

## Polarisation rotatoire

par Michel HENRY,

Université Pierre et Marie Curie  
4, place Jussieu, 75230 Paris.

---

### I) INTRODUCTION.

La quasi totalité des phénomènes lumineux peuvent être décrits à l'aide d'un modèle simple de la lumière : une grandeur scalaire variant périodiquement dans l'espace et au cours du temps. Toutefois, ce modèle ne permet pas d'interpréter les effets de polarisation, liés à la propagation de la lumière dans les milieux à symétrie réduite. Il doit être complété par l'adjonction d'un caractère vectoriel transversal. L'une des manifestations de ce caractère vectoriel est l'activité optique, dite aussi biréfringence circulaire, dont l'étude est l'objet de la polarisation rotatoire.

Je vais indiquer ici les caractéristiques essentielles de l'activité optique, puis décrire un certain nombre d'expériences réalisables avec un matériel simple et permettant d'en observer la majeure partie.

L'existence de l'activité optique peut être signalée en Terminale D, à propos de l'étude de la stéréo-isomérie, mais son étude, même sommaire, est tout à fait hors programme.

### II) RAPPEL HISTORIQUE.

Vers 1665, un explorateur revint d'un voyage en Islande. Il avait naturellement rapporté un grand nombre d'objets étranges, parmi lesquels une pierre transparente, un cristal, qu'il donna au Danois Erasme BARTHOLIN. Ce cristal avait la bizarre propriété de donner deux images d'un même objet. Qui plus est, la rotation du cristal entraînait l'une des images, mais laissait l'autre immobile.

Quelques années plus tard, Christiaan HUYGENS découvrit une nouvelle caractéristique, au moins aussi curieuse : par superposition de deux cristaux, il obtenait quatre images dont la luminosité variait avec la position relative des cristaux. La polarisation de la lumière était découverte mais pas encore baptisée,

privilège qui échut à MALUS, reprenant une analogie suggérée par NEWTON.

Bien plus tard, vers 1810, ARAGO remarqua les magnifiques couleurs présentées par de minces lames cristallines. Entre autres, il observa des lames de quartz taillées perpendiculairement à l'axe de symétrie. Ces lames étaient colorées, elles aussi, mais ne se comportaient pas comme les autres : aucune variation de couleur ne se manifestait quand ARAGO les faisait tourner dans leur plan. Bien plus, il n'était pas possible d'y mettre en évidence des directions privilégiées comme celles du spath ou du mica. En fait, tout se passait comme si la lame se contentait de faire tourner le plan de polarisation de la lumière incidente.

En 1817, BIOT retrouva le même phénomène dans des substances amorphes, non cristallisées : l'essence de térébenthine, les solutions de divers sucres... etc. Il fallut bien se rendre à l'évidence, cette polarisation-là ne ressemblait à rien de connu. Biot se mit au travail et finit par dégager un certain nombre de lois expérimentales, que nous passerons en revue dans le paragraphe suivant.

Les premières interprétations de l'activité optique furent naturellement phénoménologiques. A l'inutilement compliquée polarisation mobile, formulée en 1816 par BIOT, partisan déterminé de la théorie de l'émission de NEWTON, succéda l'interprétation cinématique proposée vers 1820 par FRESNEL, dans la droite ligne de son modèle ondulatoire de la lumière. Cette interprétation rend si bien compte des phénomènes qu'elle est encore enseignée de nos jours.

Dès cette époque, BIOT avait reconnu la nécessité d'attribuer le pouvoir rotatoire aux molécules des corps actifs. Ce fut le début d'une longue série d'expériences où s'illustrèrent les meilleurs physiciens de l'époque, parmi lesquelles nous ne retiendrons que celles de PASTEUR sur les acides tartriques, qui devaient conduire VANT'HOFF à sa théorie du carbone asymétrique.

Pour atteindre le niveau moléculaire, il fallut attendre la théorie formulée en 1892 par DRUDE et basée sur le modèle classique de LORENTZ de l'interaction entre la lumière et les électrons. Cette théorie fut reprise et précisée par OSEEN en 1915, BORN en 1918 et de MALLEMAN en 1927. A peu près à la même époque, fut établie l'interprétation quantique de l'activité optique, par ROSENFELD en 1928, puis par CONDON en 1937.

De nos jours, l'étude de l'activité optique a perdu beaucoup de son importance, mais elle reste un moyen d'investigation très apprécié, tant dans l'industrie qu'au laboratoire.

### III) LOIS GENERALES DE L'ACTIVITE OPTIQUE.

Elles sont dues, pour l'essentiel, à BIOT et peuvent être formulées comme suit :

a) certains corps isotropes, transparents, traversés par un faisceau de lumière monochromatique polarisée rectilignement font tourner le vecteur lumineux autour de la direction de propagation du faisceau. Cette loi est également vérifiée par des cristaux du système cubique ou même des cristaux biréfringents, dans la direction des axes optiques ;

b) la rotation du vecteur lumineux peut s'effectuer vers la droite (sens des aiguilles d'une montre) ou vers la gauche (sens inverse), pour un observateur *recevant* le faisceau lumineux. Le milieu est dit dextrogyre dans le premier cas, lévogyre dans le second. La plupart des substances actives présentent les deux variétés (fig. 1) ;

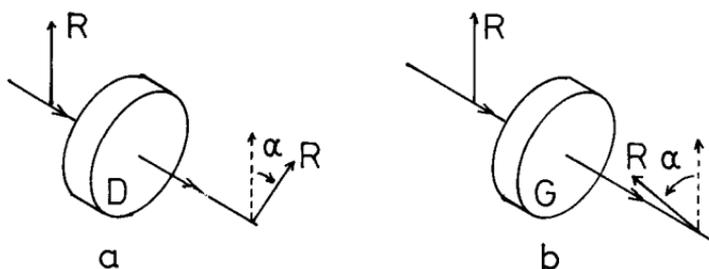


Fig. 1. — a) Action d'une substance dextrogyre D.

b) Action d'une substance G lévogyre.

R : Direction de vibration de la lumière.

$\alpha$  : Angle de rotation.

c) l'angle de rotation dépend de la longueur d'onde, ce qui constitue le phénomène de dispersion rotatoire. L'angle croît en général du rouge au violet, comme l'inverse du carré de la longueur d'onde en première approximation. Cette loi souffre toutefois diverses exceptions, comme l'acide tartrique ;

d) l'angle de rotation est proportionnel à l'épaisseur traversée. Le *pouvoir rotatoire* est défini par les formules ci-après (elles sont accompagnées des unités pratiques utilisées) :

Pour un cristal, le pouvoir rotatoire est simplement :

$$\rho = \frac{\alpha}{l}$$

rapport de l'angle de rotation à l'épaisseur traversée. L'angle est exprimé en degrés et fractions décimales de degré, l'épaisseur en millimètres.

Pour un liquide pur, le pouvoir rotatoire est donné par la relation :

$$\varrho = \frac{\alpha}{ld}$$

où  $\alpha$  est l'angle de rotation, mesuré en degrés et fractions décimales de degré,  $l$  la longueur traversée, exprimée en décimètres, et  $d$  la masse volumique du liquide exprimée en g/cm<sup>3</sup>.

Pour une solution de concentration  $c$ , exprimée en grammes de substance active par centimètre cube de mélange, le pouvoir rotatoire est donné par l'expression :

$$\varrho = \frac{\alpha}{lc}$$

où  $\alpha$  et  $l$  sont exprimés dans les mêmes unités que pour un liquide pur.

Le pouvoir rotatoire dépend de la substance active, et dans certains cas du solvant, par le biais de la formation d'associations moléculaires. Par contre, il est à peu près indépendant de la concentration et de la température, du moins en première approximation. Nous avons déjà signalé qu'il dépendait fortement de la longueur d'onde.

Pour un mélange, l'angle de rotation est la somme des angles que produirait chaque composant pris isolément, avec la concentration qui est la sienne dans le mélange.

Notons enfin le pouvoir rotatoire moléculaire, défini par :

$$\varrho_M = \frac{M}{100} \varrho$$

où  $M$  est la masse molaire du composé actif, exprimée en g.

Il résulte de ces lois que la mesure de l'angle  $\alpha$  de rotation permet d'identifier la substance, si l'on connaît sa concentration ou, inversement, de déterminer la concentration d'une substance connue. C'est là le domaine de la polarimétrie.

Le tableau donne, à titre indicatif, quelques valeurs de  $\varrho$  pour diverses substances (en unités pratiques).

Tableau :

## POUVOIRS ROTATOIRES

Valeurs pour la raie D du sodium ( $\lambda = 589$  nm).

