement se rapprocher du faisceau qui a marché le plus lentement, de sorte que la moindre longueur du trajet compense le retard qu'il a éprouvé dans sa marche ; et réciproquement, lorsque les franges sont portées à droite ou à gauche, on doit en conclure que le faisceau du côté duquel elles se sont avancées a été retardé dans sa marche. Ainsi la conséquence natu-

relle de l'expérience de M. Arago que nous venons de citer est que la lumière se propage plus vite dans l'air que dans le mica ou le verre, et généralement les autres corps denses plus réfringents que l'air; résultat directement opposé à l'explication que Newton a donnée de la réfraction, en supposant les molécules lumineuses fortement attirées par les corps denses; car il en résulterait que la vitesse de la lumière est plus grande dans ces corps que dans les milieux rares.

43. — Cette expérience fournit un moyen de comparer la vitesse de propagation de la lumière dans les différents milieux. En effet, supposons qu'on ait mesuré très exactement, à l'aide d'un sphéromètre, l'épaisseur de la lame mince de verre qui a été placée sur le trajet d'un des faisceaux lumineux, et qu'on ait mesuré le déplacement des franges avec le micromètre; comme on sait qu'avant l'interposition de la lame les chemins parcourus étaient égaux pour le milieu de la bande centrale, on pourra déterminer par le calcul combien ils diffèrent de longueur pour sa nouvelle position: cette différence sera le retard que la lumière a éprouvé dans la feuille de verre, dont l'épaisseur est connue; ainsi, en ajoutant cette épaisseur à la différence calculée, on aura le petit chemin que l'autre faisceau a parcouru dans l'air, tandis que le premier parcourait la feuille de verre; et ce chemin, comparé à l'épaisseur de la feuille de verre, donnera le rapport de la vitesse de la lumière dans l'air à la vitesse de la lumière dans le verre.

On peut encore envisager ce problème sous un autre point de vue, avec lequel il est bon de se familiariser. La durée de chaque ondulation, comme nous l'avons vu, ne dépend point de la vitesse plus ou moins grande avec laquelle l'ébranlement se propage dans le fluide, mais seulement de la durée de l'oscillation complète qui a donné naissance à cette onde; ainsi, quand les ondes lumineuses passent d'un milieu dans un autre, où elles se propagent plus lentement, chaque ondulation s'exécute toujours dans le même intervalle de temps qu'auparavant, et la plus grande densité du second milieu n'a d'autre influence que de diminuer la longueur d'ondulation, dans le même rapport que celui suivant lequel il ralentit la vitesse de la lumière; car la longueur d'ondula-

tion est égale à l'espace que le premier ébranlement parcourt pendant la durée de l'oscillation complète. On peut donc calculer les vitesses relatives de la lumière dans différents milieux en comparant les longueurs d'ondulation d'une même espèce de rayons dans ces milieux. Cela posé, le centre de la bande centrale est produit par la réunion des rayons des deux faisceaux qui ont compté le même nombre d'ondulations, à partir du point lumineux, quelle que soit d'ailleurs la nature des milieux parcourus par ces rayons. Si donc la bande centrale se porte du côté du faisceau qui a traversé la lame de verre, c'est que les ondulations de la lumière sont plus courtes dans le verre que dans l'air, et qu'il est nécessaire, en conséquence, que le chemin parcouru de ce côté soit plus court, pour que le nombre des ondulations soit le même de part et d'autre. Supposons maintenant que la bande centrale se soit déplacée de vingt largeurs de franges, par exemple, c'est-à-dire de vingt fois l'intervalle compris entre les milieux de deux bandes obscures consécutives; on devra en conclure que l'interposition de la lame de verre a retardé de vingt ondulations la marche du faisceau qui l'a traversée, ou, en d'autres termes, qu'il a exécuté dans cette lame vingt ondulations de plus que l'autre faisceau dans la même épaisseur d'air, puisque chaque largeur de frange répond à une différence d'une ondulation. Si donc on connaît l'épaisseur de cette lame et la longueur d'ondulation de la lumière qu'on a employée (qu'il est facile de déduire de la mesure des franges par la formule que nous avons donnée), on pourra calculer le nombre d'ondulations comprises dans la même épaisseur d'air; et, en ajoutant vingt à ce nombre, on aura celui des ondulations exécutées dans l'épaisseur de la lame de verre; le rapport entre ces deux nombres donnera celui des vitesses de la lumière dans ces deux milieux. Or on le trouve égal au rapport du sinus d'incidence au sinus de réfraction, pour le passage de la lumière de l'air dans le verre; ce qui est conforme à l'explication de la réfraction par la théorie des ondes, comme nous le verrons plus tard¹.

1. On peut réciproquement, par la même expérience, déterminer avec une extrême précision l'épaisseur d'une lame mince d'un corps dont on connaît le pouvoir réfringent, en la plaçant dans le trajet d'un des deux faisceaux lumineux perpendiculairement à sa direction, et mesurant le déplacement des franges.

44. — Le procédé que nous venons d'indiquer présente quelques difficultés, lorsqu'on veut déterminer *a priori* le pouvoir réfringent d'un corps beaucoup plus dense que l'air, tel que l'eau ou le verre, parce qu'il faut employer une lame très mince de ces substances pour que les franges ne sortent pas tout à fait du champ commun des deux faisceaux lumineux, et qu'il devient alors difficile de mesurer l'épaisseur de la lame avec l'exactitude nécessaire. On peut, à la vérité, placer sur le trajet de l'autre faisceau une plaque épaisse d'une substance transparente dont le rapport de réfraction a été déterminé très exactement par les moyens ordinaires, ce qui permet d'employer aussi une plaque épaisse du nouveau corps. Mais alors il devient plus simple de mesurer son pouvoir réfringent par la méthode ordinaire.

Le cas où le procédé déduit de l'expérience de M. Arago a une grande supériorité sur la méthode directe, c'est celui où il s'agit de déterminer de légères différences de vitesse de la lumière dans des milieux qui la réfractent presque également; car, en allongeant le trajet que la lumière parcourt dans les deux milieux dont on compare le pouvoir réfringent, on peut augmenter presque indéfiniment l'exactitude des résultats. Pour se faire une idée du haut degré de précision qu'il est possible d'atteindre par ces mesures, il suffit de remarquer que la longueur des ondulations jaunes dans l'air étant $0^{\text{mm}},000351$, il y en a deux millions dans une longueur de $1^{\text{m}},10^1$: or il est très aisé d'apercevoir une différence d'un cinquième de frange, qui répond à un retard ou à une accélération d'un cinquième d'ondulation dans la marche de la lumière, et comme il y a deux millions de ces ondulations dans $1^{\text{m}},10$, le cinquième d'une ondulation ne serait que la dix-millionième partie de cette longueur; on pourrait donc, en introduisant un gaz ou une vapeur quelconque dans un tube de cette longueur fermé par deux glaces, estimer jusqu'aux dix-millionièmes de variation de leur pouvoir réfringent. C'est avec un appareil semblable que nous avons

1. Je prends la longueur d'ondulation des rayons jaunes, qui sont les plus brillants du spectre et dont les bandes obscures et brillantes coïncident en conséquence avec les points les moins éclairés et les plus brillants des franges produites par la lumière blanche, qu'on emploie ordinairement pour ces sortes d'expériences, tant à cause de la supériorité de son éclat que des caractères plus prononcés qu'elle donne à la bande centrale, sur laquelle il est essentiel de ne pas se méprendre.

mesuré, M. Arago et moi, la différence de réfraction de l'air sec et de l'air saturé d'humidité à 30° , qui est si petite qu'elle échapperait à tout autre moyen d'observation, parce que le pouvoir réfringent plus grand de la vapeur d'eau est presque exactement compensé par la moindre densité de l'air humide. Mais dans la plupart des cas, le plus léger mélange d'une vapeur ou d'un gaz avec un autre, produit un déplacement considérable des franges, et si l'on avait une série d'expériences de ce genre soigneusement faites, cet appareil pourrait devenir un instrument précieux d'analyse chimique.

DES ANNEAUX COLORÉS

45. — Les anneaux colorés que présentent deux verres pressés l'un contre l'autre, lorsqu'une des surfaces en contact est légèrement convexe, s'expliquent d'une manière bien simple par le principe des interférences: ils résultent évidemment de l'influence mutuelle des deux systèmes d'ondes réfléchis à la première et à la seconde surface de la lame d'air comprise entre ces deux verres. Mais, avant d'entrer dans le détail de cette explication, il est nécessaire d'établir, sur la réflexion de la lumière, un principe dont nous allons avoir besoin.

Lorsqu'un ébranlement se propage dans un milieu d'une élasticité et d'une densité uniformes il ne revient jamais sur ses pas, et en se communiquant à des tranches nouvelles, il laisse les tranches précédentes dans un repos absolu: c'est ainsi qu'une bille d'ivoire, qui vient en frapper une autre de masse égale, lui communique tout son mouvement, et reste en repos après le choc. Il n'en est pas de même quand la seconde bille a plus ou moins de masse que la première; dans l'un ou l'autre cas, celle-ci se trouve encore en mouvement après le choc. Lorsque la seconde bille a plus de masse que la première, la nouvelle vitesse dont celle-ci est animée la porte en sens contraire de son premier mouvement, et lorsque la seconde bille a moins de masse que la première, celle-ci continue à se mouvoir dans le même sens; ainsi les nouvelles vitesses de la première bille, après le choc, sont de signes

contraires dans les deux cas. Ceci peut aider à concevoir ce qui se passe lorsqu'une onde arrive à la surface de contact de deux milieux élastiques de densités différentes : la tranche infiniment mince du premier milieu, qui touche au second, et que nous pouvons assimiler à la première bille, ne reste pas en repos après avoir mis en mouvement la tranche contiguë du second milieu, à cause de la différence de leur masse, et il y a réflexion ; mais la nouvelle vitesse dont la tranche du premier milieu est animée après le choc, et qui se communique successivement aux tranches précédentes du même milieu, doit changer de signe selon que la tranche du second milieu a plus ou moins de masse que celle du premier, c'est-à-dire selon que celui-ci est moins dense ou plus dense que le second. Ce principe important, que M. Young a découvert par les considérations que nous venons d'exposer, résulte également des formules que M. Poisson a déduites d'une analyse savante et rigoureuse¹. Appliqué à la réflexion de la lumière il nous apprend que, selon qu'une onde lumineuse est réfléchiée en dedans ou en dehors du milieu le plus dense, la vitesse d'oscillation est positive ou négative. Ainsi tous les mouvements oscillatoires correspondants seront de signes contraires dans les deux cas.

46. — Cela posé, revenons au phénomène des anneaux colorés, et supposons, pour simplifier les raisonnements, qu'on observe la lumière réfléchiée sous l'incidence perpendiculaire, ou du moins dans une direction qui s'en écarte très peu ; considérons un des systèmes d'ondes envoyés par l'objet éclairant sur la première surface de la lame d'air, c'est-à-dire sur la seconde surface du verre supérieur ; ce que nous dirons de ce système d'ondes pourra s'appliquer à tous les autres. Au moment où il arrive à la surface de séparation du verre et de l'air, il éprouve une réflexion partielle qui diminue un peu l'intensité de la lumière transmise dans la lame d'air, et fait naître en dedans du premier verre un autre système d'ondes dont l'intensité est, comme on sait, très inférieure à celle de la lumière transmise, en sorte que celle-ci étant fort peu affaiblie par cette première réflexion

produit, en arrivant à la seconde surface de la lame d'air, un second système d'ondes réfléchies d'une intensité presque égale à celle des ondes qui proviennent de la première réflexion ; voilà pourquoi leur interférence produit des couleurs si vives dans la lumière blanche, et des anneaux brillants et obscurs si prononcés dans une lumière homogène. Les deux surfaces de la lame d'air étant sensiblement parallèles dans le voisinage du point de contact, où se forment les anneaux colorés, les deux systèmes d'ondes suivront la même route ; mais celui qui a été réfléchi à la seconde surface se trouvera en retard relativement à l'autre et d'une quantité égale au double de l'épaisseur de la lame d'air, qu'il a traversée deux fois. Il faut remarquer, en outre, qu'il existe entre eux une autre différence, c'est que le premier a été réfléchi en *dedans* du verre, ou du milieu le plus dense, tandis que l'autre l'a été en *dehors* du verre inférieur ; d'où résulte, d'après le principe établi ci-dessus, une opposition dans les mouvements oscillatoires. Ainsi, lorsqu'en raison de la différence des chemins parcourus, les deux systèmes d'ondes devraient être d'accord, c'est-à-dire exécuter tous leurs mouvements oscillatoires dans le même sens, nous en concluons qu'ils sont au contraire en discordance complète ; et réciproquement, lorsque la différence des chemins parcourus indiquera une discordance complète, nous en concluons que leurs mouvements oscillatoires s'accordent parfaitement. Cela posé, il est aisé de déterminer la position des anneaux obscurs et brillants.

Et d'abord, le point de contact, où l'épaisseur de la lame d'air est nulle, ne produisant aucune différence de marche entre les deux systèmes d'ondes, devrait établir un accord parfait entre leurs vibrations ; ainsi, puisqu'en raison de l'opposition de signe c'est le contre-pied qu'il faut prendre, leurs vibrations seront en discordance complète, et le point de contact, vu par réflexion, présentera une tache noire. A mesure qu'on s'en éloigne, l'épaisseur de la lame d'air augmente : arrêtons-nous au point où son épaisseur est égale à un quart d'ondulation, la différence des chemins parcourus sera une demi-ondulation, qui répond à une discordance complète, et par conséquent il y aura accord parfait entre les deux systèmes d'ondes ; ce sera donc le point le plus éclairé du pre-

1. Mémoire sur le mouvement des fluides élastiques dans des tuyaux cylindriques, et sur la théorie des instruments à vent. (*Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. II, p. 305.)

mier anneau brillant. Lorsque l'épaisseur de la lame d'air sera la moitié d'une ondulation, la différence des chemins parcourus étant égale à une ondulation, qui répond à l'accord parfait, il y aura discordance complète, et ce point sera le milieu d'un anneau obscur. Il est facile de voir, en général, par les mêmes raisonnements, que les points les plus noirs des anneaux obscurs répondent aux épaisseurs de la lame d'air, égales à :

$$0, \frac{1}{2}d, \frac{3}{2}d, 2d, \frac{5}{2}d, \text{ etc.}$$

et les points les plus éclairés des anneaux brillants aux épaisseurs :

$$\frac{1}{4}d, \frac{3}{4}d, \frac{5}{4}d, \frac{7}{4}d, \frac{9}{4}d, \frac{11}{4}d, \text{ etc.}$$

d étant la longueur d'une ondulation lumineuse dans l'air; ou, si l'on prend pour unité le quart de cette longueur, les épaisseurs de la lame d'air répondant aux *maxima* et *minima* de la lumière réfléchie seront représentées par les nombres suivants :

Anneaux obscurs	0, 2, 4, 6, 8, 10, etc.
Anneaux brillants	1, 3, 5, 7, 9, 11, etc.

On voit que cette unité, ou le quart d'une ondulation lumineuse, est précisément la longueur de ce que Newton appelle les *accès des molécules lumineuses*. Ainsi, en multipliant par quatre les mesures qu'il en a données pour les sept principales espèces de rayons simples, on a les longueurs correspondantes de leurs ondulations. On trouve de cette manière les mêmes résultats qu'en déduisant les longueurs d'ondulation de la mesure des franges produites par deux miroirs, ou des phénomènes variés de la diffraction. Cette identité numérique, que M. Young a le premier remarquée, établit entre les anneaux colorés et la diffraction de la lumière une relation intime, qui avait échappé jusqu'alors aux physiciens guidés par le système de l'émission, et ne pouvait être indiquée que par la théorie des ondulations.

47. — D'après l'expérience de M. Arago sur le déplacement qu'éprouvent les franges produites par l'interférence de

deux faisceaux lumineux, lorsqu'un des deux a traversé une lame mince, nous avons vu que les ondulations lumineuses étaient raccourcies dans cette lame, suivant le rapport du sinus de réfraction au sinus d'incidence, pour le passage de la lumière de l'air dans la lame. Ce principe est général et s'étend à tous les corps réfringents, de quelque nature qu'ils soient; ainsi, par exemple, la longueur d'ondulation de la lumière dans l'air est à la longueur d'ondulation dans l'eau comme le sinus de l'angle d'incidence des rayons qui passent obliquement de l'air dans l'eau est au sinus de leur angle de réfraction. Par conséquent, si l'on introduit de l'eau entre les deux verres en contact qui présentent des anneaux colorés, la lame d'air étant remplacée par une lame d'eau, dans laquelle les ondulations lumineuses deviennent plus courtes suivant le rapport que nous venons d'énoncer, les épaisseurs de ces deux lames qui réfléchissent les mêmes anneaux seront entre elles dans le rapport du sinus d'incidence au sinus de réfraction pour le passage de la lumière de l'air dans l'eau. C'est précisément le résultat que Newton avait trouvé par l'observation, en comparant les diamètres des anneaux produits dans les deux cas; d'où il déduisait par le calcul les épaisseurs correspondantes. Cette relation remarquable entre les phénomènes de la diffraction, de la réfraction et des anneaux colorés, qui ne se rattache en rien à l'hypothèse de l'émission, aurait pu être annoncée d'avance par la théorie des ondulations, d'après laquelle les sinus des angles d'incidence et de réfraction doivent être nécessairement proportionnels aux vitesses de propagation ou aux longueurs d'ondulation de la lumière dans les deux milieux ainsi que nous le démontrerons bientôt en expliquant les lois de la réfraction.

48. — Après avoir rendu compte de la formation des anneaux réfléchis par l'interférence des rayons réfléchis à la première et à la seconde surface de la lame d'air, M. Young a démontré que les anneaux beaucoup plus faibles qu'on voit par transmission résultent de l'interférence des rayons transmis directement avec ceux qui ne l'ont été qu'après deux réflexions consécutives dans la lame mince, et qu'ils devaient être en conséquence complémentaires des anneaux réfléchis conformément à l'expérience. Nous croyons inutile de donner

cette explication, qui est semblable à la précédente; nous ferons seulement remarquer que l'extrême pâleur des anneaux transmis sous l'incidence perpendiculaire tient à la grande différence d'intensité des deux systèmes d'ondes qui les produisent.

