

<b>Zeitschrift:</b>	Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
<b>Herausgeber:</b>	Société Vaudoise des Sciences Naturelles
<b>Band:</b>	62 (1942-1945)
<b>Heft:</b>	260
<b>Artikel:</b>	Biréfringence électrique du quartz aux températures élevées dans une direction normale aux axes optique et électrique
<b>Autor:</b>	Mandrot, R. de
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-273244">https://doi.org/10.5169/seals-273244</a>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 24.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Biréfringence électrique du quartz aux températures élevées dans une direction normale aux axes optique et électrique

PAR

*R. de MANDROT*

(Séance du 7 avril 1943.)

**Sommaire.** — Des recherches à température ambiante sur la biréfringence électrique du quartz ont été effectuées par Ny Tsi Zé<sup>1</sup>. Celles-ci ont été étendues (dans la direction indiquée) au domaine des températures élevées. La lame cristalline est chargée suivant l'axe électrique. Deux méthodes d'effectuer les mesures de biréfringence ont été employées et elles ont donné des résultats concordants, mais supérieurs (environ 80 %) à ceux donnés par le physicien chinois; une explication plausible donne la raison de cet écart.

L'effet observé dépend linéairement du champ électrique et est très petit; dans cette première étude le montage employé ne se prêtait pas à l'emploi de champs élevés: la précision des mesures est donc faible; on a observé une diminution de la biréfringence électrique avec l'augmentation de la température et elle devenait imperceptible au point  $\alpha\beta$  et au-dessus. Il n'a donc pas été possible d'étudier la nature du phénomène pour le quartz  $\beta$ : effet variant comme le carré du champ ou comme la première puissance de celui-ci, ou effet dyssymétrique. En attendant l'achèvement d'un montage permettant d'utiliser des champs plus grands quelques conclusions intéressantes ont été tirées de ces recherches.

### I. Disposition des expériences.

#### 1. Méthodes de mesure.

a) On a taillé dans deux blocs de quartz cristallisé (bloc 1 et bloc 2) des lames rectangulaires dont les petites dimensions (de l'ordre de 5 mm) sont parallèles aux axes optique et électrique et dont la longueur (environ 30 mm), perpendiculaire aux axes précités, est la direction dans laquelle on

<sup>1</sup> Ny Tsi Zé, *Journal de Physique*, 1928, Tome IX, série VI, p. 13.

observe la variation de biréfringence au moyen des spectres cannelés de Fizeau et Foucault<sup>1</sup>:

Une lame de longueur  $l$ , se trouvant dans un champ électrique dont la direction est celle de l'axe binaire, et une lame compensatrice de longueur voisine  $l'$ , croisée avec la première, sont placées entre deux nicols croisés, les sections principales des lames faisant un angle de  $45^\circ$  avec celles des nicols; la lumière (arc au charbon) est décomposée par un spectroscope;  $n_0$  et  $n_e$  étant les indices ordinaire et extraordinaire,  $\lambda$  la longueur d'onde d'une bande du spectre cannelé et  $p$  un entier on a:  $(n_e - n_0)(l - l') = p\lambda$  en l'absence du champ; quand celui-ci agit sur la première lame, la différence de marche varie, la bande se déplace et l'on a:  $l\Delta(n_e - n_0) + (n_e - n_0)\Delta l = p\Delta\lambda$ ; l'effet dû à la dilatation électrique est très petit à température ambiante et sera négligé dans ces premières recherches; on ne connaît malheureusement pas sa variation thermique; je me propose de revenir sur ce point plus tard.

Cette méthode, moins précise que la suivante, se recommande par la rapidité des pointés, mais a été abandonnée aux températures élevées.

On a placé dans l'oculaire du spectroscope une petite échelle graduée en longueurs d'onde. A température ambiante, les déplacements atteignant 10 à 15 divisions, on peut fixer une précision de 7 à 10 %.

b) On a choisi des lames de mêmes directions cristallographiques, mais de longueur réduite (environ 10 mm); on évitera ainsi la rupture des échantillons au point de transformation et la fixation des lames sera plus facile.

