

<b>Zeitschrift:</b>	Helvetica Physica Acta
<b>Band:</b>	10 (1937)
<b>Heft:</b>	III
<b>Artikel:</b>	Réflexions simultanées des rayons X dans le Quartz
<b>Autor:</b>	Cauchois, Y. / Hulubei, H. / Weigle, J.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-110743">https://doi.org/10.5169/seals-110743</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:** 17.01.2026

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

## Réflexions simultanées des rayons X dans le Quartz

par Y. Cauchois, H. Hulubei et J. Weigle.

(20. V. 37.)

Lorsque des rayons X de longueur d'onde convenable tombent sur un cristal, il peut arriver que deux plans réticulaires donnent lieu simultanément à de la diffraction.

La réflexion sélective d'une gamme continue de longueurs d'ondes par l'un des plans donne un spectre continu, dans lequel apparaîtra, pour les longueurs d'ondes réfléchies simultanément sur l'autre plan, une raie en général blanche.

On peut en effet penser qu'une partie de l'énergie qui se réfléchissait dans la direction considérée a été soustraite au fond continu par la réflexion sur l'autre plan.

En réalité, le phénomène n'est pas aussi simple; l'énergie réfléchie par le second plan aurait pu être empruntée à l'onde incidente traversant le cristal. On peut même imaginer que, dans certains cas, la réflexion devient plus efficace par suite de la seconde réflexion, le supplément d'énergie étant de nouveau emprunté à l'onde transmise.

Supposons que les conditions nécessaires à la réflexion simultanée sur les plans  $(h_1 h_2 h_3)$  et  $(h'_1 h'_2 h'_3)$  soient remplies. Des considérations purement géométriques<sup>1)</sup> faisant intervenir le réseau réci-proque, montrent que l'onde réfléchie sur  $(h_1 h_2 h_3)$  peut se réfléchir à nouveau sur un troisième plan d'indices  $(h_1 - h'_1 h_2 - h'_2 h_3 - h'_3)$  en donnant une onde se propageant dans la direction de l'onde réfléchie directement sur  $(h'_1 h'_2 h'_3)$ .

De ce fait, on peut s'attendre à observer, dans le spectre de fond continu donné par  $(h_1 h_2 h_3)$  soit des raies blanches soit des raies noires, ces dernières plus foncées que le fond continu sur lequel elles se détachent. L'apparence de ces raies dépendra des valeurs relatives des facteurs de structure des trois plans réticulaires mis en jeu par le phénomène. Dans le cas des raies noires, par exemple, le supplément d'énergie proviendrait de ce que l'onde réfléchie par le plan  $h'$  serait réfléchie à nouveau sur  $(h' - h)$  dans la direction des ondes ayant subi une réflexion sur le plan  $h$  dont le facteur de structure serait relativement petit.

<sup>1)</sup> WEIGLE et MÜHSAM, Helv. Phys. Act. **10**, 139, 1937.

Ces phénomènes ont été étudiés par RENNINGER<sup>1)</sup> et par WEIGLE et MÜHSAM<sup>2)</sup>. Ils jouent d'ailleurs un rôle important dans la diffraction de la lumière par les ondes ultrasonores. RENNINGER, qui leur a donné le nom de réflexion par excitation détournée, a montré expérimentalement que le plan (222) du diamant (dont le facteur de structure est nul) peut réfléchir les raies  $K_{\alpha}$  du cuivre lorsque l'incidence est telle qu'il y ait réflexion simultanée sur (222) et (311). WEIGLE et MÜHSAM ont signalé que le

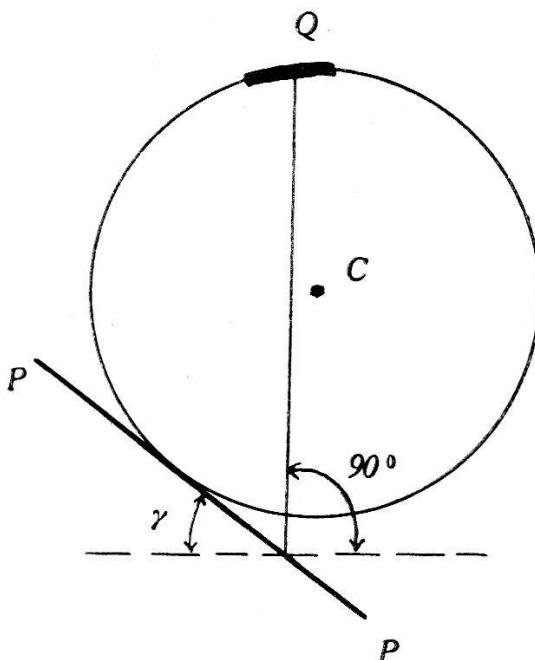


Fig. 1.  
Spectrographe à Quartz courbé.

