

PROJET D'UN TELESCOPE CASSEGRAIN

Ces compléments supposent du lecteur une expérience technique préalable acquise par la réalisation d'au moins un bon télescope standard.

61. **Disposition générale classique et notations.** - Le grand miroir principal concave (fig. 70) de diamètre D_1 et rayon de courbure r_1 , a donc une longueur focale $f_1 = r_1 / 2$. Le miroir secondaire est convexe, de diamètre D_2 , rayon de courbure r_2 ; il est placé dans le faisceau du grand miroir en avant du foyer et restitue un faisceau moins ouvert qui passe dans un trou foré dans le miroir

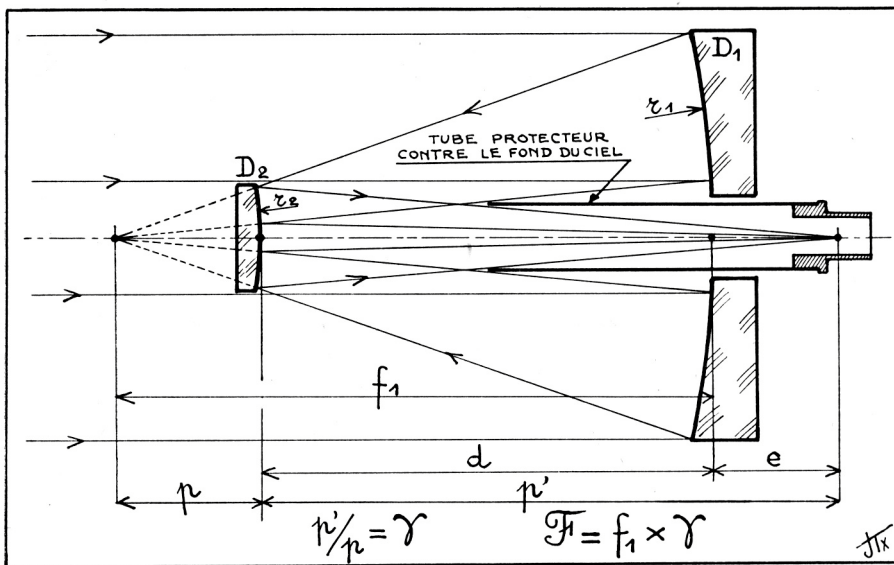


Fig. 70. - Schéma général d'une combinaison Cassegrain.
Les dimensions transversales sont exagérées.

principal. Ce faisceau résultant correspond à une longueur focale équivalente F de la combinaison. Le rapport $F/f_1 = \gamma$ exprime le grandissement dû au miroir convexe de même que le rapport entre les distances p' et p séparant le sommet du miroir convexe du foyer résultant et du foyer du grand miroir. Les sommets des miroirs sont séparés par la distance d , tandis que pour rendre accessible le plan focal résultant on lui ménage une distance de dégagement e comptée à partir du sommet du grand miroir.

62. Avantages et inconvénients du Cassegrain classique. – La partie oculaire est disposée face au ciel, comme avec une lunette, ce qui, tout compte fait, est plus commode que l'oculaire latéral en haut du tube en Newton, particulièrement quand l'instrument est monté équatorialement. Grâce à son miroir convexe le Cassegrain donne la possibilité de disposer d'un instrument de longueur focale aussi grande qu'on le veut, sans augmentation de l'encombrement fixé par la longueur focale f_1 du grand miroir. Ceci est spécialement intéressant, pour la photographie planétaire ou plus généralement à haute résolution ⁽¹⁾ de même les observations planétaires et d'étoiles doubles pourront se faire avec des oculaires de longueur focale avantageuse et pas obligatoirement très bien corrigés comme le Plössl ou l'orthoscopique.

L'oculaire ou la plaque photographique reçoivent en Cassegrain directement la lumière du fond du ciel ou d'une source voisine du champ, ce qui abaisse les contrastes et constitue un inconvénient très sérieux. Le remède consiste à prolonger le tube porte-oculaire assez loin (fig. 70) pour éliminer la lumière parasite sans diaphragmer. Malheureusement cette élimination ne peut être complète que sur l'axe, hors de l'axe il y a silhouettage de l'ouverture et réintroduction de fond du ciel à moins que l'on n'augmente notablement l'obstruction centrale ce qui, nous allons le voir, est inadmissible ; l'allongement démesuré du tube ne peut pas non plus être retenu. Non seulement le rapport F / D_1 peut être grand en Cassegrain mais logiquement il doit l'être. Il est hors de doute qu'un Newton, d'ailleurs plus facile à construire, est plus avantageux pour les rapports F / D de l'ordre de 6 à 8 et l'on peut même ajouter qu'une lentille de Barlow ⁽²⁾, permet d'étendre cet avantage au moins jusqu'à F / D de l'ordre de 15 ou 20. En Newton comme en Cassegrain, désirer un champ étendu et bien dégagé du tube se paye par une obstruction centrale plus importante. Pour le Cassegrain cela réduit la possibilité de choisir un γ petit et mérite un sérieux examen. La forte obstruction centrale est nuisible non à cause de la perte de lumière, qui s'exprime en centièmes de magnitude dans les cas usuels, mais parce que la figure de diffraction normale (fig. 71) est altérée. L'énergie diffractée dans les anneaux est augmentée aux dépens de l'intensité de la tache centrale. Le tableau ci-dessous chiffre cette perte pour différents rapports d'obstruction :