La méthode employée ici est celle de la mesure de la différence de marche produite par une lame cristalline avec un quart d'onde, dont une ligne neutre est parallèle à la vibration fournie par un polariseur, et avec un analyseur à pénombre. La lumière monochromatique est la radiation verte,  $\lambda = 5461$  U. A.<sup>2</sup>, du mercure, le séparateur de radiations étant un spectroscope suffisamment dispersif.

Cet analyseur à pénombre, construit au laboratoire, n'est pas un appareil de grande précision: avec la lame demi-onde qui nous a été fournie, l'on n'a pas une ligne de séparation très fine des deux plages. Le quart d'onde étant en place, on oriente l'analyseur de façon à pointer la vibration rectiligne donnée par le polariseur; après introduction de la lame

<sup>1</sup> Voir NY TSI ZÉ, *loc. cit.*

<sup>2</sup> U. A. : angström.

cristalline de longueur  $l$ , (placée dans un four), avec ses lignes neutres à 45 degrés de la vibration incidente, il faut tourner l'analyseur d'un angle  $\beta$  pour rétablir l'égalité d'éclairage des plages; on a:

$$(n_e - n_0)l = \left(\frac{\beta}{\pi} + k\right)\lambda, \text{ en valeur absolue du moins, } k \text{ étant un entier.}$$

Faisons agir le champ électrique sur la lame; on devra encore tourner l'analyseur d'un angle  $\Delta\beta$  donné par la relation  $l\Delta(n_e - n_0) = \frac{\Delta\beta}{\pi}\lambda^1$ , en négligeant la dilatation électrique.

*Lumière parasite.* — On trouvera dans la thèse de Louis Chaumont<sup>2</sup> d'intéressants développements. On peut obtenir l'extinction des plages lorsque la vibration incidente est rectiligne ou presque rectiligne; mais en général il n'en est plus de même dès que l'ellipticité du faisceau lumineux incident devient notable. Cela provient de la superposition au faisceau principal des rayons réfléchis sur les lames cristallines (lame d'essai, lames demi-onde et quart d'onde) et d'ellipticité différente. Cette lumière a pour effet de diminuer la sensibilité de l'analyseur (obscurcissement insuffisant des plages) et même de fausser les résultats. La cause d'erreur peut devenir considérable<sup>3</sup>.

Des travaux d'auteurs connus n'en font pas mention. Il existe<sup>4</sup> un moyen d'éliminer cette lumière parasite en plaçant les lames cristallines dans des petites cuves prismatiques remplies d'un liquide de même indice, procédé qui est inapplicable aux températures élevées.

Remarquons que lorsque la lame cristalline est onde (plusieurs fois onde), cas où la lumière parasite est inexistante, l'action du champ électrique sur la lame fait naître de la lumière parasite.

Pour se rendre compte de son effet, on a comparé les mesures de la biréfringence électrique obtenues par cette méthode avec celles obtenues au moyen des franges de Fizeau et Foucault. On a fait des mesures avec une lame onde (à une certaine température très voisine de la température ambiante); on a essayé de compenser la biréfringence naturelle de la lame d'essai par une lame identique mais croisée avec la première;

<sup>1</sup> On peut utiliser comme ci-dessus une deuxième lame, croisée avec la première, dans le but de diminuer ou compenser la biréfringence naturelle; j'y reviendrai plus loin.

<sup>2</sup> CHAUMONT, thèse, Paris 1914.

<sup>3</sup> CHAUMONT, *loc. cit.*, p. 121 et suivantes.

<sup>4</sup> CHAUMONT, *loc. cit.*

on a placé devant une lame onde une lame mince de mêmes directions cristallographiques et semblablement orientée de façon à introduire sensiblement de la lumière parasite.

Dans tous ces cas les mesures ont été concordantes à la précision des expériences.

Cette dernière est ici de quelques unités pour cent, environ 5 %, la sensibilité de l'analyseur à pénombre étant de 5 à 10 minutes avec les différentes lames du montage.

On se plaçait de préférence dans des conditions favorables, où la lumière parasite était faible ou à peu près inexistante. Le quart d'onde était utilisé non nu<sup>1</sup>. L'angle de pénombre atteignait 4°, l'expérience montrant qu'avec les lames utilisées un angle plus grand donnait de moins bons résultats.