*Q* cristal, *C* centre du cercle de focalisation, *PP* plaque photographique tangente au cercle de focalisation,  $\gamma$  angle entre la plaque et la normale à un des rayons provenant du cristal.

plus souvent, les raies blanches sont bordées d'une raie noire, plus intense que le fond continu, provenant précisément de cette excitation détournée.

Nous avons pu suivre le phénomène d'une façon beaucoup plus complète, soit en fonction de la longueur d'onde, soit en fonction des plans réticulaires mis en jeu, grâce au spectrographe à cristaux courbés<sup>3)</sup>. C'est la première fois, à notre connaissance, que des raies noires provenant du fond continu sont observées et analysées.

<sup>1)</sup> RENNINGER, Naturwissenschaften, **25**, 43, 1937.

<sup>2)</sup> WEIGLE et MÜHSAM, loc. cit.

<sup>3)</sup> Y. CAUCHOIS, Ann. de Phys., **1**, 215, 1934.

L'arrangement expérimental dont nous nous sommes servis est représenté sur la figure 1. Le cristal était un quartz coupé suivant la taille de CURIE, recommandé et employé déjà dans une série de recherches par deux d'entre nous. Il était courbé sous un rayon de 40 cm. Les rayons X étaient émis par une anticathode de Pt, ceci pour avoir le fond continu intense nécessaire à l'observation des phénomènes analysés ici. Le cristal était orienté par rapport à la source pour réfléchir sélectivement la région de 1200 à 1350 ux sur le plan (130). Dans cette orientation, le plan (120) (dont le pouvoir réflecteur est beaucoup plus petit que celui de (130)) réfléchit principalement les longueurs d'ondes de 1300 à 1500 ux. On voit dans la figure 2 les deux spectres continus dus à (130) et (120) ainsi qu'un certain nombre de raies caractéristiques du Pt, Cu et W. Dans le spectre donné par (130) paraissent un grand nombre de lignes blanches du type connu ; par contre, sur le spectre (120) on remarquera plusieurs raies noires, dont l'explication forme l'objet de ce travail. Les figures 3 et 4 sont des agrandissements des deux régions intéressantes.

L'interprétation quantitative du cliché de la figure 2 nécessite la détermination des plans donnant naissance aux raies noires et blanches. C'est ce calcul qu'on trouvera ci-dessous pour le système hexagonal du quartz.

Pour que sur deux plans  $(h_1 h_2 h_3)$  et  $(h'_1 h'_2 h'_3)$  il y ait réflexion simultanée, il est nécessaire que l'on ait

$$\begin{aligned} 2d \sin \Theta &= \lambda \\ 2d' \sin \Theta' &= \lambda \end{aligned} \quad (1)$$

où  $d$  et  $d'$  sont les distances réticulaires et  $\Theta$  et  $\Theta'$  les angles de BRAGG relatifs à ces deux plans pour la longueur d'onde  $\lambda$ . On trouvera dans la figure 5 la signification des symboles employés.

On voit que les cosinus directeurs de la normale au plan  $(h_1 h_2 h_3)$  sont donnés par

$$\frac{d}{a} \frac{2h_1 + h_2}{3}, \quad \frac{d}{a} h_2, \quad \frac{d}{a_3} h_3$$

et que, par conséquent

$$\sin \Theta = d \left[ \frac{2h_1 + h_2}{a\sqrt{3}} \cos \psi \cos \varphi + \frac{h_2}{a} \cos \psi \sin \varphi + \frac{h_3}{a_3} \sin \psi \right] \quad (2)$$