## a) CRISTAUX.

Substance	( $\rho$ )	(deg/mm)
Quartz ( $\text{SiO}_2$ )	$\pm 21,7$	
Chlorate de sodium ( $\text{ClO}_3\text{Na}$ )	$\pm 3,14$	
Cinabre ( $\text{HgS}$ )	$\pm 32,5$	
Camphre de Matico	$\pm 1,92$	

## b) SOLUTIONS.

Substance	Concentration ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	$\rho$ [deg. $\text{cm}^3/(\text{dm. g})$ ]
Camphre + éthanol	$7,9 \cdot 10^{-2}$	+ 42,8
Camphre + éthanol	$43,4 \cdot 10^{-2}$	+ 46,93
Camphre + éthanoïque	$16,4 \cdot 10^{-2}$	+ 44,02
Acide tartrique (eau)	$5 \cdot 10^{-2}$	+ 14,40
Acide tartrique (éthanol)	$5 \cdot 10^{-2}$	+ 3,79
Ac. tartrique (1 vol. éthanol + 1 vol. benzène)	$5 \cdot 10^{-2}$	— 4,11
Saccharose (eau)		+ 66,45
Galactose (eau)		+ 145
Maltose (eau)		+ 118
Sucre inverti (eau)		— 19,5
d glucose (ou dextrose)		+ 105 (sol. fraîche)
Lactose		+ 88 (sol. fraîche)
Fructose (ou lévulose)		— 130 (sol. fraîche)

L'activité optique peut être induite dans un milieu inactif. Ainsi apparaît l'effet Faraday résultant de l'action d'un champ magnétique. Nous pouvons également en rapprocher le dichroïsme circulaire, c'est-à-dire la propriété pour un milieu de ne pas absorber de la même façon les vibrations circulaires droites que les gauches. C'est l'analogie formelle du dichroïsme linéaire de la tourmaline ou des feuilles polarisantes.

## IV) INTERPRETATIONS DE L'ACTIVITE OPTIQUE.

J'ai indiqué dans le premier paragraphe que les chercheurs s'étaient très tôt préoccupés de fournir une interprétation de l'activité optique, au niveau macroscopique d'abord, au niveau moléculaire ensuite.

Toutefois, avant de décrire ces différentes interprétations, nous allons rappeler les principales différences entre la biréfringence circulaire et la biréfringence linéaire.

Un cristal comme la calcite ou le mica, éclairé en lumière naturelle, donne naissance à deux ondes transmises polarisées linéairement et dont les vecteurs lumineux sont orientés à  $90^\circ$  l'un de l'autre. Ces deux ondes ne sont que rarement séparées dans l'espace, mais nous pouvons toujours les mettre en évidence à l'aide d'un polariseur.

Les directions de ces deux vecteurs lumineux sont fixées par les éléments de symétrie du cristal et par la direction de propagation de la lumière : ce sont les lignes neutres des lames cristallines. Une onde polarisée rectilignement parallèlement à l'une de ces directions est transmise sans modification, sa vitesse de propagation dépendant toutefois de la direction privilégiée choisie. Nous pouvons utiliser ce fait pour déterminer l'onde émergente associée à une onde incidente de polarisation déterminée : nous décomposons l'onde incidente selon les deux directions privilégiées du milieu, puis recombinaisons les ondes émergentes, compte tenu de la différence de phase résultant de la différence des vitesses de propagation. En général, l'onde émergente est polarisée elliptiquement, l'ellipse pouvant se réduire à un cercle ou même à une droite.

Dans un langage plus actuel, nous dirions que nous avons défini deux modes propres du milieu, à chaque mode étant associé un vecteur propre, la vibration rectiligne transmise sans déformation, et une valeur propre, par exemple la vitesse de propagation de l'onde ou, plus souvent, l'indice de réfraction.

Je rappelle que cet indice de réfraction est défini par la vitesse de propagation de l'onde, ou vitesse de phase. Il est en général différent de celui associé à la réfraction des rayons lumineux.

Par ailleurs, la biréfringence linéaire est une propriété caractéristique de l'arrangement relatif des dipôles atomiques ou moléculaires. Pour se manifester, naturellement ou artificiellement, elle exige un défaut de symétrie de l'ensemble du milieu.

Nous avons déjà décrit les principales propriétés de l'activité optique. Ajoutons simplement qu'il n'est pas possible de mettre en évidence des vibrations rectilignes privilégiées, mais qu'il est néanmoins envisageable de définir des modes propres pour un milieu optiquement actif. Par ailleurs, la biréfringence circulaire peut être une propriété purement moléculaire : certains liquides ou gaz sont optiquement actifs, alors qu'aucun ne présente de biréfringence linéaire. Enfin, biréfringence linéaire et

activité optique ne paraissent pas liées : certains milieux ne présentent qu'un effet tandis que d'autres montrent les deux.

#### IV) 1. Théorie cinématique de Fresnel.

FRESNEL s'est borné à décrire les phénomènes, sans aucune allusion à la structure propre du milieu actif.

Il admet qu'un milieu optiquement actif peut transmettre sans déformation deux ondes privilégiées, chacune avec sa vitesse propre, l'une polarisée circulairement à droite, l'autre polarisée circulairement à gauche.

Pour suivre l'évolution d'une vibration incidente, nous la décomposons en ces deux vibrations circulaires, puis nous recombinaons ces vibrations après traversée du milieu actif, ce qui nous donne l'état de polarisation de l'onde émergente.

En particulier, si la vibration incidente est rectiligne, la vibration émergente est encore rectiligne, mais elle a tourné d'un angle :

$$\alpha = \varphi/2$$

où :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} |n_2 - n_1| l$$

est la différence de phase introduite par la traversée de l'épaisseur  $l$  de milieu actif,  $n_1$  et  $n_2$  étant les indices de réfraction de ce milieu pour les vibrations circulaires gauche et droite.

Une expérience due à FRESNEL permet de mettre en évidence la décomposition en deux ondes polarisées circulairement, et se propageant à des vitesses différentes. Je n'en indique ici que le principe, la réalisation pratique étant complexe en raison de la faible valeur de l'effet étudié.

Un rayon lumineux tombe sur un prisme réalisé dans un milieu actif. Ce rayon est dédoublé lors de la traversée, et les deux rayons émergents sont polarisés circulairement, l'un à droite, l'autre à gauche (fig. 2).

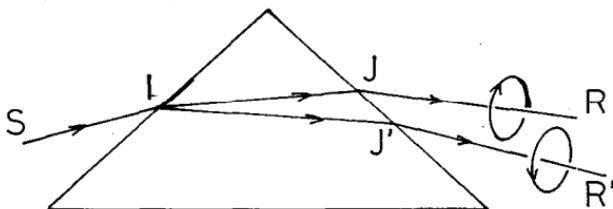


Fig. 2. — Expérience de Fresnel.

SI : rayon incident.

J.R., J'R' rayons transmis polarisés circulairement.

#### IV) 2. Théorie électromagnétique.

Il est possible de retrouver les résultats précédents, sans faire d'ailleurs intervenir davantage la structure du milieu actif, par une modification convenable des équations de MAXWELL. Parmi les vecteurs caractérisant le champ électromagnétique d'une onde lumineuse figurent le champ électrique  $\vec{E}$  et le déplacement ou induction électrique  $\vec{D}$ . Ces deux vecteurs peuvent toujours être liés par une relation du type :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (*)$$

où  $\epsilon$  est la permittivité électrique du milieu.

Nous nous limitons à des milieux homogènes et permanents, où  $\epsilon$  a même valeur en tout point et à chaque instant.

Dans un milieu isotrope,  $\vec{D}$  et  $\vec{E}$  sont proportionnels, ce qui équivaut à considérer  $\epsilon$  comme un scalaire.

Dans un milieu anisotrope,  $\vec{D}$  et  $\vec{E}$  ne sont plus colinéaires en général, et  $\epsilon$  doit être mis sous forme d'un tenseur.

L'origine de ce phénomène doit être cherchée au niveau microscopique. Le champ électrique de l'onde incidente induit dans chaque atome un dipôle de moment électrique  $\vec{p}$ . La moyenne de ces moments, prise sur un nombre assez grand d'atomes pour que le calcul ait un sens, et rapportée à l'unité de volume, est la polarisation électrique macroscopique  $\vec{P}$ . L'effet des interactions entre dipôles voisins, compte tenu des symétries du milieu, est que  $\vec{p}$ , et donc  $\vec{P}$ , n'est plus parallèle à  $\vec{E}$ .

L'approximation la plus simple consiste à admettre que les composantes de  $\vec{P}$  sont des combinaisons linéaires de celles de  $\vec{E}$ ,

$$P_k = \epsilon_0 \sum_l \chi_{kl} E_l$$

où  $k$  et  $l$  désignent deux des coordonnées d'espace  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

Sous forme plus condensée, nous écrivons :

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi] \vec{E}$$

où  $[\chi]$  est un tenseur, dit tenseur de polarisabilité.

---

(\*) Si le milieu est linéaire.

Nous en déduisons la relation entre le déplacement électrique  $\vec{D}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + [\chi]) \vec{E}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 [\epsilon] \vec{E}.$$

Le tenseur  $[\epsilon]$ , tenseur diélectrique, dépend du cristal et de l'orientation des axes de coordonnées par rapport aux éléments de symétrie du cristal.

Ce modèle permet d'interpréter la biréfringence linéaire, mais il doit être précisé pour tenir compte de l'activité optique. Il convient alors d'exprimer  $\vec{P}$  comme combinaison linéaire, non seulement des composantes de  $\vec{E}$ , mais encore de leurs dérivées par rapport aux coordonnées d'espace.

$$P_k = \epsilon_0 [\sum_l \chi_{kl} E_l + \sum_l \sum_m \chi'_{klm} \frac{\partial E_l}{\partial m}].$$

Si nous admettons que le champ électrique est celui d'une onde plane :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(\vec{\sigma} \cdot \vec{r} - \omega t)$$

il est facile de calculer que :

$$\frac{\partial E_l}{\partial m} = i \sigma_m E_l$$

où  $\sigma_m$  est la composante du vecteur d'onde  $\vec{\sigma}$  associée à la coordonnée d'espace  $m$ .

