MÉMOIRE SUR LA RÉFLEXION A LA SURFACE DES CORPS TRANSPARENTS;

PAR M. J. JAMIN.

De tous les problèmes d'optique, celui qui paraît aujourd'hui le mieux résolu est sans contredit celui de la réflexion : les phénomènes, toujours conformes aux formules mathématiques, ont été si souvent prévus par elles, que de nouvelles expériences sur cette matière paraîtraient superflues, si quelques objections graves qu'on me permettra de reproduire ne laissaient quelque doute dans l'esprit.

Les formules données par Fresnel pour calculer les intensités de la lumière réfléchie, supposent, comme il le dit lui-même, que « les périodes de vibration des ondes incidente et réfléchie coïncident à la surface de séparation des deux milieux. » Si ce principe est vrai, toute vérification ultérieure est inutile; mais s'il n'était qu'une hypothèse sans réalité, si la phase des faisceaux était altérée par la réflexion, les formules s'écrouleraient avec les conséquences qui en ont été déduites. C'est donc sur ce point que l'expérience doit être appelée à prononcer; or elle ne confirme pas toujours la supposition. On sait, en effet, par les expériences de M. Airy, que le diamant et en général les substances qui, sans cesser d'être transparentes, possèdent un indice de réfraction très-grand, transforment la polarisation rectiligne du faisceau incident en une polarisation elliptique, c'est-à-dire modifient la phase des rayons réfléchis; l'hypothèse de Fresnel, en supposant qu'elle soit vraie pour le verre, ne peut donc être considérée que comme un cas particulier d'un principe plus général qu'il est nécessaire de chercher.

A défaut d'observations précises destinées à démontrer ou à détruire cette base de la théorie, les physiciens ont exécuté des expériences pour en vérifier les conséquences. M. Arago a mesuré les intensités de la lumière réfléchie par le verre, mais il n'a pas malheureusement publié ses résultats. Seebeck a vérifié avec des précautions minutieuses la loi de M. Brewster sur l'angle de polarisation, mais ses travaux portent sur un fait que Fresnel connaissait, qui était une condition de ses formules sans en être une démonstration. Enfin, M. Brewster a mesuré les azimuts des rayons réfléchis, mais ses mesures ne vérifient la théorie qu'avec des étendues d'erreurs assez grandes pour justifier également bien des expressions algébriques notablement différentes. Il y a plus, elles autorisent une objection grave; car quelques-unes portent sur le diamant, qui s'écarte manifestement des cas où Fresnel s'est placé, et les concordances ne sont pas moins complètes que pour le verre ou pour l'eau: et puisqu'elles sont inhabiles à manifester les lois particulières de la réflexion du diamant et qu'elles accusent pour ce corps une vérification illusoire, elles ne peuvent être considérées comme une démonstration suffisante des formules, pour les cas où elles sont supposées vraies.

Outre ces raisons, j'avais, pour reprendre la question de la réflexion, des motifs légitimes. Puisqu'il est généralement admis que les corps se partagent en deux classes, la première renfermant les corps très-réfringents à polarisation incomplète, la seconde les substances de moyenne ou petite réfringence à polarisation complète, il était important de trouver, par des expériences décisives, la limite entre ces deux catégories, et de rechercher comment se fait le passage entre l'une et l'autre. Il fallait enfin chercher les lois de la polarisation elliptique du diamant, et voir si elles sont représentées par les formules de M. Cauchy, formules qui, malgré leur simplicité, sont restées sans examen expérimental. On verra bientôt l'utilité de ce programme, et la nécessité de cette revue.

§ I. — *De la nature des modifications imprimées à la lumière par la réflexion.*

On est forcé de reconnaître que les expériences de polarisation n'ont pas atteint encore un grand degré de précision; cela tient à la fois à l'imperfection des instruments polarisants, à la difficulté qu'on rencontre pour fixer les azimuts, et au mauvais emploi de la lumière.

On polarise ordinairement la lumière en la réfléchissant sur une glace plane, c'est le plus imparfait de tous les procédés; outre qu'il se prête difficilement aux conditions de commodité des expériences, il est théoriquement inexact, comme je le démontrerai bientôt: je ne pouvais d'ailleurs étudier les lois de la réflexion avec un rayon de lumière déjà réfléchi; c'eût été faire une pétition de principes.

Les rhomboèdres de spath assez longs pour séparer les deux images, dont l'une est éteinte par un diaphragme, sont sans contredit les meilleurs instruments que l'on puisse employer; mais la difficulté qu'on éprouve à se les procurer, contraint les physiciens à se servir de prismes de Nichol, qui présentent à peu près les mêmes avantages, mêlés à quelques inconvénients. Ils dévient quelquefois la lumière, mais cela tient à une mauvaise construction; ils donnent lieu à des réflexions intérieures, qui partagent le champ de vision en plages, dont les unes polarisent exactement, les autres imparfaitement la lumière: on évite ces imperfections en les choisissant de forte dimension et les garnissant de diaphragmes étroits; enfin ils ne polarisent bien que les rayons parallèles à leur direction, et c'est une condition qu'on peut toujours réaliser. Avec ces précautions, trop souvent négligées, ils satisfont à toutes les conditions de précision que l'on peut désirer.

C'est presque toujours avec la lumière des nuées que l'on exécute les expériences. On ne saurait trop s'élever contre cet usage que rien ne justifie, et qui conduit forcément à des erreurs graves. Quand on cherche, en effet, l'azimut de polarisation d'un rayon, on le reçoit sur un prisme analyseur, et l'on cherche la direction de la section principale, pour laquelle une des deux images est éteinte; l'expérience montre alors que cette condition est sensiblement réalisée pour une série d'angles embrassant un arc d'autant plus grand que la lumière est moins intense. On est alors obligé de noter les limites de l'extinction apparente et de prendre des moyennes entre des résultats qui comprennent quelquefois plusieurs degrés; de là une incertitude déplorable et une fatigue très-grande pour l'œil, dont la sensibilité s'altère rapidement.

A la vérité, quelques physiciens ont proposé, pour augmenter la précision de ces mesures, des appareils secondaires, parmi lesquels on peut citer le quartz à deux rotations de M. Soleil, qui conserve la même teinte dans ses deux parties, ou prend des couleurs différentes suivant que l'axe du prisme analyseur est parallèle ou non au plan de polarisation. Cet appareil atteint une remarquable précision par un choix convenable de l'épaisseur des quartz; mais la nécessité dans laquelle il place l'expérimentateur d'opérer sur la lumière blanche, le rend impropre à manifester les accidents de dispersion qui accompagnent tous les phénomènes, et complique les résultats d'erreurs qui sont la conséquence inévitable de cette dispersion, erreurs graves si elle est grande.

On peut, au contraire, introduire dans ces recherches un genre de perfectionnement moins dangereux, qui ne complique ni les expériences ni les appareils, et qui consiste dans l'emploi de la lumière solaire polarisée et analysée par des prismes de Nichol, et reçue directement dans l'œil.

Je fixe au moyen d'un héliostat un faisceau solaire horizontal que je reçois dans une chambre obscure sur un premier prisme de Nichol; les rayons satisfaisant à la condition du parallélisme s'y polarisent complétement, et sont reçus sur un second prisme pareil, au moyen duquel on les éteint. Tant que ce prisme diffère peu de l'azimut d'extinction, l'on peut sans inconvénient recevoir le faisceau transmis; mais si on l'éloigne à droite ou à gauche de 3 à 4 degrés, l'intensité de la lumière n'est plus supportable. On conçoit dès lors que l'azimut d'extinction ne pourra se confondre avec aucun azimut voisin; la sensibilité de la méthode est même telle, que l'extinction n'est pas complète dans toute l'étendue du champ de vision à la fois, et c'est quand elle est la plus grande au milieu que l'azimut est atteint. Plusieurs personnes qui ont bien voulu faire avec moi des expériences comparatives, commettaient des erreurs de plusieurs degrés avec la lumière faible des nuées, mais jamais ces erreurs n'étaient appréciables quand on employait le faisceau solaire.

Outre l'avantage de réduire considérablement la double erreur commise en mesurant les azimuts des rayons incidents et réfléchis, on trouve dans l'emploi de la lumière solaire un moyen de constater des lois importantes, en opposition avec les idées admises.

1°. J'ai fait réfléchir sur un grand nombre de substances bien polies, un rayon de lumière polarisée dans les azimuts principaux, après l'avoir éteint par une direction convenable du prisme analyseur; il resta absolument éteint après la réflexion, et, par conséquent, n'avait pas cessé d'être entièrement polarisé dans le même plan. Quand le plan de polarisation incidente était quelconque, et que la réflexion se faisait sous des inclinaisons très-différentes de celle de la polarisation, l'azimut était changé, mais le rayon ne perdait pas la propriété de s'éteindre entièrement en traversant l'analyseur. Ces expériences nous apprennent que les réflexions se font sans diffusion sensible.

2°. D'après les lois connues de la polarisation, un rayon incident polarisé perpendiculairement au plan d'incidence devrait cesser de se réfléchir pour une incidence déterminée ; cependant cette condition n'est jamais satisfaite, il atteint une intensité minima, mais toujours très-appréciable.

3°. On peut chercher l'angle de polarisation par la condition qu'un rayon naturel soit complétement polarisé dans le plan d'incidence ; mais ici encore j'ai reconnu que cette condition n'était jamais réalisée, et qu'au lieu d'une incidence de polarisation complète, on constatait un angle de polarisation maxima.

4°. Si la lumière incidente est polarisée dans un azimut voisin de 90 degrés, elle cesse d'être polarisée après la réflexion, et si l'azimut primitif est convenablement choisi, la dépolarisation peut être complète sous l'incidence de polarisation maxima, puis elle est de moins en moins apparente quand on augmente ou qu'on diminue l'inclinaison.

5°. Quand on diminue l'intensité du rayon incident, la sensibilité de l'œil décroît, on ne peut plus reconnaître si la polarisation est incomplète, et les apparences sont les mêmes que si elle était complète après la réflexion.

En se rappelant que les prismes employés polarisent parfaitement la lumière, que la dépolarisation ne se produit que dans des circonstances particulières, on ne pourra attribuer ces faits, ni à l'imperfection des appareils, ni à la diffusion de la lumière; il faudra conclure que les substances transparentes polarisent incomplétement la lumière. L'analogie de ces résultats avec ceux que nous offrent les métaux permettait de prévoir que tous les corps polarisent elliptiquement la lumière, et pour le démontrer, il n'est besoin que de l'expérience simple que je vais décrire.