et

$$\cos \alpha = \frac{d}{a} \frac{2h_1 + h_2}{\sqrt{3}}.$$

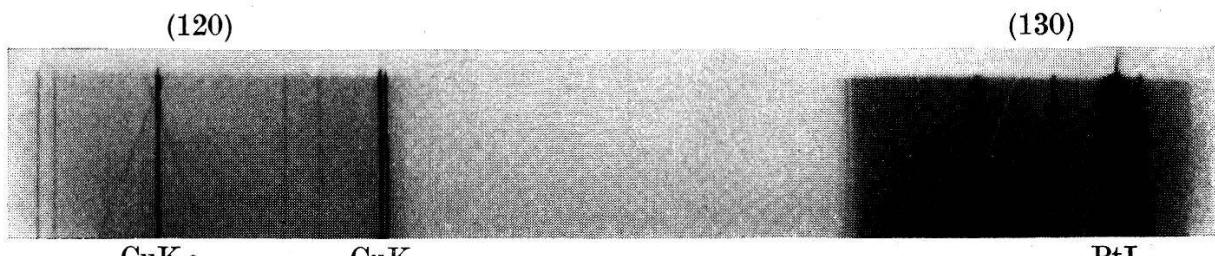


Fig. 2.  
Réflexions sur (120) et (130).

On remarquera la grande différence des intensités des deux spectres, le facteur de structure de (130) étant beaucoup plus grand que celui de (120). Nous avons indiqué la provenance des raies spectrales les plus fortes.

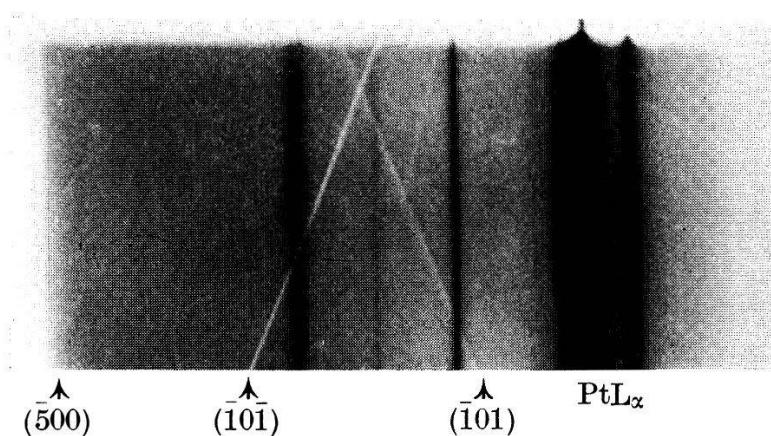


Fig. 3.  
Spectre (130) région Pt L  $\alpha$ .

Les deux raies blanches principales sont dues à la réflexion simultanée sur (130) et ( $\bar{1}0\bar{1}$ ) et ( $\bar{1}0\bar{1}$ ). La raie ( $\bar{1}0\bar{1}$ ) est moins intense que l'autre, car le facteur de structure de ( $\bar{1}0\bar{1}$ ) est plus petit que celui de (101).

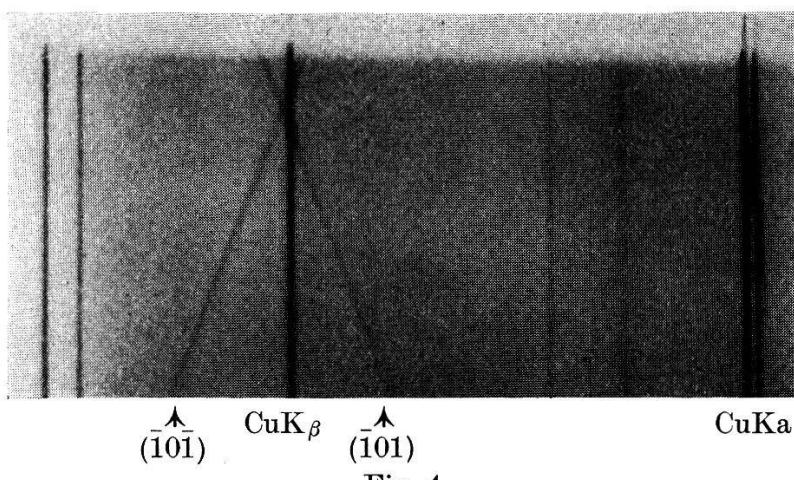


Fig. 4.  
Spectre (120) région Cu K.