49. — Nous ne traiterons pas non plus des anneaux réfléchis sous des incidences obliques, et nous nous contenterons de dire que la théorie explique pourquoi leur diamètre augmente avec l'obliquité, et que la formule très simple à laquelle elle conduit représente les faits avec exactitude, du moins tant que les obliquités ne sont pas trop grandes; lorsque les rayons qui pénètrent dans la lame d'air sont très inclinés, les résultats du calcul ne s'accordent plus avec les mesures de Newton¹. Mais il est probable que cette anomalie tient à ce que les lois ordinaires de la réfraction, d'après lesquelles la formule est calculée, éprouvent quelques modifications dans le passage très oblique des rayons entre deux surfaces aussi rapprochées.

Nous n'avons considéré jusqu'à présent que les anneaux produits par une lumière simple; mais il est aisé d'en conclure ce qui doit avoir lieu dans la lumière blanche, par des raisonnements analogues à ceux que nous avons déjà faits précédemment pour les franges de l'expérience des deux miroirs. On peut d'ailleurs trouver cette analyse du phénomène exposée avec le plus grand détail dans l'*Optique* de Newton, qui le premier a démontré que l'effet produit par la lumière blanche résultait toujours de la réunion des effets divers des rayons colorés dont elle se compose.

DE LA RÉFLEXION ET DE LA RÉFRACTION

50. — Par une comparaison tirée du choc des corps élastiques, nous avons fait voir comment une partie du mouvement vibratoire était réfléchi à la surface de contact de deux milieux de densités différentes, tandis que l'autre partie

1. Voyez, au sujet des mesures de Newton, le Mémoire de MM. La Provostaye et Desains sur les anneaux colorés. (*Annales de chimie et de physique*, 3^e série, t. XXVII, p. 423.)

était transmise et se propageait dans le second milieu¹; et nous avons expliqué ainsi la division que la lumière éprouve en rayons réfléchis et rayons transmis, quand elle arrive à la surface d'un corps transparent; mais nous n'avons pas encore donné la raison des lois auxquelles leurs directions sont soumises. C'est ce que nous allons tâcher de faire, en ramenant cette explication aux considérations les plus simples, et sacrifiant à la brièveté les développements un peu compliqués dans lesquels il faudrait entrer pour donner à la démonstration toute la généralité et la rigueur dont elle est susceptible.

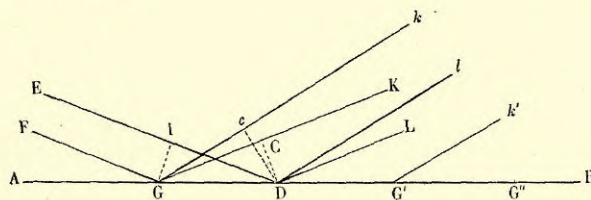


FIG. 3.

Soient ED et FG deux rayons incidents, partis du même centre d'ondulation, que je suppose à une distance infinie, en sorte que ces rayons sont parallèles entre eux; soit AB la surface réfléchissante; menons par le point G la ligne droite GL, perpendiculaire aux rayons ED et FG; ce sera la direction de l'onde incidente, au moment où elle vient rencontrer en G la surface réfléchissante. D'après le principe de Huyghens, nous pouvons considérer chacun des points successivement ébranlés, G et D, par cette onde, comme étant eux-mêmes des centres d'ébranlement, qui, en agissant isolément, enverraient des rayons dans une infinité de directions et avec des intensités différentes. Il serait sans doute bien difficile de découvrir la loi des variations de leur intensité autour du point rayonnant; mais heureusement nous n'en avons pas besoin; car, quelle que soit cette loi, il est évident que les rayons élémentaires partis des points G et D, qui suivront

1. On peut consulter à ce sujet le beau Mémoire de M. Poisson sur la réflexion des ondes à la surface de contact de deux fluides élastiques de densités différentes, où l'on trouvera une démonstration rigoureuse de ce principe général.

des directions parallèles, étant absolument dans des cas semblables, devront avoir la même intensité et la même direction de mouvement oscillatoire : or ce principe nous suffit pour juger suivant quelle direction peuvent se propager les vibrations résultantes de la réunion des rayons élémentaires. En effet, considérons l'onde réfléchie à une distance infiniment grande de AB relativement à l'intervalle GD et autres intervalles du même ordre : soient GK et DL deux rayons élémentaires réfléchis, concourant vers un même point de cette onde ; ils seront parallèles, à cause de la distance infinie à laquelle il est situé. Supposons l'angle KGB égal à l'angle EDA ; il est clair que les vibrations apportées par les rayons GK et DL à leur point de concours seront parfaitement d'accord. En effet, à cause de l'égalité de ces angles, si du point D on abaisse sur GK la perpendiculaire DC, les deux triangles GCD et IDG seront égaux, et par conséquent GC sera égal à ID. Or ID est la portion de chemin que le rayon incident ED a parcourue de plus que FG pour arriver à la surface ; et GC est la portion de chemin que le rayon réfléchi en G doit parcourir de plus que celui qui est réfléchi en D, pour arriver à leur point de concours ; donc, lorsqu'ils y seront arrivés, ils auront parcouru en somme la même longueur de chemin, et par conséquent y vibreront d'accord.

Mais il n'en est plus ainsi quand la direction des rayons élémentaires Gk et Dl , que je suppose aussi concourir vers un point infiniment éloigné, fait avec la surface un angle qui n'est pas égal à EDA ; car alors l'intervalle Gc , compris entre le point G et le pied de la perpendiculaire Dc , n'étant plus égal à ID, les chemins parcourus par les rayons, pour arriver au point de concours, ne sont plus égaux, et leurs vibrations en ce point doivent être plus ou moins discordantes : or on peut toujours prendre le point G à une distance telle du point D, que la différence entre Gc et ID soit égale à une demi-ondulation ; ce qui établira une discordance complète, au point de concours, entre les vibrations réfléchies suivant Gk et Dl ; et comme elles sont d'ailleurs d'intensités égales, elles se détruiront mutuellement, et par conséquent il n'y aura pas de lumière propagée dans cette direction.

51. — Il est tellement vrai que le rayon élémentaire Dl est neutralisé, dans ce cas, par celui qui vient du point G, que

si l'on supprime ce dernier et les rayons qui en sont assez voisins pour contrarier aussi les vibrations du rayon Dl , on donne, ou, pour mieux dire, on rend à celui-ci la faculté de paraître. Les divers rayons élémentaires réfléchis en D peuvent diverger d'autant plus que l'étendue de la surface réfléchissante est plus rétrécie de chaque côté de ce point ; car le rayon élémentaire $G'k'$ partant d'un point G' situé à la même distance de D que le point G, contrarie aussi bien, au point de concours, les vibrations de Dl , que le rayon Gk ; et la manière générale de concevoir ces destructions mutuelles des rayons élémentaires est de considérer chaque rayon intermédiaire Dl comme détruit par la moitié (en intensité) du rayon Gk , et la moitié du rayon $G'k'$, puis les moitiés restantes de ces rayons, par les moitiés des rayons suivants, et ainsi de suite ¹.

1. Si l'on divise ainsi la surface du miroir en une suite de parties DG' , $G'G''$, etc., égales à GD, les rayons élémentaires réfléchis aux points G, D, G' , G'' , dirigés tous vers le même point de concours infiniment éloigné, et par conséquent parallèles entre eux, différeront deux à deux dans leur marche d'une demi-ondulation ; ainsi, par exemple, le rayon Gk se trouvera au point de concours en avance d'une demi-ondulation sur le rayon Dl , celui-ci en avance de la même quantité sur le rayon $G'k'$ et ainsi de suite ; par la même raison, le rayon parti du milieu de GD sera en discordance complète avec le rayon parti du milieu de DG' , et une pareille discordance aura également lieu entre les rayons réfléchis de tous les points correspondants des intervalles GD et DG' ; de même tous les rayons réfléchis aux divers points de DG' seront en discordance complète avec ceux qui sont réfléchis aux points correspondants de $G'G''$, etc. Or les intervalles GD, DG' , $G'G''$, etc., étant égaux entre eux, la quantité de rayons qu'ils réfléchissent est la même ; on peut donc considérer chaque faisceau de rayons élémentaires réfléchis dans cette direction par un intervalle quelconque DG' comme détruit par la moitié (en intensité) des rayons du faisceau précédent et par la moitié du faisceau suivant. Si la surface est limitée et renferme un nombre pair de ces intervalles, les deux moitiés restantes des faisceaux extrêmes seront en discordance complète au point de concours et s'y détruiraient mutuellement, et il n'y aura point de lumière réfléchie dans cette direction ; mais si le nombre des intervalles est impair, la lumière réfléchie suivant cette direction sera alors la moins faible possible, les moitiés restantes des faisceaux extrêmes se trouvant en accord parfait. Il est à remarquer néanmoins que dans ce cas la lumière diffractée suivant la direction Gk sera beaucoup plus faible que celle qui a été réfléchie dans la direction GK, puisque tous les rayons partis de la surface qui se réunissent au premier point de concours ont parcouru des chemins égaux et s'ajoutent. Toutes ces conséquences de la théorie sont confirmées par l'expérience. Pour donner une idée de l'extrême rapidité avec laquelle la lumière doit diminuer à mesure que la direction Gk s'éloigne de celle de la réflexion régulière, j'ajouterai que, dès qu'on peut compter seulement sur la surface du miroir cinq intervalles pareils à GD, qui donnent des différences d'une demi-ondulation entre leurs rayons extrêmes, l'intensité de la lumière diffractée suivant Gk n'est plus, d'après la théorie, que le $\frac{1}{60}$ environ de celle de la lumière régulièrement réfléchie ; et, pour peu que le miroir ait de largeur, on sentira combien la direction Gk doit peu s'éloigner de GK pour qu'il ne contienne que cinq intervalles pareils à GD, c'est-à-dire pour qu'il n'y ait

elles un angle très aigu, de manière que la largeur de cet espace réfléchissant va continuellement en diminuant, jusqu'au point de concours de ses bords. Si l'on s'éloigne suffisamment du miroir, et qu'on reçoive sur un carton blanc la lumière réfléchi, ou qu'on l'observe directement avec une loupe, on remarquera que le faisceau réfléchi par la partie voisine du sommet de l'angle est beaucoup plus large que celui qui vient de la partie opposée, et qu'en conséquence la divergence des rayons réfléchis est d'autant plus grande que l'espace réfléchissant est plus étroit.

52. — Cette manière d'envisager la réflexion n'explique pas seulement pourquoi les rayons ne sont plus assujettis dans leur marche à la loi ordinaire de l'égalité des angles d'incidence et de réflexion, quand la surface est étroite ou discontinue, mais elle fournit même les moyens de calculer leurs intensités relatives dans leurs nouvelles directions. Elle a encore l'avantage de donner une idée nette et précise de ce qui constitue le poli spéculaire. Il ne faut pas considérer la surface du miroir le mieux poli, ainsi que l'a remarqué Newton, comme parfaitement unie et formant un plan mathématique; il est évident au contraire, d'après le procédé même qu'on emploie pour la polir, qu'elle doit être hérissée d'une infinité de petites aspérités; car la poudre fine qui sert à cet objet ne peut que la rayer dans tous les sens, et c'est seulement l'extrême finesse de ces raies qui les rend imperceptibles. Mais quel degré de finesse doivent-elles avoir pour que la lumière soit régulièrement réfléchi? C'est ce qu'on peut conclure aisément de l'explication que nous venons de donner de la loi ordinaire de la réflexion. En effet, si les points G et G', figure 3, au lieu d'être exactement situés dans le plan mathématique ADB, sont un peu au-dessus ou un peu au-

que cinq demi-ondulations de différence de marche entre les rayons partis des deux extrémités du miroir.

doublé de la saillie des points G et G', sur le plan ADB; si donc celle-ci était le centième de la longueur d'une onde lumineuse, la différence de marche qu'elle occasionnerait serait un cinquantième d'ondulation; or une aussi petite altération de la discordance complète des rayons élémentaires ne produirait pas de lumière sensible suivant la direction D ℓ , comme on le reconnaît par le calcul, au moyen des formules d'interférences. Ainsi il suffit que la saillie des aspérités, ou la profondeur des renforcements, soit très petite, relativement à la longueur d'une ondulation lumineuse, pour que la surface du miroir ne réfléchisse de lumière sensible que suivant un angle égal à l'angle d'incidence; et lorsque les plus grandes aspérités n'excèdent pas un centième d'ondulation, par exemple (qui est de 5 ou 6 millièmes de millimètre pour les rayons jaunes), le miroir doit avoir un très beau poli.

53. — Ici se présente une conséquence qui mérite d'être remarquée. Puisque les longueurs d'ondulation sont différentes pour les diverses espèces de rayons colorés qui composent la lumière blanche, on conçoit qu'il pourrait y avoir tel degré de petitesse des aspérités de la surface qui donnerait déjà une réflexion assez régulière des ondulations les plus longues (celles des rayons rouges), et disperserait encore beaucoup les rayons violets, dont la longueur d'ondulation est d'un tiers plus courte; en sorte que dans l'image régulièrement réfléchi d'un objet blanc le rouge et l'orangé domineraient, tandis que le vert et surtout le bleu et le violet y seraient en moindre proportion, d'où résulterait une teinte roussâtre. C'est aussi ce que l'expérience confirme. Au lieu d'arrêter le travail du poli au degré convenable (ce qui serait sans doute difficile), servez-vous d'un miroir simplement douci, c'est-à-dire dont la surface a été bien dressée et unie seulement à l'émeri fin, et inclinez ce miroir sur les rayons incidents, jusqu'à ce que vous commenciez à distinguer une image assez nette de l'objet blanc que vous regardez par

réflexion ; cette image vous paraîtra fauve et même d'un rouge orangé semblable à la couleur du soleil couchant, si l'objet a assez d'éclat pour que vous ne soyez pas obligé de trop incliner le miroir. La teinte de l'image est d'ailleurs la même, quelle que soit la nature du corps réfléchissant, qu'il soit d'acier, par exemple, ou de *crown-glass* un peu verdâtre. A mesure que l'obliquité du miroir augmente, l'image devient plus blanche et plus brillante ; et lorsqu'il approche d'être parallèle aux rayons incidents, la réflexion est aussi régulière et presque aussi abondante que s'il avait été parfaitement poli. On voit que dans cette expérience l'obliquité du miroir produit le même effet que si l'on diminuait les aspérités de sa surface ; il est facile d'en concevoir la raison, car ces aspérités n'altèrent la régularité de la réflexion qu'en raison des différences de chemins parcourus qui en résultent. Or on démontre aisément, par la géométrie, que ces différences deviennent d'autant plus petites que l'obliquité des rayons est plus grande.

54. — Appliquons maintenant à la réfraction les considérations d'interférences qui nous ont servi à expliquer les lois de la réflexion. Soit AB la surface de séparation de deux milieux dans lesquels la lumière ne se propage pas avec la même vitesse. Je supposerai encore les rayons incidents FG et ED partis d'un point infiniment éloigné et par conséquent parallèles entre eux, et je ne chercherai les effets produits par les rayons élémentaires réfractés qu'à une distance de AB infiniment grande relativement à l'intervalle GD ou autres quantités du même ordre, afin de simplifier les raisonnements. Par le point G , je mène GI perpendiculaire aux rayons incidents ; GI sera la direction de l'onde incidente, ou, en d'autres termes, les mouvements correspondants des ondulations des deux rayons incidents arriveront simultanément en G et en I ; ainsi ID est l'espace que le rayon ED doit parcourir de plus que l'autre, pour arriver à la surface. De même, si l'on considère deux rayons élémentaires réfractés, partis des points G et D , et concourant vers un même point infiniment éloigné, suivant les directions GK et DL , et si on leur mène la perpendiculaire DM , GM sera la portion de chemin que le rayon GK doit parcourir de plus que l'autre, à partir de la surface, pour arriver au point de concours. Par

conséquent les deux rayons y arriveront en même temps, si la lumière parcourt GM dans le même intervalle de temps que ID : or il est clair qu'il faut pour cela que ces deux espaces soient dans le même rapport que les vitesses de propagation ou les longueurs d'ondulation de la lumière dans les deux milieux ; ainsi, représentant par d et d' les longueurs d'ondulation dans le premier et le second milieu, l'on devra avoir

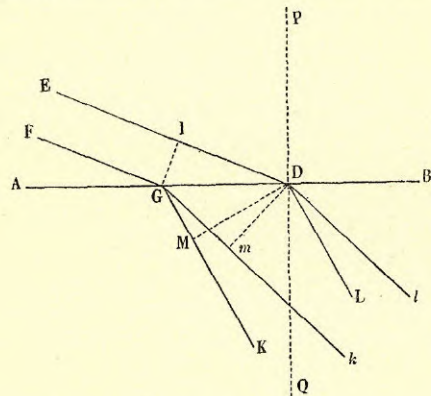


FIG. 4.

la proportion $GM : DI :: d' : d$. Mais si l'on prend GD pour rayon, GM sera le sinus de l'angle GDM , et ID le sinus de l'angle IGD : or IGD est égal à l'angle d'incidence IDP , et GDM à l'angle de réfraction QDL ; donc le sinus de l'angle de réfraction doit être au sinus de l'angle d'incidence comme d' est à d , pour que les deux rayons élémentaires réfractés que nous considérons soient parfaitement d'accord au point de concours ; et cette condition se trouvant également remplie alors par tous les autres rayons élémentaires, partis des différents points de la surface AB , qui se réunissent au même point, toutes leurs ondulations s'y superposeront exactement et s'ajouteront les unes aux autres. Il n'en est plus ainsi des autres rayons élémentaires Gk et Dl , concourant aussi vers un point très éloigné, mais dans une direction différente ; car alors Gm , étant plus grand ou plus petit que GM , n'est plus parcouru dans le même intervalle de temps que ID ; d'où

résulte un retard dans la marche d'un des rayons relativement à celle de l'autre : or on peut toujours prendre G à une distance telle de D , que cette différence de marche soit précisément d'une demi-ondulation ; on voit donc que, pour chaque rayon élémentaire quelconque Dl , qui s'écarte de la direction DL , il y a toujours un autre rayon Gk dirigé vers le même point de concours, qui en diffère d'une demi-ondulation : or, quelle que soit la loi suivant laquelle varie l'intensité des rayons élémentaires que chacun des ébranlements excités en G et en D enverrait dans diverses directions, en agissant isolément, il est clair que, les circonstances étant absolument semblables pour les séries de vibrations qui se propagent suivant les rayons parallèles Dl et Gk , leurs intensités seront les mêmes, ainsi que les directions de leurs mouvements oscillatoires ; et puisque ces vibrations diffèrent dans leur marche d'une demi-ondulation, leurs mouvements se détruiront mutuellement ¹. On voit donc que les vibrations lumineuses ne peuvent se manifester dans le second milieu que suivant la direction qui fait un angle de réfraction tel que son sinus soit au sinus de l'angle d'incidence comme d' est à d .