Choisissons une lame mince de chaux sulfatée avec l'épaisseur qui donne la teinte gris de lin intermédiaire entre le violet et le bleu, teinte qui s'altère si rapidement quand on fait traverser la lame par deux vibrations rectangulaires dont les phases diffèrent. Plaçons l'axe parallèlement au plan d'incidence dans le faisceau réfléchi, et polarisons le faisceau solaire incident dans un azimut voisin de 90 degrés. Si la réflexion sur la surface polie ne fait que changer les amplitudes des composantes de l'onde réfléchie sans déplacer les nœuds des vibrations, la teinte de la lame mince, sans varier dans sa composition, ne fera que changer d'azimut. Mais si cette teinte éprouve des modifications dans sa nature, on en conclura avec certitude, qu'à la différence de marche communiquée par la lame mince aux deux rayons polarisés dans les plans principaux, s'ajoute une autre différence produite par la réflexion. L'expérience répond nettement à cette alternative; depuis l'incidence rasante jusqu'à l'angle de polarisation, on voit la teinte changer, varier de $\frac{1}{4}$ d'ondulation et revenir à sa composition première pour des incidences moindres : en répétant l'expérience avec une surface métallique réfléchissante, on observe les mêmes variations de teinte. Il est impossible de conserver des doutes sur la signification théorique de ces expériences ; elles se résument ainsi :

1°. Les substances transparentes ne polarisent pas complétement la lumière.

2°. Elles transforment la polarisation rectiligne d'un faisceau incident en une polarisation elliptique.

3°. La différence de marche des rayons principaux éprouve les mêmes variations que pour les métaux entre les incidences limites.

Au point de vue théorique, ces conclusions ont une grande importance; nous montrerons bientôt cependant que les formules de Fresnel expriment avec une approximation pratique suffisante les intensités de la lumière réfléchie : mais nous voyons dès maintenant qu'elles ne prévoient aucunement un des phénomènes les plus importants de la réflexion, celui du changement des phases; dès lors elles perdent leur caractère de généralité, et cessent d'être l'expression rationnelle des phénomènes. Nous nous occuperons dans la suite des expressions théoriques qui doivent les remplacer, et pour le moment nous allons étudier dans leurs détails les phénomènes que nous venons d'indiquer. Pour ne laisser aucune erreur dans les mots, nous appellerons *angle de polarisation maxima,* ou *incidence principale,* l'incidence autrefois désignée sous le nom d'*angle de polarisation.*

§ II. — *Mesure de l'intensité et de la phase des rayons réfléchis.*

Nous reconnaîtrons bientôt que la polarisation elliptique n'est sensible que dans le voisinage de l'angle de polarisation maxima, et que la différence entre les phases des deux rayons principaux varie depuis π jusqu'à 2π entre des incidences, la première inférieure, la seconde supérieure à celle de la polarisation, et qui diffèrent seulement de quelques degrés : aussi le moindre changement des incidences amène une très-grande variation dans la phase; et la plus légère erreur dans leur détermination, de grandes inexactitudes dans les résultats. A cette première difficulté des expériences que nous allons entreprendre, s'en joint une seconde : pour les incidences voisines de la polarisation maxima, le rayon réfléchi polarisé perpendiculairement au plan d'incidence atteint une intensité si faible, qu'elle a, jusqu'à présent, été considérée comme nulle, tandis que le faisceau polarisé dans le plan d'incidence conserve une valeur très-grande. Or, s'il est, jusqu'à un certain point, facile de mesurer la différence entre les phases de deux rayons rectangulaires également intenses, il est bien moins commode de l'apprécier quand l'une des composantes est presque nulle, parce qu'alors son action est à peine sensible; aussi c'est sans succès que j'ai essayé les procédés qui ont été proposés jusqu'à présent par la mesure des phases, et j'ai été obligé de faire construire des appareils nouveaux. Voici la méthode qui m'a réussi :

J'emploie dans ces expériences l'instrument qui m'a servi dans mes recherches sur les métaux et qui a été construit avec beaucoup de soin par M. Soleil : c'est un cercle horizontal MNL, *fig.* 1, *Pl. II*, muni à son centre d'une table sur laquelle on fixe, avec de la cire, les plaques réfléchissantes, et qui se meut au moyen d'une alidade L marquant les incidences sur le cercle. La lumière est polarisée par un prisme de Nichol, enchâssé dans un tube fixe EF, dirigé vers le centre, et garni d'un cercle divisé GH qui mesure les azimuts de la lumière incidente.

Le rayon réfléchi est reçu dans un second tube AB, porté sur une alidade mobile, muni, comme le premier, d'un cercle vertical et d'un prisme de Nichol, et portant en outre, à son extrémité la plus voisine du centre, un appareil qui sert à ramener la polarisation elliptique du faisceau réfléchi à l'état de polarisation rectiligne ; c'est un compensateur, dont M. Babinet a autrefois fait connaître le principe, et dont j'ai fait un appareil de mesure, en lui adaptant un système de graduation convenable.

Il se compose, comme l'indique la *fig.* 2, qui en représente une coupe horizontale, de deux lames de quartz ABC, ADC, taillées parallèlement à l'axe, et superposées après avoir croisé les axes. Ces lames sont légèrement prismatiques, et la partie la plus épaisse de l'une est opposée à la plus mince de l'autre. Les rayons, ordinaire et extraordinaire, réfractés par la première, deviennent extraordinaire et ordinaire dans la seconde, prennent des différences de marche de signes contraires, et ont à leur émergence une interférence produite par la seule différence des épaisseurs traversées dans les deux lames.

La lame ADC est invariablement fixée sur un tube en cuivre qui se place dans le trajet du rayon réfléchi ; le prisme ABC, au contraire, est mobile au moyen d'une vis micrométrique, qui le transporte horizontalement, et qui est munie d'un tambour divisé appréciant un deux-centième de millimètre. Au centre du champ de vision sont tendus verticalement deux fils très-fins NN′, séparés par un intervalle de 1 millimètre environ, et servant à fixer dans l'appareil la direction des rayons réfléchis, *fig.* 3.

Faisons tomber sur cet appareil un rayon polarisé à + 45 degrés des axes du compensateur, et primitivement éteint par le prisme de Nichol oculaire; si les lames de quartz sont dans la position initiale indiquée par la figure, les épaisseurs des deux quartz seront égales entre les deux fils N et N′, les deux composantes ordinaire et extraordinaire n'auront pas de différence de marche après avoir traversé cette partie du compensateur, et la lumière restant polarisée dans le plan primitif continuera d'être éteinte par le prisme de Nichol oculaire. On aura ainsi une frange obscure entre les deux fils.

Quand on déplace de B vers A le prisme ABC, son épaisseur devient prédominante, et les deux rayons qui ont traversé l'espace compris entre les deux fils prennent une différence de marche qui croît progressivement de o à $\frac{\lambda}{2}$. Quand cette limite est atteinte, la lumière est ramenée à la polarisation rectiligne dans un azimut de — 45 degrés, et, en tournant de 90 degrés l'analyseur, on retrouve une frange obscure rigoureusement comprise entre les fils.

En employant une lumière homogène, on obtient des franges très-minces et tout à fait noires; il est alors très-facile de trouver les positions limites pour lesquelles la différence de marche est égale à o ou à $\frac{\lambda}{2}$, et de noter les positions correspondantes de la vis micrométrique. Quand on opère sur la lumière blanche, on peut encore faire cette détermination avec exactitude, quoique les franges soient colorées, en prenant comme terme de comparaison la teinte de la frange comprise entre le bleu et le violet.

Dans mon appareil, les franges centrales et latérales se placent au milieu des fils pour les positions suivantes du micromètre :

		Distance des franges.
Frange de gauche.....	32,45	12,75
Frange centrale.......	19,70	»
Frange de droite......	7,05	12,65
	Moyenne....	12,70

Il est clair qu'en partant de la position initiale indiquée par la figure, les différences de marche a des rayons transmis entre les fils croîtront proportionnellement au déplacement d, et seront exprimées par une fraction de demi-longueur d'onde égale à la fraction de largeur des franges qui marquera ce déplacement. On aura ainsi

$$a = \frac{\lambda}{2}\,\frac{d}{12,70}.$$

Dans mon appareil, l'axe du prisme mobile ABC est horizontal, et puisque le quartz est négatif, le rayon ordinaire polarisé horizontalement, c'est-à-dire dans le plan d'incidence, aura une vitesse plus grande que le rayon extraordinaire qui est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence. Nous prendrons comme positive cette différence de marche.

Quand, au contraire, nous ferons mouvoir de A vers B, c'est-à-dire de gauche à droite, le prisme antérieur, son épaisseur entre les fils deviendra moindre que celle du prisme fixe; nous aurons encore une différence de marche, qui se calculera comme dans le cas précédent, mais qui sera de signe contraire. Elle exprimera le retard du rayon polarisé dans le plan d'incidence sur le faisceau polarisé perpendiculairement : nous la prendrons négativement.

Nous avons donc ainsi un appareil qu'on peut placer dans le trajet du rayon réfléchi, qui permet d'établir entre les deux composantes du mouvement une différence de marche positive ou négative variant de o à $\frac{\lambda}{2}$, et se mesurant avec facilité au moyen du déplacement de la vis micrométrique;

celle-ci apprécie $\frac{1}{200}$ de millimètre, et $\frac{1}{200.12,70}$ ou $\frac{1}{2540}$ de largeur de frange, et, par suite, de demi-longueur d'onde. Cette approximation, qu'on pourrait augmenter, est parfaitement suffisante.