Il faut encore remarquer que même avec une lame onde l'extinction des plages n'était pas complète : l'imperfection de taille des faces des lames d'essai y joue certainement un rôle; d'autre part, en appelant  $\varphi$  la différence de phase produite par la lame cristalline, la différence  $\varphi_2 - \varphi_1$  correspondant aux « bords » de la raie verte du mercure peut prendre une valeur déjà perceptible avec une lame cristalline longue de 10 mm et une lampe à vapeur de mercure à haute température.

## 2. Fixation des lames et source de potentiel constant.

La lame cristalline, située en face de l'ouverture dans l'écran, est fixée sur un petit tréteau en stéatite au moyen d'un petit étau d'invar; celui-ci est assez grand pour permettre d'intercaler entre chaque électrode<sup>2</sup> et le cristal une mince feuille de mica (de l'ordre de 0,1 mm), précieuse par suite de sa grande rigidité diélectrique, même à haute température; son rôle est d'empêcher (jusqu'à un certain point) l'éclatement de l'étincelle entre les électrodes et d'obvier à la rupture du cristal à haute température. La surface de l'électrode est un peu supérieure à celle de la lame cristalline et un peu inférieure à celle du mica.

Au-dessus, ce qui semble une lame cristalline est un bloc isolant de quartz fondu. On voit sur la figure 1 les fils reliés à la source de potentiel; l'un est relié au sol, l'autre est dans un petit tube de silice fondu.

La fixation des lames au moyen de l'étau d'invar est difficile, car l'effort doit porter symétriquement sur la lame si

<sup>1</sup> CHAUMONT, *loc. cit.*, p. 142.

<sup>2</sup> Elles sont en argent ou nickel.

l'on veut éviter un « déplacement » sous l'action du champ (surtout à haute température).

*Source de potentiel constant.* — Un moteur synchrone fait tourner un cylindre (longueur 35 cm, diamètre 12 cm) de

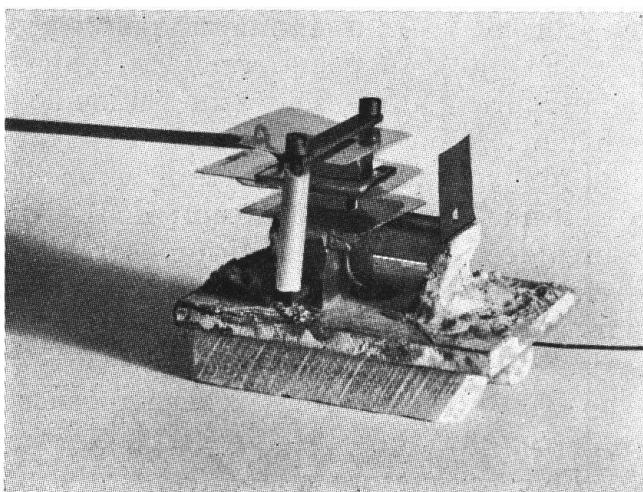


FIG. 1.

carton bakélisé construit au laboratoire, sur la surface duquel sont fixés des blocs métalliques convenablement placés et reliés entre eux; devant ce cylindre et à une très petite distance est un collecteur formé de quatre petits blocs métalliques reliés à une bobine d'induction B, actionnée par le courant

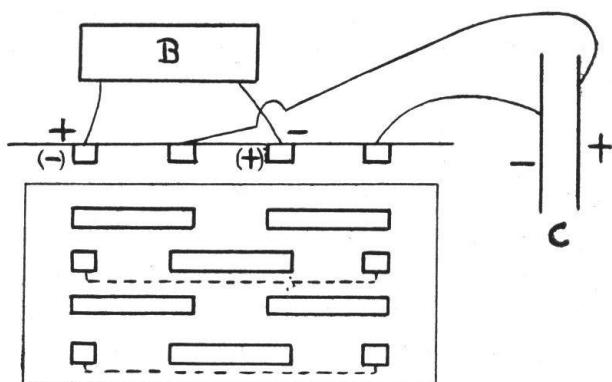


FIG. 2.

du secteur, et à un condensateur C (batterie de 6 bouteilles de Leyde) associé en surface avec les électrodes entre lesquelles se trouve la lame cristalline d'essai.