Lorsque la vitesse de propagation de la lumière reste la même dans tous les sens, pour chaque milieu, le rapport de d à d' , et par conséquent celui du sinus des angles d'incidence et de réfraction reste constant, et la lumière suit la loi connue de la réfraction ordinaire. Mais il est des substances où la vitesse de propagation varie, dans le même milieu, avec la

1. Ce ne sont pas seulement ces mouvements qui se neutralisent réciproquement, mais encore les condensations et dilatations qui les accompagnent ; et en effet, tout étant symétrique et égal entre les quantités de signes contraires dans le mouvement primitif, doit l'être pareillement dans les ondes élémentaires qui en dérivent, et cette égalité suffit pour que toutes les quantités de signes contraires, vitesses positives et négatives, condensations et dilatations, s'annulent mutuellement, quand les quantités positives correspondent aux négatives ; ou, en d'autres termes, quand il y a une différence de marche d'une demi-ondulation entre les deux systèmes d'ondes qui interfèrent.

Nous remarquerons ici, comme nous l'avons fait pour la réflexion, que lorsque la surface AB n'est pas indéfinie, il part toujours des points voisins de ses extrémités des rayons élémentaires qui ne sont pas totalement détruits, à moins que, dans la direction DL que l'on considère, les intervalles pareils à GD , qui répondent à une différence d'une demi-ondulation entre leurs rayons extrêmes, ne soient en nombre pair sur l'étendue de cette surface. Mais pour peu qu'elle soit large, la lumière diffractée qui vient des bords est beaucoup plus faible que celle qui a été réfractée régulièrement.

Nous renvoyons, pour de plus amples développements aux notes du *Mémoire sur la diffraction* qui va être publié dans le *Recueil des Savants étrangers*.

direction des rayons, et alors ceux qui éprouvent cet effet ne sont plus réfractés de la même manière.

Le rapport que nous venons de trouver entre les sinus des angles d'incidence et de réfraction s'accorde parfaitement, comme on le voit, avec l'expérience de M. Arago, qui démontre que les longueurs d'ondulation de la lumière dans deux milieux différents sont entre elles comme les sinus d'incidence et de réfraction pour le passage de la lumière d'un des milieux dans l'autre ; et ce rapport explique en même temps pourquoi les épaisseurs des lames d'air et d'eau qui réfléchissent les mêmes anneaux colorés sont entre elles comme les sinus d'incidence et de réfraction de la lumière qui passe de l'air dans l'eau.

55. — En généralisant les considérations que nous venons d'employer, pour expliquer la loi ordinaire de la réfraction, dans le cas particulier d'une surface continue et indéfiniment étendue, on peut, avec les mêmes formules qui représentent les phénomènes de la diffraction, déterminer les lois bien plus compliquées que suivent les rayons réfractés, lorsque la surface réfringente est étroite ou discontinue, et l'on arrive ainsi à des résultats toujours conformes à l'expérience ; ce qui prouve à la fois la justesse et la généralité du principe d'Huyghens et de celui des interférences, sur lesquels repose toute cette théorie.

56. — Je ne puis pas terminer cet exposé succinct de la réfraction, sans présenter quelques vues théoriques sur un phénomène d'optique qui l'accompagne toujours, qu'on a beaucoup étudié, et qui est peut-être encore un de ceux dont les lois sont le moins connues : je veux parler de la division que la lumière éprouve en traversant un prisme, et à laquelle on a donné le nom de *dispersion*, parce qu'elle sépare et disperse en quelque sorte les rayons colorés dont se compose la lumière blanche, en leur faisant suivre des routes différentes. Il résulte de ce phénomène que les rayons de diverses couleurs ne sont pas également réfractés, ou, en d'autres termes, que les ondulations de différentes longueurs ne se propagent pas avec la même vitesse dans les mêmes milieux ; car c'est une conséquence nécessaire de l'explication que nous venons de donner de la réfraction, que le rapport entre les sinus d'incidence et de réfraction pour chaque espèce d'ondes doit

On voit que ce terme perd ici son acception ordinaire et devient synonyme de direction. On conçoit que la direction de l'axe tient à l'arrangement cristallin des particules du milieu, et qu'elle doit avoir, relativement à leurs faces ou leurs lignes de cristallisation, une position déterminée, qui reste toujours la même dans le cristal, de quelque manière qu'on le présente aux rayons incidents.

59. — Il existe des cristaux où la similitude autour de l'axe n'a pas lieu, et où il en résulte la manifestation de deux directions particulières plus ou moins inclinées entre elles, qui présentent des phénomènes semblables à ceux qu'on observe suivant l'axe lorsque tout est pareil autour de lui : on les appelle cristaux à deux axes. Mais nous ne parlerons que des cristaux à un axe, dont les propriétés optiques sont plus simples et plus faciles à saisir.

60. — On appelle *section principale* le plan mené par l'axe perpendiculairement à la surface du cristal. Comme notre objet n'est pas d'exposer ici toutes les manières diverses dont les rayons lumineux sont brisés par les cristaux, mais seulement leur mode de propagation dans ces milieux et les propriétés optiques qu'ils y prennent, nous supposerons, pour simplifier les raisonnements, que les rayons incidents sont toujours perpendiculaires aux faces du cristal, et compris ainsi dans le plan de sa section principale : quand nous voudrons étudier leur marche dans des directions diverses par rapport à l'axe, nous supposerons chaque fois que les faces d'entrée et de sortie ont été taillées perpendiculairement à ces directions.

61. — Cela posé, on remarque dans le carbonate de chaux, dont la double réfraction est très forte, qu'un des deux faisceaux prend une direction oblique à la surface, quoique les rayons incidents lui soient perpendiculaires; tandis que l'autre n'éprouve aucun brisement, conformément à la loi ordinaire de la réfraction; aussi dit-on de celui-ci qu'il est réfracté *ordinairement*, et de l'autre qu'il est réfracté *extraordinairement*; et, pour les distinguer l'un de l'autre, on leur donne les mêmes noms qu'au mode de réfraction qu'ils éprouvent; ainsi l'on appelle faisceau *ordinaire* celui qui subit la réfraction ordinaire, et faisceau *extraordinaire* celui qui éprouve la réfraction extraordinaire: on donne pareillement

le nom d'image *ordinaire* à celle qui est produite par les rayons ordinaires, et le nom d'image *extraordinaire* à celle qui provient des rayons extraordinaires. Dans les autres cristaux doués de la double réfraction, tels que le cristal de roche, la même bifurcation a lieu dans les mêmes circonstances, mais si faiblement qu'il faudrait des plaques très épaisses pour la rendre sensible. On y parvient plus aisément en taillant le cristal de manière que la face de sortie soit inclinée sur la première; ce qui fait que les deux faisceaux, ne sortant plus dans des directions parallèles, finissent toujours par se séparer, si on les suit un peu loin. Mais, sans nous occuper des détails des expériences qui établissent les lois générales de la double réfraction, nous exposerons seulement les principaux résultats auxquels elles ont conduit.

Il est à remarquer d'abord que, lorsque les rayons incidents sont perpendiculaires à la surface du cristal, comme nous le supposons, la déviation du faisceau extraordinaire se fait toujours suivant le plan de la section principale, et ensuite que cette déviation devient nulle toutes les fois que les rayons traversent le cristal parallèlement ou perpendiculairement à l'axe.

L'observation a démontré que, lorsque les rayons sont parallèles à l'axe, ils ne suivent pas seulement la même direction, mais parcourent le cristal avec la même vitesse; et quand ils sont perpendiculaires à l'axe, c'est au contraire alors que leurs vitesses de propagation diffèrent le plus, quoiqu'ils suivent encore la même route. La vitesse de propagation des rayons ordinaires est la même dans toutes les directions, et c'est pour cela qu'ils sont assujettis aux lois ordinaires de la réfraction. La vitesse des rayons extraordinaires varie suivant l'angle qu'ils font avec l'axe; et l'on juge de cette vitesse, dans le système des ondulations comme dans celui de l'émission, par le brisement qu'ils éprouvent à leur entrée et leur sortie sous des incidences obliques, lequel donne le rapport entre le sinus des angles d'incidence et de réfraction. Les expériences de Huyghens¹, de M. Wollaston²

1. *Traité de la lumière*, ch. v.

2. *Philosophical Transactions* for 1802.

et de Malus¹ sur le carbonate de chaux, et les observations nombreuses de M. Biot² sur le cristal de roche, dans lesquelles il a porté à un haut degré de précision les mesures angulaires de la double réfraction, démontrent que la différence entre les carrés des vitesses de propagation des rayons ordinaires et extraordinaires est proportionnelle au carré du sinus de l'angle que la direction de ceux-ci fait avec l'axe, si l'on calcule les vitesses d'après l'hypothèse de l'émission, comme l'a fait le célèbre auteur de la *Mécanique céleste*; et dans la théorie des ondulations c'est entre les quotients de l'unité divisée par les mêmes carrés qu'existe cette relation; car les rapports des vitesses sont toujours inverses dans les deux systèmes. Cette loi importante, dont la découverte est due au génie de Huyghens, nous représente comme des conséquences les faits que nous venons d'exposer: les deux espèces de rayons auront la même vitesse dans la direction de l'axe, puisqu'alors ce sinus est égal à zéro; et la différence de vitesse croîtra graduellement avec ce sinus à mesure qu'ils s'éloignent de l'axe, jusqu'à ce qu'ils lui soient perpendiculaires, direction où elle atteindra son maximum.

Cette différence de vitesse est positive dans certains cristaux, et négative dans d'autres; c'est-à-dire que dans les uns les rayons ordinaires marchent moins vite que les rayons extraordinaires, et que dans les autres au contraire ils ont plus de vitesse. Le carbonate de chaux ou spath calcaire offre un exemple du premier cas, et le cristal de roche du second.

Voilà l'exposé succinct des principes généraux de la marche des rayons ordinaires et extraordinaires dans le cristal: revenons maintenant aux propriétés physiques qu'ils manifestent à leur sortie, lorsqu'on leur fait traverser un second cristal capable, comme le premier, de diviser la lumière en deux faisceaux distincts³.

62. — Considérons successivement chacun des deux fais-

1. *Mémoires des Savants étrangers* (2^e collection), pour 1809, t. II, p. 303.

2. *Mémoires de l'Académie royale des Sciences de l'Institut* pour 1818, t. III, p. 177.

3. J'emploierai dorénavant l'expression de *faisceau*, empruntée à la théorie de l'émission pour désigner en général un système d'ondes qui se sépare des autres par sa direction, ou même simplement par sa différence de vitesse.

ceux qui sortent du premier rhomboïde de spath calcaire, et d'abord celui qui a été réfracté ordinairement. Les deux nouveaux faisceaux qu'il produit en traversant le second rhomboïde ne sont d'égale intensité qu'autant que la section principale du second cristal fait un angle de 45° avec celle du premier; pour toutes les autres positions, les deux faisceaux, ou les deux images qu'ils donnent, ont des intensités inégales, et même un d'eux s'évanouit entièrement, lorsque la section principale du second rhomboïde est parallèle ou perpendiculaire à celle du premier; quand elle lui est parallèle, c'est l'image extraordinaire qui s'évanouit, et l'image ordinaire parvient en même temps à son maximum d'éclat; quand la section principale du second rhomboïde est perpendiculaire à celle du premier, c'est au contraire l'image ordinaire qui disparaît, et l'image extraordinaire qui atteint son maximum. Le faisceau extraordinaire sorti du premier rhomboïde présente, en traversant le second, des effets inverses; son image ordinaire devient nulle quand la section principale du second cristal est parallèle à celle du premier; elle atteint son maximum, au contraire, quand la section principale du second cristal est perpendiculaire à celle du premier, et c'est alors l'image extraordinaire qui s'évanouit. En résumant, nous voyons donc que chaque faisceau produit par une des deux réfractions du premier cristal se partage généralement entre les deux réfractions dans le second, mais en portions inégales, tant que la section principale du second cristal ne fait pas un angle de 45° avec celle du premier; qu'il n'éprouve plus qu'un seul mode de réfraction dans le second cristal quand la section principale de celui-ci est parallèle ou perpendiculaire à celle du premier, et que cette nouvelle réfraction est de même nature dans le premier cas, et de nom contraire dans le second.

Il résulte de ces faits que les deux faisceaux produits par la double réfraction n'ont pas les mêmes propriétés optiques tout autour de leur direction, puisqu'ils subissent tantôt la réfraction ordinaire et tantôt la réfraction extraordinaire, selon que la section principale du second cristal est dirigée suivant un certain plan ou perpendiculairement à ce plan. Si donc on mène des lignes droites perpendiculaires aux rayons suivant ces plans, et qu'on les conçoive emportées par le

système d'ondes dans sa marche, elles indiqueront les deux sens dans lesquels il présente des propriétés optiques opposées.

Malus a donné le nom de polarisation à cette singulière modification de la lumière, d'après une hypothèse que Newton avait imaginée pour expliquer le phénomène : ce grand géomètre supposait que les molécules lumineuses ont deux sortes de pôles, ou plutôt de faces, jouissant de propriétés physiques différentes ; que dans la lumière ordinaire les faces de même espèce des diverses molécules lumineuses sont tournées dans toutes sortes de sens, mais que par l'action du cristal les unes se trouvent dirigées parallèlement à sa section principale et les autres perpendiculairement, et que le genre de réfraction qu'éprouvent les molécules lumineuses tient au sens dans lequel leurs faces sont tournées relativement à la section principale. On conçoit qu'on peut, en effet, représenter les faits avec cette hypothèse. Sans m'arrêter à la discuter et à faire voir les difficultés, je dirais même les contradictions auxquelles elle conduit dans un examen approfondi, je ferai remarquer seulement qu'on peut aussi concevoir cette différence des propriétés optiques que présentent, dans deux sens rectangulaires, les faisceaux séparés par la double réfraction, en supposant dans les ondes lumineuses des mouvements *transversaux*¹ qui ne seraient pas les mêmes dans les deux sens. Mais abandonnons toute idée théorique pour le moment, et continuons à étudier les faits.

63. — Ce n'est pas seulement par son passage au travers d'un cristal qui la divise en deux faisceaux distincts que la lumière reçoit cette singulière modification ; elle peut encore être polarisée par la simple réflexion sur la surface des corps transparents, ainsi que Malus l'a observé le premier. Si l'on fait tomber sur une glace non étamée un faisceau de lumière directe sous une obliquité de 35° environ comptés à partir de la surface, et qu'on place un rhomboïde de spath calcaire sur le trajet du rayon réfléchi, on remarque que les deux faisceaux dans lesquels il se divise en traversant le cristal

1. J'appelle mouvements *transversaux* des oscillations des molécules étherées qui s'exécuteraient perpendiculairement à la direction des rayons.

ne sont d'égale intensité que lorsque la section principale du rhomboïde fait un angle de 45° avec le plan de réflexion, et que pour toutes les autres directions de la section principale les intensités des images sont inégales : cette inégalité est d'autant plus sensible que la section principale s'écarte plus de l'angle de 45° ; et enfin, lorsqu'elle est parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence, l'une des deux images s'évanouit : c'est l'image extraordinaire dans le premier cas, et l'image ordinaire dans le second. On voit que la lumière réfléchie sur le verre, sous l'inclinaison de 35° , se comporte précisément comme le faisceau ordinaire sorti d'un rhomboïde dont la section principale aurait été dirigée dans le plan de réflexion. On dit du faisceau réfléchi qu'*il est polarisé dans le plan de réflexion*, et pareillement du faisceau ordinaire sorti d'un rhomboïde de spath calcaire, qu'il est polarisé dans le plan de la section principale de ce cristal ; on doit donc dire aussi que le faisceau extraordinaire est polarisé perpendiculairement à la section principale, puisqu'il présente dans ce sens les mêmes propriétés que le faisceau ordinaire dans le plan de la section principale.

La polarisation complète de la lumière s'opère par réflexion à la surface de l'eau sous l'inclinaison de 37° , et, en général, à la surface des corps transparents sous une incidence telle que le rayon réfléchi soit perpendiculaire au rayon réfracté. La découverte de cette loi remarquable est due au D^r Brewster. Est-ce une loi rigoureuse, ou n'est-elle qu'approximative ? La question est difficile à décider ; mais la seconde hypothèse paraîtrait la plus probable.

Sous les autres incidences la polarisation n'est que partielle, c'est-à-dire qu'en faisant tourner le rhomboïde on ne voit jamais disparaître une image. Elles passent bien à la vérité par des degrés différents de clarté ; mais leurs *minima* d'intensité, qui répondent toujours aux mêmes directions de la section principale, ne sont plus égaux à zéro. Enfin, lorsque les rayons incidents sont perpendiculaires ou presque parallèles à la surface, la lumière réfléchie ne présente plus aucune trace de polarisation, c'est-à-dire que les deux images sont toujours d'égale intensité dans toutes les positions du rhomboïde.

Plusieurs corps opaques qui ne sont pas trop réfringents,

tels que le marbre, les vernis noirs, etc., peuvent imprimer aussi une polarisation complète aux rayons qu'ils réfléchissent régulièrement sur leur surface; tandis que d'autres corps parfaitement diaphanes ou demi-transparents, mais très réfringents tels que le diamant et le verre d'antimoine, ne la polarisent jamais parfaitement. Mais ce sont surtout les métaux qui polarisent le moins bien la lumière qu'ils réfléchissent, même sous les incidences les plus favorables. Il est à remarquer que les incidences qui répondent au maximum de polarisation se rapprochent d'autant plus de la surface que le corps réfléchissant est plus réfringent, autant qu'on en peut juger du moins par l'abondance de la lumière qu'il réfléchit, quand il est tout à fait opaque comme les métaux.