Pour employer cet appareil à l'étude de la réflexion, on fera réfléchir, sur la substance que l'on veut essayer, un rayon polarisé; il se décomposera, par la réflexion, en deux vibrations horizontale et verticale, qui prendront des amplitudes différentes, et une différence de marche x, positive ou négative : elles viendront traverser le compensateur, toujours réduit par la pensée à l'espace renfermé entre les fils. Puisque la direction de leurs mouvements est parallèle ou perpendiculaire aux axes des deux quartz, elles ne changeront pas leurs azimuts ni le rapport de leurs amplitudes, et ne subiront qu'un changement de phase qui s'ajoutera à celui qui est produit par la réflexion, s'il est de même signe; ou s'en retranchera, s'il est de signe contraire. Dans chacun de ces deux cas, on pourra toujours donner au compensateur une position telle, que la somme de ces différences de marche soit égale à un multiple de $\frac{\lambda}{2}$; alors la polarisation redeviendra rectiligne : en tournant l'analyseur dans un azimut convenable, l'image s'éteindra, et l'on aura une frange obscure entre les fils.

Il y aura alors deux déterminations à faire : on amènera rigoureusement la frange entre les fils, et l'on notera la position du micromètre; puis, on cherchera l'azimut de l'analyseur, qui rendra la frange le plus obscure possible. La première détermination servira à trouver la phase due à la réflexion; la seconde, le rapport des intensités des deux composantes réfléchies. Entrons, à ce sujet, dans quelques détails.

Soit α l'azimut de la polarisation incidente; $\cos\alpha$ et $\sin\alpha$ sont les composantes polarisées parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence. Après la réflexion, elles sont devenues I cos α, J sin α; et, comme le compensateur ne produit d'autre effet que de les ramener à une phase égale à un multiple de $\frac{\lambda}{2}$, elles reconstitueront un rayon polarisé dans un azimut β mesuré directement, et dont la tangente exprimera le rapport de J sin α à I cos α. Donc

$$\tang \beta = \frac{J}{I} \tang \alpha, \quad \frac{J}{I} = \frac{\tang \beta}{\tang \alpha}.$$

La détermination du rapport des intensités des rayons polarisés dans les azimuts principaux se fera ainsi, en cherchant la direction du prisme analyseur qui donnera à la frange son maximum de netteté. Quoique l'emploi de la lumière solaire facilite cette détermination, elle comportera toujours une assez grande étendue d'erreurs; mais dans le calcul de $\frac{J}{I}$, les erreurs qui affectent tang β seront divisées par tang α, et il ne tiendra qu'à l'expérimentateur de les réduire à une petite valeur en augmentant l'angle α. Dans toutes mes expériences, l'angle α était égal à 84 degrés : la valeur numérique de sa tangente était 9,504, et si l'on suppose dans la mesure de β une erreur de 4 degrés, ce qui serait énorme, elle n'altérera que de 0,007 le rapport $\frac{J}{I}$.

L'autre détermination consiste à amener la frange obscure au milieu des deux fils, et à mesurer le déplacement d du micromètre; elle s'effectuera avec une précision qui dépendra de la bonne construction des appareils, et sans introduire d'erreurs graves. On calculera ensuite la différence de marche a produite par le compensateur au moyen de la formule déjà indiquée :

$$a = \frac{\lambda}{2} \frac{d}{12,70}.$$

Elle sera positive, si l'on a fait marcher le compensateur de B vers A, c'est-à-dire vers la droite, et négative si l'on a déplacé le compensateur en sens inverse. Cette détermination apprendra que la polarisation est redevenue rectiligne quand le rayon réfléchi aura traversé le compensateur entre les fils, c'est-à-dire que la somme des différences de marche $(x+a)$ sera devenue un multiple de $\frac{\lambda}{2}$; mais nous ne pourrons savoir à priori ni le signe de $x+a$, ni la valeur de ce multiple. Posons donc

$$x+a=\pm n\frac{\lambda}{2}$$

et cherchons à déterminer n.

Nous savons qu'en faisant réfléchir un rayon polarisé à $+45$ degrés du plan d'incidence il conserve sa polarisation rectiligne sous les incidences normale et rasante, et que, par conséquent, les tangentes de l'azimut du rayon réfléchi expriment le rapport des vibrations principales.

Dans le cas de l'incidence normale, l'azimut du rayon réfléchi est égal à -45 degrés: alors les deux composantes sont de signe contraire : *elles ont donc une différence de marche égale à* $\frac{\lambda}{2}$.

Si, au contraire, la réflexion est rasante, le rayon réfléchi est polarisé à $+45$ degrés; les deux vibrations principales ont donc une différence de marche nulle ou égale à λ. Il n'est pas possible à l'expérience de décider entre ces deux hypothèses; mais pour nous conformer à des idées théoriques qui seront bientôt discutées, nous admettrons que, *sous l'incidence rasante, la différence de marche est* λ.

Ainsi, sans rien décider sur le signe de x, les remarques précédentes indiquent que cette quantité est comprise entre $\frac{\lambda}{2}$ et λ; et comme le compensateur introduit une autre différence de marche a qui peut varier entre 0 et $\frac{\lambda}{2}$, la somme algébrique $(x+a)$ de ces deux quantités sera toujours comprise entre 0 et $\frac{3\lambda}{2}$, ne pouvant atteindre ces limites qu'aux incidences extrêmes, et, par suite, toutes les fois que la polarisation sera rétablie, la somme $x+a$ sera, ou $\frac{\lambda}{2}$, ou $\frac{2\lambda}{2}$:

$$x+a=\pm\left\{\begin{array}{l}\frac{\lambda}{2}\\ \frac{2\lambda}{2}\end{array}\right..$$

Si l'interférence totale est $\pm\frac{\lambda}{2}$, l'une des composantes du rayon polarisé reçu sur l'analyseur aura changé de signe en même temps que l'azimut du rayon réfléchi; si, au contraire, $x+a=\pm\frac{2\lambda}{2}$, l'azimut du rayon reste placé dans le même quadrant avant et après la réflexion. On saura donc, dans tous les cas, s'il faut faire usage de l'une ou de l'autre des deux équations

$$x+a=\pm\frac{\lambda}{2}, \qquad x+a=\pm\frac{2\lambda}{2}.$$

Quant à l'incertitude qui résulte du double signe, elle disparaîtra par l'examen des circonstances particulières aux substances que nous aurons à examiner, et nous allons voir que cette double solution correspond à deux cas différents, qui distingueront les substances que nous allons étudier.

J'opère d'abord sur une lame d'opale commune : l'expérience montre que la polarisation est parfaitement rectiligne sous l'incidence rasante, et qu'elle conserve ce caractère quand on diminue l'obliquité de la réflexion jusqu'à une incidence très-peu supérieure à l'angle de la polarisation maxima ; alors la frange commence à n'être plus située au milieu des deux fils, et on l'y ramène en faisant mouvoir le micromètre de la droite vers la gauche : la différence de marche a croît progressivement à mesure que l'incidence diminue, devient égale à $\frac{\lambda}{4}$ sous l'incidence principale, et atteint la valeur $\frac{\lambda}{2}$ pour une incidence très-peu inférieure.

D'après le sens du déplacement donné au compensateur, a est positif; de plus, les azimuts de polarisation du rayon réfléchi par la lame et transmis par le compensateur, ont le même signe qu'avant la réflexion, et, par suite, on a

$$x+a=\pm\frac{2\lambda}{2}, \qquad x=\pm\frac{2\lambda}{2}-a,$$

et l'on aura, pour les valeurs de x sous les trois incidences rasante, principale et normale,

$$\pm\frac{2\lambda}{2}, \quad \pm\frac{2\lambda}{2}-\frac{\lambda}{4}, \quad \pm\frac{2\lambda}{2}-\frac{\lambda}{2},$$

ou

$$+\lambda, \quad +\frac{3\lambda}{4}, \quad +\frac{\lambda}{2},$$

$$-\lambda, \quad -\frac{5\lambda}{4}, \quad -\frac{3\lambda}{2}.$$

L'hypothèse du signe —, ne satisfaisant pas aux conditions limites, devra être refusée.

On arrive à la même conclusion de la manière suivante : Commençons par l'incidence normale, et augmentons progressivement l'obliquité de la surface; la frange, d'abord placée dans sa position initiale, commence à se déplacer pour une certaine incidence, et se ramène entre les fils en faisant marcher le compensateur de la gauche vers la droite : a est alors négatif, et passe par les valeurs -0, $-\frac{\lambda}{4}$, $-\frac{\lambda}{2}$. L'azimut du rayon émergent, ramené à la polarisation plane, est alors de signe contraire à celui du rayon incident; il faut alors prendre la relation

$$x+a=\pm\frac{\lambda}{2},$$

dont on tire, pour les trois incidences rasante, principale et normale, les valeurs de x :

$$\lambda, \quad \frac{3\lambda}{4}, \quad \frac{\lambda}{2},$$

$$-0, \quad \frac{\lambda}{4}, \quad -\frac{\lambda}{2}.$$

En combinant cette série d'expériences avec la précédente, on trouve quatre solutions, dont deux sont communes; ce sont celles qui correspondent au signe $+$: tandis que les deux autres satisfont à une seule des deux séries; elles correspondent au signe $-$, et doivent être rejetées. Il faut donc conclure :

1°. Que x est positif, c'est-à-dire que le rayon polarisé dans le plan d'incidence est en avance sur le rayon polarisé perpendiculairement;

2°. Que la différence de marche augmente depuis l'incidence normale jusqu'à l'incidence rasante de $\frac{\lambda}{2}$ à λ, et prend la valeur $\frac{3\lambda}{4}$ pour l'angle de la polarisation maxima.