Dans la figure 2 on a déroulé la surface du cylindre; on a cinquante périodes par seconde, vingt-cinq tours à la seconde; le collecteur recueille le courant au moment où la différence

de potentiel est maximum en valeur absolue et charge le condensateur deux fois par période, toujours dans le même sens.

Cet appareil robuste a donné pleine satisfaction. La mesure des potentiels (de l'ordre de 10 000 volts) était faite au moyen d'un voltmètre électrostatique Kelvin étalonné avec une précision d'environ 5 %; son aiguille a une période d'oscillation marquée, ce qui est gênant avec les fréquentes petites fluctuations du courant du secteur qui alimente la bobine, source de la haute tension.

J'ai adjoint un voltmètre de précision branché sur montage potentiométrique et comparé à celui de Kelvin avant les séries de mesures; cet appareil à indications rapides donnerait les valeurs relatives des tensions utilisées avec une grande précision, mais la précision des mesures est déterminée par la grandeur des fluctuations (2 à 3 % environ) qui peuvent se produire pendant une mesure de biréfringence électrique.

### 3. *Four et mesure de la température.*

Le tréteau était simplement posé par ses deux bords parallèles sur la face intérieure du four: c'est un cylindre de porcelaine d'environ 40 cm de longueur et 6 cm de diamètre, avec enroulement de fil de nichrome et revêtement d'amiante de façon à réaliser une température uniforme dans la partie médiane. Elle variait d'une fraction de degré sur la longueur des lames d'essai. Le four était fermé par deux fenêtres de quartz fondu.

La température était mesurée par voie thermo-électrique (couple chromel-allumel), la lecture se faisant sur un pyromètre avec une sensibilité certaine du degré.

Un couple argent-constantan fermé par un galvanomètre sensible sur un montage potentiométrique permettait en outre de maintenir la température constante à environ 0,01 degré.

Si la sensibilité de l'analyseur est de dix minutes, il faut que la constance de la température soit d'une précision correspondante dans le cas où l'on opère avec une lame unique.

Tous les 30 degrés environ, une lame longue de 10 mm redevient onde (rotation de 180° de l'analyseur); la température devra être maintenue constante à environ 0,025 degré, ce qui est facilement réalisable<sup>1</sup>.

Avec deux lames croisées, sensiblement de même longueur et toutes deux dans le four, cette précaution n'est plus nécessaire.

<sup>1</sup> J'exclus la région de transformation  $\alpha\beta$ .

#### 4. Une cause d'erreur.

La figure 3 représente en coupe le cristal, les électrodes et les micas protecteurs. Si l'on opère dans une salle humide il se passera le phénomène suivant: sous l'influence des composantes du champ dans les surfaces de mica et du cristal les ions aqueux, se répartissant comme le montre la figure, provoqueront un champ antagoniste dans le cristal, les charges à l'extrémité des micas ayant un effet petit; en cas de forte humidité ce champ antagoniste peut atteindre une fraction importante du champ créé (par exemple la moitié).

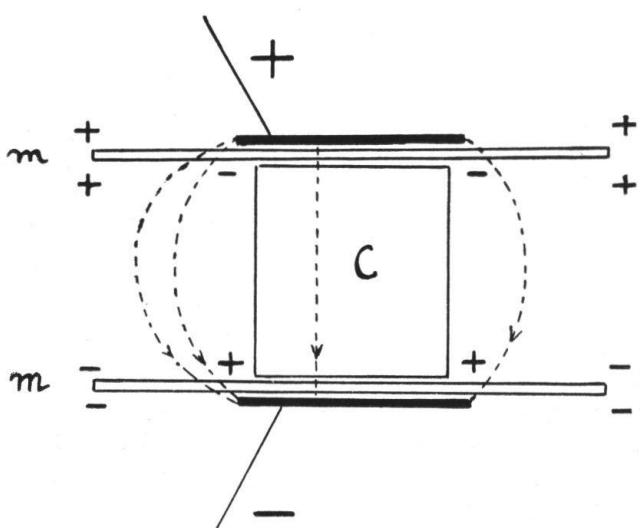


FIG. 3.

Je me rappelle même avoir vu dans certains cas, au moment de mettre le cristal sous tension, les bandes de Fizeau et Foucault se déplacer et revenir un peu en arrière presque instantanément; dans ce cas le déplacement des ions aqueux se manifestait visiblement.