64 — Les corps transparents ne polarisent pas seulement la lumière par réflexion, ils la polarisent encore par réfraction, et d'autant plus que leur surface est plus inclinée relativement aux rayons; mais elle n'est jamais complètement polarisée de cette manière, à moins qu'on ne lui fasse traverser successivement plusieurs plaques parallèles: il en faut d'autant plus qu'elles sont moins inclinées sur les rayons incidents. Malus, auquel on doit encore la découverte de ce mode de polarisation, montra que les rayons transmis étaient polarisés dans un sens perpendiculaire à celui des rayons réfléchis; ainsi les premiers étant polarisés suivant le plan d'incidence, les seconds le sont perpendiculairement à ce plan. M. Arago a reconnu, par des expériences ingénieuses qui lui fournissaient des moyens d'observation très précis, que la quantité de lumière polarisée par réflexion sur la surface d'un corps diaphane est toujours égale à celle qui se polarise par réfraction¹. On peut généraliser l'énoncé de ce principe remarquable, et dire que, toutes les fois que la lumière se divise en deux faisceaux (sans qu'il y ait absorption), la même quantité de lumière polarisée dans l'un se retrouve dans l'autre polarisée suivant une direction perpendiculaire.

65. — Après avoir étudié les principaux moyens de polarisation, nous allons nous occuper maintenant des phénomènes singuliers que présente la lumière polarisée lorsqu'on

1. ARAGO. Notice sur la polarisation. (*Œuvres complètes*, t. VII, p. 291).

la fait tomber sur la surface des corps transparents; c'est encore à Malus qu'on doit ces découvertes importantes¹. Nous venons de voir que la lumière réfléchie sous un angle de 35° par une glace non étamée était complètement polarisée; cette propriété doit être générale et indépendante des modifications antérieures que la lumière incidente a pu recevoir; et en effet la lumière polarisée suivant un plan quelconque se trouve toujours, comme la lumière ordinaire après cette réflexion, complètement polarisée dans le plan d'incidence. Or nous avons remarqué qu'un faisceau polarisé ne donnait qu'une image en traversant un rhomboïde de spath calcaire dont la section principale était parallèle ou perpendiculaire à son plan de polarisation, l'image ordinaire dans le premier cas et l'image extraordinaire dans le second, c'est-à-dire toujours l'image dont le plan de polarisation coïncide avec le sien; ainsi un faisceau polarisé suivant un plan ne peut pas fournir, par une division immédiate, de la lumière polarisée dans le plan perpendiculaire. En généralisant ce principe, on doit en conclure qu'un faisceau polarisé qu'on fait tomber sur une glace non étamée sous l'angle de 35° , et suivant un plan d'incidence perpendiculaire à son plan de polarisation, ne peut pas non plus fournir de lumière polarisée dans le plan d'incidence, puisque celui-ci est perpendiculaire à son plan de polarisation. Mais les rayons réfléchis sous l'angle de 35° sont toujours polarisés suivant le plan d'incidence; donc le faisceau incident polarisé perpendiculairement à ce plan ne peut rien donner à la réflexion. Cette conséquence est confirmée par les belles expériences de Malus; dans le cas dont nous parlons il n'y a plus de lumière réfléchie, elle est transmise en entier. Mais si, sans changer l'inclinaison de la glace, on la fait tourner autour du faisceau incident, de manière à placer successivement le plan de réflexion dans tous les azimuts², on observe que la lumière

1. MALUS. Sur une propriété de la lumière réfléchie. (*Mémoires de la Société d'Arcueil*, t. II, p. 143). Mémoire sur de nouveaux phénomènes d'optique; Mémoire sur les phénomènes qui accompagnent la réflexion et la réfraction de la lumière (*Mémoires de la Classe des Sciences mathématiques et physiques de l'Institut pour 1810*, pp. 105 et 112).

2. On donne le nom général d'*azimut*, dans la description des phénomènes de polarisation, aux angles que les plans menés par le rayon lumineux suivant toutes les directions font avec le plan primitif de polarisation; c'est un terme emprunté de l'as-

réfléchi commence à renaître dès que le plan de réflexion s'écarte du plan perpendiculaire à celui de la polarisation primitive : d'abord très faible, elle augmente à mesure que le plan de réflexion s'en éloigne davantage, et atteint enfin son maximum quand il est parallèle au plan primitif de polarisation ; puis la lumière réfléchi décroît par les mêmes degrés, et redevient nulle enfin quand le plan d'incidence se retrouve perpendiculaire au plan primitif de polarisation.

On voit que ces phénomènes sont tout à fait analogues à ceux que nous avons observés dans chacune des deux images produites par un faisceau polarisé qui traverse un rhomboïde de spath calcaire, quand on fait tourner ce cristal. C'est aussi par la même formule que Malus a représenté, dans les deux cas, les variations d'intensité de ces images et de la lumière réfléchi. Si l'on appelle i l'angle que le plan primitif fait avec le plan de réflexion, ou celui suivant lequel la double réfraction polarise l'image que l'on considère, l'intensité de cette image et celle de la lumière réfléchi, seront représentées par $\cos^2 i$ multipliant leur maximum d'intensité, que nous prendrons pour unité.

66. — Vérifions cette formule sur le cas où le faisceau polarisé traverse un rhomboïde de spath calcaire, appelons i l'angle que le plan de polarisation de l'image ordinaire, c'est-à-dire la section principale du cristal, fait avec le plan primitif ; $90^\circ - i$ sera l'angle que celui-ci fait avec le plan de polarisation de l'image extraordinaire ; ainsi $\cos^2 i$ représentant l'intensité de l'image ordinaire, celle de l'image extraordinaire sera représentée par $\cos^2 (90^\circ - i)$ ou $\sin^2 i$. Quand i égale zéro, $\sin^2 i$ devient nul, c'est-à-dire que lorsque la section principale se confond avec le plan primitif, l'image extraordinaire s'évanouit et toute la lumière passe dans l'image ordinaire, puisque alors $\cos^2 i$ est égal à 1. Quand $i = 45^\circ$, $\sin^2 i$ et $\cos^2 i$ deviennent chacun égaux à $\frac{1}{2}$, et les deux images sont d'égale intensité ; enfin, quand $i = 90^\circ$, $\sin^2 i = 1$ et $\cos^2 i = 0$, ce qui signifie que l'image ordinaire s'évanouit et que toute la lumière passe dans l'image extraordinaire. Les mêmes effets se répètent dans les autres quadrants. On

voit que ces conséquences de la formule sont conformes à l'observation. Pour que cette formule fût bien démontrée, il faudrait qu'elle eût été vérifiée directement sur des valeurs intermédiaires de i ; mais elle a déjà subi dans ce cas l'épreuve de plusieurs vérifications indirectes, qui, sans être décisives, augmentent néanmoins la probabilité de son exactitude. D'ailleurs l'analogie et des considérations mécaniques très admissibles semblent indiquer qu'elle est rigoureuse.

67. — En exposant les principes fondamentaux de la théorie des ondes, nous avons montré que l'intensité de la lumière est égale à la somme des forces vives comprises dans chaque ondulation, ou simplement, pour un même milieu, à la somme des carrés des vitesses des divers points de l'onde, et peut être représentée en conséquence par le carré du coefficient commun de ces vitesses ; ainsi $\cos^2 i$ étant l'intensité de la lumière de l'image ordinaire, $\cos i$ est le coefficient commun des vitesses d'oscillation dans cette image et représente leur intensité ; et, de même, $\sin^2 i$ étant l'intensité de lumière de l'image extraordinaire, $\sin i$ représente l'intensité des vitesses d'oscillation dans le système d'ondes qui a éprouvé la réfraction extraordinaire. Nous voyons donc que la décomposition des vitesses d'oscillation du faisceau polarisé primitif, qui se résout en deux autres en pénétrant le cristal, se fait absolument comme si ces mouvements oscillatoires, au lieu d'être parallèles aux rayons, s'exécutaient suivant une direction perpendiculaire, et parallèlement ou perpendiculairement au plan de polarisation ; car alors les deux vitesses composantes seraient aussi proportionnelles à $\sin i$ et $\cos i$, d'après le principe de la composition et de la décomposition des petits mouvements d'un fluide, qui doivent se faire comme celles des forces en statique. La loi de Malus semble donc indiquer que les mouvements oscillatoires des molécules éthérées s'exécutent perpendiculairement aux rayons : c'est une hypothèse que rendent encore plus probable d'autres propriétés remarquables de la lumière polarisée que nous allons faire connaître.

68. — En étudiant les interférences des rayons polarisés, nous avons trouvé, M. Arago et moi, qu'ils n'exercent plus d'influence les uns sur les autres, quand leurs plans de polarisation sont perpendiculaires entre eux, c'est-à-dire qu'ils ne

tronomie, où il signifie les angles que font avec le méridien les plans verticaux dirigés sur les divers points de l'horizon.

peuvent plus alors produire de franges, quoique toutes les conditions nécessaires à leur apparition, dans le cas ordinaire, soient d'ailleurs scrupuleusement remplies. Je citerai les trois principales expériences qui nous ont servi à établir ce fait, en commençant par celle qui appartient à M. Arago. Elle consiste à faire traverser aux deux faisceaux émanant du même point lumineux et introduits par deux fentes parallèles deux piles de lames transparentes très minces, telles que celle de mica ou de verre soufflé, qu'on incline assez l'une et l'autre pour polariser presque complètement chacun des deux faisceaux, en ayant soin que les deux plans suivant lesquels on les incline soient perpendiculaires entre eux : alors on ne peut plus apercevoir de franges, quelque soin que l'on prenne d'ailleurs à compenser les différences de marche en faisant varier très lentement l'inclinaison d'une des piles¹; tandis que, lorsque les plans d'incidence des piles ne sont plus perpendiculaires entre eux, on parvient toujours à faire paraître les franges. A mesure que ces plans s'éloignent du parallélisme, les franges s'affaiblissent, et elles disparaissent tout à fait quand ils sont rectangulaires, si la polarisation des deux faisceaux a été assez complète. Il résulte de cette expérience que les rayons polarisés suivant le même plan s'influencent mutuellement, comme des rayons de lumière non modifiée, mais que cette influence diminue à mesure que les plans de polarisation s'écartent l'un de l'autre, et devient nulle quand ils sont rectangulaires.

Voici une autre expérience qui conduit aux mêmes conséquences. On prend une lame de sulfate de chaux² ou de cristal de roche parallèle à l'axe, et d'une épaisseur bien uniforme ;

1. On pourrait faire la même expérience avec des lames de verre beaucoup plus épaisses, d'un millimètre par exemple, qui auraient été dressées et polies avec soin, de manière que leurs surfaces fussent bien parallèles, et qu'on aurait ensuite coupées en deux pour former des piles d'égale épaisseur : il faudrait seulement faire varier plus lentement l'inclinaison des piles, afin d'être sûr de ne point laisser passer les franges sans les apercevoir.

2. Quoique le sulfate de chaux soit un cristal à deux axes, ainsi que M. Brewster l'a démontré (*), les lames dans lesquelles il se divise naturellement, et qui sont parallèles au plan des deux axes, produisant sur les rayons perpendiculaires les mêmes effets que si elles ne contenaient qu'un seul axe suivant la direction médiane, je ne considérerai ici que cette direction, que j'appellerai l'axe du cristal.

* BREWSTER. On the Laws of Polarisation and double Refraction in regular crystallized Bodies. (*Philosophical Transactions* for 1816, p. 199.)

on la coupe en deux, et l'on place chacune des moitiés sur une des fentes de l'écran. Je suppose qu'on ait tourné ces deux moitiés de manière que les bords, qui étaient contigus dans la lame avant sa division, soient restés parallèles ; les axes le seront aussi. Or, dans ce cas, on n'aperçoit qu'un seul groupe de franges au milieu de l'espace éclairé, comme avant la division de la lame. Mais si l'on fait tourner l'une de ses moitiés dans son plan, en dérangeant ainsi le parallélisme de leurs axes, on fait naître deux autres groupes de franges plus faibles, situés l'un à droite et l'autre à gauche du groupe du milieu, et qui en sont complètement séparés dans la lumière blanche, lorsque les lames de cristal de roche ou de sulfate de chaux dont on se sert ont seulement un millimètre d'épaisseur. Il est à remarquer que le nombre de largeurs de franges comprises entre le milieu d'un de ces groupes et celui du groupe central est proportionnel à l'épaisseur des lames, pour des cristaux de même nature, ou dont la double réfraction a la même énergie, comme le cristal de roche et le sulfate de chaux. A mesure que l'angle des deux axes augmente, ces nouveaux groupes de franges deviennent de plus en plus prononcés, et atteignent enfin leur maximum d'intensité quand les axes des deux lames sont perpendiculaires entre eux ; alors le groupe central, qui s'était affaibli graduellement, a tout à fait disparu et est remplacé par une lumière uniforme. Il faut en conclure que les rayons qui les produisaient par leur interférence ne sont plus capables de s'influencer mutuellement. Il est aisé de voir, d'après la position de ces franges, qu'elles résultaient de l'interférence des rayons qui ont suivi le même mode de réfraction dans les deux lames, puisque, les ayant parcourues avec des vitesses égales, ils doivent arriver simultanément dans le milieu de l'espace éclairé, qui répond à des chemins égaux, si d'ailleurs les deux lames sont de même épaisseur et restent toujours l'une et l'autre perpendiculaires aux rayons, comme nous le supposons ici. Ainsi les franges du groupe central étaient formées par la superposition de celles qui résultaient, 1^o de l'interférence des rayons ordinaires de la lame de gauche avec les rayons ordinaires de la lame de droite, 2^o de l'interférence des rayons extraordinaires de la première lame avec les rayons extraordinaires de la seconde. Les deux groupes

excentriques au contraire résultent de l'interférence des rayons qui ont subi des réfractions différentes dans les deux lames ; et comme ce sont les rayons ordinaires qui marchent le plus vite dans le cristal de roche ou le sulfate de chaux, on voit que, si l'on emploie une de ces deux espèces de cristaux, le groupe de gauche doit être formé par la réunion des rayons extraordinaires de la lame de gauche avec les rayons ordinaires de la lame de droite et le groupe de droite par la réunion des rayons extraordinaires de la lame de droite avec les rayons ordinaires de la lame de gauche. Cela posé, il s'agit de déterminer maintenant le sens de polarisation de chacun des faisceaux qui interfèrent, pour en conclure quelles sont les directions relatives des plans de polarisation qui favorisent ou empêchent leur influence mutuelle. L'analogie indique que le mode de polarisation de la lumière doit être dans les lames minces le même que dans les cristaux assez épais pour la diviser en deux faisceaux distincts. Mais comme cette hypothèse peut être l'objet d'une discussion, et contredit même une théorie ingénieuse d'un de nos plus célèbres physiciens, nous ne la présenterons pas d'abord comme un principe certain, et nous aurons recours à une expérience directe pour déterminer les plans de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires qui sortent de ces lames, auxquelles nous avons supposé un ou deux millimètres d'épaisseur. Cette épaisseur suffit pour qu'on puisse tailler un de leurs bords en biseau, et obtenir par cette forme prismatique la séparation des rayons ordinaires et extraordinaires ; alors on reconnaît qu'ils sont effectivement polarisés, les premiers suivant la section principale et les autres dans un sens perpendiculaire. Si l'on ne regardait pas encore cela comme une preuve suffisante que tel est aussi leur mode de polarisation au sortir de chaque lame quand ces deux surfaces sont parallèles, on en trouverait une nouvelle démonstration dans les faits que nous venons de décrire, en partant des principes établis par l'expérience de M. Arago, et qui sont d'ailleurs confirmés par celle dont nous allons bientôt parler ; si, au contraire, on ne met plus en question le sens de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires, l'expérience actuelle devient une seconde démonstration de ces principes. En effet, lorsque les axes des deux lames étaient parallèles, les

rayons qui avaient éprouvé les mêmes réfractions dans ces deux cristaux se trouvaient polarisés suivant la même direction, et ceux de noms contraires suivant des directions rectangulaires ; voilà pourquoi le groupe de franges du milieu, qui provient de l'interférence des rayons du même nom, était à son maximum d'intensité, et les deux autres, qui résultent de l'interférence des rayons de noms contraires, ne paraissaient pas encore. Mais quand les axes des deux lames formaient entre eux un angle oblique de 45° par exemple, les rayons de noms contraires et ceux de même nom pouvaient agir à la fois les uns sur les autres, puisque leurs plans de polarisation n'étaient plus rectangulaires, et les trois groupes de franges étaient produits. Lorsque enfin les axes deviennent perpendiculaires entre eux, les rayons de même nom se trouvent polarisés suivant des directions rectangulaires, et le groupe central auquel ils donnaient naissance s'évanouit ; tandis que les rayons ordinaires de la lame de gauche sont alors polarisés parallèlement aux rayons extraordinaires de la lame de droite ; ce qui fait que le groupe de droite qu'ils produisent atteint son maximum d'intensité. Il en est de même du groupe de gauche, résultant de l'interférence des rayons ordinaires de la lame de droite avec les rayons extraordinaires de la lame de gauche.

Voici une troisième expérience qui confirme encore les conséquences que nous avons tirées de la première. Ayant fait polir un rhomboïde de spath calcaire sur deux faces opposées, dressées avec soin et bien parallèles, je le sciai perpendiculairement à ces faces, et j'obtins de cette manière deux rhomboïdes d'égale épaisseur, et dans lesquels la marche des rayons ordinaires et extraordinaires devait être exactement pareille sous la même incidence. Je les plaçai l'un devant l'autre, de manière que les rayons partis du point lumineux qui avaient traversé le premier rhomboïde parcourussent ensuite le second, en ayant soin que leurs faces fussent perpendiculaires à la direction des rayons incidents ; de plus, la section principale du second rhomboïde était perpendiculaire à celle du premier, de sorte que les quatre faisceaux qu'ils produisent en général étaient réduits à deux ; le faisceau ordinaire du premier rhomboïde était réfracté extraordinairement dans le second, et le faisceau extraor-

dinaire de celui-là était réfracté ordinairement dans celui-ci. Il résultait de cette disposition que les différences de marche provenant de la différence de vitesse des rayons ordinaires et extraordinaires se trouvaient compensées pour les deux faisceaux sortants. Ils se croisaient d'ailleurs sous un angle très petit, et tel que les franges devaient avoir une largeur beaucoup plus que suffisante pour être aperçues; et cependant, quoique toutes les conditions nécessaires à la production des franges, pour les circonstances ordinaires, eussent été soigneusement observées, je ne pus jamais parvenir à les faire paraître. Pendant que je les cherchais avec soin en tenant une loupe devant mon œil, je faisais varier lentement la direction d'un des rhomboïdes, en le déviant tantôt à droite, tantôt à gauche, afin de compenser l'effet résultant de quelque différence d'épaisseur s'il s'en trouvait encore; mais malgré ce tâtonnement, réitéré un grand nombre de fois, je n'aperçus point de franges; et cela ne doit plus surprendre, d'après ce que les autres expériences nous ont appris, puisque les deux faisceaux sortants se trouvaient polarisés à angle droit. Ce qui prouvait bien d'ailleurs que l'absence des franges ne tenait point à la difficulté d'arriver par le tâtonnement à une compensation exacte, c'est que je parvenais aisément à les faire paraître en employant de la lumière qui avait été polarisée avant son entrée dans les rhomboïdes, et en lui faisant éprouver une nouvelle polarisation après sa sortie. Il est donc complètement démontré, par les expériences que je viens de rapporter, que les rayons polarisés à angle droit ne peuvent exercer aucune influence sensible l'un sur l'autre, ou, en d'autres termes, que leur réunion produit toujours la même intensité de lumière, quelles que soient les différences de marche des deux systèmes d'ondes qui interfèrent.