Voici les résultats de l'expérience sur l'opale de feu :

INCIDENCES.	MICROMÈTRE.	DÉPLACEMENT des franges.	DIFFÉRENCE de marche, x.	β.	RAPPORT des amplitudes.
° ′					
90. 0	19,70	0	+ 2,000	84.00	1,0000
60. 0	22,20	+ 2,50	+ 1,843	27.30	0,0738
59.45	22,50	+ 2,80	+ 1,810	24.30	0,0680
59.30	23,07	+ 3,37	+ 1,734	21.30	0,0617
59.15	23,46	+ 3,76	+ 1,703	19 30	0,0372
59. 0	23,92	+ 4,22	+ 1,666	18. 0	0,0331
58.45	24,65	+ 4,95	+ 1,609	16.30	0,0312
58.30	25,40	+ 5,70	+ 1,540	16. 0	0,0302
58.22	26,08	+ 6,32	+ 1,500	15. 0	0,0281
58.15	26,65	+ 6,95	+ 1,455	15.15	0,0287
58. 0	27,38	+ 7,68	+ 1,397	16.45	0,0316
57.45	28,14	+ 8,44	+ 1,337	17. 0	0,0321
57.30	28,47	+ 8,97	+ 1,295	19. 0	0,0362
57. 0	29,62	+ 9,92	+ 1,220	22.45	0,0441
56.30	30,34	+10,64	+ 1,163	30. 0	0,0620
56. 0	30,59	+10,89	+ 1,143	32.30	0,0670
0. 0	32,45	+12,70	+ 1,000	84. 0	1,0000

Dans ce tableau, les positions et les déplacements des franges sont exprimés en prenant pour unité le pas de la vis, qui est approximativement égal à un demi-millimètre, et les différences de marche sont calculées en fonction de la demi-longueur d'onde. On remarquera que les azimuts β, et par suite le rapport des amplitudes des deux composantes, ne passe pas par la valeur zéro, mais par une valeur minima égale à 15 degrés qu'elle atteint quand la différence de marche est égale à $\frac{3\lambda}{4}$. Il est ainsi bien évident que la polarisation ne devient jamais complète, et qu'elle est elliptique entre des incidences variant de 56 à 60 degrés, c'est-à-dire très-peu différentes de l'angle de polarisation.

Toutes les substances qu'on rencontre dans la nature ne suivent pas les lois que nous venons de reconnaître; il existe quelques corps qui se différencient des autres par un caractère optique aussi curieux qu'il était peu attendu; je prendrai cette fois pour exemple l'hyalite ou quartz hydraté transparent.

Quand on fait décroître l'incidence de 90 à 0 degré, la frange centrale sort de l'espace compris entre les fils, et pour l'y ramener il faut faire marcher le compensateur de gauche à droite; la différence de marche a est ainsi négative et croît de 0 à $\frac{\lambda}{2}$. L'azimut du rayon émergent est de même signe que celui du rayon incident, et l'équation

$$x = \pm \frac{2\lambda}{2} - a$$

donne successivement

$$+\lambda, \quad +\frac{5\lambda}{4}, \quad +\frac{3\lambda}{2},$$

$$-\lambda, \quad -\frac{3\lambda}{4}, \quad -\frac{\lambda}{2}.$$

L'hypothèse du signe — convient seule aux conditions posées pour les limites, et l'on doit conclure que la vibration polarisée dans le plan d'incidence a éprouvé non plus une avance, mais un retard qui passe numériquement par les mêmes valeurs λ, $\frac{\lambda}{2}$ aux limites d'incidence, et $\frac{3\lambda}{4}$

à l'incidence principale. Voici le détail des expériences :

Hyalite.

INCIDENCES.	POSITION du micromètre.	DÉPLACEMENT des franges.	DIFFÉRENCE de marche x.	β.	RAPPORT des amplitudes.
90° 0′	19,70	— 0,00	— 2,000	84° 0′	1,0000
56. 0	18,97	— 0,73	— 1,924	18. 0	0,0342
55.30	18,40	— 1,30	— 1,898	11.30	0,0214
55.15	17,77	— 1,93	— 1,850	5.37	0,0105
55. 0	15,15	— 4,55	— 1,641	4.22	0,0080
54.52	13,38	— 6,32	— 1,500	4. 6	0,0075
54.45	11,22	— 8,53	— 1,329	4.15	0,0078
54.30	9,30	— 10,45	— 1,177	8. 0	0,0148
54.15	8,82	— 10,93	— 1,140	10.56	0,0203
53.30	8,22	— 11,53	— 1,092	18.30	0,0352
0	7,05	— 12,70	— 1,000	84. 0	1,0000

Si l'on compare, dans les deux tableaux d'expériences que l'on vient de voir, les colonnes qui contiennent les indications du micromètre, on reconnaît qu'elles varient en sens inverse, c'est-à-dire que, pendant que dans l'opale la frange se déplace dans un sens, elle marche dans une direction opposée pour l'hyalite ; il est donc hors de doute que les différences de marche produites par la réflexion sont, pour chacune de ces substances, de signes opposés.

Il est convenable de distinguer par des noms différents les deux modes d'action que nous venons de reconnaître dans la réflexion de la lumière. Nous proposerons d'appeler *substances à réflexion positive,* celles qui, comme l'opale, avancent les nœuds de vibration de la composante polarisée dans le plan d'incidence, et nous désignerons sous le nom de *substances à réflexion négative,* celles qui retardent le rayon polarisé dans le plan d'incidence.

Mais, outre ces deux modes de réflexion dont je viens de parler, il en existe un troisième facile à prévoir ; c'est celui pour lequel les deux rayons composant le faisceau réfléchi conserveraient la même phase après la réflexion, et quoiqu'il soit le plus rare, et qu'on puisse le considérer comme un accident manifesté seulement dans des circonstances extrêmement particulières, cependant il se réalise pour quelques corps. Je n'en puis citer que deux. Le premier est un échantillon de ménilite, le second est un cristal d'alun taillé perpendiculairement à l'axe de l'octaèdre; encore ne pourrais-je affirmer qu'ils n'aient présenté quelques traces d'ellipticité dans la polarisation du rayon réfléchi: ce que je puis dire, c'est qu'elle était trop faible pour être mesurée.

Les nombreuses expériences que j'ai exécutées sur des substances, très-différentes par leur nature et par leur indice, m'autorisent à exprimer d'une manière générale l'action qu'elles exercent sur la lumière. Si on les suppose classées d'après les valeurs décroissantes de leur indice de réfraction, on trouve, à la tête de la liste, les métaux, où la polarisation du rayon réfléchi est elliptique depuis l'incidence normale jusqu'à l'incidence rasante, c'est-à-dire que la différence de marche croît d'une manière continue entre ces deux limites, depuis $\frac{\lambda}{2}$ jusqu'à λ. Arrivant aux substances transparentes, on trouve que la différence de marche varie encore d'une manière continue de $\frac{\lambda}{2}$ à λ entre deux incidences, la première plus petite, la seconde plus grande que l'angle de polarisation maxima, tandis qu'elle reste constante et égale à $\frac{\lambda}{2}$ ou à λ pour les incidences inférieures ou supérieures; par conséquent, la polarisation est rectiligne après la réflexion, en dehors de ces limites, et elliptique entre elles. A mesure que l'indice de réfraction diminue, ces limites se rapprochent généralement, diffèrent de moins en moins l'une de l'autre, et finissent par se confondre entre elles et avec l'incidence principale. Ce cas est réalisé pour une valeur de l'indice approximativement égale à 1,46. Alors le changement de phase de $\frac{\lambda}{2}$ à λ se fait brusquement : c'est le cas des formules de Fresnel. Toutes les substances rangées dans la première partie de la série sont à réflexion positive ; mais si nous continuons à faire décroître l'indice, nous voyons reparaître une différence de phase, mais avec une réflexion négative. Toutes les substances dont l'indice est plus petit que 1,46 paraissent se ranger dans cette catégorie ; cependant, je dois dire que les dispositions de mon appareil ne m'ayant pas permis de soumettre les liquides à ce genre d'épreuve, je n'ai pu opérer que sur un petit nombre de substances peu réfringentes, et si l'uniformité de l'action qu'elles présentent m'autorise à établir cette relation, leur petit nombre m'engage à la présenter avec toute la réserve possible, en attendant que des exemples plus nombreux viennent la confirmer ou l'infirmer.

La valeur de l'incidence principale est importante à connaître ; on s'était contenté jusqu'à présent de mesurer l'angle de polarisation par des procédés dont le plus simple consistait à faire réfléchir sur leur surface un rayon naturel, et à chercher l'angle qui le polarisait dans le plan d'incidence. Cette condition, qui n'est presque jamais réalisée complétement, mais qui paraît l'être à cause du peu de sensibilité de l'œil et du peu d'intensité de la lumière réfléchie, identifie l'angle de polarisation avec l'incidence principale, et permet de substituer au procédé que je viens de rappeler, la mesure incomparablement plus précise de l'incidence pour laquelle l'interférence est égale à $\frac{3\lambda}{4}$. On placera d'abord le compensateur de manière à produire entre les fils une différence de marche égale à $\frac{\lambda}{4}$, et l'on cherchera l'incidence pour laquelle la frange de polarisation rétablie se placera en leur milieu : ce sera l'incidence principale; et comme on sait que dans le voisinage de cet angle les moindres variations de l'inclinaison amènent un grand changement dans la différence de phase, la détermination se fera avec une exactitude parfaite.

Les expériences dont je viens de faire connaître le principe n'ont pas seulement pour but de mesurer les différences de marche des rayons réfléchis polarisés perpendiculairement et parallèlement au plan d'incidence, mais aussi le rapport de leurs amplitudes, et voici les résultats généraux auxquels on parvient. Pour toutes les substances à réflexion positive ou négative, ce rapport est égal à l'unité aux incidences normales et rasantes; il diminue à partir de chacune d'elles jusqu'à l'angle de polarisation, où il est minimum. On peut mesurer sa valeur sous cette incidence par la formule générale

$$k = \frac{\operatorname{tang} \beta}{\operatorname{tang} \alpha}.$$

Pour assurer l'exactitude des résultats, on polarisera successivement la lumière dans des azimuts différents, mais toujours très-grands, α, α', α''; on cherchera les valeurs de β correspondantes, et on conclura la valeur de k des moyennes données par la relation précédente.

Il résulte évidemment de ces remarques, que les lois de la réflexion ne pourront pas se déduire de la seule valeur de l'incidence principale, et qu'il faudra y introduire comme seconde constante le rapport des amplitudes k sous cet angle. On trouvera ces quantités dans le tableau qui termine ce Mémoire; on fera les observations suivantes.

Généralement, le rapport k diminue avec la valeur de l'indice, cependant l'examen du tableau montrera quelques exceptions à cette loi. Le spath, la tourmaline, la houille, certains flints dont les indices ne sont pas très-élevés, jouissent d'une polarisation très-elliptique; tandis que la blende, le diamant, le verre d'antimoine, le spinelle, réunissent à la propriété d'être très-réfringents, celle de polariser peu elliptiquement la lumière. Ce résultat, qui a provoqué les doutes de quelques personnes, ne présente pourtant aucune contradiction; il est vrai que depuis longtemps la polarisation elliptique a été constatée dans le diamant sans être soupçonnée dans le spath où elle est plus grande, mais il faut remarquer que le diamant réfléchit une très-grande proportion de lumière, grâce à son indice de réfraction élevé, tandis que le spath, où l'indice est plus faible, donne une plus petite quantité de lumière réfléchie. Pour comparer le degré d'ellipticité dans les deux substances, il faudrait d'abord ramener à l'égalité les rayons réfléchis, et l'épreuve ne serait pas douteuse.