Nous pouvons alors regrouper les termes de  $P_k$  selon les composantes de  $\vec{E}$ .

$$P_k = \epsilon_0 \sum_l [\chi_{kl} + i \sum_m \sigma_m \chi'_{klm}] E_l$$

et introduire un nouveau tenseur diélectrique :

$$[\epsilon'] = [\epsilon] + i[g]$$

avec :

$$\varepsilon_{kl} = \delta_{kl} + \chi_{kl} \quad \text{et} \quad g_{kl} = \sum_m \sigma_m \chi'_{klm}$$

où  $\delta_{kl}$  est le symbole de KRONECKER habituel.

L'application des principes généraux de conservation de l'énergie permet de montrer que le tenseur  $[\varepsilon']$  est hermitique, c'est-à-dire que  $\varepsilon'_{kl} = \varepsilon'_{lk}^*$ . De plus, lorsque le milieu n'est pas absorbant, les composantes  $\varepsilon_{kl}$  et  $g_{kl}$  sont réelles, ce qui entraîne les relations  $\varepsilon_{kl} = \varepsilon_{lk}$  et  $ig_{kl} = -ig_{lk}$  avec en particulier  $g_{kk} = 0$ .

Le tenseur  $[\varepsilon]$  décrit la biréfringence linéaire et le tenseur  $[g]$ , quelquefois appelé tenseur de gyration, la biréfringence circulaire.

Les équations de MAXWELL, compte tenu de la nouvelle forme de la relation entre  $\vec{D}$  et  $\vec{E}$ , permettent de calculer les modes propres du milieu, c'est-à-dire de déterminer la forme des vibrations qui se propagent sans déformation.

Pour ceci, nous utilisons une forme particulière de l'équation d'onde, la relation de FRESNEL, déduite des équations de MAXWELL et qui est la suivante, toujours dans l'hypothèse d'une onde plane harmonique :

$$\frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon'] - \sigma^2 \vec{E} + (\vec{\sigma} \cdot \vec{E}) \vec{\sigma} = 0.$$

Il s'agit d'une équation aux valeurs propres, qui fournit les vecteurs propres, c'est-à-dire les vibrations propres du milieu, et les valeurs propres associées, en pratique les indices de réfraction, qu'il est aisé de calculer à partir du module du vecteur d'onde.

Pour un milieu dépourvu d'activité optique, le tenseur  $[g]$  est nul. Seule, subsiste la biréfringence linéaire. Le calcul, que nous ne précisons pas ici, donne pour modes propres deux vibrations rectilignes perpendiculaires l'une à l'autre.

Pour un milieu optiquement actif, mais par ailleurs isotrope, comme certains liquides (solutions de sucre), certains cristaux à symétrie cubique (chlorate de sodium), ou même certains cristaux lorsque l'onde se propage selon l'axe optique (quartz), le tenseur  $[\varepsilon]$  est réduit à un scalaire et, seul, subsiste le tenseur  $[g]$ . Le calcul des modes propres conduit alors à deux vibrations circulaires, l'une droite et l'autre gauche, se propageant à des vitesses différentes. Nous retrouvons l'interprétation cinématique de FRESNEL. Enfin, dans le cas général, les modes propres sont deux vibrations elliptiques. Je dois toutefois signaler que l'acti-

tivité optique est en général du second ordre (mais il existe des exceptions) par rapport à la biréfringence linéaire, aussi est-elle difficile à mettre en évidence quand elle n'est pas seule à agir.

Précisons le calcul des modes propres d'un milieu optiquement actif sur un exemple classique, celui du quartz taillé perpendiculairement à l'axe optique. Nous prenons pour axes de coordonnées les axes électriques du milieu et pour direction du vecteur d'onde  $\vec{\sigma}$  celle de l'axe optique. Le tenseur diélectrique  $a$ , dans ces conditions, la forme suivante :

$$[\varepsilon'] = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & i g_{xy} & 0 \\ -i g_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}$$

La relation de FRESNEL est mise sous la forme, compte tenu de ce que  $\sigma_x = \sigma_y = 0$  et  $\sigma_z = \sigma$  :

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} - \frac{c^2}{\omega^2} \sigma^2 & i g_{xy} \frac{c}{\omega} \sigma & 0 \\ -i g_{xy} \frac{c}{\omega} \sigma & \varepsilon_{xx} - \frac{c^2}{\omega^2} \sigma^2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = 0$$

Les solutions de cette équation sont :

$$E_z = 0$$

$$E_x \pm i E_y = 0.$$

Nous trouvons bien deux ondes transversales polarisées circulairement, l'une à droite et l'autre à gauche.

Les valeurs de l'indice de réfraction associées sont, avec  $n = c \sigma / \omega$  :

$$n = \sqrt{\varepsilon_{xx} \pm g_{xy}}$$

La différence des valeurs des indices traduit la biréfringence circulaire. Notons que, selon les variétés (quartz droit ou gauche), l'indice le plus faible doit être associé à la vibration circulaire droite ou gauche.

**Remarque :**

Je n'ai trouvé nulle part de justification théorique bien claire de la forme à donner à la relation entre la polarisation électrique et le champ électrique. Toutefois, l'idée générale est la suivante : passer des moments électriques atomiques à la polarisation macroscopique revient à admettre que le champ électrique est uniforme dans l'espace, ce qui n'est vrai que si la longueur d'onde est grande devant les dimensions propres des atomes. L'introduction de termes correctifs pour tenir compte des inhomogénéités locales conduit, avec un petit coup de pouce aux bons endroits, à la relation indiquée précédemment.

Je n'insiste pas sur ces calculs, mon seul but ici étant de montrer comment modifier les équations de MAXWELL pour tenir compte de la biréfringence et de l'activité optique.

**IV) 3. Théorie moléculaire de Born.**

Il est certainement plus intéressant de lier l'activité optique à la structure moléculaire des composés actifs. Les modèles actuels utilisent le formalisme de la mécanique quantique. Toutefois, je me limite ici à un modèle « classique » qui me paraît d'un abord plus aisé et qui conduit à des résultats suffisamment précis. Notre point de départ est la théorie de LORENTZ. Un atome, soumis à un champ électrique acquiert un moment électrique. Quand le champ électrique est périodique, le moment électrique varie avec la période du champ incident, selon le mécanisme des vibrations forcées. Un tel dipôle crée, dans l'espace environnant, une onde électromagnétique. A grande distance du doublet, cette onde a la structure habituelle, mais à courte distance, le champ électrique a même expression que le champ statique créé par un dipôle fixe, aux facteurs dépendant du temps près.

Le modèle de LORENTZ permet d'interpréter des phénomènes très variés : réflexion, réfraction, dispersion, diffusion... et, bien entendu, biréfringence. Le principe du calcul est le suivant : l'atome absorbe l'onde incidente et réémet (ou diffuse, si vous préférez) une ondelette, selon le mécanisme que nous venons de décrire. L'interférence de toutes ces ondelettes fournit l'onde émergente. Ainsi pour la réfraction : compte tenu de la proximité des atomes diffusants et de leur grand nombre, il n'existe qu'une direction selon laquelle les ondelettes sont en phase, celle définie par les lois de DESCARTES.

Dans la plupart des cas, il est légitime de négliger les interactions entre atomes. Toutefois, cette approximation est trop grossière pour rendre compte de la biréfringence, circulaire ou linéaire ; nous devons introduire des couplages entre atomes voisins, faisant partie d'une même molécule, ou d'une même maille cristalline, selon le cas.

Nous indiquons ici sur un exemple simple, le modèle de KUHN, comment l'introduction d'un tel couplage permet d'interpréter l'activité optique (fig. 3 a).

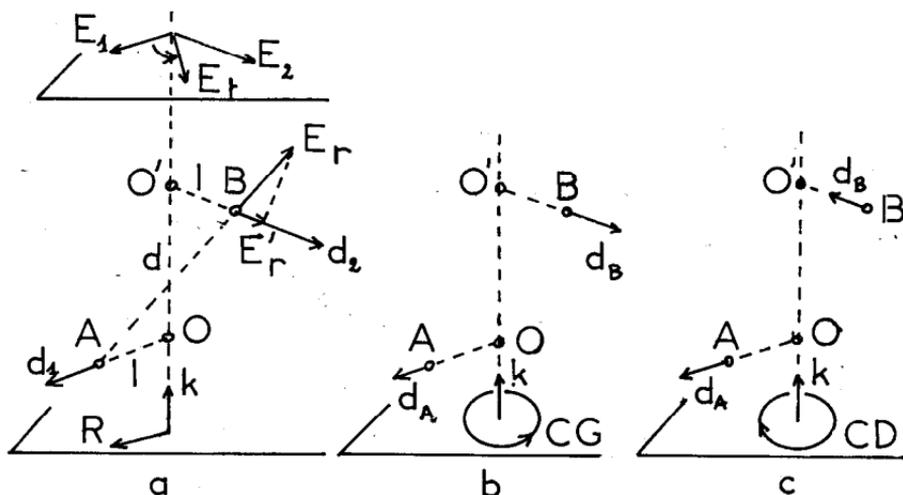


Fig. 3. — Théorie de Born.

