

OPTIQUE ASTRONOMIQUE. — *Sur la résolution des télescopes de Schmidt de type catoptrique.* Note (\*) de **Gérard Lemaître**, présentée par Charles Fehrenbach.

Les combinaisons optiques du type Schmidt par réflexion sont particulièrement bien adaptées pour effectuer dans l'espace des « Sky Surveys » en lumière ultraviolette. On compare les performances obtenues par un système centré et celles obtenues par un système non centré. La résolution optique la meilleure est en faveur du système non centré : la forme optimale du miroir correcteur n'a pas la symétrie de révolution. On montre que la zone elliptique de puissance nulle doit être située légèrement au-delà de la partie utile de ce miroir.

*All-reflecting Schmidt-type optical systems are particularly well-adapted for carrying out ultraviolet Sky surveys from space. We compare the performance obtained with centred and non-centred systems. The best optical resolution is in favour of the non-centred system: the optimal shape of the correcting mirror is not a surface of revolution. We show that the elliptical zero-power zone should be located slightly outside of the clear aperture of this mirror.*

Les progrès de l'astronomie spatiale conduisent à étudier des systèmes optiques peu absorbants et exempts de chromatisme. Pour les études à grands champs angulaires dans l'ultraviolet, les télescopes de Schmidt par réflexion s'avèrent les plus intéressants, et seront probablement construits pour effectuer des « Sky Surveys » analogues à ceux réalisés, dans le visible de 1950 à 1958, avec le Schmidt par transmission du Mont-Palomar.

On considère ici, un télescope de Schmidt par réflexion dans sa forme la plus simple : celle composée de deux miroirs. Le sommet du miroir correcteur, de puissance moyenne quasiment nulle, est placé au centre de courbure C du miroir concave sphérique de rayon R. Soient  $\Omega$  et  $\varphi_m$ , le rapport d'ouverture et le demi-angle de champ respectifs du télescope. Pour obtenir un champ de pleine lumière de  $2\varphi_m$ , le miroir correcteur est nécessairement incliné d'un angle  $\alpha \geq \varphi_m + 1/4\Omega$ . Afin de corriger les aberrations dans tout le champ, on est amené à comparer deux systèmes optiques distincts :

Cas 1. — La combinaison est un système centré dont l'axe commun aux deux miroirs est la normale au sommet du miroir correcteur. Le miroir concave est utilisé en dehors de cet axe et le miroir correcteur est une surface asphérique de révolution.

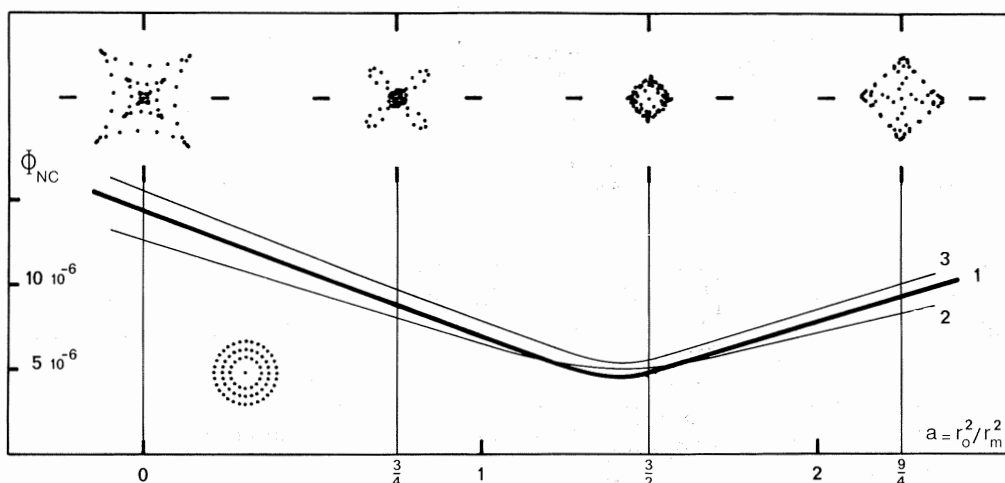
Cas 2. — La combinaison est un système non centré; le pseudo-axe du système est le rayon principal du faisceau incident qui converge au centre du champ. Le miroir correcteur est une surface asphérique non de révolution. Dans ce cas le stigmatisme rigoureux peut être obtenu pour le centre du champ.

Soit  $f = (1/2 + \varepsilon)R$  la distance du foyer de la combinaison au centre de courbure C du miroir concave sphérique. Au niveau du point C l'onde  $\mathcal{O}$  d'aberration de sphéricité due à ce miroir est de la forme  $Z_c(r^2) = \sum A_{2n} r^{2n} / R^{2n-1}$  avec  $0 \leq r \leq r_m$  où  $r$  est la hauteur d'incidence et  $r_m$  la hauteur d'ouverture (ou demi-ouverture) du faisceau incident. Pour les premiers coefficients  $A_{2n}$  fonctions du paramètre sans dimension  $\varepsilon$ , le principe de Fermat se traduit par [1] :

$$\begin{aligned} A_2 &= -\frac{2\varepsilon}{1+2\varepsilon}, & A_6 &= \frac{3}{8} - 4\varepsilon + 16\varepsilon^2 - \dots, \\ A_4 &= \frac{1-2\varepsilon-4\varepsilon^2+40\varepsilon^3}{4(1+2\varepsilon)^3}, & A_8 &= \frac{45}{64} - 8\varepsilon + \dots \end{aligned}$$