Une loi expérimentalement découverte par M. Brewster, consacrée par les formules de Fresnel et vérifiée avec les soins les plus minutieux par Seebeck, a, jusqu'à présent, établi que la tangente de l'angle de polarisation est égale à l'indice de réfraction; cette loi s'applique encore, numériquement, à l'incidence principale; au moins ne suis-je pas à même de dire si les divergences que l'on observe peuvent être attribuées à l'inexactitude de la loi, ou aux altérations superficielles dont Seebeck a reconnu l'influence: je reviendrai d'ailleurs sur ce sujet.

Les nombres consignés dans le tableau ne doivent pas être considérés comme caractéristiques de chacune des substances nommées, mais seulement comme s'appliquant aux échantillons individuels que j'ai observés; j'ai pu reconnaître, il est vrai, qu'ils n'éprouvaient pas de grandes variations dans les corps dont l'état moléculaire et la composition chimique sont bien constants, mais certains autres offrent des changements remarquables, avec des modifications moléculaires; je dois citer le soufre, dont je n'ai pu trouver deux échantillons identiques, et qu'il sera intéressant de suivre dans ses transformations moléculaires, en les manifestant par des caractères optiques.

Les colorations d'une substance, les compressions ou les dilatations qu'elle éprouve, la trempe, le recuit, la nature du poli, et en général les variations quelconques qu'elle éprouve dans son état, sont autant de causes de variations des phénomènes optiques, que je me propose d'étudier en détail, me contentant pour le moment de signaler la loi générale, avant de la suivre dans ses diverses modifications.

J'ai cru devoir montrer par quelques exemples, que les corps transparents cristallisés n'échappent pas à la loi générale de la polarisation elliptique. Je les ai toujours taillés perpendiculairement à leur axe de symétrie. Il est à peine nécessaire de dire que chaque direction différente dans le cristal donne à l'expérience des résultats différents, et que la valeur des constantes est une fonction très-compliquée que la théorie mathématique et l'expérience doivent concourir à chercher.

§ III. — *Comparaison des résultats de l'expérience avec la théorie de M. Cauchy.*

Après Fresnel, et sans partir d'aucun postulatum hypothétique, M. Cauchy a publié, dans les *Comptes rendus de l'Académie* pour 1839, un résumé d'une théorie générale de la réflexion. Il appartient au savant géomètre de développer les principes qui l'ont dirigé, et de répondre ainsi au désir exprimé depuis si longtemps par les physiciens; je me bornerai, quant à moi, à discuter ses résultats et à les comparer à ceux de l'expérience.

Dans une première formule

$$(1)\qquad \frac{J^2}{I^2} = \tang^2 \varpi = \frac{\cos^2(i+r) + \varepsilon^2 \sin^2 i \sin^2(i+r)}{\cos^2(i-r) + \varepsilon^2 \sin^2 i \sin^2(i-r)},$$

ϖ est un azimut dont la tangente est égale au rapport des amplitudes des composantes du mouvement réfléchi, i et r ont leur signification ordinaire, et ε est une constante généralement très-petite, à laquelle nous donnerons le nom de *coefficient d'ellipticité*.

La différence de phase, δ, se calculera par les relations

$$(2) \qquad \delta = \delta' + \delta'' + \begin{cases} \pi, & \text{si } i + r < 90^\circ, \\ 0, & \text{si } i + r > 90^\circ. \end{cases}$$

$$\operatorname{tang} \delta' = \varepsilon \sin i \operatorname{tang}(i + r), \quad \operatorname{tang} \delta'' = \varepsilon \sin i \operatorname{tang}(i - r).$$

Si ε était nul, les formules précédentes deviendraient

$$\delta = \begin{cases} \pi, & \text{si } i + r < 90^\circ, \\ 2\pi, & \text{si } i + r > 90^\circ, \end{cases} \quad \operatorname{tang} \varpi = \frac{\cos(i + r)}{\cos(i - r)},$$

et l'on reproduirait la formule de Fresnel.

Lorsque M. Cauchy publia ces résultats, il était admis que le cas général de la réflexion était celui des substances polarisant complétement la lumière, et l'on ne connaissait qu'un très-petit nombre de corps très-réfringents à polarisation elliptique; admettant comme tous les physiciens ces lois expérimentales, M. Cauchy avait restreint ses formules et supposé $\varepsilon = 0$, puis remarquant qu'elles s'identifiaient avec celles de Fresnel, il en tirait un argument en faveur de leur exactitude; il les réservait donc dans toute leur généralité pour le cas supposé plus restreint dont le diamant offrait le type. Puisqu'il est démontré aujourd'hui que l'hypothèse d'une polarisation complète par réflexion est un simple accident, réalisé seulement dans des circonstances extrêmement rares, et avec des conditions toutes particulières de réfrangibilité, il faudra supprimer la restriction que M. Cauchy avait cru devoir apporter à ses formules, et leur attribuer une généralité qu'il ne soupçonnait pas alors. Nous devons d'ailleurs faire remarquer que si la théorie résumée par les formules précédentes ne décide pas la question de savoir quand la polarisation sera rectiligne ou elliptique, elle laisse également dans l'indétermination le signe de δ, et c'est l'expérience seule qui nous apprend que la différence de phase, quelquefois positive, peut devenir nulle accidentellement, ou prendre des valeurs négatives; ainsi, la théorie calcule le rapport des intensités et la différence de phase, au signe près, qu'elle ne fait pas connaître. Nous avons à chercher maintenant si elle reproduit numériquement les valeurs de ces quantités.

Dans la formule (1), le numérateur et le dénominateur étant égaux à la somme de deux carrés qui ne peuvent ni s'annuler en même temps, ni devenir infinis, tang ϖ ne sera jamais nulle, et le rayon polarisé dans le plan d'incidence ne sera jamais complétement éteint par la réflexion, seulement il diminuera en intensité quand $i+r$ s'approchera de 90 et atteindra, dans le voisinage de l'angle de polarisation, un minimum souvent très-voisin de o. En faisant croître ou décroître l'incidence à partir de cet angle, $\cos(i+r)$ augmentera, et les termes très-petits qui dépendent de ε pourront être supprimés au numérateur et au dénominateur, sans que la valeur de tang ϖ soit sensiblement altérée. La formule (1) se confondra donc avec celle de Fresnel, pour les incidences éloignées de l'angle de polarisation, et dans aucun cas elle n'en différera beaucoup.

Après avoir remplacé δ' et δ'', la différence de phase sera donnée par la relation

$$\frac{\varepsilon \sin i\,[\operatorname{tang}(i+r)+\operatorname{tang}(i-r)]}{1-\varepsilon^2\sin^2 i \operatorname{tang}(i+r)\operatorname{tang}(i-r)} = \begin{cases} \operatorname{tang}(\delta-\pi) & \text{si } i+r<90^\circ, \\ \operatorname{tang}\delta, & \text{si } i+r>90^\circ. \end{cases}$$

Lorsque $i=0$, $\delta=\pi$.

En faisant croître i, on augmente $i+r$ et $i-r$, et δ dépasse la valeur initiale π.

δ atteindra la valeur $\frac{3\pi}{2}$ quand i, continuant à croître, satisfera à la relation qui annule le dénominateur :

$$\operatorname{tang}(i+r) = \frac{1}{\varepsilon^2 \sin^2 i \operatorname{tang}(i-r)}.$$

tang $(i+r)$ sera positive et très-grande, $(i+r)$ sera donc un peu inférieur à $\frac{\pi}{2}$, ce qui revient à dire que tang i aura une valeur plus petite que n, mais très-voisine, ou que l'incidence principale sera un peu moindre que l'angle de polarisation déterminé par la loi de Brewster.

Quand $i+r=90^{\circ}$, on a tang $\delta=\frac{-1}{\varepsilon \sin i \operatorname{tang}(i-r)}$, δ sera devenue plus grande que $\frac{3\pi}{2}$ et très-voisine de cet angle.

Enfin, si l'incidence continue à augmenter jusqu'à 90 degrés, la valeur de tang δ restera négative, et δ prendra toutes les valeurs de $\frac{3\pi}{2}$ et 2π.

Les formules de M. Cauchy reproduisent, comme on le voit, toutes les circonstances générales des expériences; de plus, elles établissent une distinction entre l'incidence principale pour laquelle $\delta=\frac{3\pi}{2}$, et l'angle de polarisation qui satisfait à la loi de Fresnel tang $i=n$. La mesure directe de la différence entre ces deux angles serait à elle seule un argument décisif en faveur de la théorie; mais malheureusement cette différence, qui ne dépasse pas quelques secondes dans les cas les plus généraux, et qui atteint à peine dix-huit minutes pour le sulfure d'arsenic, échappe par sa petitesse à la précision de nos mesures. Pour décider la question, il faudrait, en effet, mesurer directement l'indice, et calculer i par la relation tang $i=n$, puis chercher l'angle i' par la condition que $\delta=\frac{3\pi}{2}$, et comparer i et i'. Outre la double erreur de ces deux déterminations, il faudrait apprécier celle qui résulte de l'état de la surface. Seebeck a reconnu, en effet, que la surface réfléchissante d'un corps n'est pas toujours identique à elle-même, qu'elle se modifie avec la nature des corps employés à la polir, et s'altère avec le temps d'une manière plus ou moins sensible, de sorte qu'il y a pour chaque substance deux indices distincts : l'un qui règle la réflexion, l'autre qui produit la réfraction. En présence de ces faits, je n'ai pas tenté de vérifications qui auraient pu paraître illusoires lors même qu'elles auraient été très-exactes, et qui auraient soulevé des objections dont la valeur m'est parfaitement démontrée.