$k$  : Direction de propagation de la lumière.

R : Vibration rectiligne ; CG : vibration polarisée circulairement à gauche ; CD : vibration polarisée circulairement à droite.

Soit une molécule où ne peuvent être induits que deux dipôles, l'un en A, l'autre en B, orientés à  $90^\circ$  l'un de l'autre (fig. 3).

Il est aisé de voir, et ceci est important, que notre molécule ne comporte ni plan ni centre de symétrie, ce qui est caractéristique des molécules des corps optiquement actifs.

#### Remarque :

Nous pouvons imaginer que cette orientation préférentielle résulte de la présence de deux atomes  $A'$  et  $B'$  formant avec A et B la configuration tétraédrique habituelle. Quoi qu'il en soit, nous nous limitons à l'influence réciproque des deux atomes A et B.

Faisons agir sur la molécule une onde plane polarisée rectilignement. Pour simplifier les explications, nous admettons que le champ électrique de cette onde est dirigé selon OA. Il peut donc polariser l'atome A mais non l'atome B. Soit  $d_1$  le moment du dipôle induit en A, qui réémet une onde également polarisée selon OA. Le champ électrique créé par  $d_1$  a en B la structure

d'un champ dipolaire statique. Il a en particulier une composante radiale  $E_r$ , dont la composante  $E'_r$ , parallèle à O'B induit dans l'atome B un dipôle de moment  $d_2$  lequel émet à son tour une onde polarisée rectilignement, mais selon O'B. L'onde émergente a donc deux composantes, l'une selon OA et l'autre selon O'B, son état de polarisation n'est plus celui de l'onde incidente.

Une exploitation plus poussée de ce modèle montre que l'onde émergente est encore polarisée rectilignement, mais a tourné par rapport à la vibration incidente. Il y a rotation de la direction de polarisation au fur et à mesure de la progression de l'onde, ce qui est caractéristique de l'activité optique.

De façon analogue, il est possible d'établir qu'une vibration polarisée circulairement est transmise sans déformation. Nous allons plutôt nous attacher à montrer que le comportement de cette molécule n'est pas le même pour une vibration circulaire droite que pour une vibration circulaire gauche.

Soient  $E_A$  et  $E_B$  les composantes du champ électrique de l'onde incidente, respectivement parallèles à OA et à O'B et soient, par ailleurs,  $d_A$  et  $d_B$  les moments des dipôles induits en A et B, respectivement. Compte tenu des orientations respectives de OA et O'B,  $d_B$  est, par exemple, en quadrature avance par rapport à  $d_A$  pour une vibration circulaire droite, et en quadrature retard pour une vibration circulaire gauche. Autrement dit, le dipôle de moment  $d_B$  « droit » créé par une onde polarisée circulairement à droite est en sens inverse du dipôle de moment  $d_B$  « gauche » qui serait créé par une onde polarisée circulairement à gauche, et il en est de même des champs qu'ils créent en A. Par suite, si le champ créé en A par le dipôle « droit » s'ajoute au champ de l'onde incidente, celui créé par le dipôle « gauche » s'en retranche, et *vice versa*. Le milieu n'a donc pas la même réponse à une vibration circulaire droite qu'à une vibration circulaire gauche, ce qui rejoint l'interprétation cinématique de FRESNEL.

De façon plus précise, soit une onde incidente polarisée circulairement dont les composantes au niveau de l'atome A sont :

$$E_x = E_0 \cos(\omega t)$$

$$E_y = E_0 \sin(\omega t)$$

et, au niveau de l'atome B :

$$E'_x = E_0 \cos(\omega t - \varphi)$$

$$E'_y = E_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

où  $\varphi$  est le déphasage dû au parcours OO'. Pour l'explication qualitative précédente, nous avons pris  $\varphi = \pi/2$ , mais ce n'est pas indispensable.

Les composantes créant les dipôles  $d_A$  et  $d_B$  sont  $E_A = E_x$  et  $E_B = E'_y$  respectivement, et les moments  $d_A$  et  $d_B$  ont pour expression :

$$\begin{aligned}d_A &= \alpha E_0 \cos(\omega t) \\d_B &= \alpha E_0 \sin(\omega t - \varphi)\end{aligned}$$

$\alpha$  étant la polarisabilité atomique, que nous supposons commune aux atomes A et B pour ne pas compliquer inutilement les équations.

Le dipôle de moment  $d_A$  crée en B un dipôle supplémentaire de moment :

$$d'_B = \frac{d_A}{4\pi\epsilon_0} \frac{3l^2}{(2l^2 + d^2)^{3/2}} = K d_A$$

de même, le dipôle induit en B crée en A un dipôle supplémentaire de moment :

$$d'_A = \frac{d_B}{4\pi\epsilon_0} \frac{3l^2}{(2l^2 + d^2)^{3/2}} = K d_B.$$

Nous négligeons dans l'expression de  $d'_B$  l'effet de  $d'_A$  qui est du second ordre, et de même pour  $d'_A$ .

Les moments résultants en A et B ont pour expression :

$$\begin{aligned}d''_A &= d_A + d'_A \\d''_B &= d_B + d'_B\end{aligned}$$

soit :

$$\begin{aligned}d''_A &= \alpha E_0 \cos(\omega t) + K E_0 \sin(\omega t - \varphi) \\d''_B &= \alpha E_0 \sin(\omega t - \varphi) + K \alpha E_0 \cos(\omega t).\end{aligned}$$

L'angle  $\varphi$  est petit, puisque les dimensions de la molécule sont petites devant la longueur d'onde. Nous pouvons alors poser  $\sin \varphi \simeq \varphi$  et  $\cos \varphi \simeq 1$ .

$$\begin{aligned}d''_A &= [(\alpha - K \alpha \varphi) \cos(\omega t) + K \alpha \sin(\omega t)] E_0 \\d''_B &= [(K \alpha - \alpha \varphi) \cos(\omega t) + \alpha \sin(\omega t)] E_0.\end{aligned}$$

Pour une onde polarisée circulairement en sens inverse de la précédente, nous aurions :

$$\begin{aligned}E'_A &= E_0 \cos(\omega t) \\E'_B &= -E_0 \sin(\omega t - \varphi)\end{aligned}$$

et des moments, avec l'approximation  $\varphi \ll 2\pi$  :

$$\begin{aligned}\delta''_A &= [(\alpha + K \alpha \varphi) \cos(\omega t) - K \alpha \sin(\omega t)] E_0 \\ \delta''_B &= [(K \alpha + \alpha \varphi) \cos(\omega t) - \alpha \sin(\omega t)] E_0.\end{aligned}$$

La réponse du milieu n'est donc pas la même selon que l'onde incidente est polarisée circulairement à droite ou à gauche. En poursuivant le calcul, nous pourrions retrouver les expressions des indices de réfraction, associées à ces deux types de vibrations. Nous ne le ferons pas ici, pour ne pas trop allonger l'exposé.

## V) EXPERIENCES.

Il est assez facile de montrer les principales caractéristiques de l'activité optique, même avec un matériel réduit. J'ai essayé de rassembler une collection assez complète d'expériences, parmi lesquelles les collègues intéressés pourront choisir, en fonction de leurs possibilités et du niveau de leurs cours (\*).

Toutes les expériences décrites sont des démonstrations qualitatives. Il est toutefois aisé de les adapter à des travaux pratiques.

Je suppose que les propriétés générales de la lumière polarisée ont été expliquées et montrées, et en particulier que les élèves connaissent les termes de polariseur, analyseur, vibration rectiligne, vibration circulaire, etc.

### V) 1. Accessoires d'usage général.

Pour éviter d'inutiles redites, je vais indiquer ici comment obtenir ou réaliser les accessoires utilisés dans les expériences.

#### V) 1. a) POLARISEUR.

Le plus commode est certainement un morceau de feuille polarisante (Polaroid est une marque déposée) à acquérir chez un fournisseur de matériel pour laboratoire.

Les filtres polarisants de photographe coûtent assez cher — environ 200 F pièce — mais ils possèdent une monture tournante qui facilite beaucoup la mesure des angles de rotation.

Je rappelle que les feuilles polarisantes *absorbent* de 60 à 70 % de la lumière incidente. Il faut les placer dans les zones les plus élargies du faisceau, là où l'éclairement est le plus faible.

A défaut, il reste la polarisation par réflexion,

- sur un morceau de verre noir (tablette de salle de bains),
- sur un morceau de glace dont une face est noircie à l'encre ou à la gouache,
- sur un morceau de revêtement lamifié noir brillant, genre Formica ou Polyrey.

Ces miroirs présentent l'inconvénient de dévier la lumière, mais leur prix de revient est à toute épreuve surtout si on les

---

(\*) N.D.L.R. : Par exemple, en spéciales C.

recupère dans la boîte à déchets d'un miroitier. Souvenez-vous que BIOT a réalisé toutes ses expériences avec un morceau de miroir et un petit cristal de spath.

#### V) 1. b) ANALYSEUR.

Comme pour le polariseur, vous pouvez utiliser une feuille polarisante ou un miroir convenablement orienté. Une modification simple permet de disposer simultanément d'une infinité d'analyseurs ayant toutes les orientations possibles (fig. 4).

