2. — Aberration du dioptre sphérique.

Objekttyp: **Chapter**

Zeitschrift: **L'Enseignement Mathématique**

Band (Jahr): **28 (1929)**

Heft 1: **L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE**

PDF erstellt am: **26.09.2024**

On peut faire la même discussion si, n étant toujours plus grand que 1, le dioptre tourne sa concavité du côté d'où vient la lumière. Enfin, pour passer aux cas où on aurait $n < 1$, il suffirait d'appliquer le principe du retour inverse des rayons lumineux.

Ce mode de raisonnement s'applique aussi aux *miroirs stigmatiques* pour deux points donnés. Dans le cas de la réflexion ($n = -1$), l'ovale se réduit à une conique, dont la courbure aux sommets sur l'axe est toujours un *maximum*.

2. — *Aberration du dioptre sphérique.*

Pour les rayons centraux, l'action du dioptre sphérique est la même que celle du dioptre stigmatique ayant pour méridienne l'ovale dont le cercle osculateur en S coïncide avec le cercle O. Si cette ovale présente en S un *maximum* de courbure (fig. 12), l'effet optique réalisé en chaque point I par la substitution du dioptre stigmatique au dioptre sphérique est celui que produirait en I l'adjonction au dioptre sphérique d'un prisme d'angle très petit à arête tournée vers l'axe. Ce prisme déviant les rayons vers sa base, nous en concluons que les rayons marginaux réfractés par le dioptre sphérique rencontrent l'axe en un point P'' plus rapproché du sommet S que le point P' où se croisent les rayons centraux. L'aberration est dite *sous-corrigée.* Si l'ovale présente en S un minimum de courbure (fig. 13), l'effet optique réalisé

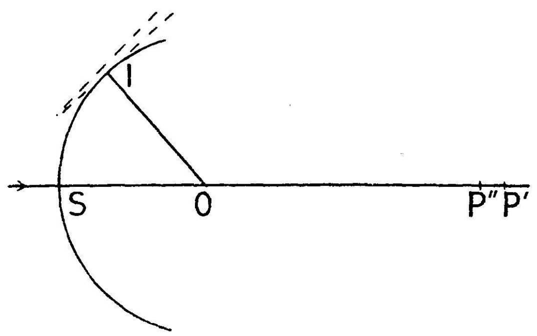

Fig. 12.

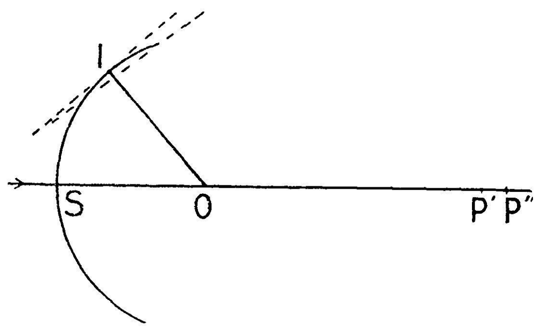

Fig. 13.

par la substitution du dioptre sphérique au dioptre stigmatique est celui que produirait en I l'adjonction au dioptre stigmatique d'un petit prisme à arête tournée vers l'axe: nous en concluons que les rayons marginaux réfractés par le dioptre sphérique rencontrent l'axe en un point P'' plus éloigné de S que P'. L'aberration est dite *surcorrigée*[1].

D'après ce qui a été dit au paragraphe précédent, l'aberration du dioptre sphérique convexe et convergent est surcorrigée quand le point lumineux objet P se trouve entre le sommet du dioptre et son centre de courbure; quand P est extérieur à cet intervalle, l'aberration est souscorrigée. L'aberration du miroir sphérique garde toujours le même sens, quelle que soit la position du point-objet sur l'axe: elle est toujours souscorrigée pour le miroir sphérique concave et surcorrigée pour le miroir sphérique convexe.

3. — *Surface de l'onde réfractée de chemin optique nul dans le cas d'un dioptre sphérique et d'une onde incidente sphérique.*

L'ovale de Descartes se rencontre encore quand on cherche la surface de l'onde réfractée de chemin optique nul donnée par un dioptre sphérique, le point-objet A étant à distance finie[2].

---

[1] On peut, en précisant ces indications, calculer la valeur de l'aberration. Prenons sur l'ovale et sur son cercle osculateur au sommet deux points voisins situés à une même distance infiniment petite h de l'axe. Menons en ces points les normales à l'ovale et au cercle. Les angles γ et γ_0 qu'elles font respectivement avec l'axe sont des infiniment petits; leur différence $\psi = | \gamma - \gamma_0 |$ est l'angle du petit prisme additionnel. Pour avoir γ, nous utilisons l'expression de $tg\ \gamma$ donnée dans la deuxième partie de cette note, en développant les sinus et cosinus en série jusqu'au troisième ordre inclusivement et tenant compte de la relation qui existe entre les distances de deux points conjugués au sommet d'un dioptre sphérique d'indice n et de rayon R. Nous trouvons

$$\psi = \frac{n+1}{2n^2} i^2 \omega ,$$

ω étant l'angle du rayon incident avec la droite joignant le point d'incidence au point stigmatique objet du dioptre sphérique. La déviation imprimée par ce primse d'angle ψ au rayon réfracté est

$$\delta = (n-1)\psi = \frac{n^2-1}{2n^2} i^2 \omega .$$

Le déplacement correspondant du point d'intersection de ce rayon avec l'axe est $\delta . \mathrm{IP}' : \sin \varphi'$. Comme δ est du troisième ordre infinitésimal et φ' du premier ordre, nous pouvons remplacer $\sin \varphi'$ par la partie principale de φ', c'est-à-dire par $h : \mathrm{SP}'$, et IP' par SP' qui lui est égal à un infiniment petit du second ordre près. Donc

$$\mathrm{P'P''} = \delta . \frac{\overline{\mathrm{SP'}}^2}{h} = \frac{n^2-1}{2n^2} . \frac{\overline{\mathrm{SP'}}^2}{h} . i^2 \omega .$$

[2] Si le point-objet est à l'infini, la surface d'onde réfractée de chemin nul est rejetée à l'infini.