En général ce retour en arrière n'est pas visible et la bande se fixe à une position de l'échelle de l'oculaire, inférieure à celle qu'elle prend quand on opère en l'absence d'humidité. Il convenait donc de travailler par temps sec ou de laisser séjourner suffisamment longtemps le cristal et tout le montage dans une atmosphère déshydratante ( $\text{CaCl}_2$  dans une cloche de verre). En chauffant l'eau s'évapore et l'effet perturbateur disparaît; il en est de même quand on supprime les micas; à haute température le mica devient conducteur dans la masse et il n'y a pas non plus de cause d'erreur.

### 5. *Précision des mesures.*

Avec la méthode des franges de Fizeau et Foucault on a (§ 1, a):  $\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e} = \frac{p \cdot \Delta\lambda}{l \cdot V/e}$ ,  $e$  désignant l'épaisseur de la lame ou mieux la distance des électrodes,  $V$  la différence de potentiel. Avec l'analyseur à pénombre et le quart d'onde (§ 1, b):  $\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e} = \frac{\Delta\beta \cdot \lambda}{\pi \cdot l \cdot V/e}$ ;  $\Delta(n_e - n_0)$  par unité de champ en valeur absolue dépend de toutes les grandeurs de la formule de calcul; celles-ci peuvent être mesurées avec précision, sauf le potentiel (j'ai indiqué une incertitude de 5 %) et les déplacements des bandes de Fizeau et Foucault ( $\Delta\lambda$ ) ou les rotations de l'analyseur à pénombre ( $\Delta\beta$ ): ces deux grandeurs introduisent respectivement une incertitude de 7 à 10 %<sup>1</sup> et 5 % environ<sup>2</sup>.

Les résultats relatifs des séries de mesures sont conditionnés par la mesure de ces deux dernières grandeurs, une incertitude d'environ 2 % à 3 % « pouvant » s'introduire pour le potentiel (fluctuations du courant) pendant que l'opérateur fait une mesure de biréfringence électrique.

Si le cristal est trop serré les bandes du spectre cannelé ou les plages de l'analyseur à pénombre deviennent pâles; les  $\Delta\lambda$  et  $\Delta\beta$  restent les mêmes à la précision des expériences, mais la précision des pointés en souffre; on a pu vérifier de ce fait que l'étau d'invar, d'épaisseur convenable (un à deux millimètres), n'exerce pas de contrainte sur le cristal dans la région  $\alpha\beta$  de grande dilatation et au-dessus. J'ai utilisé en général deux valeurs du champ électrique en vérifiant qu'après sa suppression on retrouvait la position initiale d'égalité d'éclairement des plages de l'analyseur à pénombre et la position initiale des bandes du spectre cannelé.

## II. **Résultats.**

### 6. *Avec les spectres cannelés.*

Lames taillées dans le bloc 1; mesures à température ambiante; longueur  $l$  de la lame 29,412 mm, épaisseur 3,5 mm; longueur de la lame compensatrice 28,943 mm; épaisseur des micas 0,05 mm, celle de très petites feuilles d'amiante pla-

<sup>1</sup> Dans le cas de très bonnes conditions au point de vue optique, la précision a pu être un peu augmentée ici.

<sup>2</sup> Bien entendu à haute température toute précision des mesures disparaît par suite de leur petitesse.

cées entre l'électrode et la feuille de mica 0,12 mm; distance des électrodes 3,84 mm.

On observe une bande de Fizeau et Foucault de longueur d'onde 5400 U. A.; au moyen des données sur la double réfraction<sup>1</sup> on a sans ambiguïté pour le N° d'ordre  $p=8$ .

Dans le tableau V est le potentiel en U. E. S. C. G. S.;  $\Delta\lambda$ , en U. A., est négatif pour un déplacement de la bande vers le violet, positif pour un déplacement vers le rouge; dans la dernière colonne se trouvent les variations de biréfringence par U. E. S. C. G. S. de champ; ce sont en général les moyennes de plusieurs mesures.