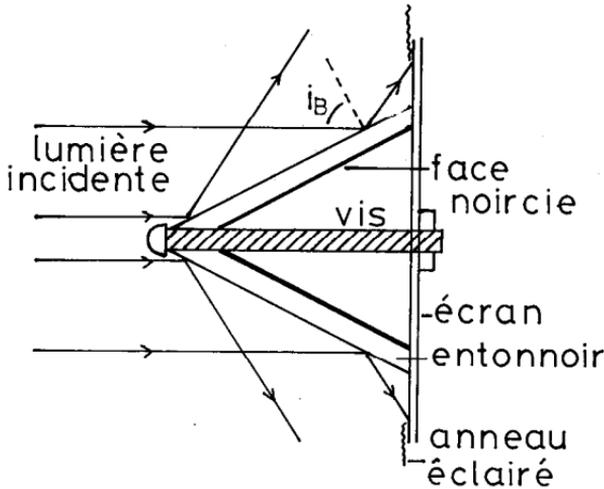


Fig. 4. — Cône analyseur de lumière; l'angle d'incidence  $i_B$  est théoriquement l'angle de Brewster du matériau constituant le cône.

Pour ce faire, recevez la lumière sur un cône de verre ou de plexiglas noirci, d'angle au sommet égal à l'angle de BREWSTER de la substance considérée, de façon que la polarisation par réflexion soit totale. Ce cône doit être fixé par sa base sur un écran, et il convient d'observer l'anneau formé sur ledit écran par la lumière réfléchie. En lumière naturelle, cet anneau est uniformément éclairé. En lumière polarisée rectilignement, il présente une bande noire radiale, dont la direction est celle de la vibration incidente. Toute rotation de cette vibration provoque une rotation de la bande obscure de mêmes sens et amplitude.

Un tel cône doit être réalisé spécialement; du moins je n'ai pas trouvé de fournisseur qui en ait en stock.

Un succédané moins onéreux est un entonnoir de verre, d'angle au sommet  $60^\circ$ , assez voisin de l'angle de BREWSTER pour les expériences de démonstration. Noircissez-en l'intérieur à l'encre de Chine ou à la gouache, pour éviter les réflexions parasites.

Vous pouvez couper la tige et fixer le cône à demeure sur une planchette de bois peinte en blanc mat. L'inconvénient de l'entonnoir, mineur à vrai dire, est que les irrégularités de surface provoquent des inégalités d'éclairage sur l'écran. Bien entendu, le faisceau lumineux doit avoir un diamètre légèrement inférieur à celui de la base de l'entonnoir ou du cône.

### V) 1. c) CUVES A LIQUIDE.

Les tubes de polarimètres ont un diamètre trop faible pour les démonstrations de cours. Il est bien préférable d'en réaliser de grands (fig. 5).

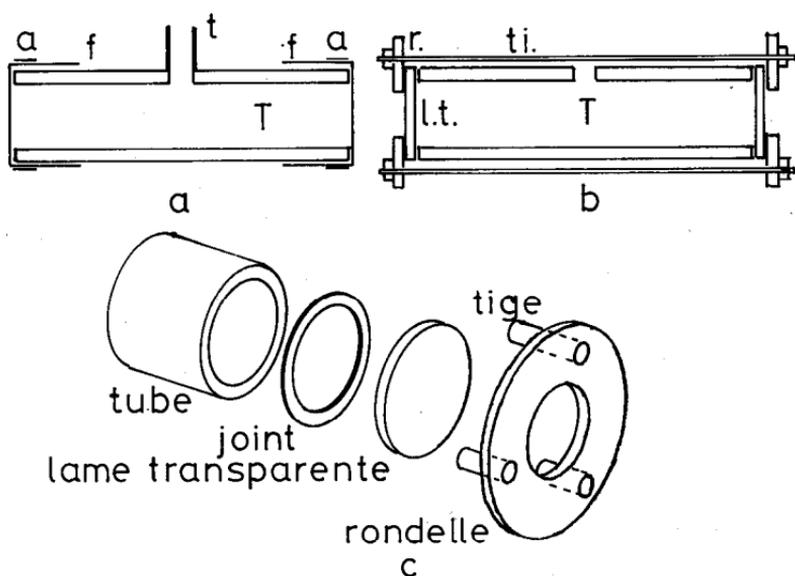


Fig. 5. — Construction de cuvettes pour substances actives liquides.

- a) T : tube principal ; t : tube de remplissage ; f : feuille plastique transparente ; a : ruban adhésif.  
 b) T : tube ; ti. : tige de maintien ; l.t. : lame transparente ; r : rondelle.  
 c) Vue « éclatée » de l'assemblage du tube b.

La solution la moins onéreuse m'a paru être la suivante : découper, à la scie à métaux, des morceaux de longueur convenable dans du tube de plomberie en PVC. Ce tube existe en plusieurs diamètres, de 3 à 5 cm. Il est commode de percer sur le côté un trou, de 15 à 20 mm de diamètre, ce qui permet de remplir complètement (et facilement) le tube, et d'éliminer les bulles d'air. Vous pouvez garnir cette ouverture d'un petit morceau de

tube de PVC de diamètre convenable, collé (fig. 5 a). Pour fermer ces tubes, plusieurs procédés sont à votre disposition :

- le plus simple : un morceau de feuille plastique transparente, genre Scel-O-Frais, maintenu par un ou deux tours de ruban adhésif. Il convient de bien tendre la feuille et d'enrouler le ruban adhésif juste au bord du tube pour limiter le gonflement dû à la pression du liquide ;
- deux morceaux de Plexiglas, tenus en place grâce à des tiges filetées. L'étanchéité est assurée par deux joints de caoutchouc. Il faut choisir du Plexiglas assez épais (6 à 8 mm au moins) pour éviter l'apparition de biréfringence par déformation ;
- deux rondelles de Plexiglas (ou de verre) tenues en place par deux plaquettes de bois ou de métal, elles-mêmes retenues par des tiges filetées (fig. 5 b - 5 c).

#### **Absolument impératif :**

Dans tous les cas, assurez-vous que les lames traversées par la lumière sont d'une honnête qualité optique et, surtout, qu'elles ne sont pas biréfringentes.

En effet, une lame biréfringente transforme le plus souvent une vibration linéaire en vibration elliptique, ce qui complique les phénomènes et empêche de montrer clairement les diverses caractéristiques de l'activité optique. Entre autres, il ne serait pas possible d'éteindre complètement la vibration émergente et donc, de montrer l'effet d'un milieu isotrope optiquement actif sur une vibration rectiligne.

Avec davantage de temps, d'argent, d'habileté manuelle, il est possible de réaliser des tubes plus pratiques, ou simplement plus esthétiques. C'est à chacun d'améliorer, en fonction de ses possibilités, les suggestions précédentes.

#### V) 1. d) LAMES DEMI-ONDE ET QUART D'ONDE.

Solution de facilité : les acheter chez un revendeur de matériel scientifique. La plupart sont en mica, mais il en existe aussi en plastique.

Solution économique : les réaliser soi-même :

a) certaines feuilles plastiques transparentes, utilisées par diverses professions dont les fleuristes, sont naturellement biréfringentes. Il est possible d'y trouver des lames demi-onde et quart d'onde, après de patientes (ô combien!) recherches. Certaines feuilles sont très faiblement biréfringentes, et paraissent incolores entre polariseurs croisés. Il faut alors en superposer quelques épaisseurs pour obtenir le retard désiré ;

b) le gypse « fer de lance » est aisément clivé parallèlement à sa surface à l'aide d'un scalpel bien affûté. Là encore, un peu de patience, et de chance, vous permettent d'obtenir une lame demi-onde ou quart d'onde (fig. 6 a).

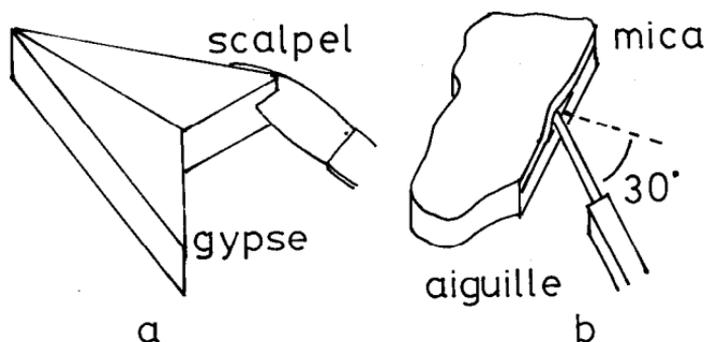


Fig. 6. — Clivage du gypse et du mica.

Les épaisseurs sont très exagérées, pour la clarté de la figure. L'angle entre l'aiguille et la normale au mica est d'environ 30°.

Vous pouvez effectuer une présélection à l'aide d'un micro-mètre ou palmer, sachant que les épaisseurs sont de 0,016 mm ( $\lambda/4$ ) ou 0,032 mm ( $\lambda/2$ ) pour le jaune moyen.

Attention, ces lames sont fragiles. Il convient de les coller sur une lame de verre, par exemple une lame de microscope, ou de diapositive, avant usage ;

c) le mica en feuilles se clive aussi de la façon suivante : couper net, avec des ciseaux, un bord de la feuille de mica. A l'aide d'une épingle ou d'une aiguille à dissection, détacher un coin d'une lame. Introduire une goutte d'eau, puis la pointe de l'aiguille et pousser doucement cette dernière tout autour de la plaque. Introduire alors une nouvelle goutte d'eau et séparer la lame de mica du reste de la feuille. Eventuellement, répéter l'opération si la lame est beaucoup trop épaisse (fig. 6 b).