Les deux raies noires obliques se croisant presque sur Cu K $\beta$  sont celles que nous avons étudiées spécialement dans ce travail. D'autres sont visibles; l'une en particulier coupe les raies K $\alpha$  du cuivre. On remarquera l'augmentation de l'intensité de Cu K $\beta$  dans la région de réflexion simultanée.

La condition (1) de réflexion simultanée devient alors

$$\begin{aligned} & \cos \psi \cos \varphi \left[ \frac{d^2}{a \sqrt{3}} (2h_1 + h_2) - \frac{d'^2}{a \sqrt{3}} (2h_1' + h_2') \right] \\ & + \cos \psi \sin \varphi \left[ \frac{d^2 h_2}{a} - \frac{d'^2 h_2'}{a} \right] + \sin \psi \left[ \frac{d^2 h_3}{a_3} - \frac{d'^2 h_3'}{a_3} \right] = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

avec

$$d^2 = \frac{1}{\frac{4}{3a^2} (h_1^2 + h_2^2 + h_1 h_2) + \frac{h_3^2}{a_3^2}}.$$

L'expression (3) est l'équation en fonction de  $\psi$  et  $\varphi$  des directions dans lesquelles il faut envoyer les rayons X pour que l'on ait réflexion simultanée sur  $(h_1 h_2 h_3)$  et sur  $h_1' h_2' h_3'$ . A chaque direction  $(\psi, \varphi)$  correspond évidemment une longueur d'onde  $\lambda$ ,

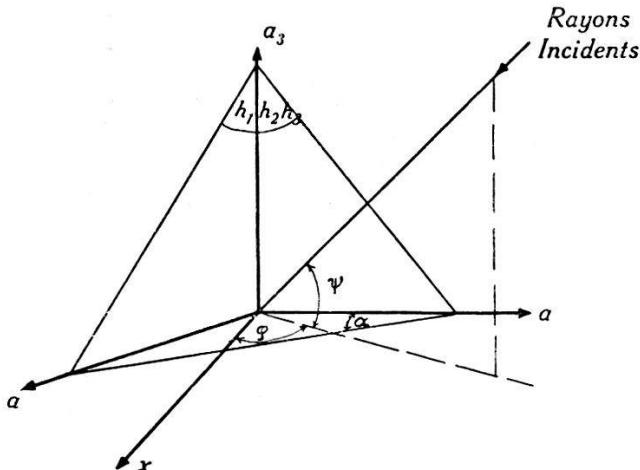


Fig. 5.  
Axes du cristal.

que l'on peut calculer d'après (2) et (3). Les conditions expérimentales dans lesquelles la figure (2) a été obtenue (les deux plans réflecteurs étant caractérisés par  $h_3 = 0$ ), nous montrent que seuls de petits angles  $\psi$  interviennent. D'autre part, pour obtenir l'équation de la courbe formée par l'intersection d'une sphère et des rayons réfléchis sur le plan  $(h_1 h_2 h_3)$  (et non plus des rayons incidents), il faut poser :

$$\psi' = -\psi \quad \text{et} \quad \varphi' = 2\alpha - \varphi.$$

Dans ces conditions, on obtient, pour  $\psi' = 0$  ( $\varphi' = \varphi_0'$ ):

$$\operatorname{tg}(2\alpha - \varphi_0') = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{d^2 (2h_1 + h_2) - d'^2 (2h_1' + h_2')}{d'^2 h_2' - d^2 h_2} \quad (4)$$

et pour l'angle  $i$  que forme la tangente à la courbe avec l'intersection sur la sphère d'un plan perpendiculaire à  $a_3$

$$\operatorname{tg} i = \left( \frac{d\psi}{d\varphi} \right)_{\varphi=0} \quad (5)$$

$$= \frac{a_3}{d'^2 h_3'} \left[ \frac{d^2(2h_1 + h_2) - d'^2(2h_1' + h_2')}{a\sqrt{3}} \sin(2\alpha - \varphi_0) - \frac{d^2 h_2 - d'^2 h_2'}{a} \cos(2\alpha - \varphi_0) \right].$$