69. — Un autre fait remarquable, c'est qu'une fois qu'ils ont été polarisés suivant des directions rectangulaires, il ne suffit plus qu'ils soient ramenés à un plan commun de polarisation pour qu'ils puissent donner des signes apparents de leur influence mutuelle. En effet, si, dans l'expérience de M. Arago, ou celle que j'ai décrite ensuite, on fait passer les rayons sortis des deux fentes, qui sont polarisés à angle droit, au travers d'une pile de glaces inclinées, on n'aperçoit

pas de franges, dans quelque direction qu'on tourne son plan d'incidence. Au lieu d'une pile, on peut employer un rhomboïde de spath calcaire; si l'on incline sa section principale de 45° sur les plans de polarisation des faisceaux incidents, de manière qu'elle divise en deux parties égales l'angle qu'ils font entre eux, chaque image contiendra la moitié de chaque faisceau, et ces deux moitiés, ayant le même plan de polarisation dans la même image, devraient y produire des franges, s'il suffisait de ramener les rayons à un plan commun de polarisation pour rétablir les effets apparents de leur influence mutuelle. Mais on ne peut jamais obtenir des franges par ce moyen, tant que les rayons n'ont pas été polarisés suivant un même plan, avant d'être divisés en deux faisceaux polarisés à angle droit.

70. — Lorsque la lumière a éprouvé cette polarisation préalable au contraire, l'interposition du rhomboïde fait reparaître les franges. La direction la plus avantageuse à donner au plan primitif de polarisation est celle qui divise en deux parties égales l'angle des plans rectangulaires suivant lesquels les deux faisceaux sont polarisés en second lieu, parce qu'alors la lumière incidente se partage également entre eux. Supposons, pour fixer les idées, que le plan de la polarisation primitive soit horizontal : il faudra que les plans de la polarisation suivante imprimée à chacun des deux faisceaux soient inclinés de 45° sur le plan horizontal, l'un en dessus, l'autre en dessous, de sorte qu'ils restent perpendiculaires entre eux. On peut obtenir cette polarisation rectangulaire soit à l'aide des deux petites piles employées dans l'expérience de M. Arago, soit avec deux lames dont les axes sont disposés rectangulairement, soit enfin avec une seule lame cristallisée : nous ne considérerons que ce dernier cas, les deux autres présentant des phénomènes absolument analogues.

71. — Pour diviser la lumière en deux faisceaux qui se croisent sous un petit angle, et qui puissent ainsi faire naître des franges, l'appareil des deux miroirs est généralement préférable à l'écran percé de deux fentes, parce qu'il produit des franges plus brillantes; il a d'ailleurs ici l'avantage de donner immédiatement aux deux faisceaux la polarisation préalable nécessaire à notre expérience; il suffit pour cela que les deux miroirs soient de verre non étamé, et inclinés de 35°

environ sur les rayons incidents ; il faut avoir soin de les noircir par derrière, pour détruire la seconde réflexion. On place près d'eux, dans le trajet des rayons réfléchis et perpendiculairement à leur direction, une lame de sulfate de chaux ou de cristal de roche, parallèle à l'axe, d'un ou deux millimètres d'épaisseur, en inclinant sa section principale de 45° sur le plan de la polarisation primitive, que nous avons supposé horizontal. L'appareil étant ainsi disposé, on ne verra qu'un seul groupe de franges au travers de la lame, comme avant son interposition, et il occupera la même position. Mais si l'on met devant la loupe une pile de glaces inclinées dans un sens horizontal ou vertical, on découvrira, de chaque côté du groupe central, un autre groupe de franges, qui en sera d'autant plus éloigné que la lame cristallisée sera plus épaisse. Remplace-t-on la pile de glaces par un rhomboïde de spath calcaire, dont la section principale est dirigée horizontalement ou verticalement, l'on voit, dans chacune des deux images qu'il produit, les deux systèmes de franges additionnelles que l'interposition de la pile de glaces avait fait naître ; et il est à remarquer que ces deux images sont complémentaires l'une de l'autre, c'est-à-dire que les bandes obscures de l'une répondent aux bandes brillantes de l'autre.

72. — Nous voyons dans cette expérience une nouvelle confirmation des principes démontrés par les précédentes. Les rayons qui ont éprouvé des réfractions de noms contraires ne peuvent s'influencer, parce que sortant de la même lame, dans le cas que nous considérons maintenant, ils se trouvent polarisés suivant des directions rectangulaires ; en conséquence, les groupes de droite et de gauche ne peuvent exister, à moins qu'on ne rétablisse l'influence mutuelle de ces rayons en les ramenant à un plan commun de polarisation ; c'est ce que fait l'interposition de la pile de glace ou du rhomboïde. Les franges ainsi produites sont d'autant plus prononcées que les deux faisceaux de noms contraires qui concourent à leur formation sont plus égaux en intensité ; et voilà pourquoi la direction de la section principale du rhomboïde qui fait un angle de 45° avec l'axe de la lame est la plus favorable à l'apparition des franges. Quand la section principale du rhomboïde est parallèle ou perpendiculaire à celle de la lame, les rayons réfractés ordinairement par la lame

passent en entier dans une image, au lieu de se partager entre les deux, et tous les rayons extraordinaires passent dans l'autre image, en sorte qu'il ne peut plus y avoir interférence entre eux ; et les groupes additionnels disparaissent : chaque image ne présente plus que les franges qui résultent de l'interférence des rayons de même nom, c'est-à-dire celles qui composent le groupe central.

73. — Ces deux groupes de franges additionnelles que présentait la lumière polarisée dans la première position du rhomboïde fournissent un des moyens les plus précis de mesurer la double réfraction et d'en étudier la loi. En effet, leur position excentrique tient à la différence de marche des rayons ordinaires et extraordinaires qui sont sortis de la lame ; et l'on peut juger du nombre d'ondulations dont les rayons extraordinaires du faisceau de droite sont restés en arrière des rayons ordinaires de gauche, par le nombre de largeurs de franges comprises entre le milieu du groupe de droite et celui du groupe central : on détermine encore mieux cette différence de marche en mesurant l'intervalle compris entre les milieux des deux groupes extrêmes, qui est le double de leur distance au milieu du groupe central. C'est la lumière blanche qu'il est le plus commode d'employer dans ces sortes d'observations ; d'abord parce qu'elle est plus vive, et, en second lieu, parce qu'elle rend la bande centrale de chaque groupe plus facile à reconnaître¹. Comparant ensuite l'épaisseur de la lame à la différence de marche observée, on en conclut le rapport des vitesses des rayons ordinaires et extraordinaires.

Avec l'appareil que je viens de décrire, nous avons fait, M. Arago et moi, une expérience de ce genre sur une plaque de cristal de roche parallèle à l'axe, et le résultat de nos mesures nous a donné la même différence de vitesse entre les rayons ordinaires et extraordinaires que M. Biot avait trouvée par l'observation directe de l'angle de divergence de ces rayons dans des prismes de cristal de roche². Le procédé de

1. Ce n'est alors, à parler rigoureusement, que la double réfraction des rayons les plus brillants, c'est-à-dire des rayons jaunes, qu'on mesure ; mais c'est précisément la double réfraction moyenne, et d'ailleurs celles des autres espèces des rayons en diffèrent généralement très peu.

2. Biot. *Mémoires de l'Académie royale des Sciences de l'Institut* pour 1818, t. III, p. 177.

M. Biot ne le cède pas au nôtre en exactitude, quand il s'agit de mesurer la double réfraction des cristaux qui la possèdent à un haut degré, comme le carbonate de chaux, le cristal de roche, le sulfate de chaux, etc. ; mais le moyen que fournit la diffraction est bien préférable pour les substances où la double réfraction est beaucoup plus faible : en prenant une plaque assez épaisse, on peut déterminer la différence de vitesse des deux espèces de rayons avec une exactitude presque illimitée ; et il n'est pas même nécessaire que cette plaque ait une grande épaisseur pour que la précision des résultats soit déjà portée à un très haut degré ; car il est facile d'apercevoir ainsi des différences d'un cinquième d'ondulation, c'est-à-dire d'un dix-millième de millimètre dans la marche des rayons. Ce procédé servirait également à vérifier la loi de Huyghens de la manière la plus délicate, pour les rayons dont la direction se rapproche beaucoup de l'axe.

On voit encore ici, par la concordance des résultats de M. Biot avec les nôtres, quelles relations multipliées le principe des interférences établit entre tous les phénomènes de l'optique.

74. — Nous avons supposé que la lumière se polarisait dans les lames cristallisées de la même manière que dans les cristaux les plus épais, c'est-à-dire que les rayons qui éprouvaient la réfraction ordinaire étaient polarisés suivant la section principale et les autres suivant un plan perpendiculaire. Cette hypothèse indiquée par l'analogie ne doit être abandonnée que dans le cas où elle se trouverait en contradiction avec les faits ; or, en la suivant dans ses conséquences pour savoir quels faisceaux devaient s'influencer et produire des franges, nous avons toujours vu les résultats de l'observation s'accorder avec elle. D'ailleurs, les lames employées dans nos expériences ayant au moins un millimètre d'épaisseur, pouvaient être taillées en biseau sur leur bord et produire par ce moyen la séparation des faisceaux ordinaires et extraordinaires, qu'on trouve alors polarisés parallèlement et perpendiculairement à la section principale. Il n'est nullement probable que ce mode de polarisation soit déterminé par l'inclinaison assez légère des deux faces du cristal, qui divise la lumière en deux faisceaux distincts dès que cet angle a seulement dix degrés ; en effet, un prisme de verre

d'un angle égal n'imprime à la lumière transmise qu'une polarisation insensible par l'obliquité de ses faces, qui d'ailleurs, si elle était plus prononcée, ne polariserait la lumière que perpendiculairement au plan d'incidence. Ainsi, en considérant l'action polarisante du prisme de cristal comme généralement composée de deux, l'une qui tient à l'inclinaison de ses faces et l'autre à sa double réfraction, on ne peut attribuer qu'à celle-ci la polarisation des deux faisceaux dans des directions parallèle et perpendiculaire à la section principale, et l'on doit conclure qu'ils éprouvent encore le même mode de polarisation lorsque le parallélisme des faces empêche de les distinguer, puisqu'il ne change rien aux lois de la double réfraction.

75. — Ces conséquences, si conformes aux règles de l'analogie, n'ont cependant point été admises par M. Biot, qui suppose que la lumière reçoit dans les lames minces cristallisées, et même dans celles qui ont plusieurs millimètres d'épaisseur, un mode de polarisation tout à fait différent de celui qu'elle manifeste en sortant d'un cristal assez épais pour la diviser en deux faisceaux distincts. L'opinion de ce savant physicien était d'un assez grand poids pour m'engager à vérifier encore par de nouvelles expériences le sens de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires dans les lames cristallisées ; mais les résultats que j'ai obtenus se sont toujours accordés avec l'hypothèse indiquée par l'analogie.

76. — Ayant placé les deux moitiés d'une lame de sulfate de chaux d'un millimètre d'épaisseur environ devant deux fentes pratiquées dans un écran, en tournant ces lames de manière que leurs axes fussent perpendiculaires entre eux, suivant la disposition que j'ai déjà indiquée, j'ai cherché avec un rhomboïde de chaux carbonatée le sens de polarisation de chacun des deux groupes de franges qu'elles produisaient. Nous avons vu que le groupe de droite résulte nécessairement, d'après les lois connues des interférences, de la réunion des rayons extraordinaires de droite avec les rayons ordinaires de gauche, puisque ceux-ci marchent plus vite que ceux-là dans le sulfate de chaux ; ce groupe doit donc être polarisé perpendiculairement à la section principale de la lame de droite, puisque ce sens de polarisation est à la fois celui des rayons ordinaires de gauche et des rayons extraordinaires de droite.

d'après la disposition des lames, et que d'ailleurs les expériences directes d'interférence sur deux faisceaux polarisés dans un même plan démontrent que les franges ainsi produites sont toujours polarisées suivant ce plan. De même, le groupe de gauche résultant de l'interférence des rayons ordinaires de droite avec les rayons extraordinaires de gauche sera polarisé perpendiculairement à la section principale de la lame de gauche. Or ces conséquences de notre hypothèse sont parfaitement conformes à l'expérience ; car on trouve que lorsque la section principale du rhomboïde placé devant la loupe est parallèle à l'axe de la lame de droite, l'image ordinaire ne contient plus que les franges de gauche, et l'image extraordinaire celles de droite ; et, réciproquement, quand la section principale du rhomboïde est parallèle à l'axe de la lame de gauche, ou perpendiculaire à celui de la lame de droite, c'est le groupe de gauche qui a disparu de l'image ordinaire, et celui de droite de l'image extraordinaire.

77. — On voit que les rayons ordinaires et extraordinaires de chaque lame ne sont plus distingués ici par la différence de leur direction, comme lorsque le cristal est taillé en prisme, mais par la différence de leurs effets d'interférence. Ainsi, par exemple, dans l'espace occupé par les franges du groupe de droite, qui résultent de l'interférence des rayons extraordinaires de droite avec les rayons ordinaires de gauche, il arrive en même temps des rayons ordinaires de droite et des rayons extraordinaires de gauche qui, étant polarisés suivant une direction commune, s'influencent nécessairement, mais n'y produisent pas de franges sensibles, à cause de la trop grande différence de marche qui se trouve entre eux à cet endroit, ou, en d'autres termes, à cause de son trop grand éloignement de la bande centrale, qui pour ces deux faisceaux est située vers la gauche ; car nous avons vu que dans la lumière blanche on ne peut distinguer qu'un nombre très limité de franges à partir de la bande centrale, et qu'au delà de celles du septième ou huitième ordre la réunion des deux faisceaux ne produit plus qu'une lumière uniforme. Les rayons ordinaires et extraordinaires de chaque lame se trouvent toujours ensemble au même point de l'espace éclairé, mais les uns y forment des franges sensibles par leur interférence avec les rayons de

nom contraire qui viennent de l'autre lame, tandis que les autres n'y apportent qu'une lumière uniforme : voilà ce qui permet de les distinguer et de juger du sens de leur polarisation ¹.

78. — Après avoir montré que ces phénomènes d'interférences confirment l'hypothèse que nous avons adoptée, nous allons prouver qu'ils sont en contradiction avec la théorie ingénieuse de la *polarisation mobile*, dont nous rappellerons d'abord les principes fondamentaux.

M. Biot suppose que lorsqu'un faisceau polarisé traverse un cristal doué de la double réfraction, et dont la section principale n'est ni parallèle ni perpendiculaire au plan primitif de polarisation, *les axes des molécules lumineuses*, d'abord dirigés suivant ce plan, éprouvent en pénétrant dans le cristal des oscillations qui les portent alternativement à droite et à gauche de la section principale, tantôt dans le plan primitif, tantôt dans un plan situé de l'autre côté à la même distance angulaire, qu'il appelle l'azimut $2i$, représentant par i l'angle de la section principale avec le plan primitif, à partir duquel se comptent tous les azimuts. Ainsi, par exemple, si la section principale fait un angle de 45° avec le plan primitif de polarisation, les axes des molécules se porteront alternativement de ce plan dans un autre incliné aussi de 45° sur la section principale, et qui sera en conséquence perpendiculaire au premier ; dans ce cas particulier $2i$ est égal à 90° . M. Biot suppose que ces oscillations se répètent un très grand nombre de fois avant que les molécules lumineuses éprouvent la polarisation *fixe*, qui range leurs axes parallèlement et perpendiculairement à la section principale ; il faut une épaisseur de plusieurs millimètres, et même de plusieurs centimètres, suivant cet habile physicien, pour que la polarisation mobile se change en polarisation

1. Quand deux faisceaux qui interfèrent sont polarisés dans le même sens, leurs franges sont aussi polarisées suivant la même direction, ainsi que nous l'avons déjà dit ; mais lorsqu'ils sont polarisés suivant deux directions différentes formant entre elles un angle aigu, les franges plus faibles qu'ils produisent sont polarisées à la fois suivant les deux directions, c'est-à-dire qu'elles disparaissent également de l'image extraordinaire, soit qu'on tourne la section principale du rhomboïde suivant la première ou la seconde direction ; ce dont il est facile de sentir la raison, puisque dans un cas comme dans l'autre un des faisceaux interférents est exclu de l'image extraordinaire qui ne peut plus présenter en conséquence qu'une lumière uniforme.

fixe dans le cristal de roche ou le sulfate de chaux ; du moins tant que le parallélisme des faces d'entrée et de sortie empêche la séparation des faisceaux ordinaire et extraordinaire, qui est toujours accompagnée de la polarisation fixe. Mais lorsque les faces sont parallèles et que l'épaisseur de la plaque n'excède pas celle que nous venons d'indiquer, les molécules lumineuses qui l'ont traversée, au lieu d'être polarisées suivant sa section principale et la direction perpendiculaire, le sont définitivement dans le plan primitif ou l'azimut $2i$, selon que la dernière oscillation de leurs axes les portait vers le premier ou le second plan, et soit qu'elle fût achevée ou seulement commencée au moment de leur sortie ; au moins, selon M. Biot, se comportent-elles toujours dans le rhomboïde qui sert à analyser la lumière émergente comme si leur dernière oscillation avait été terminée. La durée de ces oscillations, ou l'épaisseur de cristal dans laquelle chacune d'elles s'exécute, est constante pour les molécules lumineuses de même nature, et varie d'une espèce à l'autre proportionnellement aux longueurs des accès.