On charge la face de la lame<sup>2</sup>, normale à l'axe électrique, qui deviendrait positive par compression suivant cet axe. On sait<sup>3</sup> que la double réfraction diminue lorsqu'on charge positivement cette face et qu'elle augmente lorsque le sens du champ électrique est inversé. On a les résultats suivants:

V	$\lambda$ (U.A.)	$\Delta\lambda$ (U.A.)	$p\Delta\lambda = l\Delta(n_e - n_0)$ <sup>4</sup>	$\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e}$
16,9	5400	— 41	— 328	— 2,5 <sub>5</sub> . 10 <sup>-8</sup>
— 16,9	»	+ 39	+ 312	— 2,4 »
+ 28,2	»	— 63,5	— 508	— 2,3 <sub>5</sub> »
— 28,2	»	+ 63	+ 504	— 2,3 <sub>5</sub> »
+ 32,9	»	— 74,5	— 596	— 2,3 <sub>5</sub> »
— 32,9	»	+ 77	+ 616	— 2,4 <sub>5</sub> »

sans micas, même distance des électrodes :

+ 16,6	5400	— 39,5	— 316	— 2,5 »
— 16,6	»	+ 40	+ 320	— 2,5 »

Longueur  $l$  de la lame cristalline soumise au champ 29,412 mm, son épaisseur 3,5 mm; longueur de la lame compensatrice 29,83 mm; épaisseur des micas 0,05 mm; épaisseur des petites feuilles d'amiante 0,12 mm. Distance des électrodes 3,84 mm; on observe une bande de longueur d'onde 5460 U. A.; on a  $p=7$ <sup>5</sup> pour le N° d'ordre.

<sup>1</sup> MACÉ DE LÉPINAY, *Journal de Physique*, s. 2, t. 4, 1885, p. 166.

<sup>2</sup> La face opposée est au sol.

<sup>3</sup> Voir NY TSI ZÉ, *loc. cit.*

<sup>4</sup> En tenant compte de la dilatation électrique, les valeurs numériques absolues indiquées seraient inférieures d'environ 3% à température ambiante.

<sup>5</sup> Il est commode, dans le cas d'une lame compensatrice plus longue, de regarder  $p$  comme négatif; voir NY TSI ZÉ, *loc. cit.*, p. 35.

Voici une mesure faite dans de très bonnes conditions; on charge toujours la même face de la lame (voir ci-dessus):

V	$\lambda$ (U.A.)	$\Delta\lambda$ (U.A.)	$l\Delta\lambda = l\Delta(n_e - n_0)$	$\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e}$
+ 28,2	5460	+ 74	- 518	- $2,4 \cdot 10^{-8}$
- 28,2	»	- 72	+ 504	- $2,3_5$ »

enfin une moyenne de quelques mesures:

+ 28,1	5460	+ 74	- 518	- 2,4	»
- 28,1	»	- 69	+ 483	- $2,2_5$	»

On a en grandeur et signe:

$\Delta(n_e - n_0) = - 2,4 \cdot 10^{-8} \cdot V/e$ , pour le vert (5400-5460 U. A.).

### 7. Avec l'analyseur à pénombre et un quart d'onde.

Lames taillées dans le bloc 2; angle de pénombre 2 à 3 degrés; appelons  $l$  la longueur de la lame d'essai,  $e$  la distance des électrodes; ces deux grandeurs et l'épaisseur de la lame sont respectivement à température ambiante: 10,074 mm; 5,63 mm; 5,49 mm et la longueur de la lame compensatrice est 10,064 mm; épaisseur des micas 0,07 mm; longueur d'onde de la lumière employée 5461 U. A. (raie verte du mercure); les angles  $\Delta\beta$  sont comptés sur le cercle divisé de l'analyseur à pénombre. Soit une réalisation du montage de l'appareil de façon à avoir  $l\Delta(n_e - n_0) = + \frac{\Delta\beta}{\pi} \lambda$ . On charge la face de la lame, normale à l'axe électrique, qui deviendrait positive par compression suivant cet axe.

Températures	V	$\lambda$ (U.A.)	$\Delta\beta$	$\frac{\Delta\beta}{\pi} \lambda = l\Delta(n_e - n_0)$	$\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e}$
20°	+ 20,5	5461	- 3°	- 91	- $2,5 \cdot 10^{-8}$
20°	- 20,5	»	+ 3°	+ 91	- 2,5 »
20°	+ 26,2	»	- 4°	- 121	- 2,6 »
20°	- 26,2	»	+ 4°	+ 121	- 2,6 »

Supprimons la lame compensatrice; opérons aux températures où le cristal est onde ou à peu près, l'angle de pénombre est 4° à 4° 30'.