Les épaisseurs des lames demi-onde et quart d'onde sont, toujours pour le jaune moyen, de l'ordre de 0,068 mm et 0,036 mm respectivement ; ces valeurs variant légèrement d'un échantillon à l'autre.

Je signale que les lames de mica sont beaucoup plus résistantes que les lames de gypse, et peuvent être simplement tenues par un cadre de diapositive ou tout autre dispositif équivalent.

Il reste à examiner un point : comment savoir si une lame est quart d'onde ou demi-onde.

La seule mesure précise est celle effectuée au comparateur, du type Babinet ou Soleil. Toutefois vous pouvez utiliser une détermination plus simple, et assez précise dans le cas présent.

Placer sur une source étendue de lumière blanche un polariseur et un analyseur croisés. Introduire la lame entre polariseur et analyseur et l'orienter jusqu'à ce que la couleur soit la plus vive (à  $45^\circ$ ).

Dans ces conditions, une lame quart d'onde est gris bleuté et une lame demi-onde jaune paille.

Test complémentaire : entre polariseurs parallèles, la lame quart d'onde est blanc jaunâtre et la lame demi-onde rouge carmin.

L'échelle des teintes de NEWTON, dont ces couleurs font partie, permet d'estimer le retard introduit par les lames déjà taillées. Je signale toutefois qu'il est assez difficile de cliver à nouveau une lame un peu trop épaisse.

Tant que vous vous cantonnez à une région assez étroite du spectre, disons du jaune du sodium au rouge du laser He-Ne pour fixer les idées, et compte tenu de la faible précision requise, une seule lame suffit. En fait, à moins d'être très entraîné, et de disposer d'un comparateur précis, il est à peu près exclu de faire la différence entre une lame quart d'onde pour la raie D du sodium et une lame quart d'onde pour la raie rouge du laser He-Ne.

#### V) 1. e) SUBSTANCES ACTIVES.

##### a) Quartz.

Les lames de quartz sont taillées perpendiculairement à l'axe, et sont disponibles en une grande variété d'épaisseurs.

Elles doivent être achetées chez un fournisseur, leur taille et leur polissage étant hors de portée d'un amateur.

##### b) Chlorate de sodium.

Il est facile et peu onéreux de se procurer du chlorate de sodium relativement pur — à plus de 99,96 % prétend le fabricant — chez un droguiste ou un revendeur de produits de jardinage, car il est utilisé comme dés herbant.

Le chlorate se présente sous forme d'une poudre jaunâtre, cette couleur étant due à une impureté, et il faut en obtenir des cristaux.

Pour ce faire, j'ai dissous environ 75 g de poudre dans 200 cm<sup>3</sup> d'eau chaude, puis j'ai filtré et décanté l'impureté jaunâtre. J'ai ensuite versé la solution incolore dans une assiette et j'ai laissé le tout dans un endroit calme. Quelques jours plus tard, j'ai retrouvé au fond de l'assiette une vingtaine de cristaux de taille appréciable, plus une poudre de microcristaux sans intérêt ici.

Les plus gros cristaux avaient environ 1 cm de côté et 2 à 3 mm d'épaisseur. Leur qualité optique n'est pas excellente mais très suffisante pour l'usage présent.

Observés entre polariseurs, ils montrent nettement leur pouvoir rotatoire : pas de lignes neutres, changement de couleur en lumière blanche, du rouge sombre au vert pâle, par rotation de l'analyseur, etc.

J'ai estimé le pouvoir rotatoire en lumière rouge à 5°/mm, ce qui est parfaitement mesurable, et correspond aux valeurs indiquées par les recueils de constantes. Je rappelle que le chlorate de sodium cristallise dans le système cubique. Il ne présente pas de biréfringence linéaire, et son activité optique est la même pour toutes les directions d'observation.

Attention : le chlorate de sodium est dangereux (comburant) et toxique. Il convient de le manipuler avec un minimum de précautions.

#### *c) Sucres.*

Le plus commun et le plus économique est le saccharose ou sucre de canne. Celui de mon épicier convient très bien.

Il est assez facile de trouver d'autres sucres : glucose, lévulose... etc., soit chez un fournisseur de produits chimiques, soit chez un pharmacien.

Les solutions de sucre se conservent mal, même additionnées de formol. De plus, certaines, comme celles de glucose, se modifient au cours du temps, par mutarotation. Il est donc préférable de les préparer juste avant l'emploi.

#### *d) Autres liquides.*

Les mémoires du siècle dernier indiquent un grand nombre de liquides, aux noms quelquefois exotiques, comme l'essence de citron, l'essence de bergamotte, l'essence de copahu, etc.

Je ne retiendrai que l'essence de térébenthine, peu onéreuse et facile à se procurer. Vous pouvez également essayer des solutions de camphre dans l'acide acétique ou l'éthanol, avec des concentrations de l'ordre de 20 à 30 % en poids.

## V) 1. f) SOURCES DE LUMIÈRE.

Les sources usuelles conviennent parfaitement. Pour opérer en lumière monochromatique, des filtres absorbants, comme les filtres Wratten de Kodak suffisent. Vous pouvez aussi utiliser un laser, ce qui facilite bien les alignements.

Prendre garde dans ce cas à une éventuelle et fréquente polarisation du faisceau.

## V) 2. Description des expériences.

## V) 2. a) ANALOGIE DU POUVOIR ROTATOIRE.

Construire une échelle en fixant des baguettes, ou des chalu-meaux à boisson (« pailles ») à deux morceaux de ruban, longs d'environ 2 m. Les baguettes doivent être régulièrement espacées, à intervalles voisins de 20 cm. Fixer l'une des extrémités de l'échelle à un support vertical et tourner légèrement l'autre.

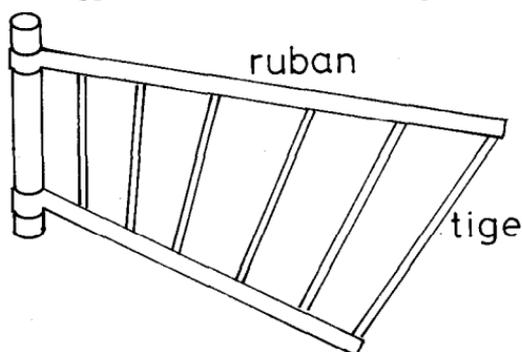
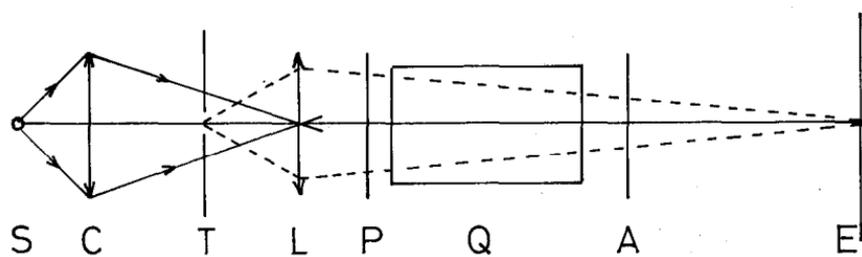


Fig. 7. — Analogie de la rotation du vecteur lumineux dans un milieu optiquement actif.

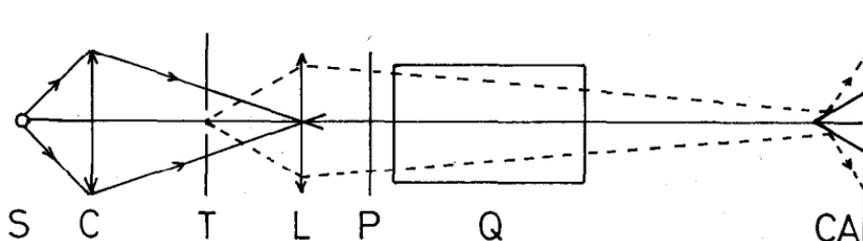
La variation de l'orientation des baguettes est une image de celle du vecteur lumineux d'une onde polarisée rectilignement au fur et à mesure de la progression de la lumière dans le milieu actif.

## V) 2. b) ROTATION DU PLAN DE POLARISATION.

Réaliser le montage de la fig. 8. Un condenseur forme l'image de la source lumineuse au centre de la lentille de projection L, de distance focale voisine de 20 cm. Cette lentille donne du trou T une image nette sur un écran éloigné d'au moins 2 à 3 m. Placer dans le faisceau émergent un polariseur P, la substance active Q, un analyseur A. Le faisceau n'est pas rigoureusement parallèle, mais ce n'est pas un inconvénient ici.



a) avec un analyseur A ;



b) avec un cône analyseur CA ;

S : source lumineuse ; C : condenseur ; T : trou ; L : lentille formant l'image de T sur l'écran E ; P : polariseur ; Q : substance active ; E : écran ;

Fig. 8. — Observation du pouvoir rotatoire,

Au besoin, éliminez la lumière parasite à l'aide d'un diaphragme.

Bien entendu, si vous retenez la solution du cône analyseur, vous le fixez à l'écran et supprimez A.