Suivons maintenant les conséquences de cette théorie ; et considérons le cas où les deux moitiés d'une lame de sulfate de chaux, d'un ou deux millimètres d'épaisseur, sont placées devant deux miroirs de verre noir sur le trajet des rayons réfléchis. Supposons que les miroirs, disposés de manière à produire des franges, soient en outre inclinés de 35° sur les rayons qui émanent du point lumineux, afin de les polariser complètement par réflexion avant leur introduction dans les lames cristallisées, comme dans l'appareil que nous avons décrit précédemment ; supposons de plus que les axes des deux lames sont perpendiculaires entre eux, et font chacun un angle de 45° avec le plan de réflexion. D'après la théorie de la polarisation mobile, tous les rayons émergents doivent être polarisés parallèlement ou perpendiculairement à ce plan, qui est celui de la polarisation primitive ; ainsi chacun des deux groupes de franges, qu'on observe à droite et à gauche, résulte de l'interférence de deux faisceaux polarisés l'un et l'autre suivant ce plan, ou l'un et l'autre suivant la direction perpendiculaire, car il ne peut y avoir de franges produites par l'interférence des rayons polarisés suivant ce plan avec des rayons polarisés suivant la direction perpendiculaire ;

par conséquent, si les deux groupes de franges pouvaient donner des signes de polarisation, ce ne devrait être que dans l'une ou l'autre de ces deux directions rectangulaires : or, l'expérience est aussi opposée qu'elle peut l'être à cette conséquence, puisque c'est précisément quand on place la section principale du rhomboïde dans l'une ou l'autre de ces directions que les deux images de chaque groupe ont la même intensité ; et pour qu'une d'elles s'évanouisse, il faut au contraire que la section principale du rhomboïde fasse un angle de 45° avec ces directions, c'est-à-dire qu'elle soit parallèle ou perpendiculaire aux sections principales des deux lames. Quand elle est parallèle à celle de la lame de gauche, c'est le groupe de gauche qui disparaît de l'image ordinaire, et quand elle est parallèle à celle de la lame de droite, c'est le groupe de droite. On voit que le sens de polarisation des franges est le même que dans l'expérience précédemment rapportée, où la lumière incidente n'avait pas éprouvé de polarisation préalable avant de traverser les lames cristallisées. Ainsi, soit qu'on emploie de la lumière directe ou polarisée, les faisceaux ordinaire et extraordinaire dans lesquels elle se divise en traversant une lame cristallisée sont toujours polarisés, le premier suivant sa section principale, et le second dans un sens perpendiculaire.

79. — Jusqu'à présent nous avons employé des lames d'un millimètre d'épaisseur au moins, et nous avons constamment trouvé pour les rayons ordinaires et extraordinaires les mêmes sens de polarisation qu'ils manifestent lorsqu'ils sont séparés en deux faisceaux distincts. Il était intéressant de s'assurer aussi par les procédés d'interférence si le même mode de polarisation avait encore lieu dans des lames beaucoup plus minces, telles que celles qui colorent la lumière polarisée, quand on l'analyse à sa sortie avec un rhomboïde de spath calcaire : car ce sont ces phénomènes de coloration qui ont conduit M. Biot à une supposition contraire. Pour cela, j'ai pris une lame de sulfate de chaux de deux à trois dixièmes de millimètre d'épaisseur, qui se colorait fortement, et cependant était encore assez épaisse pour qu'on ne pût confondre les groupes de droite et de gauche ; et l'ayant divisée en deux parties, je les ai disposées de la manière indiquée précédemment. Les deux groupes de franges, au

lieu d'être entièrement séparés, comme dans le cas où ces lames avaient un millimètre d'épaisseur, se mêlaient un peu dans l'espace intermédiaire; mais il était facile néanmoins de distinguer dans chacun d'eux les bandes des trois premiers ordres, et de s'assurer que le groupe de droite, par exemple, était polarisé perpendiculairement à l'axe de la lame de droite; car lorsqu'on tournait la section principale du rhomboïde suivant cette direction, il disparaissait entièrement de l'image extraordinaire; et quand, au lieu du rhomboïde, on plaçait devant la loupe une pile de glaces suffisamment inclinée dans ce sens, on ne distinguait plus que le groupe de gauche, qui se trouvait alors entièrement purgé du mélange des franges de droite, et présentait l'aspect ordinaire d'un groupe unique. En faisant l'expérience avec deux miroirs métalliques, et détruisant par une pile de trois ou quatre glaces convenablement inclinée la faible polarisation qu'ils impriment aux rayons réfléchis, avant leur introduction dans les lames, on trouve encore le même sens de polarisation pour chaque groupe de franges. Ainsi, il est bien prouvé que, dans un cas comme dans l'autre, les lames minces polarisent les rayons ordinaires et extraordinaires parallèlement et perpendiculairement à leur axe.

Après avoir démontré que l'hypothèse de la polarisation mobile est contredite par les faits toutes les fois qu'on peut distinguer d'une manière quelconque les rayons ordinaires des rayons extraordinaires, je vais maintenant m'occuper spécialement des phénomènes de coloration des lames cristallisées qui ont conduit M. Biot à cette hypothèse, et faire voir qu'elle n'est pas nécessaire à leur explication.

COLORATION DES LAMES CRISTALLISÉES

80. — Quand un faisceau de lumière polarisée passe au travers d'un rhomboïde de spath calcaire dont la section principale est parallèle au plan de polarisation, on sait que l'image extraordinaire s'évanouit: elle reparaît quand on place devant le rhomboïde une plaque cristallisée douée de la double réfraction, et dont la section principale n'est ni

parallèle ni perpendiculaire au plan primitif de polarisation; son intensité devient même égale à celle de l'image ordinaire, lorsque cette section principale fait un angle de 45° avec le plan primitif. Dans ce cas comme dans les autres, les deux images sont blanches si la plaque interposée est assez épaisse, si elle a, par exemple, au moins un demi-millimètre pour le cristal de roche et le sulfate de chaux; mais quand elle est plus mince, les deux images se colorent de teintes complémentaires, qui changent de nature avec l'épaisseur de la lame et varient seulement d'intensité quand on la fait tourner dans son plan, en la laissant toujours perpendiculaire aux rayons incidents.

Cette brillante découverte, qui est due à M. Arago¹, a beaucoup occupé depuis plusieurs années tous les physiciens de l'Europe, et particulièrement MM. Biot, Young et Brewster, qui ont le plus contribué à faire connaître les lois de ces phénomènes. M. Biot a remarqué le premier² que les couleurs des lames cristallisées suivaient, à l'égard de leurs épaisseurs, des lois analogues à celles des anneaux colorés, c'est-à-dire que les épaisseurs de deux lames cristallisées de même nature qui donnaient deux teintes quelconques étaient entre elles comme les épaisseurs des lames d'air qui réfléchissent des teintes semblables dans les anneaux colorés. Peu de temps après la publication des beaux Mémoires de M. Biot sur ce sujet, M. Young remarqua³ que la différence de marche entre les faisceaux ordinaires et extraordinaires qui sortent d'une lame cristallisée était précisément égale à celle des rayons réfléchis à la première et à la seconde surface de la lame d'air qui donne la même teinte, et que cette identité numérique se soutenait pour toutes les inclinaisons des rayons relativement à l'axe du cristal. Cette observation théorique d'une haute importance, et à laquelle on parut faire peu d'attention à l'époque où elle fut publiée, donnait

1. Mémoire sur une modification remarquable qu'éprouvent les rayons lumineux dans leur passage à travers certains corps et sur quelques autres phénomènes d'optique. (*Mémoires de la Classe des Sciences mathématiques et physiques de l'Institut*, t. XII, p. 93.)

2. *Traité de physique expérimentale et mathématique et Mémoires de la Classe des Sciences mathématiques et physiques de l'Institut*, t. XIII.

3. *Quarterly Review*, for may 1814.

cependant une nouvelle preuve de la généralité et de la fécondité du principe des interférences, en établissant la relation numérique la plus intime entre deux classes de phénomènes très différents, tant par la grande disproportion entre les épaisseurs des lames cristallisées et des lames d'air des anneaux colorés qui donnent les mêmes teintes, que par la diversité des circonstances nécessaires à leur production.

M. Young s'est borné à démontrer par ses calculs que les couleurs des lames cristallisées devaient être attribuées à l'interférence des ondes ordinaires avec les ondes extraordinaires; il n'a pas expliqué dans quelles circonstances cette interférence pouvait avoir lieu, pourquoi il était nécessaire que la lumière reçût une polarisation préalable avant d'entrer dans la lame cristallisée et fût polarisée de nouveau après sa sortie; comment l'intensité des teintes variait avec les directions relatives du plan primitif de la section principale de la lame et celle du rhomboïde, etc. L'objet principal du Mémoire que j'ai soumis à l'Académie des Sciences, le 7 octobre 1816, et du supplément que j'y ai joint dans le mois de janvier 1818, était d'expliquer l'influence de ces diverses circonstances, et de représenter les lois du phénomène par des formules générales qui donnassent pour chaque image l'intensité des diverses espèces de rayons colorés: je vais exposer maintenant cette théorie, en continuant à tirer de l'expérience les principes sur lesquels elle repose. Je supposerai que la lumière employée est homogène pour réduire les phénomènes à leur plus grand degré de simplicité.

Si, après avoir polarisé par la réflexion sur une glace noire à sa seconde surface les rayons divergents partis d'un point éclairant, on les fait passer à travers deux rhomboïdes d'égale épaisseur, placés l'un devant l'autre et disposés de manière que leurs sections principales, étant perpendiculaires entre elles, soient en même temps inclinées de 45° sur le plan de réflexion, on sait que les deux faisceaux produits par ces rhomboïdes accouplés ne peuvent donner des franges qu'autant qu'on les ramène à des plans communs de polarisation, à l'aide d'un troisième rhomboïde ou d'une pile de glaces placée devant ou derrière la loupe. La direction la plus avantageuse de la section principale du troisième rhom-

boïde est celle qui fait un angle de 45° avec les sections principales des deux autres, parce qu'alors chacun des deux faisceaux qui sortent de ceux-ci se partage également entre les images ordinaire et extraordinaire produites par le troisième rhomboïde, et cette égalité des deux systèmes d'ondes qui interfèrent dans chaque image rend aussi sombres que possible les points de discordance complète. Ils seraient même parfaitement noirs si la lumière employée était parfaitement homogène. L'appareil étant ainsi disposé, si l'on considère un point quelconque du groupe de franges, par exemple celui qui en occupe le centre et répond à des chemins égaux parcourus par les deux faisceaux constituant de chaque image, on remarquera que c'est un maximum de lumière dans l'image ordinaire, lorsque la section principale du rhomboïde est parallèle au plan de la polarisation primitive, que je supposerai horizontale, pour fixer les idées, et que le même point est au contraire parfaitement noir dans l'image extraordinaire, c'est-à-dire que sa lumière y est réduite à zéro. Elle renaît quand on fait tourner le rhomboïde, et son intensité augmente à mesure que la section principale s'éloigne de la direction horizontale: quand celle-ci est inclinée de 45° , la lumière de ce point a autant d'intensité dans l'image extraordinaire que dans l'image ordinaire; enfin elle disparaît entièrement de l'image ordinaire, et atteint en même temps son maximum d'intensité dans l'autre, lorsque la section principale est verticale. On voit donc que *la lumière totale réunie en ce point* présente tous les caractères d'une polarisation complète suivant le plan horizontal. Si l'on considère maintenant le point qui répond à une différence d'un quart d'ondulation dans la marche des deux faisceaux, on reconnaîtra qu'il conserve toujours des intensités égales dans les deux images quand on fait tourner le rhomboïde, et que sa lumière se comporte comme si elle avait été complètement dépolarisée. Que l'on passe maintenant au point qui répond à une différence d'une demi-ondulation entre les deux systèmes d'ondes, on le trouvera parfaitement noir dans l'image ordinaire et au maximum d'éclat dans l'image extraordinaire, lorsque la section principale du rhomboïde est horizontale, et quand elle est verticale, il devient au contraire tout à fait obscur dans l'image extraordinaire et atteint

son maximum d'éclat dans l'autre; ainsi la lumière totale réunie en ce point est polarisée verticalement. En continuant à parcourir les divers points d'interférence des deux faisceaux lumineux, on trouve en général que leur réunion produit une lumière polarisée complètement¹ suivant le plan horizontal, c'est-à-dire suivant le plan primitif de polarisation, lorsque leur différence de marche est nulle ou égale à un nombre pair de demi-ondulations; que la lumière totale est polarisée verticalement, c'est-à-dire, ici, suivant l'*azimut 2i*, lorsque la différence de marche est un nombre impair de demi-ondulations; que la lumière totale est au contraire complètement dépolarisée lorsque cette différence est un nombre entier et impair de quarts d'ondulation, et qu'enfin dans tous les cas intermédiaires il n'y a qu'une polarisation partielle. Pour étudier commodément le genre de polarisation des diverses lignes d'accord ou de discordance, il faut fixer son attention sur celle qu'on veut observer, en y amenant le fil placé au foyer de la loupe du micromètre, ou, mieux encore, en substituant à ce fil un écran percé d'une petite fente, qui ne laisse passer que la lumière de cette partie de la frange. La polarisation horizontale ou verticale des points d'accord ou de discordance complète cesse d'avoir lieu quand on intercepte un des faisceaux et qu'on ne reçoit dans la fente que la lumière de l'autre; alors elle se trouve polarisée comme celui-ci, c'est-à-dire suivant une direction inclinée de 45° sur le plan horizontal. Ainsi la polarisation suivant le plan primitif ou l'*azimut 2i* résulte de la réunion des

1. Il n'y a de polarisation bien complète en apparence que dans les franges des trois premiers ordres; mais il est clair que si les milieux des bandes obscures et brillantes des autres ordres ne paraissent polarisés que partiellement, cela tient au défaut d'homogénéité de la lumière employée, qu'on ne peut simplifier davantage sans l'affaiblir beaucoup.

M. Arago a imaginé un moyen précieux d'augmenter considérablement l'intensité de la lumière dans les expériences de diffraction, et qui peut être avantageusement appliqué à celles dont nous nous occupons. Il consiste à substituer à la petite lentille qui forme le point lumineux, une lentille dont la surface n'est courbe que dans un seul sens, et qui produit alors à son foyer une ligne lumineuse au lieu d'un point; il faut avoir soin de tourner cette lentille cylindrique dans une direction parallèle à celle des franges, afin qu'elles aient toute la netteté possible, ce à quoi l'on parvient aisément par le tâtonnement en les regardant avec la loupe, tandis qu'une autre personne fait tourner lentement la lentille cylindrique. Les franges sont alors incomparablement plus brillantes que lorsqu'on emploie une lentille sphérique, parce que la lentille cylindrique ne fait diverger les rayons que dans un seul sens, et leur conserve ainsi beaucoup plus d'intensité.

deux faisceaux, et n'a plus lieu dans chaque faisceau pris séparément, qu'on trouve toujours polarisé parallèlement ou perpendiculairement aux sections principales des deux rhomboïdes, soit qu'on l'observe avec la loupe en interceptant l'autre, ou sans la loupe, ce qui permet alors de distinguer les deux points lumineux et d'étudier séparément le sens de polarisation de chacun, sans être obligé de cacher l'autre. La loupe, en empêchant la vision distincte des deux points lumineux par l'élargissement de leurs images, qui mêlent leurs rayons au fond de l'œil, y reproduit les interférences qui avaient eu lieu à son foyer; voilà pourquoi elle est nécessaire à la vision des phénomènes d'interférence, lorsque les deux images du point lumineux ne se confondent pas, ou, en d'autres termes, lorsque les deux systèmes d'ondes qui interfèrent font entre eux un angle sensible. On peut d'ailleurs s'assurer que la loupe ne produit pas ici d'autre effet, et qu'elle n'exerce aucune action polarisante appréciable, en regardant au travers un faisceau lumineux polarisé suivant une direction connue; car on verra que l'interposition de la loupe ne la change en rien. Ainsi la polarisation que nous venons d'observer dans le plan primitif et l'*azimut 2i* tient uniquement à la réunion des deux faisceaux sortant des rhomboïdes croisés.

82. — Si, en laissant toujours leurs sections principales perpendiculaires entre elles, on fait tourner les deux rhomboïdes, on remarquera, dans toutes les positions du système, que les lignes des franges qui répondent à une différence de marche d'un nombre pair de demi-ondulations sont polarisées parallèlement au plan primitif, que celles qui répondent à une différence d'un nombre impair de demi-ondulations le sont dans l'*azimut 2i*, et qu'enfin les autres ne présentent qu'une polarisation partielle.

L'expérience des deux rhomboïdes nous offre le singulier exemple des rayons polarisés suivant deux plans rectangulaires, qui produisent par leur réunion de la lumière polarisée complètement dans une direction intermédiaire; ce qui appuie encore l'hypothèse dont nous avons déjà parlé à l'occasion de la loi de Malus, et d'après laquelle les vibrations lumineuses s'exécuteraient dans une direction transversale, parallèlement ou perpendiculairement au plan de polarisation.

83. — Les lames minces cristallisées présentent des phénomènes analogues dans les mêmes circonstances, c'est-à-dire lorsque les rayons ont été polarisés suivant un plan commun avant leur entrée dans la lame cristallisée et que la différence de marche entre les deux systèmes d'ondes à leur sortie est égale à un nombre entier de demi-ondulations; quand ce nombre est pair, la lumière totale qui sort de la lame cristallisée se trouve polarisée suivant le plan primitif, quand il est impair elle est polarisée dans l'azimut $2i$; ainsi, par exemple, si l'angle i est égal à 45° , c'est-à-dire si l'axe de la lame fait un angle de 45° avec le plan primitif, la lumière totale sera polarisée, dans le premier cas, suivant le plan primitif à 45° de l'axe, et dans le second cas, suivant l'azimut de 90° , ou perpendiculairement au plan primitif; mais de ce que la lumière totale est ainsi polarisée, il n'en faut pas conclure que tel est aussi le sens de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires qui la composent, comme nous venons de le voir par l'expérience des deux rhomboïdes. Et en effet les circonstances du phénomène sont semblables; la seule différence, c'est que les deux systèmes d'ondes qui sortent de la lame cristallisée sont parallèles entre eux, tandis que ceux qui sortent des rhomboïdes se croisent sous un angle sensible; d'où résulte la nécessité d'employer un point lumineux et une loupe pour apercevoir les effets de leur interférence. Mais aussi, en raison de cette inclinaison, ils présentent à la fois toutes les différences de marche dans les divers points du groupe de franges qu'ils produisent, et rassemblent ainsi dans un seul tableau tous les cas que peuvent offrir les lames cristallisées de différentes épaisseurs.