Dans le cas où l'on considère un système centré (cas 1), l'optimisation dans le champ consiste à étudier la qualité des images sur une sphère concentrique au miroir et distante de son foyer paraxial de la petite quantité  $\varepsilon = a/2^6 \Omega^2$ . Le coefficient  $a$  caractérise la hauteur  $r_0$

de la zone de puissance nulle du miroir correcteur, par la relation  $r_0/r_m \simeq \sqrt{a}$  dans la théorie du 3<sup>e</sup> ordre. La meilleure correction est obtenue pour  $a=3/2$  soit une zone de puissance nulle en dehors de l'ouverture utile ( $r_0/r_m=1,22\dots$ ). D'autre part, à ce choix de  $\varepsilon$  correspond la meilleure forme  $Z=(1/2) \cos(\alpha+\varphi_m) Z_0(r^2)$  du miroir correcteur; le facteur de sous-correction  $\cos(\alpha+\varphi_m)$  permet de réduire au mieux l'image du bord du champ la plus distante de l'axe du système [2]. Pour cette image la structure et la dimension de l'aberration résiduelle



Système non centré ouvert à  $F/3$  ( $\Omega \simeq 3$ ), de champ  $2\varphi_m=4^\circ$  avec une inclinaison du miroir correcteur  $\alpha=10^\circ > \varphi_m + 1/4\Omega$ . Pour le passage de rayons, la pupille placée sur ce miroir est constituée de 73 points disposés sur trois cercles concentriques (en bas à gauche). Le cercle le plus grand, de rayon  $r_m$  (bord du miroir), génère le diamètre minimal de l'aberration résiduelle  $\Phi_{NC}$  pour tous points situés au bord du champ. Les courbes (1), (2) et (3) donnent  $\Phi_{NC}$  pour quatre points du bord du champ situés sur la meilleure sphère focale : (1) les deux points les plus distants situés de part et d'autre du plan de symétrie du télescope (spot-diagrammes en haut); les points dans le plan de symétrie au minimum de déviation (2) et au maximum de déviation (3).

sont identiques dans les directions radiale et tangentielle. Pour tout le champ, la meilleure sphère focale présente des aberrations résiduelles inférieures à celle de l'image précédente, soit un diamètre angulaire maximal

$$\Phi_C = 3 \sin^2(\alpha + \varphi_m) / 2^8 \Omega^3.$$

Dans le cas où l'on considère un système non centré (cas 2), le miroir correcteur est constitué d'ellipses affines [3] obtenues en remplaçant  $r^2$  par  $x^2 + y^2 \cos^2 \alpha$ , où le plan  $xCy$  est tangent au sommet du miroir, le plan  $yCz$  étant le plan de symétrie du système. L'optimisation, dans le champ, effectuée dans la direction  $Cx$ , conduit à une zone elliptique de puissance nulle dont le rayon est plus grand que celui de l'ouverture elliptique utile d'un facteur  $r_0/r_m = \sqrt{3/2} \cos^2 \alpha$ . Contrairement au cas 1, une sous-correction n'améliore pas les images dans le champ; le meilleur profil du miroir correcteur étant donné par

$$Z = \frac{1}{2 \cos \alpha} Z_0(x^2 + y^2 \cos^2 \alpha).$$

Au bord du champ (direction  $Cx$ ) la meilleure mise au point laisse une aberration résiduelle de diamètre angulaire

$$\Phi_{NC} = 3 \sin \varphi_m \left( \sin \varphi_m + \frac{3}{2} \sin \alpha \right) / 2^8 \Omega^3.$$

CONCLUSION. — Pour un objet stellaire le gain en luminosité du système non centré est  $g = \Phi_C^2 / \Phi_{NC}^2$ . Considérons un télescope de 1 m de diamètre ouvert à F/2,8 ( $\Omega = 2,8$ ) et un champ de  $5^\circ$  soit  $\varphi_m = 2^\circ,5$ , l'inclinaison du miroir correcteur est  $\alpha = \varphi_m + 1/4\Omega = 7^\circ,6$ ; on obtient  $\Phi_C = 3'',4$  et  $\Phi_{NC} = 1'',1$  soient des images respectives de 46 et 16  $\mu\text{m}$  de diamètre.  $g = 8,6$  et le gain en magnitude est  $\Delta m = 2,3$ . Avec un système centré la même résolution angulaire est obtenue à F/3,7 (images de 21  $\mu\text{m}$ ) et la même résolution linéaire à F/4 (images de  $0'',85$ ). Quel que soit le type de système choisi — centré ou non — la taille du miroir correcteur pourra être effectuée par relaxation élastique. Ce sera l'objet d'une autre publication.

(\*) Remise le 9 avril 1979.

[1] Les valeurs des coefficients  $A_2$  et  $A_4$  sont en accord avec celles données par C. CARATHÉODORY, *Hamburg. Math. Einzelschr.*, 28, 1940.

[2] Un procédé analogue a été utilisé par E. H. LINFOOT dans le cas des télescopes de Schmidt par transmission, *M.N.R.A.S.*, 109, 1949, p. 279.

[3] G. LEMAÎTRE, *J. Opt. Soc. Amer.*, 66, n° 12, 1976, p. 1334.

Observatoire de Marseille,  
2, place Le Verrier, 13004 Marseille.