Si vous vous servez d'un laser, utilisez le faisceau tel quel. Eventuellement, placez un peu avant l'écran une lentille divergente ou un objectif de microscope (x10) qui élargit le faisceau et facilite l'observation.

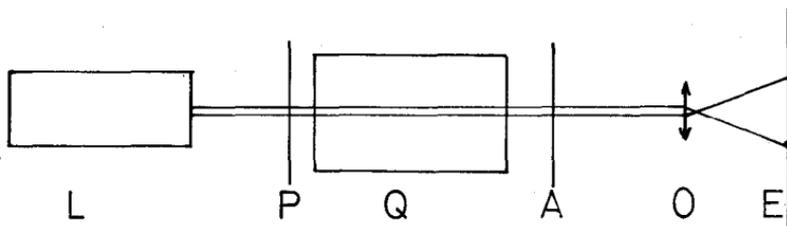
Placer sur le trajet du faisceau lumineux une cuve vide entre polariseurs. Croiser ceux-ci de façon à obtenir une extinction aussi complète que possible. Bien repérer l'orientation de l'analyseur.

Remplir la cuve d'un liquide actif. Montrer qu'il est possible de rétablir l'extinction, en lumière monochromatique, en tournant le polariseur ou l'analyseur.

Noter le sens de rotation et l'angle de rotation.

Répéter l'opération en modifiant les divers paramètres dont dépend l'angle de rotation, de façon à bien mettre en évidence leur influence :

- longueur d'onde de la lumière,
- nature de la substance active,
- épaisseur traversée,
- concentration de la substance active.



c) avec un laser,

L : laser ; P : polariseur ; A : analyseur ; Q : substance active ; O : objectif de microscope ; E : écran.

Il est commode de disposer d'une série de cuves toutes prêtes, ce qui évite des transvasements fastidieux.

Si vous utilisez le cône analyseur, repérer l'orientation de la ligne noire avant puis après introduction de la substance active dans le faisceau lumineux.

#### V) 2. c) DISPERSION ROTATOIRE.

Opérer comme ci-dessus, en lumière blanche. Montrer la succession des couleurs par rotation de l'analyseur autour de la direction de propagation de la lumière. Le cône analyseur est particulièrement utile ici car il montre toutes les couleurs à la fois.

Vérifier que la rotation de la substance active ne modifie pas les phénomènes observés.

#### V) 2. d) SPECTRE CANNELÉ.

Si vous disposez d'une lame de quartz assez épaisse pour ne pas présenter de coloration, vous pouvez montrer un spectre cannelé.

Former sur l'écran une bonne image d'une fente, puis introduire la lame de quartz entre polariseur et analyseur. L'image de la fente reste blanche. Disperser la lumière à l'aide d'un réseau

et montrer les cannelures, ainsi que leur déplacement par rotation de l'analyseur (fig. 9).

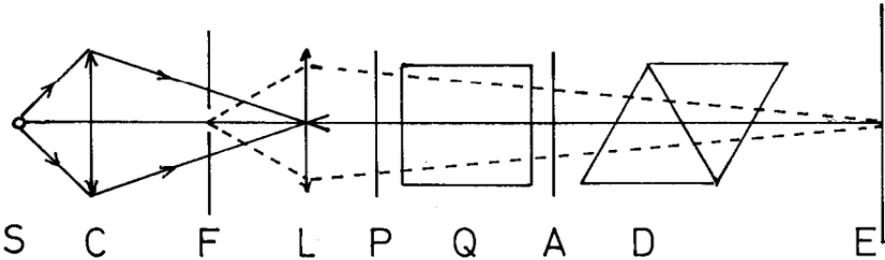


Fig. 9. — Observation d'un spectre cannelé :

S : source de lumière ; C : condenseur ; F : fente ; L : lentille ; P : polariseur ; Q : quartz épais ; A : analyseur ; D : système dispersif : prisme ou réseau ; E : écran.

A défaut de quartz épais, vous pouvez utiliser une solution concentrée de sucre. Une épaisseur de 30 cm d'une solution de saccharose à 500 g/l, soit  $0,5 \text{ g/cm}^3$  de solution, fait tourner les vibrations jaunes de  $90^\circ$ . Le spectre présente donc une cannelure dans cette région, entre polariseurs parallèles. La rotation de l'analyseur déplace la cannelure dans le spectre.

#### V) 2. e) ACTION D'UNE VIBRATION CIRCULAIRE.

Vous pouvez montrer qu'une vibration circulaire n'est pas modifiée par un milieu optiquement actif.

Placer dans le faisceau lumineux un polariseur suivi d'une lame quart d'onde.

Le montage est celui de la fig. 8. La lame quart d'onde est intercalée entre le polariseur P et la substance active Q.

Selon l'orientation du polariseur par rapport aux lignes neutres de la lame, la vibration émergente prend diverses formes :

- rectiligne quand le polariseur est parallèle à l'une des lignes neutres,
- circulaire quand le polariseur est à  $45^\circ$  des lignes neutres, droite pour une orientation et gauche pour l'orientation complémentaire,
- elliptique dans tous les autres cas.

Il est facile de le vérifier à l'aide d'un analyseur ou, mieux, du cône analyseur.

Un faisceau lumineux polarisé rectilignement donne sur l'écran, après réflexion sur le cône, (cf. V. 1. b) une tache lumi-

neuse présentant une zone diamétrale pratiquement obscure. Pour une polarisation elliptique, il apparaît encore une zone diamétrale plus sombre que le reste de la tache, mais non obscure. Enfin, quand la polarisation est circulaire, l'éclairement de la tache est uniforme.

Interposer une substance active quelconque et vérifier que, seule, la vibration circulaire, tant gauche que droite, n'est pas modifiée.

### V) 3. Analyseurs à pénombre.

Il est intéressant d'indiquer le principe d'un analyseur à pénombre, et surtout de montrer qu'il permet des mesures plus précises qu'un simple analyseur.

#### V) 3. a) ANALYSEUR DE CORNU (fig. 10 a).

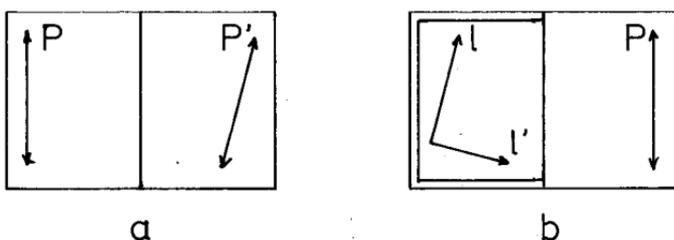


Fig. 10. — a) Analyseur de Cornu, P, P' : directions privilégiées des deux demi-feuilles polarisantes ;

b) Analyseur de Laurent : P : direction privilégiée de la feuille polarisante, L, L' : lignes neutres de la lame demi-onde. Celle-ci ne couvre que la moitié du champ.

C'est le plus commode à réaliser, du moins avec des feuilles polarisantes.

Couper deux morceaux de feuille polarisante de façon à pouvoir les juxtaposer, leurs directions privilégiées faisant un angle compris entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ . Placer la substance active entre un polariseur simple et cet analyseur.

#### V) 3. b) ANALYSEUR DE LAURENT (fig. 10 b).

Associer une lame demi-onde à un morceau de feuille polarisante, de façon que la direction privilégiée de la feuille fasse un angle de quelques degrés avec les lignes neutres de la lame.

La lumière doit traverser successivement un polariseur, la lumière active, la lame demi-onde, la feuille polarisante analyseur.

Il convient que la lame demi-onde ne couvre que la moitié du champ et qu'elle ait un bord bien net de façon que la séparation entre les deux demi-champs soit aussi fine que possible.

V) 3. c) BI-QUARTZ DE SOLEIL (fig. 11).

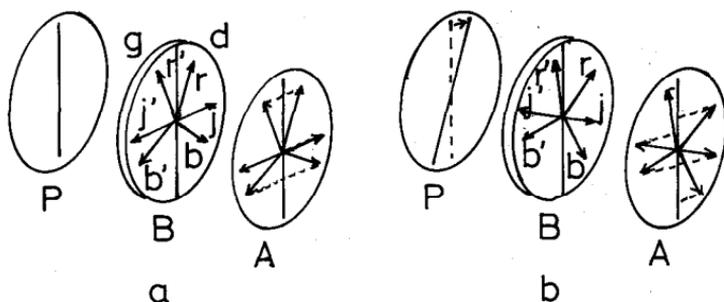


Fig. 11. — Bi-quartz de Soleil,

P : polariseur ; A : analyseur ; B : bi-quartz ; g : quart gauche ; d : quartz droit ; r j b : radiations rouge, jaune et bleue respectivement ;

a) P parallèle à A : les deux moitiés du quartz ont la même couleur ;

b) P tourné : le quartz droit vire au bleu, le quartz gauche au rouge.

Il se peut que vous trouviez, parmi les trésors de votre Collection de Physique, un bi-quartz de Soleil. Je le classe avec les analyseurs à pénombre car il joue le même rôle, malgré les apparences. Au début du siècle dernier, les chercheurs ne disposaient ni de sources de lumière monochromatique, ni de filtres satisfaisants. Force leur était donc d'opérer en lumière blanche, et de remplacer l'égalité des pénombres par une identité de couleur. Le bi-quartz de Soleil est un assemblage de deux lames de même épaisseur, l'une en quartz droit et l'autre en quartz gauche, couvrant chacune la moitié du champ d'observation.