M. Biot, guidé par la théorie de l'émission, ne pouvait soupçonner que de la lumière polarisée suivant un plan pût être composée de rayons polarisés suivant des directions différentes, et jugea naturellement du sens de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires qui sortaient de la lame cristallisée par celui de la lumière totale. C'est ce qui lui fit penser que ces rayons n'éprouvaient pas dans les lames cristallisées le même mode de polarisation que dans les cristaux assez épais pour diviser la lumière en deux faisceaux distincts. Mais ce n'est point une conséquence nécessaire du phénomène, puisque l'expérience des deux rhomboïdes

démontre que les mêmes apparences sont produites par la réunion de deux faisceaux distincts polarisés parallèlement et perpendiculairement à la section principale du cristal; et cette hypothèse serait d'ailleurs en opposition avec d'autres faits, puisque nous avons trouvé toujours les rayons ordinaires et extraordinaires polarisés parallèlement et perpendiculairement à la section principale dans les lames cristallisées. Ainsi ce n'est pas aux rayons ordinaires ou extraordinaires considérés séparément qu'il faut appliquer ce que M. Biot a dit sur le mode de polarisation de la lumière qui a traversé une lame cristallisée, mais à l'ensemble de ces rayons: encore est-il nécessaire de modifier la proposition énoncée par ce célèbre physicien, pour la rendre tout à fait exacte, car il semblerait, d'après la manière dont il s'exprime, que chaque espèce de rayons homogènes est toujours polarisée *en entier* ou dans le plan primitif ou dans l'azimut $2i$; or nous avons vu, par l'expérience des deux rhomboïdes, que ce n'est que dans des cas particuliers qu'elle présente cette polarisation *complète*; et l'expérience directe sur les lames cristallisées conduit au même résultat.

84. — Tous les phénomènes que présentent les lames cristallisées sont faciles à expliquer et même à prévoir par les règles ordinaires du calcul des interférences et le petit nombre de lois particulières relatives à l'influence mutuelle des rayons polarisés que nous avons déduites de l'expérience.

Les rayons polarisés à angle droit ne s'influencent pas; voilà pourquoi les deux systèmes d'ondes qui sortent des lames cristallisées ne présentent immédiatement aucun effet de ce genre, alors même que la différence de marche est assez petite pour que ces effets dussent être très apparents et produire dans la lumière blanche des couleurs très vives¹.

Il ne suffit pas que les rayons qui ont été polarisés à angle droit soient ramenés à un plan commun de polarisation pour que cette influence mutuelle ait lieu; il faut encore qu'ils aient été originellement polarisés suivant le même plan;

1. On doit se rappeler qu'il est nécessaire que la différence de marche ne comprenne qu'un petit nombre d'ondulations, pour que les différents degrés d'intensité qu'elle détermine dans les ondes de diverses longueurs occasionnent une coloration sensible, ainsi que nous l'avons remarqué en expliquant la coloration des franges produites par deux miroirs et celle des anneaux réfléchis.

d'où résulte la nécessité d'employer de la lumière polarisée quand on veut développer des couleurs dans les lames cristallisées.

Nous avons vu aussi par l'expérience des rhomboïdes croisés, que lorsque deux faisceaux lumineux, partis originairement d'un même plan de polarisation, sont polarisés ensuite à angle droit, ils produisent deux images complémentaires en traversant le nouveau rhomboïde qui les ramène à des plans communs de polarisation, car lorsque la bande centrale, par exemple, était noire dans l'image extraordinaire, elle se trouvait au maximum d'éclat dans l'image ordinaire, et la même opposition se faisait remarquer entre toutes les bandes brillantes et obscures des deux images. Les deux images que donne la lumière polarisée qui a traversé une lame mince cristallisée doivent donc être aussi complémentaires. Il en résulte nécessairement que si l'une répond à la différence de marche de deux systèmes d'ondes sortant de la lame cristallisée, l'autre répond à la même différence, augmentée ou diminuée d'une demi-ondulation, puisque, lorsqu'il y a accord parfait dans l'une, il y a discordance complète dans l'autre.

85. — Voici la règle générale qui fait connaître pour laquelle des deux images il faut ajouter une demi-ondulation à la différence des chemins parcourus : *L'image dont la teinte correspond précisément à la différence des chemins parcourus est celle dont les plans de polarisation des deux faisceaux constituants, après s'être écartés l'un de l'autre, se rapprochent ensuite par un mouvement contraire pour se réunir; tandis que les plans de polarisation des deux faisceaux constituants de l'image complémentaire continuent à s'éloigner l'un de l'autre (considérés d'un seul côté de leur commune intersection) jusqu'à ce qu'ils se soient placés sur le prolongement l'un de l'autre.*

Cette règle devient plus facile à entendre à l'aide de la figure 5, dans laquelle PP' représente le plan primitif de polarisation des rayons incidents, OO' la section principale de la lame cristallisée et SS' celle du rhomboïde au travers duquel on la regarde.

On voit que la lumière incidente, d'abord polarisée suivant CP , se divise, en traversant la lame cristallisée, en deux par-

ties, l'une qui éprouve la réfraction ordinaire et reçoit une nouvelle polarisation suivant CO , l'autre qui éprouve la réfraction extraordinaire et se trouve polarisée dans un plan CE perpendiculaire à CO . Représentons la première par F_o et la seconde par F_e . Le passage au travers du rhomboïde divise F_o , polarisé suivant CO , en deux autres systèmes d'ondes, l'un polarisé suivant la section principale CS , que je représente par $F_{o+o'}$, et le second polarisé suivant un plan perpendiculaire CT , que j'appellerai $F_{o+e'}$. De même F_e polarisé suivant CE , se divise dans le rhomboïde en deux systèmes

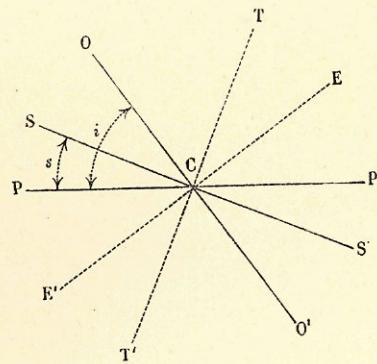


FIG. 5.

d'ondes, le premier $F_{e+o'}$ polarisé suivant CS , et le second $F_{e+e'}$ polarisé suivant CT' . Si l'on suit le mouvement des plans de polarisation des deux faisceaux $F_{o+o'}$ et $F_{e+o'}$, qui concourent à la formation de l'image ordinaire (en les considérant d'un seul côté de leur commune intersection projeté en C), on voit que, partis primitivement de CP , ils s'écartent l'un de l'autre pour prendre les directions CO et CE' , et, se rapprochant ensuite, se réunissent en CS . Or dans ce cas l'image ordinaire répond précisément à la différence des chemins parcourus au même instant par les rayons ordinaires et extraordinaires sortis de la lame cristallisée. Si l'on suit de même la marche des plans de polarisation des deux faisceaux constituants de l'image extraordinaire $F_{o+e'}$ et $F_{e+e'}$, on voit que partis l'un et l'autre de CP , et après avoir pris dans la

des chemins parcourus par ces deux systèmes d'ondes, ou, ce qui revient au même, changer dans l'un d'eux les signes des mouvements oscillatoires, pour calculer par la formule d'interférence le système d'ondes qui résulte de la réunion de ces deux faisceaux. On voit que les choses se passent absolument comme s'il s'agissait de la combinaison de forces dirigées dans le plan de la figure, c'est à-dire perpendiculairement aux rayons, suivant leurs plans de polarisation, ou perpendiculairement à ces plans; car les composantes des deux forces CO et CE' , qui se réuniraient en CS , auraient le même signe, comme les deux faisceaux $F_{o+o'}$ et $F_{e+o'}$, qui s'y sont réunis, et les deux autres composantes CT et CT' , agissant en sens opposés, devraient être affectées de signes contraires.

86. — Le principe de la conservation des forces vives indiquait d'avance que les deux images doivent être complémentaires l'une de l'autre; mais il ne désignait pas laquelle des deux répond à la différence des chemins parcourus, et laquelle répond à la même différence augmentée d'une demi-ondulation; c'est pourquoi j'ai eu recours aux faits, et j'ai déduit des expériences de M. Biot la règle que je viens d'énoncer. On peut également la déduire de l'expérience des deux rhomboïdes.

Elle explique pourquoi deux faisceaux de lumière directe qui ont été polarisés à angle droit ne présentent aucune apparence d'influence mutuelle lorsqu'on les ramène à un plan commun de polarisation par l'action d'une pile de glaces ou d'un rhomboïde de spath calcaire. Ce n'est pas qu'ils n'exercent alors aucune influence l'un sur l'autre; car, indépendamment des considérations mécaniques, cette supposition serait trop contraire à l'analogie; mais c'est que les effets produits par les différents systèmes d'ondes de la lumière directe se compensent et se neutralisent mutuellement. En effet, on peut concevoir la lumière directe comme l'assemblage, ou, plus exactement, la succession rapide d'une infinité de

chemins parcourus par ces deux systèmes d'ondes, ou, ce qui revient au même, changer dans l'un d'eux les signes des mouvements oscillatoires, pour calculer l'image extraordinaire produite par la lumière polarisée suivant le premier plan, il ne faut point l'ajouter pour l'image extraordinaire qui résulte de la lumière polarisée suivant le second; en sorte que les deux teintes qu'elles apportent ensemble ou successivement dans l'image extraordinaire sont complémentaires, La compensation qui s'établit ainsi, et de la même manière pour tous les azimuts, empêche d'apercevoir les effets d'interférence.

Reprenons le cas représenté par la figure 5, où la lumière incidente a éprouvé une polarisation préalable suivant le plan PP' avant de traverser la lame cristallisée, dont la section principale OO' fait un angle i avec ce plan, et cherchons, pour une espèce particulière de lumière homogène d'une longueur d'ondulation égale à λ , quelles doivent être les intensités des images ordinaire et extraordinaire données par le rhomboïde de spath calcaire, dont la section principale SS' fait un angle s avec le plan primitif PP' . Je ferai abstraction dans ce calcul de la perte de lumière occasionnée par les réflexions partielles aux deux surfaces de la lame cristallisée et du rhomboïde, parce qu'elle n'a d'influence que sur les intensités absolues des images, et aucune sur leurs intensités relatives, les seules qui nous intéressent ici. Je représente par F l'intensité des vitesses des molécules étherées dans leurs oscillations, pour le faisceau incident polarisé; son intensité de lumière sera représentée par F^2 , ou l'intensité de la force vive, d'après le sens même qu'on attache à cette expression, et la manière dont on évalue les intensités de lumière dans toutes les expériences d'optique, puisque c'est la somme des forces vives, et non celle des vitesses d'oscillation, qui reste constante, comme l'intensité totale, dans les diverses subdivisions que la lumière peut éprouver. Cela posé, le faisceau incident, en traversant la lame cristallisée, se divise en deux autres dont les intensités lumineuses doivent être égales, d'après la loi de Malus, à $F^2 \cos^2 i$, pour celui qui subit la réfraction ordi-

naire, et $F^2 \sin^2 i$, pour celui qui subit la réfraction extraordinaire; l'intensité des vitesses d'oscillation sera donc dans le premier $F \cos i$ et dans le second $F \sin i$. Ainsi la lumière incidente en traversant la lame cristallisée se divise en deux systèmes d'ondes qu'on peut représenter de la manière suivante :

$$\begin{array}{ll} \cos i. F_o & \sin i. F_e \\ \text{P. O.} & \text{P. E'}. \end{array}$$

Les lettres o et e placées au bas de F ne changent en rien la valeur de cette quantité; elles indiquent seulement la longueur des chemins parcourus au même instant par les rayons ordinaires et extraordinaires après qu'ils sont sortis de la lame cristallisée, et déterminent ainsi, par leur différence $o - e$, l'intervalle qui sépare les points correspondants des deux systèmes d'ondes. Les majuscules PO et PE' montrent la marche successive du plan de polarisation de chaque faisceau, pour faciliter l'application de la règle énoncée précédemment.

Chacun de ces deux systèmes d'ondes se divisera en deux autres par l'action du rhomboïde de spath calcaire, ce qui produira en tout les quatre faisceaux suivants, dont les deux premiers sont produits par le premier système d'ondes et les deux autres par le second :

$$\begin{array}{ll} \cos i \cos (i - s) F_{o + o'} & \cos i \sin (i - s) F_{o + e} \\ \text{P. O. S.} & \text{P. O. T.} \\ \sin i \sin (i - s) F_{e + o'} & \sin i \cos (i - s) F_{e + e'} \\ \text{P. E' S.} & \text{P. E' T'}. \end{array}$$

Le premier avec le troisième composent l'image ordinaire et le second avec le quatrième, l'image extraordinaire. Calculons d'abord l'intensité de celle-ci.

On voit, d'après la marche des plans de polarisation indiquée par les majuscules placées sous chaque faisceau, que le second et le quatrième, ramenés à un plan commun de polarisation, doivent différer d'une demi-ondulation, indépendamment de la différence $o - e$ entre les chemins parcourus; il faut donc ajouter une demi-ondulation à $o - e$, ou, ce qui revient au même, changer le signe d'une des expressions qui représentent l'intensité ou le facteur commun des vitesses

d'oscillation. Il s'agit donc de trouver la résultante de deux systèmes d'ondes dont la différence de marche est $o - e$ et les intensités des vitesses d'oscillation sont respectivement égales à :

$$F. \cos i \sin (i - s) \quad \text{et} \quad - F. \sin i \cos (i - s).$$

En appliquant ici la formule générale que j'ai donnée dans l'extrait de mon Mémoire sur la diffraction, page 258 du tome XI des *Annales de chimie et de physique*

$$A^2 = a^2 + a'^2 + 2aa' \cos 2\pi \left(\frac{c}{\lambda} \right),$$

dans laquelle a et a' représentent les intensités des vitesses d'oscillation des deux systèmes d'ondes, 2π la circonférence dont le rayon est 1, c la différence des chemins parcourus et λ la longueur d'ondulation, on trouve pour l'intensité de la lumière homogène dans l'image extraordinaire :

$$F^2 \left[\cos^2 i \sin^2 (i - s) + \sin^2 i \cos^2 (i - s) - 2 \sin i \cos i \sin (i - s) \cos (i - s) \cos 2\pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \right]$$

ou

$$F^2 \left\{ [- \cos i \sin (i - s) + \sin i \cos (i - s)]^2 + 2 \sin i \cos i \sin (i - s) \cos (i - s) \left[1 - \cos 2\pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \right] \right\}$$

ou enfin,

$$F^2 \left[\sin^2 s + \sin 2i \sin 2(i - s) \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \right].$$

En faisant un calcul semblable sur les deux faisceaux constituants de l'image ordinaire, et observant que les deux expressions

$$F. \cos i \cos (i - s) \quad \text{et} \quad F. \sin i \sin (i - s)$$

doivent avoir le même signe, en raison de la marche des plans de polarisation, on trouve, pour l'intensité de la lumière dans l'image ordinaire :

$$F^2 \left[\cos^2 s - \sin 2i \sin 2(i - s) \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \right].$$

Voilà les formules générales qui donnent l'intensité de chaque espèce de lumière homogène dans les images ordinaire et extraordinaire en fonction de sa longueur d'ondulation et de la différence des chemins parcourus $o - e$ par les rayons qui ont traversé la lame cristallisée. Connaissant son épaisseur et les vitesses des rayons ordinaires et des rayons extraordinaires dans ce cristal, il sera facile de déterminer $o - e$. Dans le sulfate de chaux, le cristal de roche et la plupart des autres cristaux jouissant de la double réfraction, $o - e$ n'éprouve que de très légères variations en raison de la différence de nature des rayons lumineux, en sorte qu'on peut le regarder comme une quantité constante, du moins pour les cristaux que nous considérons ici, où la *dispersion de double réfraction* est très petite relativement à la double réfraction. Si, après avoir calculé la différence de marche $o - e$, on la divise successivement par la longueur moyenne d'ondulation de chacune des sept principales espèces de rayons colorés, et si l'on substitue successivement ces différents quotients dans les expressions ci-dessus, on aura les intensités de chaque espèce de rayons colorés dans les images ordinaire et extraordinaire, et l'on pourra déterminer alors les teintes de ces images à l'aide de la formule empirique que Newton a donnée pour trouver la teinte résultant d'un mélange quelconque de rayons divers dont on connaît les intensités relatives. C'est pourquoi l'on doit considérer les formules générales qui donnent l'intensité de chaque espèce de lumière homogène en fonction de sa longueur d'ondulation, comme l'expression même de la teinte produite par la lumière blanche. C'est du moins tout ce qu'on peut déduire à présent de la théorie, et pour le reste il faut avoir recours à la construction empirique de Newton, qui s'accorde assez bien avec l'expérience, du moins quant aux principales divisions des couleurs.

87. — Reprenons les formules ci-dessus, en supprimant le facteur commun F^2 , qu'on peut prendre pour unité de lumière :

$$\text{Image ordinaire. . . } \cos^2 s - \sin 2 i \sin 2 (i - s) \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) .$$

$$\text{Image extraordinaire. } \sin^2 s + \sin 2 i \sin 2 (i - s) \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) .$$

On voit à l'inspection de ces formules que les deux images doivent devenir blanches lorsque le terme qui contient $\sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right)$ s'évanouit, puisque c'est le seul qui varie avec la longueur d'ondulation et qui rende l'intensité différente pour les divers rayons colorés. Ainsi les images deviendront blanches quand on aura :

$$\sin 2 i \sin 2 (i - s) = 0 ;$$

équation à laquelle on satisfait en égalant à zéro

$$\sin 2 i \quad \text{ou} \quad \sin 2 (i - s),$$

ce qui donne pour i les quatre valeurs

$$i = 0, \quad i = 90^\circ, \quad i = 180^\circ, \quad i = 360^\circ,$$

et pour s ,

$$s = i, \quad s = 90^\circ - i, \quad s = 180^\circ - i, \quad s = 360^\circ - i.$$

Il suffit donc, pour que les images deviennent blanches, qu'une de ces huit conditions soit satisfaite, c'est-à-dire que la section principale de la lame cristallisée soit parallèle ou perpendiculaire au plan primitif de polarisation, ou à la section principale du rhomboïde : ce qu'on pouvait déduire aisément de la théorie sans le secours de la formule ; car lorsque la section principale de la lame est parallèle ou perpendiculaire au plan primitif, la lumière incidente ne subit qu'une espèce de réfraction dans ce cristal, et lorsque cette section principale est parallèle ou perpendiculaire à celle du rhomboïde, chaque image ne contient que des rayons qui ont éprouvé la même réfraction dans la lame cristallisée ; ainsi, dans un cas comme dans l'autre, chaque image ne contient qu'un seul système d'ondes ; partant plus de couleurs, puisqu'il n'y a plus d'interférences.