Températures	V	$\lambda$ (U.A.)	$\Delta\beta$	$\frac{\Delta\beta}{\pi}\lambda = l\Delta(n_e - n_0)$	$\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e}$
20°	+ 25,7	5461	- 4°	- 121	- 2,6 <sub>5</sub> . 10 <sup>-8</sup>
20°	- 25,7	»	+ 4°	+ 121	- 2,6 <sub>5</sub> »
128°	+ 25,7	»	- 3°50'	- 116	- 2,5 »
128°	- 25,7	»	+ 3°40'	+ 111	- 2,4 »

Autre série :

123°	+ 20,8	5461	- 2°50'	- 86	- 2,3 »
123°	- 20,8	»	+ 2°50'	+ 86	- 2,3 »
325°	+ 21,1	»	- 2°	- 61	- 1,6 »
325°	- 21,1	»	+ 2°	+ 61	- 1,6 »
461°	+ 18,7	»	- 1°	- 30	- 0,9 »
461°	- 18,7	»	+ 1°	+ 30	- 0,9 »

A température ambiante on a  $\Delta(n_e - n_0) = - 2,6 \cdot V/e \cdot 10^{-8}$  (pour  $\lambda = 5461$  U. A.).

Lames taillées dans le bloc 1; angle de pénombre 4°.

Avec une lame d'essai et une lame compensatrice longues respectivement de 10,108 et 10,103 mm, l'épaisseur de la première étant 3,5 mm, la distance des électrodes 3,9 mm, et avec la même réalisation du montage on a:

Températures	V <sup>1</sup>	$\lambda$ (U.A.)	$\Delta\beta$	$\frac{\Delta\beta}{\pi}\lambda = l\Delta(n_e - n_0)$	$\frac{\Delta(n_e - n_0)}{V/e}$
20°	+ 20	5461	- 4°	- 121	- 2,3 <sub>5</sub> . 10 <sup>-8</sup>
20°	- 20	»	+ 4°	+ 121	- 2,3 <sub>5</sub> »
554°	+ 15	»	environ - 15'	environ - 8 . environ - 0,2	»
554°	- 15	»	environ + 15'	environ + 8 . environ - 0,2	»
601°	+ 15	»	$\leq 10^{\circ}2$	$\leq 5^{\circ}2$	$\leq 0,15^{\circ}2$ »
601°	- 15	»	$\leq 10^{\circ}2$	$\leq 5^{\circ}2$	$\leq 0,15^{\circ}2$ »

La diminution de la biréfringence électrique avec l'élévation de température s'accorde bien avec la notion classique d'agitation thermique; je me réserve de revenir sur la discussion ou l'interprétation des résultats une fois en possession de mesures plus complètes<sup>3</sup>.

Ny Tsi Zé<sup>4</sup> a trouvé des valeurs inférieures aux miennes:

<sup>1</sup> V mesuré avec le voltmètre Kelvin (à environ 5 % près.)

<sup>2</sup> Le phénomène électro-optique n'est pas perceptible, on ne peut pas fixer de signe.

<sup>3</sup> Je compte reprendre ces recherches dans un avenir prochain; les valeurs données ci-dessus à 500° environ et au-dessus subiront probablement quelques rectifications.

<sup>4</sup> Ny Tsi Zé, *loc. cit.*, p. 24.

à température ambiante  $\Delta(n_e - n_0) = -1,33 \cdot V/e \cdot 10^{-8}$ , pour  $\lambda = 5430$  U. A. On sait que la qualité piézo-électrique du quartz peut varier d'un échantillon à l'autre. L'enchevêtrement d'individus à axe parallèle est le cas général, les mâcles à axe incliné étant rares; un cristal homogène de quartz est une des plus grandes raretés de la nature. Si une lame est taillée à l'endroit d'accolement de cristaux dont les axes binaires font un angle de  $60^\circ$  les uns avec les autres, la piézo-électricité de cette lame sera nulle<sup>1</sup>.