Les deux constantes n et ε, dont la connaissance est nécessaire pour calculer les formules (1) et (2), peuvent se déduire de l'incidence principale i et du rapport des amplitudes k que nous avons déjà mesurés. On a, puisque $\delta = 90$ degrés,

$$\varepsilon^2 \sin^2 i = \frac{1}{\operatorname{tang}(i+r)\operatorname{tang}(i-r)}.$$

Remplaçant dans la valeur de $\operatorname{tang}^2 \varpi$,

$$k^2 = \frac{\cos^2(i+r) + \dfrac{\sin^2(i+r)}{\operatorname{tang}(i+r)\operatorname{tang}(i-r)}}{\cos^2(i-r) + \dfrac{\sin^2(i-r)}{\operatorname{tang}(i+r)\operatorname{tang}(i-r)}}$$

$$= \frac{\cos(i+r)\sin(i+r)}{\cos(i-r)\sin(i-r)} \, \frac{\sin(i+r)\cos(i-r) + \sin(i-r)\cos(i+r)}{\sin(i+r)\cos(i-r) + \sin(i-r)\cos(i+r)},$$

$$k^2 = \frac{\sin^2(i+r)}{\sin^2(i-r)};$$

en développant les sinus et réduisant,

$$\operatorname{tang} 2r = \frac{k^2-1}{k^2+1} \operatorname{tang} 2i,$$

d'où on aura r, par suite n, et la valeur de ε sera fournie par la formule

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{\sin^2 i \operatorname{tang}(i+r)\operatorname{tang}(i-r)}.$$

Mes expériences de vérification devaient porter sur un ensemble de corps choisis avec des indices de réfraction très-divers, depuis les plus grands jusqu'aux plus petits; ils devaient différer par leur nature, leur composition ou leur couleur, et satisfaire à la condition d'être diaphanes et parfaitement polis : j'en ai employé six, qui sont le sulfure d'arsenic, la blende transparente, le diamant, un flint dont l'indice est 1,714, un verre très-peu réfringent et la fluorine.

Voici d'abord un tableau d'expériences effectuées sur le sulfure d'arsenic ; l'échantillon qui me servait est peu coloré, parfaitement transparent et assez homogène. J'ai éclairé l'appareil dans ce cas, mais dans ce cas seulement, par une lampe Carcel convenablement munie de lentilles et de réflecteurs ; les franges normales du compensateur avaient alors une largeur (13,18) un peu plus grande que pour la lumière solaire. J'ai exprimé dans les troisième et quatrième colonnes du tableau, non pas la différence de phase, mais l'interférence des composantes réfléchies en fraction de la demi-longueur d'onde, ce qui revient au même, la première quantité étant toujours égale au produit de la seconde par π.

Sulfure d'arsenic transparent. $n = 2,454$ $\varepsilon = 0,0791$.

INCIDENCE.	DÉPLACEMENT des franges.	$\frac{\delta}{\pi}$ observé.	$\frac{\delta}{\pi}$ calculé.	DIFFÉRENCE.
85°	0,28	1,979	1,973	+ 0,006
83	0,51	1,962	1,961	+ 0,001
81	0,65	1,951	1,947	+ 0,004
79	0,97	1,927	1,929	— 0,002
77	1,32	1,901	1,907	— 0,006
75	1,61	1,879	1,875	+ 0,004
73	2,17	1,837	1,828	+ 0,009
72	2,66	1,800	1,795	+ 0,005
71	3,29	1,753	1,752	+ 0,001
70	4,06	1,694	1,696	— 0,002
69	5,17	1,611	1,623	— 0,012
68	6,34	1,523	1,563	— 0,040
67	7,53	1,433	1,450	— 0,017
66	8,45	1,364	1,369	— 0,005
65	9,40	1,292	1,304	— 0,012
64	9,95	1,251	1,253	— 0,002
63	10,23	1,230	1,217	+ 0,013
62	10,70	1,193	1,185	+ 0,008
61	11,02	1,170	1,168	+ 0,002
60	11,24	1,154	1,145	+ 0,009
58	11,60	1,127	1,115	+ 0,012
56	11,80	1,106	1,095	+ 0,011
54	12,10	1,090	1,089	+ 0,001
52	12,29	1,075	1,069	+ 0,006
50	12,59	1,052	1,059	— 0,007
48	12,67	1,046	1,052	— 0,006
46	12,71	1,043	1,045	— 0,002
44	12,83	1,034	1,040	— 0,006
42	12,95	1,025	1,034	— 0,009
40	12,97	1,024	1,030	— 0,006
30	13,04	1,018	1,015	+ 0,003

La série d'expériences suivante fait connaître, sous des incidences nombreuses, les valeurs calculées et observées de l'angle ϖ; la colonne des différences montre que l'accord est aussi satisfaisant que possible.

J'ai dit, en commençant ce Mémoire, que M. Brewster, sans tenir compte de la polarisation elliptique du diamant, avait fait réfléchir sur cette substance un rayon polarisé dans l'azimut de 45 degrés, et cherché quelles étaient les positions de l'analyseur qui réduisaient l'image extraordinaire à la moindre intensité; il mesurait alors, non pas des azimuts de polarisation complète, mais les directions du petit axe de l'ellipse d'oscillation dans le rayon réfléchi. Les lois de Fresnel n'étaient donc plus théoriquement applicables : cependant M. Brewster reconnut que les azimuts mesurés étaient numériquement représentés par la formule

$$\text{(3)} \qquad \operatorname{tang} A = \frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)}.$$

Il y avait là ou des erreurs d'expérience, ou une coïncidence remarquable, qui m'engagèrent à reprendre sur le sulfure d'arsenic les expériences que M. Brewster avait faites sur le diamant; je mesurai les azimuts A, je calculai ensuite la formule (3), et les valeurs calculées et observées furent sensiblement égales pour ce corps, comme elles l'avaient été déjà pour le diamant.

Pour ne laisser aucune obscurité sur ce point, il faut préalablement résoudre la question de savoir quelle est la nature de la polarisation du faisceau réfléchi; si elle est elliptique, il existe deux séries d'azimuts distincts par leur signification et leur valeur : les uns A, mesurés par M. Brewster, sont la direction du petit axe de l'ellipse dans le rayon réfléchi; les autres, représentés par les valeurs de ϖ, expriment par leur tangente le rapport des amplitudes. Si la polarisation est rectiligne, ces deux séries se confondent en une seule, qui possède à la fois les significations des deux précédentes, et qui satisfait théoriquement à la relation

$$\operatorname{tang} A = \operatorname{tang} \varpi = \frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)}.$$

Quand la polarisation est elliptique, les angles ϖ se calculent par la formule (1), les angles A par la relation suivante que j'ai démontrée (*Annales de Chimie et de*

Physique, 3e série, tome XIX) :

$$\text{tang } 2A = \text{tang } 2\varpi \cos \delta.$$

Il s'est trouvé, par une coïncidence dont il ne faut pas chercher de raison théorique, que cette relation donne, à très-peu de différence près, et quel que soit le degré d'ellipticité de la polarisation, les mêmes nombres que la formule de Fresnel. Celle-ci représente donc, d'une manière satisfaisante, les azimuts du petit axe de l'ellipse; mais dans aucun autre cas que celui d'une polarisation complète, elle ne peut servir à calculer ϖ : et pour n'avoir pas distingué, comme il fallait le faire, la nature de la polarisation du rayon réfléchi, on a commis une erreur grave, et cru à une démonstration qui n'était pas, il est vrai, jugée suffisante pour les substances très-réfringentes, mais qu'on acceptait pour les corps de petite réfrangibilité, quoiqu'elle ne fût pas moins illusoire.

Un coup d'œil jeté sur le tableau suivant confirmera ces raisonnements. On remarquera que les angles ϖ et A sont notablement différents les uns des autres dans le voisinage de l'incidence principale, que chacune de ces deux séries s'accorde avec la formule théorique, et que les valeurs de A, calculées par les formules de M. Cauchy et de Fresnel, sont, à très-peu près, égales entre elles.

A la suite de ce premier tableau, j'ai placé les séries d'expériences sur les autres substances que j'ai précédemment indiquées. Ces séries n'ont pas besoin de nouvelles explications; on remarquera seulement que si, dans la fluorine, la composante polarisée dans le plan d'incidence est en retard sur sa congénère, la différence de phase n'en suit pas moins, au signe près, les mêmes variations que dans les substances à réflexion positive. On verra aussi que, quand le coefficient d'ellipticité diminue, l'ensemble des angles d'incidence pour lesquelles la différence de phase est sensible, se resserre entre des limites de plus en plus rapprochées, et qui se confondent avec l'angle de polarisation quand k devient nul.

Sulfure d'arsenic. — Rapport des amplitudes.

INCIDENCE	ϖ = ARC TANG $\frac{J}{I}$ observé.	ϖ = ARC TANG $\frac{J}{I}$ calculé.	DIFFÉRENCE	AZIMUT A DU PETIT AXE DE L'ELLIPSE observé.	AZIMUT A, calculé par la formule de M. Cauchy.	AZIMUT A, calculé par la formule de Fresnel.
84°	31°.40′	32°.20′	−0°.40′	32.35	33. 7	32.10
82	27.10	28. 4	−0 54	27. 5	27.56	27.19
80	24.10	23.58	+0.12	23.25	23 41	23. 4
78	20.. 0	20. 3	−0. 3	19.15	19.35	18.56
76	16.20	16.19	+0. 1	15.10	15.28	14.55
74	12.33	12.43	−0.10	11.25	11.12	11. 2
72	9.22	9.43	−0.21	8.22	7.53	7.18
70	8 30	8. 9	+0.21	4.52	5. 5	3.42
68	6.56	6. 3	+0.53	0.52	1. 2	1.21
66	6.46	6.27	+0.19	2.30	2.36	2.52
64	8.46	8.10	+0.36	5.10	5.47	6. 6
62	10.33	10 24	+0. 9	8.45	8.39	9. 3
60	11.30	12.42	−0.12	12. 0	11.33	11.45
58	15.40	15.10	+0.30	14. 5	14.20	14.30
56	17.33	17 29	+0. 4	17.10	16.53	16.59
54	19.55	19.46	+0. 9	19.25	19.19	19.20
52	21.36	21.50	−0.14	21.15	21.19	22. 0
50	23.18	23.53	−0.35	23.41	23.35	23.39
48	26.30	25.44	−0.14	25.50	25.33	25.34
40	32.40	32 12	+0.28	32.25	32. 8	32.10

Blende transparente. $n = 2,371$ $\varepsilon = 0,0296$.

(Azimut de polarisation primitive, 84 degrés.)