Les deux images sont au contraire colorées l'une et l'autre avec le plus de vivacité possible, quand le coefficient du terme variable est égal à l'unité, ce qui arrive lorsque $s = 0$ et $i = 45^\circ$; alors les deux expressions deviennent :

$$\text{Image ordinaire. . . } i - \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \quad \text{ou} \quad \cos^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) .$$

$$\text{Image extraordinaire. } \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) .$$

Il est à remarquer que la seconde expression est semblable à celle qui donne, pour les anneaux colorés, la résultante des deux systèmes d'ondes réfléchies sous l'incidence perpendiculaire à la première et à la seconde surface de la lame d'air, lorsque son épaisseur est égale à $\frac{1}{2}(o - e)$, ce qui rend la différence des chemins parcourus égale à $o - e$. En effet, représentons par $\frac{1}{2}$ l'intensité d'oscillation de chaque système d'ondes, et remarquons que leurs vitesses d'oscillation doivent être prises avec des signes contraires, parce que l'un est réfléchi en dedans du milieu le plus dense et l'autre en dehors; ce qui entraîne l'opposition de signe, comme nous l'avons remarqué précédemment en expliquant le phénomène des anneaux colorés. Cela posé, on trouve pour l'intensité de la lumière résultante, d'après la formule que nous avons déjà employée :

$$\frac{1}{4} + \frac{1}{4} - 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right)$$

$$\text{ou } \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right)$$

ou enfin

$$\sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right).$$

Ainsi, les teintes de l'image extraordinaire produites par les lames cristallisées, doivent être semblables à celles des anneaux réfléchis, comme les observations de M. Biot l'avaient démontré¹, du moins tant que la différence de marche $o - e$ produite par le cristal ne varie pas sensiblement avec la nature des rayons; car, dans les anneaux colorés, cette différence de marche, étant le double de l'épaisseur de la lame d'air sous l'incidence perpendiculaire, est rigoureusement la même pour toutes les espèces de rayons.

1. Les formules que M. Biot a fondées sur cette ressemblance représentent avec une grande fidélité les couleurs produites par une seule lame. Au lieu de donner immédiatement les intensités de chaque espèce de rayons colorés, comme celles que nous venons de calculer, elles renvoient à la table de Newton sur les teintes des anneaux réfléchis, et elles indiquent en même temps la proportion de lumière blanche qui doit se joindre à ces teintes, en raison des directions relatives du plan primitif, de la section principale de la lame et de celle du rhomboïde de spath calcaire.

88. — Les expressions ci-dessus,

$$\cos^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \quad \text{et} \quad \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right),$$

qui donnent les intensités respectives des images ordinaire et extraordinaire dans une lumière homogène dont la longueur d'ondulation est λ , lorsque l'axe de la lame cristallisée fait un angle de 45° avec le plan primitif de polarisation et que la section principale du rhomboïde est parallèle à ce plan, font voir que l'ensemble des deux systèmes d'ondes qui sortent de la lame cristallisée doit être polarisé suivant le plan primitif de polarisation quand $o - e$ est égal à zéro ou à un nombre entier d'ondulations, puisqu'alors $\sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right)$ devenant égal à zéro, l'image extraordinaire s'évanouit. Au contraire, quand $o - e$ est égal à un nombre impair de demi-ondulations, c'est $\cos^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right)$ qui devient nul, et par conséquent l'image ordinaire qui s'évanouit; d'où l'on doit conclure que la lumière totale est polarisée dans le plan perpendiculaire à la section principale, qui est précisément ici l'azimut $2i$. Mais pour toutes les valeurs intermédiaires de λ , l'ensemble des deux systèmes d'ondes ne peut présenter qu'une polarisation partielle, et même il doit paraître complètement dépolarisé lorsque $o - e$ est égal à un nombre impair de quarts d'ondulation, parce qu'alors

$$\cos^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) \quad \text{et} \quad \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right)$$

devenant l'un et l'autre égaux à $\frac{1}{2}$, les deux images sont de même intensité, et que cela a lieu quel que soit l'azimut dans lequel on tourne la section principale du rhomboïde, comme on peut s'en convaincre par les formules générales présentées plus haut, en y faisant

$$i = 45^\circ \quad \text{et} \quad \sin^2 \pi \left(\frac{o - e}{\lambda} \right) = \frac{1}{2};$$

car alors elles deviennent

$$\text{Image ordinaire. } \cos^2 s - \frac{1}{2} \cos 2s = \frac{1}{2},$$

$$\text{Image extraordinaire . . . } \sin^2 s + \frac{1}{2} \cos 2s = \frac{1}{2}.$$

Il est aisé de voir de même sur les formules générales, quelle que soit la valeur de i , que lorsque $o - e$ est égal à zéro ou à un nombre pair de demi-ondulations, l'image extraordinaire s'évanouit pour $s = o$, et que lorsque $o - e$ est égal à un nombre impair de demi-ondulations, la même expression devient nulle si l'on y fait $s = 2i$, et que, par conséquent, la lumière totale est polarisée suivant le plan primitif dans le premier cas, et dans le second suivant l'azimut $2i$; tandis que pour toutes les valeurs intermédiaires de $o - e$ il ne peut y avoir disparition complète d'aucune image, de quelque manière qu'on tourne la section principale du rhomboïde. Toutes ces conséquences de la théorie sont confirmées par l'expérience.

89. — Lorsqu'on fait traverser à la lumière polarisée plusieurs lames cristallisées dont les sections principales se croisent d'une manière quelconque, les phénomènes se compliquent beaucoup, mais peuvent toujours être calculés par la même théorie. La lumière incidente se divise d'abord, dans la première lame, en deux systèmes d'ondes, dont on détermine les intensités d'oscillation par la loi de Malus et les positions relatives par leur différence de marche, ainsi que nous venons de le faire pour une seule lame; ensuite chacun de ces systèmes d'ondes se divise lui-même en deux autres dans la seconde lame; chacun de ces quatre nouveaux systèmes d'ondes se divise encore en deux autres dans la troisième lame, et ainsi de suite. On conçoit que lorsqu'on connaît les azimuts des sections principales des diverses lames superposées et du rhomboïde qui donne les deux images, on peut déterminer les intensités relatives de tous les systèmes d'ondes qui entrent dans chaque image, et qu'il est également facile de déterminer leurs différences de marche, en ayant égard aux diverses espèces de réfractions qu'ils ont successivement éprouvées, quand les épaisseurs des lames sont connues ainsi que les rapports de vitesse des rayons ordinaires et extraordinaires qui les traversent; on aura donc, pour chaque image, les intensités et les positions relatives de tous les systèmes d'ondes dont elle se compose, et l'on trouvera leur résultante par la méthode générale indiquée dans mon *Mémoire sur la diffraction*, page 256. Dans ces calculs, tout est déterminé d'avance par les principes fon-

damentaux que nous avons déduits des faits et l'on n'a plus besoin de rien emprunter à l'expérience, même pour les cas les plus compliqués. C'est en cela surtout que cette théorie est bien supérieure à celle de la polarisation mobile, qui devient si embarrassante quand on veut savoir comment les *oscillations des axes des molécules lumineuses* se renouent dans le passage d'une lame à une autre dont la section principale fait un angle quelconque avec celle de la première. Aussi l'hypothèse de M. Biot ne lui a-t-elle fourni le moyen de déterminer tous les coefficients de ses formules pour deux lames superposées que dans des cas très particuliers, et même il en est un où ses formules ne représentent pas les faits avec exactitude, comme j'en ai été averti par les miennes; c'est celui où deux lames de même nature et de même épaisseur ont leurs axes croisés à 45° . On trouvera la discussion de ce cas particulier et les formules générales des teintes données par deux lames dans la seconde note jointe au rapport de M. Arago sur mon *Mémoire*, page 267 du tome XVII des *Annales de chimie et de physique*.

90. — J'ai fait voir dans la même note qu'on pourrait expliquer de la manière la plus simple les principales propriétés de la lumière polarisée, la loi de Malus et les caractères singuliers de la double réfraction, en supposant que, dans les ondes lumineuses, les oscillations des molécules s'exécutent perpendiculairement aux rayons et à ce que nous avons appelé le plan de polarisation. En adoptant cette hypothèse, il serait plus naturel de donner ce nom au plan suivant lequel se font les oscillations, mais je n'ai rien voulu changer au sens des expressions reçues. Cette hypothèse, indiquée particulièrement par les lois que nous avons remarquées, M. Arago et moi, dans les interférences des rayons polarisés, fait voir comment ces lois résultent nécessairement de la nature même des ondes lumineuses; en sorte que les formules que je viens de donner pour les lames cristallisées, ainsi que celles qui représentent les phénomènes de la diffraction, de la réflexion, de la réfraction et des anneaux colorés, reposent maintenant sur une supposition unique; car elle s'accorde aussi bien que celle que nous avons adoptée d'abord avec les calculs d'interférences qui nous ont servi à expliquer les lois de ces phénomènes, puisqu'il est indifférent dans ces calculs,

ainsi que nous l'avons remarqué dès le commencement, que les mouvements oscillatoires s'exécutent parallèlement ou perpendiculairement aux rayons, pourvu qu'ils aient la même direction dans les ondes qui interfèrent. D'après cette nouvelle hypothèse. la lumière ordinaire est la réunion ou plutôt la succession rapide d'une infinité d'ondes polarisées dans toutes sortes de directions ; et l'acte de la polarisation ne consiste plus à créer des mouvements transversaux, qui existent déjà dans la lumière ordinaire, mais à les décomposer suivant deux plans rectangulaires invariables, et à séparer les uns des autres les systèmes d'ondes polarisées dans ces deux sens, soit par la direction de leurs rayons, soit simplement par leur différence de vitesse.

91. — L'expérience et le principe des interférences nous ont appris que lorsqu'un faisceau lumineux polarisé se trouve divisé en deux systèmes d'ondes d'égale intensité, polarisés suivant des directions rectangulaires et séparés par un intervalle d'un quart d'ondulation, il présente, dans la réunion de ces deux systèmes d'ondes, les apparences d'une dépolarisation complète ; c'est-à-dire que la lumière totale analysée avec un rhomboïde de spath calcaire donne toujours des images égales en intensité, dans quelque sens qu'on tourne sa section principale. La lumière ainsi modifiée ressemble en cela à la lumière directe ; mais elle en diffère par des propriétés optiques très curieuses, qui font l'objet principal d'un autre *Mémoire* que j'ai soumis à l'Académie des sciences, le 24 novembre 1817.

MODIFICATIONS QUE LA RÉFLEXION IMPRIME À LA LUMIÈRE POLARISÉE

92. — J'ai trouvé que la double réflexion complète dans l'intérieur du verre, sous une inclinaison de 50° environ comptés de la normale à la surface, faisait éprouver ce genre de modification à la lumière incidente, lorsque celle-ci avait été primitivement polarisée dans un azimut de 45° relativement au plan de réflexion ; c'est-à-dire que la lumière réfléchie était alors composée de deux systèmes d'ondes égaux,

polarisés à angle droit et différant d'un quart d'ondulation. Cette lumière réfléchie, qui ne présente plus aucune trace de polarisation quand on l'analyse avec un rhomboïde de spath calcaire, jouit cependant, comme la lumière polarisée, de la propriété de développer de très vives couleurs dans les lames minces cristallisées ; mais ces couleurs sont d'une autre nature. Elle diffère encore de la lumière polarisée en ce qu'elle ne développe pas sensiblement de couleurs dans l'essence de térébenthine et les plaques de cristal de roche taillées perpendiculairement à l'axe. Quand on lui fait éprouver de nouveau deux réflexions complètes sous la même incidence et suivant le même plan ou une direction perpendiculaire, elle reprend tous les caractères et toutes les propriétés de la lumière polarisée ordinaire ; quand on lui fait éprouver deux nouvelles réflexions semblables dans les mêmes directions, elle est complètement dépolarisée, et recouvre en même temps les autres propriétés que lui avaient données les deux premières réflexions, et ainsi de suite. Je n'entrerai pas dans de plus amples détails sur cette singulière modification de la lumière, qui se trouve imprimée à la fois à toutes les espèces de rayons, comme la polarisation elle-même, et, sous ce rapport, présente des propriétés aussi générales. Je me contenterai de dire que c'est la nature des teintes que la lumière ainsi modifiée développe dans les lames cristallisées qui m'a fait reconnaître qu'elle était composée de deux systèmes d'ondes polarisés à angle droit et différant d'un quart d'ondulation, et qu'en partant de ce fait je suis parvenu facilement à expliquer et à calculer les phénomènes variés qu'elle présente, à l'aide des mêmes principes dont nous venons de nous servir pour calculer les teintes produites par la lumière polarisée ordinaire.

93. — Avant de découvrir ces modifications imprimées par la réflexion complète à la lumière polarisée, j'avais étudié celles que produit la réflexion partielle à la surface extérieure des corps transparents, et j'avais reconnu que la lumière n'est alors jamais dépolarisée, même partiellement, quelle que soit l'inclinaison des rayons et l'azimut du plan d'incidence relativement au plan primitif, et qu'il n'en résulte qu'une simple déviation du plan de polarisation. La nouvelle hypothèse que j'ai adoptée sur la constitution des ondes lumi-

neues m'a indiqué la loi de ces déviations que j'avais vainement cherchée jusqu'à présent en essayant de la représenter par des formules empiriques. Elles s'accordaient bien avec les faits dans les trois cas principaux des rayons parallèles à la surface, de l'incidence perpendiculaire et de celle de la polarisation complète, mais ne les représentaient plus fidèlement dans les incidences intermédiaires. La formule à laquelle j'ai été conduit en dernier lieu par des considérations théoriques, et qu'on trouvera dans une addition à la note dont j'ai déjà parlé, page 312 du tome XVII des *Annales de chimie et de physique*, paraît exprimer la loi du phénomène, si l'on en juge par son accord avec les observations. Je l'ai déduite des formules générales d'intensité de la lumière réfléchie, que ces considérations m'ont fait découvrir, et que j'ai aussi données dans la même note.

94. — Je bornerai ici cet extrait de mes Mémoires, et je passerai sous silence les recherches théoriques et expérimentales que j'ai faites sur les phénomènes de polarisation découverts par M. Biot dans certains liquides homogènes, tels que l'essence de térébenthine, l'essence de citron, etc. J'ai cru devoir me borner à exposer les propriétés les plus générales de la lumière et les faits élémentaires, si je puis m'exprimer ainsi, c'est-à-dire ceux qui reviennent le plus fréquemment et dont les autres ne sont en quelque sorte que des combinaisons plus ou moins complexes. J'ai montré comment la théorie des ondulations pouvait les expliquer et fournir les moyens d'en représenter les lois par des expressions analytiques. Pour calculer les phénomènes si variés de la diffraction, celui des anneaux colorés produits par une lame mince d'air ou d'eau ou de tout autre milieu réfringent, la réfraction même, dans laquelle le rapport du sinus d'incidence au sinus des rayons réfractés est précisément celui des longueurs d'ondulation dans les deux milieux, les couleurs et les singuliers modes de polarisation que présentent les lames cristallisées, il suffit de connaître les diverses longueurs d'ondulation de la lumière dans les milieux qu'elle traverse ; c'est la seule quantité qu'on soit obligé d'emprunter à l'expérience, et elle est la base de toutes les formules. Si l'on fait attention à ces relations intimes et multipliées que la théorie des ondulations établit entre les phénomènes les plus différents, on doit

être frappé à la fois de sa simplicité et de sa fécondité ; et convenir que, lors même qu'elle n'aurait pas sur le système de l'émission l'avantage d'expliquer plusieurs faits absolument inconcevables dans celui-ci, elle mériterait déjà la préférence par les moyens qu'elle donne de lier entre eux tous les phénomènes de l'optique en les embrassant dans des formules générales.

Sans doute il reste encore beaucoup de points obscurs à éclaircir, surtout ceux qui tiennent à l'absorption de la lumière, tels que la réflexion sur les surfaces métalliques et les corps noirs, le passage de la lumière à travers les milieux imparfaitement transparents et les couleurs propres des corps. Il est probable que dans ces différents cas une partie de la lumière se trouve dénaturée et changée en vibrations calorifiques, qui ne sont plus sensibles pour nos yeux, parce qu'elles ne peuvent plus en pénétrer la substance ou faire vibrer le nerf optique à leur unisson, en raison des modifications qu'elles ont éprouvées. Mais la quantité totale de force vive doit rester la même, à moins que l'action de la lumière n'ait produit un effet chimique ou calorifique assez puissant pour changer l'état d'équilibre des particules des corps et avec lui l'intensité des forces auxquelles elles sont soumises ; car on conçoit que si ces forces s'affaiblissaient tout à coup, il en résulterait une diminution subite dans l'énergie des oscillations des particules du corps échauffé, et par conséquent une absorption de chaleur, pour me servir de l'expression usitée. C'est peut-être ainsi que les choses se passent quand un solide se liquéfie ou quand un liquide se vaporise.

Si la lumière n'est qu'un certain mode de vibrations d'un fluide universel, comme les phénomènes de la diffraction le démontrent, on ne doit plus supposer que son action chimique sur les corps consiste dans une combinaison de ses molécules avec les leurs, mais dans une action mécanique que les vibrations de ce fluide exercent sur les particules pondérables, et qui les oblige à de nouveaux arrangements, à de nouveaux systèmes d'équilibre plus stables, pour l'espace ou l'énergie des vibrations auxquelles elles sont exposées. Ou voit combien l'hypothèse que l'on adopte sur la nature de la lumière et de la chaleur peut changer la manière de concevoir leurs actions chimiques, et combien il importe

de ne pas se méprendre sur la véritable théorie pour arriver enfin à la découverte des principes de la mécanique moléculaire, dont la connaissance jetterait un si grand jour sur toute la chimie. Si quelque chose doit contribuer puissamment à cette grande découverte et révéler les secrets de la constitution intérieure des corps, c'est l'étude approfondie des phénomènes de la lumière.