Le physicien en question a fait des essais de lames par exploration locale; notons qu'il a remarqué lui-même qu'une de ses lames réputée bonne ne se déformait (dans le phénomène inverse de la piézo-électricité) que de 70 % de la quantité qu'il avait déterminée<sup>2</sup>.

Or la piézo-électricité et le phénomène étudié dans mes recherches sont imputables à des déplacements de charges et sont deux phénomènes connexes quoique non régis par la même symétrie. On peut peut-être expliquer la différence entre les valeurs trouvées par le physicien chinois et moi-même par une moins bonne « qualité » du quartz employé par celui-là.

Les lames que j'ai utilisées proviennent de deux blocs certainement différents, puisque celles du bloc 2 ont été fournies quelque dix ans avant celles du bloc 1 par le même opticien; les valeurs qu'elles donnent sont sensiblement les mêmes, bien que les premières semblent donner un effet légèrement supérieur (« qualité » légèrement meilleure du quartz!).

### 8. Biréfringence électrique du quartz $\alpha$ et du quartz $\beta$ .

Supposons tracés dans la section transversale d'une de nos lames les deux vecteurs représentant les variations, sous l'influence du champ électrique, des deux indices  $n_e$  et  $n_0$ ; l'axe optique et l'axe électrique sont parallèles aux côtés de la section et le champ agit parallèlement à l'axe électrique; lors du renversement du sens de ce champ, les deux vecteurs se permutent, l'expérience montrant que l'effet étudié dépend linéairement du champ, change de sens avec lui; mais si l'on se base sur les principes de la symétrie des phénomènes physiques, on voit que cela aurait pu ne pas être le cas. Si l'effet électro-optique du quartz  $\beta$  est proportionnel au carré de l'intensité du champ électrique, il pourrait y avoir pour le quartz  $\alpha$ , dans le voisinage du point  $\alpha\beta$  et sous l'influence de

<sup>1</sup> Voir DESCLOISEAUX: *Ann. de Chimie et Physique*, s. III, t. 65, 1856, p. 129.

<sup>2</sup> Ny Tsé Zé, *loc. cit.*

l'état  $\beta$ , un effet dyssymétrique avec le renversement du champ.

On a vu dans l'élasticité du quartz<sup>1</sup> un exemple d'influence des propriétés de l'état  $\beta$  par le voisinage de l'état  $\alpha$  (et réciproquement), mais dans ce cas les phénomènes étudiés avaient une symétrie bien définie pour l'état  $\alpha$  comme pour l'état  $\beta$ .

En se reportant aux principes de symétrie des phénomènes physiques, l'effet électro-optique pour le quartz  $\beta$  pourra varier comme la première puissance, ou comme le carré du champ électrique, ou dyssymétriquement avec le renversement de son sens; mais l'effet proportionnel au carré est celui qu'on rencontrera probablement avec le quartz  $\beta$ , sauf peut-être au voisinage du point  $\alpha\beta$ <sup>2</sup>.

Des essais avec des champs sensiblement plus élevés permettront peut-être de jeter quelque lumière sur cette intéressante question.

*Lausanne, Laboratoire de physique de l'Université.*

---

**R. de Mandrot. — Méthode de détermination rapide de la variation thermique de la biréfringence naturelle d'un cristal.**

(Séance du 7 avril 1943.)

---

J'ai utilisé au cours des recherches exposées dans les pages précédentes des lames « onde » à certaines températures; on peut en tirer une méthode de mesure de la variation thermique de la biréfringence.

On emploie l'analyseur à pénombre pointant la vibration rectiligne fournie par le polariseur; sur le faisceau lumineux monochromatique on place le quart d'onde (orienté de façon à ne pas détruire l'égalité d'éclairement des plages), puis

<sup>1</sup> A. PERRIER et R. DE MANDROT: Elasticité et symétrie du quartz aux températures élevées. *Mémoires Soc. vaudoise Sc. naturelles*, 1923, vol. 1, no 7.

<sup>2</sup> On pourrait parler dans ce paragraphe de la question importante de l'existence d'une polarisation spontanée et de sa disparition « vers »  $575^\circ$ . Je compte y revenir dans un travail prochain.