INCIDENCE.	DÉPLACEMENT des franges.	INTERFÉRENCE observée.	INTERFÉRENCE calculée.	DIFFÉRENCE	AZIMUT rétabli.	ϖ observé.	ϖ calculé.	DIFFÉR.
76° 0′	0,57	+1,955	+1,951	+0,004	70°15′	16°18′	17°57′	−0°39′
74. 0	0,81	+1,936	+1,941	−0,005	64.45	13.34	13.48	−0.14
72. 0	1,25	+1,912	+1,913	−0,001	54.15	8.19	8.50	−0.31
70. 0	1,80	+1,859	+1,855	+0,004	42 0	5.24	5.30	−0. 6
69. 0	2,75	+1,784	+1,793	−0,009	34. 0	4. 3	4. 1	+0. 2
68. 0	4,06	+1,681	+1,676	+0,005	26.30	3. 0	2.52	+0. 8
67.30	5,16	+1,594	+1,586	+0,008	23.37	2.38	2.32	+0.61
67. 0	6,68	+1,471	+1,481	−0,010	22.55	2.33	2.26	+0. 7
66 30	7,87	+1,380	+1,380	″	25.23	2.51	2.37	+0.14
66. 0	8,99	+1,292	+1,300	−0,008	28.45	3.18	2.59	+0.19
65.30	9,57	+1,246	+1,241	+0,005	32. 0	3 44	3.37	+0 7
65. 0	10,00	+1,212	+1,199	+0,013	37.25	4.36	4. 8	+0.28
64. 0	10,78	+1,151	+1,145	+0,006	43. 0	5.21	5.27	−0. 6
63. 0	11,13	+1,124	+1,113	+0,011	50.15	7.12	6.51	+0.21
62. 0	11,55	+1,090	+1,092	−0,002	54.30	8.23	8.15	+0. 7
61. 0	11,75	+1,075	+1,076	−0,001	59.15	10. 1	9.38	+0.23
60. 0	11,83	+1,068	+1,067	+0,001	61.45	11. 4	10.55	+0. 9

Diamant. $n = 2,434$ $\varepsilon = 0,0180$.

(Azimut de polarisation primitive, 84 degrés.)

INCIDENCES	DÉPLACEMENT des franges	INTERFÉRENCE observé.	INTERFÉRENCE calculé.	DIFFÉRENCE	AZIMUT rétabli.	ϖ observé.	ϖ calculé.	DIFFÉR.
75°. 0′	0,48	+1,962	+1,970	−0,008	66°.22′	13°.30′	13°.17′	+0°.13′
74. 0	0,59	+1,955	+1,964	−0,009	64. 7	12.13	11.23	+0.50
73. 0	0,67	+1,948	+1,956	−0,008	58.37	9.46	9.43	+0. 3
72. 0	0,77	+1,940	+1,942	−0,002	52.15	7.44	7.42	+0. 2
71. 0	0,92	+1,928	+1,928	″	45.22	5.53	5.56	−0. 3
70. 0	1,31	+1,897	+1,897	″	34.52	4.11	4.14	−0. 3
69.30	1,68	+1,868	+1,872	−0,004	31.57	3.45	3.25	+0.20
69. 0	2,21	+1,826	+1,829	−0,003	26. 7	2.57	2.18	+0.39
68.30	2,93	+1,769	+1,758	+0,011	18.45	2. 3	1.58	+0. 5
68. 0	4,57	+1,640	+1,629	+0,011	14. 0	1.30	1.28	+0. 2
67.55	6,05	+1,545	+1,538	+0,007	13. 2	1.23	1.22	+0. 1
67.30	7,15	+1,437	+1,441	−0,004	12.52	1.22	1.23	−0. 1
67.15	8,19	+1,363	+1,354	+0,009	14.37	1.34	1.32	+0. 2
67. 0	9,13	+1,288	+1,286	+0,002	16.22	1.45	1.43	+0. 2
66.30	10,14	+1,202	+1,197	+0,005	21.35	2.23	2.20	+0. 3
66. 0	10,73	+1,155	+1,147	+0,008	27.35	3. 9	3. 1	−0. 7
65. 0	11,37	+1,105	+1,097	+0,008	35.45	4.20	4.29	−0. 9
64. 0	11,77	+1,073	+1,071	+0,003	43.40	5.46	5.58	+0.12
63. 0	11,90	+1,063	+1,057	+0,006	51.45	7.36	7.26	+0.10
62. 0	12,10	+1,047	+1,047	″	54.15	8.18	8.54	−0.36
61. 0	12,17	+1,042	+1,039	+0,003	59.15	10. 1	10.17	−0.16
60. 0	12,29	+1,032	+1,034	−0,002	62.53	11.35	11.34	+0. 1

Flint (indice 1,714). $n = 1,714$ $\varepsilon = 0,0170$.

(Azimut de polarisation incidente, 77°,30.)

INCIDENCES	DÉPLACEMENT des franges	INTERFÉRENCE observé.	INTERFÉRENCE calculé.	DIFFÉRENCE	AZIMUT rétabli.	ϖ observé.	ϖ calculé.	DIFFÉR.
65°.15'	0,52	+1,959	+1,965	−0,006	33°.15'	8°.16'	8°.31'	−0°.15'
64. 0	0,65	+1,947	+1,957	−0,010	29.15	7. 5	7. 2	+0. 3
63. 0	0,78	+1,939	+1,940	−0,001	24 30	5.46	5. 9	+0.35
62. 0	0,98	+1,923	+1,913	+0,010	17.52	4. 5	3.37	+0 28
61. 0	1,56	+1,877	+1,842	+0,035	12.15	2.45	2.10	+0.35
60.30	2,02	+1,841	+1,788	+0,053	9.10	2. 3	1.31	+0.32
60. 0	4,56	+1,640	+1,623	+0,017	5.31	1.13	1. 3	+0.10
59.30	7,58	+1,401	+1,382	+0,019	4.47	1. 4	1. 3	+0. 1
59. 0	9,92	+1,217	+1,223	−0,006	6.45	1.30	1.30	"
58.30	10,50	+1,167	+1,149	+0,018	8.47	1.58	2. 8	−0.10
58. 0	11,45	+1,108	+1,100	+0,008	12.14	2.45	2.50	−0. 5
57. 0	11,88	+1,064	+1,071	−0,007	17.42	4. 3	4 17	−0.14
56. 0	12,10	+1,043	+1,052	−0,009	23.15	5.26	5.46	−0 20
55. 0	12,17	+1,039	+1,041	−0,002	29. 0	7. 0	7. 3	−0. 3
54. 0	12,31	+1,036	+1,034	+0,002	33.52	8.27	8 40	−0.23
53. 0	12,34	+1,026	+1,027	−0,001	38.45	10. 5	10. 6	−0. 1

Verre. $n = 1,487$ $\varepsilon = 0,00752$.

(Azimut de polarisation primitive, 84 degrés.)

INCIDENCES	DÉPLACEMENT des frange'	INTERFÉRENCE observée.	INTERFÉRENCE calculée.	DIFFÉRENCE	AZIMUT rétabli. β	ϖ observé.	ϖ calculé.	DIFFÉR.
61°. 0′	0,23	+1,981	+1,985	−0,004	51°55′	7°.38′	7°.41′	−0°. 3′
60. 0	0,28	+1,978	+1,980	−0,002	45.24	6. 5	5.29	+0 36
59. 0	0,32	+1,985	+1,973	+0,002	37.40	3. 9	4.40	−1.31
58. 0	0,53	+1,958	+1,970	−0,012	26.45	3. 2	3 50	−0.48
57.30	0,64	+1,949	+1,945	−0,004	20.26	2.15	2.15	"
57.15	0,82	+1,935	+1,934	+0,001	17. 2	1.51	1.52	−0. 1
57. 0	0,97	+1,913	+1,917	−0,004	14.56	1.36	1.12	+0.24
56.45	1,30	+1,898	+1,888	+0,010	11.17	1.12	1. 7	+0. 5
56.30	1,96	+1,846	+1,837	+0,009	8. 7	0.52	0.47	+0. 5
56.15	3,98	+1,686	+1,681	+0,005	4.37	0.29	0.28	+0. 1
56. 0	7,36	+1,420	+1,396	+0,024	3.22	0.21	0.22	−0 1
55.45	9,87	+1,223	+1,159	+0,064	5.15	0.33	0.39	−0. 6
55.30	10,91	+1,141	+1,127	+0,014	8.32	0.54	0.59	−0. 5
55.15	11,62	+1,085	+1,085	"	11.52	1.16	1. 9	+0. 7
55. 0	11,96	+1,058	+1,061	−0,003	16. 0	1.43	1.44	−0. 1
54.30	12,12	+1,046	+1,048	−0,002	23 3	2.34	2.30	+0. 4
54. 0	12,25	+1,036	+1.037	−0,001	27.38	3. 9	3.17	−0. 8
53.30	12,29	+1,032	+1,029	+0,003	33.56	4. 3	4. 3	"

Fluorine. $n = 1,441$ $\varepsilon = 0,00969$.

(Azimut de la polarisation primitive, 84 degrés.)

INCIDENCES	DÉPLACEMENT des franges.	INTERFÉRENCE observée.	INTERFÉRENCE calculée.	DIFFÉR.	AZIMUT rétabli. β	ϖ observ.	ϖ calculé	DIFFÉR.
60.° 0′	— 0,18	—1,986	—1,980	—0,006	52.° 7′	7.°41′	7.°29′	+0.°12′
57.30	— 0,55	—1,957	—1,956	—0,001	32.30	3.50	3.35	+0.15
57 0	— 0,73	—1,943	—1,944	+0,001	25.52	2.55	2.45	+0.10
56.30	— 1,07	—1,916	—1,923	+0,007	18.18	1.59	2. 2	—0. 3
56. 0	— 1,68	—1,868	—1,876	+1,008	13. 0	1.23	1 17	+0. 6
55.45	— 2,19	—1,819	—1,822	+0,003	8.10	0.52	0.55	—0. 3
55.15	— 6,83	—1,463	—1,499	+0,036	6. 0	0.38	0.33	+0 5
55. 0	— 9,34	—1,265	—1,282	+0,017	6 35	0.42	0.37	+0. 5
54.45	—10,47	—1,175	—1,175	″	9.15	0.59	0.55	+0. 4
54.30	—11,11	—1,125	—1,123	—0,002	11.38	1.14	1.17	—0. 3
54.15	—11,44	—1,099	—1,094	—0,005	15.15	1.38	1.39	—0. 1
54. 0	—11,70	—1,078	—1,076	—0,002	20. 0	2.11	2. 7	+0 4
53.30	—11,95	—1,059	—1,055	—0,004	26.45	3. 2	2.48	+0.14
53. 0	—12,17	—1,051	—1,042	—0,009	32. 0	3.45	3.35	+0.10

Après avoir montré que les modifications apportées par la réflexion dans l'amplitude et la phase du faisceau réfléchi sont fonction de deux constantes, il est nécessaire d'en déterminer la valeur pour un grand nombre de substances en introduisant dans les mesures toute l'exactitude possible ; c'est ce qui me reste à expliquer.