On remarquera que l'angle  $i$  change de signe avec  $h_3$ . Si donc les deux plans  $(h_1' h_2' h_3')$  et  $(h_1' h_2' \bar{h}_3')$  ont le même facteur de structure, il apparaîtra deux raies blanches ou noires symétriquement placées (deux courbes le long desquelles la réflexion simultanée aura eu lieu). Si les facteurs de structure des deux plans sont différents, l'intensité des deux raies symétriques sera différente. L'intersection de ces deux raies se produit pour  $\psi = 0$ , ce qui permet de mesurer facilement  $\varphi_0$  ou  $\lambda_0$  la longueur d'onde pour laquelle on a réflexion simultanée sur les trois plans.

Appliquons au quartz ces calculs. On sait<sup>1)</sup> que

$$a = 4,903 \text{ \AA} \quad \text{et} \quad a_3 = 5,393 \text{ \AA}$$

On trouve alors, en appliquant (4) et (5) pour les réflexions simultanées sur  $(120)$  et  $(\bar{1}01)$  et sur  $(130)$  et  $(\bar{1}01)$ , les chiffres suivants :

	120— $\bar{1}01$	130— $\bar{1}01$
$\lambda_0$ calc.	1,393	1,256
$\lambda_0$ obs.	1,387	1,2566
$i$ calc.	62°18'	59°40'
$i'$ obs.	67°50'	66°40'

L'angle  $i'$  observé entre la raie considérée et l'horizontale a été mesuré directement sur la plaque photographique (figures 3 et 4). Pour obtenir l'angle  $i$ , il faudrait connaître l'angle  $\gamma$  (figure 1) que la plaque photographique fait avec la normale aux rayons venant du cristal. On voit facilement en effet que

$$\operatorname{tg} i = \frac{\operatorname{tg} i'}{\cos \gamma}.$$

L'angle  $\gamma$  était de l'ordre de grandeur de 10° dans nos expériences sans être connu avec précision. Nous n'avons donc pas corrigé les valeurs de  $i'$  qui devraient être augmentées d'environ 30'.

<sup>1)</sup> JAY, Proc. Roy. 142, 237, 1933.

La concordance entre les valeurs observées et calculées, contenues dans le tableau précédent, sans être parfaite, nous montre cependant que ce sont bien les plans  $(101)$  et  $(\bar{1}0\bar{1})$  qui donnent lieu aux réflexions simultanées produisant les deux raies blanches symétriques principales dans  $(130)$  et les raies noires dans  $(120)$ .

Il est possible que les différences entre valeurs calculées et observées, qui dépassent largement les erreurs d'expérience, proviennent de la déformation du cristal lors de sa courbure; elles ne sont pas dues à un mauvais choix des constantes réticulaires, comme nous nous en sommes assurés. Seule l'étude complète d'une grande série de raies blanches ou noires pourrait éclaircir ce point.

On voit, sur les figures 3 et 4, comment la réflexion simultanée fait en général intervenir différentes longueurs d'ondes pour différents angles. Les raies sont en effet inclinées dans le spectre continu, dans lequel l'échelle des longueurs d'onde est donnée par les raies spectrales d'émission présentes dans le spectre.

D'autre part, on peut observer directement l'influence des facteurs de structure sur les phénomènes de réflexion simultanée, un même plan  $(101)$  ou  $(\bar{1}0\bar{1})$  de grand pouvoir réflecteur agissant une fois avec  $(130)$ , dont le facteur de structure est relativement grand, et une autre fois avec  $(120)$ , dont le facteur de structure est petit. Pour  $(130)$ , la réflexion simultanée, mettant en jeu le troisième plan  $(130 - \bar{1}0\bar{1}) = (231)$ , soustrait une grande partie de l'énergie à la réflexion sur  $(130)$  donnant des lignes blanches intenses. Au contraire, pour  $(120)$ , l'effet de  $(\bar{1}0\bar{1})$  avec le troisième plan  $(221)$  produit un accroissement de l'énergie réfléchie sur  $120$ . On voit donc nettement comment les grandeurs relatives des facteurs de structure interviennent pour donner des effets totalement différents.

Genève-Paris, mai 1937.