Eclairons le bi-quartz en lumière blanche polarisée rectilignement. En raison de la dispersion rotatoire, les diverses radiations monochromatiques sont inégalement déviées, à droite pour le quartz droit, à gauche pour le quartz gauche. Si la direction de vibration de la lumière incidente est parallèle à la ligne de séparation, les rotations sont symétriques dans les deux moitiés du champ. Un analyseur orienté parallèlement au polariseur, donc à la ligne de séparation, éteint pareillement les diverses radiations dans les deux moitiés du champ et celles-ci ont la même couleur.

L'épaisseur des lames est de 3,75 mm, calculée de façon que le jaune moyen soit tourné de  $90^\circ$ , donc éteint entre polariseurs parallèles. La teinte observée dans ces conditions est un pourpre, dit « teinte sensible » qui présente la particularité de virer au bleu ou au rouge par une très faible rotation du polariseur ou de l'analyseur. Interposons une substance active entre le polariseur et le bi-quartz. Toutes les vibrations sont tournées du même angle et l'identité de teinte est détruite. Une moitié du champ vire au bleu, l'autre au rouge. Pour rétablir la même teinte des deux côtés, il faut tourner l'ensemble bi-quartz-analyseur d'un angle égal à l'angle de rotation de la vibration incidente.

Notons bien que le bi-quartz de Soleil n'est pratiquement utilisable que pour des substances peu actives, dont la dispersion rotatoire est négligeable. Pour les autres, il est aisé de voir que l'identité des teintes ne peut être rétablie.

V) 3. c) MODE D'EMPLOI (fig. 12).

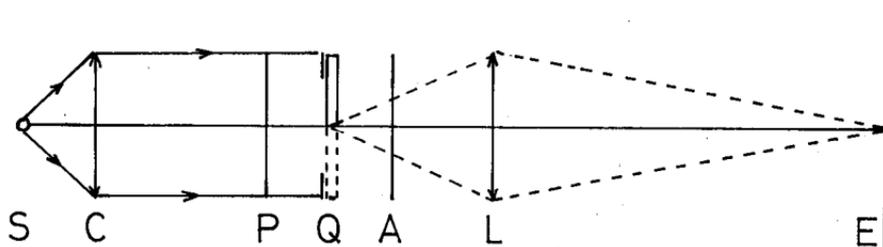


Fig. 12. — Observation des analyseurs à pénombre,

C : condenseur ; P : polariseur ; A : analyseur ; L : lentille ; E : écran ; Q : dispositif à pénombre.

Q : analyseur de Cornu : supprimer l'analyseur A ;

Q : lame demi-onde. Elle ne couvre que la moitié du champ.

Q : bi-quartz. Chaque quartz couvre la moitié du champ.

Il est le même dans tous les cas, aussi me bornerai-je à une seule description.

En l'absence de substance active, projeter le dispositif sur l'écran, de façon que la ligne de séparation soit bien nette.

Montrer qu'il est possible d'orienter l'analyseur de façon que les deux plages aient même éclairement. Il existe deux positions, l'une fournissant un éclairement plus élevé que l'autre. C'est en général cette dernière qui est utilisée (réglage de pénombre).

Noter que l'égalité des pénombres est détruite par une rotation plus faible que celle qui rétablit la lumière à partir de polariseurs croisés.

L'analyseur étant réglé à l'égalité des pénombres, intercaler ensuite une substance active. Observer la destruction de l'égalité et son rétablissement par une rotation convenable de l'analyseur.

## VI) MANIPULATION D'ELEVES.

Pour des raisons de sécurité et de prix de revient, les seuls milieux actifs utilisables sont des solutions de sucre : saccharose pour les rotations à droite et lévulose pour les rotations à gauche. Le premier coûte environ 40 F le kg (H.T.) chez PROLABO, le second 90 F (H.T.), mais le sucre de canne de l'épicier convient bien, à condition de filtrer les solutions.

Je ne reviendrai pas sur les expériences de base qui sont formellement celles que j'ai décrites précédemment : observation du pouvoir rotatoire et étude des divers paramètres influents, et j'indique maintenant quelques expériences complémentaires. .

Je dois toutefois préciser qu'il est préférable d'utiliser un véritable polarimètre, si vous cherchez à effectuer des mesures un tant soit peu précises.

### VI) 1. Inversion du saccharose.

L'hydrolyse en milieu acide du saccharose donne naissance à un mélange de glucose et de lévulose dit sucre inverti. Le saccharose est dextrogyre, le sucre inverti est lévogyre.

Il existe des procédures industrielles assez complexes pour réaliser cette opération, la complexité étant liée au souci de reproductibilité et au désir d'assurer que la réaction est complète.

Vous pouvez, plus simplement, opérer comme suit : préparer une solution moyennement concentrée de saccharose, de l'ordre de 200 g/l. Ajouter 1/10 en volume d'acide chlorhydrique concentré. Chauffer une dizaine de minutes à une température voisine de 70°C. Refroidir rapidement et vérifier au polarimètre l'inversion du sens de rotation.

### VI) 2. Dosage d'un mélange.

Soient  $q_1$  et  $q_2$  les pouvoirs rotatoires des deux milieux, et  $C_1$  et  $C_2$  leurs concentrations respectives. L'angle de rotation dû au mélange est :

$$\alpha = C_1 q_1 l + C_2 q_2 l.$$

Ajoutons une masse  $m$  du corps n° 1 à un volume  $v$  de mélange. Le volume total devient  $V$ .

Les nouvelles concentrations des corps 1 et 2 sont respectivement :

$$C'_1 = \frac{C_1 v + m}{V} \quad C'_2 = \frac{C_2 v}{V}.$$

Le nouvel angle de rotation est :

$$\alpha' = C'_1 q_1 l + C'_2 q_2 l.$$

Les quatre relations permettent de déterminer  $C_1$  et  $C_2$  c'est-à-dire la composition initiale du mélange.

---

*Adresses de fournisseurs et prix indicatifs (fin 1983) :*

- SARELEC, 86, avenue Jean-Jaurès, 91560 Crosnes.
    - \* Feuilles polarisantes : environ 500 F H.T. la feuille de 30 × 30 cm (commande minimum).
    - \* Lames demi-onde et quart d'onde en plastique : environ 1 000 F H.T. la feuille de 30 × 30 cm (minimum de vente).
    - \* Il serait souhaitable d'envisager un achat en commun, étant donné la petite surface nécessaire et la facilité de découpage.
  
  - Société LE MICA, 125, Grande-Rue, 92130 Sèvres.
    - \* Mica en feuilles : environ 150 F H.T. la feuille de 10 cm × 10 cm × 1 mm.
    - \* Même remarque que pour les feuilles polarisantes.
  
  - SOPTTEL, 174, quai de Jemmapes, 75010 Paris.
  
  - FICHOU, 30, rue de la Garenne, 91260 Fresnes.
    - \* Lames demi-onde et quart d'onde en mica : prix moyen : 700 F H.T.
    - \* Lames de quartz perpendiculaires à l'axe : prix moyen : 1 200 F H.T.
    - \* Bi-quartz de Soleil : environ 3 500 F H.T.
    - \* Cône de verre : de l'ordre de 6 000 F H.T.
  
  - N'oubliez pas de fouiller la collection de votre lycée, surtout s'il est ancien et s'il comporte des classes préparatoires...
-

## BIBLIOGRAPHIE

Il n'existe pas d'ouvrage récent sur la polarisation rotatoire. Il faut donc se reporter aux traités généraux, ou essayer de mettre la main sur un livre ancien.

- J. ROSMORDUC. — *La polarisation rotatoire naturelle, de la structure de la lumière à celle des molécules*. Blanchard, Paris, 1983.

Ne traite que l'histoire de l'activité optique, des origines à 1850 environ.

- G. BRUHAT. — *Cours de Physique générale. Optique* (5<sup>e</sup> Ed.). Masson, Paris, 1959.

- J.-P. MATHIEU. — *Optique* (2 vol.). S.E.D.E.S., Paris, 1965.

- C. VASSALO. — *Electromagnétisme classique dans la matière*. Dunod, Paris, 1980.

Un court passage traite de l'interprétation électromagnétique de la polarisation rotatoire.

Les « ancêtres » :

- H. BOUASSE. — *Optique cristalline. Polarisation rotatoire*. Delagrave, Paris, 1925.

- R.-W. WOOD. — *Optique physique* (trad. française). Gauthier-Villars, Paris, 1925.

- G. BRUHAT. — *Traité de polarimétrie*. Ed. Revue d'Optique, Paris, 1930.

Très orienté vers l'aspect « mesures ».

Quelques ouvrages de haut niveau :

- M. BORN et E. WOLF. — *Principles of optics* (6<sup>e</sup> ed.). Pergamon Press, 1980.

- L. LANDAU et E. LIFCHITZ. — *Electrodynamique des milieux continus*. Ed. Mir, 1960.

- J.-P. MATHIEU. — *Activité Optique Naturelle*. Encyclopedia of Physics, t. 28. Springer Verlag, 1957.

- J.-F. NYE. — *Physical properties of crystals*. Oxford, 1960.

Très orienté vers l'aspect « tenseurs ».

- A. SOMMERFELD. — *Optics*. Addison Wesley, 1964.