J'ai montré comment on pouvait trouver l'incidence principale i et le rapport des amplitudes k sous cet angle. Ces deux quantités, qui peuvent être considérées comme les constantes expérimentales de la réflexion, servent à calculer les constantes théoriques n et ε au moyen des relations que j'ai également fait connaître :

$$\tang 2r = \frac{k^2 - 1}{k^2 + 1} \tang 2i, \qquad \varepsilon^2 = \frac{1}{\sin^2 i \tang(i+r) \tang(i-r)}.$$

Dans le cas où k est très-petit, l'erreur commise en mesurant l'azimut qui le détermine, erreur constante, quelle que soit la grandeur de cet azimut, pourrait fausser k d'une quantité comparable à k lui-même, et, par suite, la détermination de ε n'aurait qu'une exactitude très-restreinte. Pour augmenter la précision, j'ai toujours ajouté à celui-ci un autre mode de détermination qui présente plus de chance d'exactitude.

J'ai toujours mesuré la différence de phase δ sous un grand nombre d'incidences afin d'en déduire ε, en acceptant comme premier degré d'approximation les valeurs de n et ε trouvées par la méthode précédente.

Je calcule, au moyen de ces valeurs,

$$\tang \delta'' = \varepsilon \sin i \tang(i-r).$$

δ'' est toujours très-petit, compris entre 10 et 20 minutes, et presque constant, quelle que soit l'incidence.

On mesure δ sous une incidence quelconque i, et l'on a

$$\tang \delta' = \tang(\delta - \delta'') = e \sin i \tang(i+r).$$

Dans le voisinage de l'incidence principale, δ' est beaucoup plus grand que δ'', et, par suite, les erreurs commises dans le calcul de δ'' affecteront d'une quantité peu notable l'angle $\delta - \delta''$; on tirera enfin

$$\varepsilon = \frac{\text{tang}\,(\delta - \delta'')}{\sin i \log (i + r)}.$$

Cette relation fera connaître autant de valeurs de ε qu'on aura fait de déterminations de δ. On a, par ce moyen, l'avantage de multiplier les observations, de prendre des moyennes entre les divers résultats, et de vérifier implicitement, par la constance des valeurs de ε, les lois générales de la différence de phase sur toutes les substances employées. Toutes les valeurs de ε inscrites au tableau final résultent de huit ou dix observations faites de cette manière.

Le tableau final qu'on va voir renferme, vis-à-vis les noms des substances employées, d'abord, les incidences principales et le rapport k des amplitudes sous cet angle : ce sont les deux constantes expérimentales que nous avons déjà discutées dans la première partie de ce Mémoire, ensuite les valeurs de ε, déduites de toutes les mesures prises ; enfin les indices de réfraction tirés des expériences de réflexion, et mesurés directement. J'ai fait cette détermination directe dans tous les cas où la transparence des substances me l'a permis, et j'ai marqué d'un astérisque tous les résultats. J'ai inscrit également les indices mesurés par divers auteurs pour tous les corps qui ne m'appartenaient pas, ou que je ne pouvais tailler en prismes à cause de leur petite dimension. Les indices trouvés par ces deux méthodes diffèrent d'une quantité très-faible, si l'on songe au peu de précision que comportent les mesures des angles de polarisation principale.

Tableau des constantes de la polarisation elliptique sur diverses substances.

	I	k	ε	n	
Substances positives.					
Sélénium	68°. 5′	0,1750	0,1200	2,605	″
Houille	59.17	0,1022	0,1158	1,701	″
Tourmaline	58.25	0,0829	0,0864	1,645	1,668
Litharge	64. 0	0,0945	0,0825	2,076	″
Réalgar	67.26	0,0850	0,0791	2,454	2,420*
Spath perpendiculaire à l'axe	59. 0	0,059	0,0606	1,675	1,654
Anthracite	59.42	0,0545	0,0548	1,720	″
Strass bleu foncé	57.53	0,0437	0,0492	1,597	″
Flint Mathiessen A	59.14	0,0349	0,0365	1,683	″
Acide arsénieux	59.24	0,0349	0,0332	1,692	″
Blende	67. 6	0,0420	0,0296	2,371	2,369
Flint Faraday B	60.16	0,0287	0,0285	1,755	″
Verre d'antimoine	63.34	0,0290	0,0258	2,013	2,010*
Borate de plomb	61.16	0,0266	0,0256	1,825	1,866
Bitume de Judée	57.38	0,0250	0,0252	1,579	″
Cornaline	56.53	0,0213	0,0245	1,534	″
Verre vert	56.46	0,0199	0,0218	1,527	″
Colle-forte	56.28	0,0184	0,0199	1,509	1,520*
Résine d'aloès	58.18	0,0181	0,0197	1,619	1,634
Diamant	67.30	0,0190	0,0180	2,434	2,439
Flint Guinant C	59.44	0,0180	0,0170	1,714	1,710*
Topaze	58.36	0,0154	0,0161	1,638	1,638
Strass incolore D	57 53	0,0135	0,0158	1,593	1,580*
Béryl perpendiculaire à l'axe	57.21	0,0133	0,0145	1,560	1,598
Flint E	58.12	0,0114	0,0120	1,613	1,614*
Grenat	60.30	0,0111	0,0110	1,767	″
Quartz	56.50	0,0102	0,0112	1,530	1,547
Succin	56.50	0,0098	0,0107	1,530	1,547
Diopside	54. 2	0,0095	0,0106	1,378	″
Strass vert	58.36	0,0084	0,0089	1,638	1,620*
Copal	56.48	0.0084	0,0092	1,528	1,535
Strass rose foncé	58.17	0,0083	0,0088	1,618	1,618*
Verre rouge	56. 8	0.0076	0,0085	1,490	″
Gomme arabique	56. 3	0,0071	0,0082	1,480	1,476
Flint E	57.40	0,0076	0,0082	1,579	1,574*
Alun	55.22	0,0065	0,0075	1,448	1,457
Verre	56. 5	0,0060	0,0075	1,487	″
Colophane	55.15	0,0086	0,0070	1,545	1,543
Substances neutres.					
Alun perpend. à l'axe de l'octaèd.	55. 0	0,0000	0,0000	1,428	″
Menilite	56. 0	0,0000	0,0000	1,482	″
Substances négatives.					
Silex résinite bleu	55.13	0,0052	0,0059	1,439	″
Fluorine	55.15	0,0084	0,0097	1,441	″
Hyalite	54 52	0,0064	0,0074	1,421	″

Conclusions.

Je me suis proposé, dans ce Mémoire, de montrer :

1°. Que la presque totalité des substances solides polarisent incomplétement la lumière ;

2°. Qu'elles transforment la polarisation rectiligne du faisceau incident en une polarisation elliptique ;

3°. Que la différence de phase des composantes du mouvement réfléchi, en passant par les incidences rasante, principale et normale, prend les valeurs 2π, $\frac{3\pi}{2}$, π ;

4°. Que les lois de la réflexion dépendent de deux constantes, dont l'une est l'indice de réfraction, l'autre le coefficient d'ellipticité ;

5°. Que toutes les substances dont l'indice de réfraction est supérieur à (1,46), avancent la phase du rayon composant polarisé dans le plan d'incidence ;

6°. Que toutes les substances ayant un indice plus petit retardent, au contraire, la phase de ce rayon ;

7°. Qu'il existe certains corps dont l'indice de réfraction est sensiblement égal à (1,46) pour lesquels il n'y a ni retard ni avance relatifs de la phase des deux composantes du rayon réfléchi, qui polarisent la lumière rectilignement, et forment le passage entre les deux catégories précédentes ;

8°. Que les formules proposées par M. Cauchy pour représenter la réflexion du diamant s'appliquent indistinctement à tous les corps de la nature, tandis que celles de Fresnel ne sont justifiées que dans le cas particulier de la polarisation rectiligne ;

9°. J'ai recherché, pour un grand nombre de substances, la valeur des deux constantes qui règlent la réflexion.

RECHERCHES SUR LES BASES ORGANIQUES VOLATILES;

PAR M. A.-W. HOFMANN,

Professeur au Collége royal de Chimie, à Londres.

TROISIÈME MÉMOIRE (1).

Action des chlorure, bromure et iodure de cyanogène sur l'aniline.

Mélaniline. — Le premier but de mes expériences au sujet de l'action du cyanogène sur l'aniline était la formation et l'étude d'une base organique correspondant à la chloraniline, à la bromaniline, à l'iodaniline et à la nitraniline.

Ces expériences ont démontré que le composé en question ne peut être obtenu de la manière indiquée, mais que le cyanogène se combine directement avec l'aniline.

La production de ce corps me parut cependant d'un intérêt suffisant, pour m'encourager à y appliquer quelques autres méthodes qui me faisaient espérer un résultat différent.

L'idée me vint naturellement d'essayer l'action du cyanogène combiné avec un élément possédant une grande affinité pour l'hydrogène. Il me semblait, en effet, pouvoir par là éliminer l'hydrogène, dont la place serait alors remplie par le cyanogène.

Le chlorure gazeux de cyanogène de M. Gay-Lussac et le bromure correspondant du même corps de M. Sérullas, me parurent être des composés propres à produire l'effet désiré.

---

(1) *Voyez* le premier Mémoire : Action du cyanogène sur l'aniline, la toluidine et la camidine, tome XXIV, page 67; et le second : Action de l'iode sur l'aniline, tome XXV, page 230 (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, 1848-1849).