OBSTRUCTION RELATIVE	0,0	0,1	0,2	0,3	0,5
La tache centrale	83,8	81,8	76,4	68,2	47,8
Le 1 ^{er} anneau	7,2	8,7	13,7	21,8	35,2
Le 2 ^e anneau	2,8	1,9	0,7	0,5	7,2
Le 3 ^e anneau	1,5	2,4	4,0	2,5	0,2
Tous les anneaux	16,2	18,2	23,6	31,8	52,2

La figure 71 donne les rapports d'intensité jusqu'au second anneau de diffraction, relativement à la tache centrale, pour une pupille entièrement libre et pour des obstructions de 0,2 et 0,5. Les aspects visuels correspondants montrent la gravité de l'altération dans le cas de l'obstruction 0,5 ; le premier anneau est tellement

⁽¹⁾ *Astrophotographie d'amateur*, § 21 et 26. Editions Revue d'Optique, 1954

⁽²⁾ Voir § 97.

renforcé que la moindre aberration zonale résiduelle ou la moindre turbulence aidant, ce n'est plus le rayon du premier anneau noir mais celui du second qui sera représentatif du pouvoir résolvant ; ainsi un télescope de 400 mm à obstruction 0,5 ne sera guère meilleur qu'un 210 mm entièrement libre, il sera même très inférieur si la turbulence devient notable. Nous retiendrons en pratique qu'une obstruction de 0,1 ne produit pas d'altération appréciable de l'image ; une obstruction de 0,2 donne un renforcement visible mais tolérable des deux premiers anneaux ; l'obstruction de 0,3 est à déconseiller, particulièrement pour un instrument à surfaces planétaires ou pour l'observation d'un compagnon serré d'une étoile double, au delà de 0,4 il s'agit d'obstructions admissibles uniquement dans les télescopes photographiques à grand champ. D'ores et déjà nous voyons que le Cassegrain logiquement conçu devra avoir un rapport F / D_1 supérieur à 15 et qu'il sera par conséquent mal adapté à l'observation visuelle ou photographique de pâles objets étendus tels que les nébuleuses et les comètes qui exigent les plus grandes pupilles de sortie de l'ordre de 5 à 7 mm, des faibles grossissements et des champs étendus, impraticables sur un tel instrument.

63. La variante du Cassegrain coudé.- Au lieu de percer le grand miroir, nous pouvons rendre le plan focal accessible au moyen d'un miroir plan diagonal P analogue à celui d'un télescope newtonien qui rejette le foyer résultant F en F' (fig. 72). Cette disposition a été adoptée notamment par Ritchey pour les télescopes de 152 et 254 cm du Mont Wilson, mais elle peut s'appliquer avantageusement également à un modeste instrument d'amateur à monture équatoriale à fourche (fig. 73). Les orientations les plus fréquentes de l'instrument correspondent à des inclinaisons confortables du porte-oculaire, comparables à celles d'un microscope. De plus, la figure 72 montre que l'on peut réduire, pour une obstruction donnée, le trajet p' et par conséquent un γ assez élevé n'est plus obligatoire. Enfin le miroir non percé est sensiblement plus facile à exécuter et dépourvu de l'effet thermique de trou central, qu'on observe toujours au Foucaultage d'un Cassegrain droit de n'importe quelles dimensions, sous forme de volutes en mouvement lent constituant une veine permanente qui s'élève radialement au-dessus du trou, parfois cette perturbation est très notable. L'inconvénient principal du système c'est qu'à un nombre de réflexions

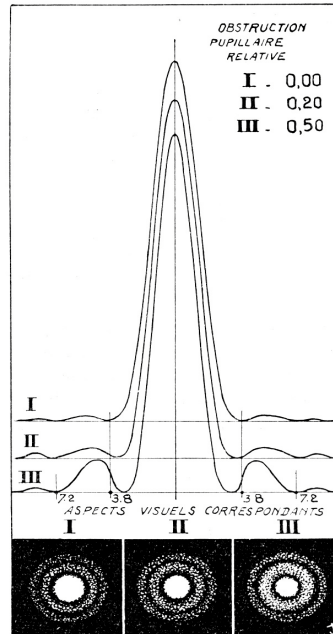


Fig. 71. - Altération de la figure de diffraction en présence d'obstruction centrale.

impair correspond une image symétrique par rapport à la réalité ; pour utiliser une carte ou identifier les détails d'un dessin planétaire, il faut employer une glace. On pourrait y remédier en remplaçant le miroir diagonal par un prisme à

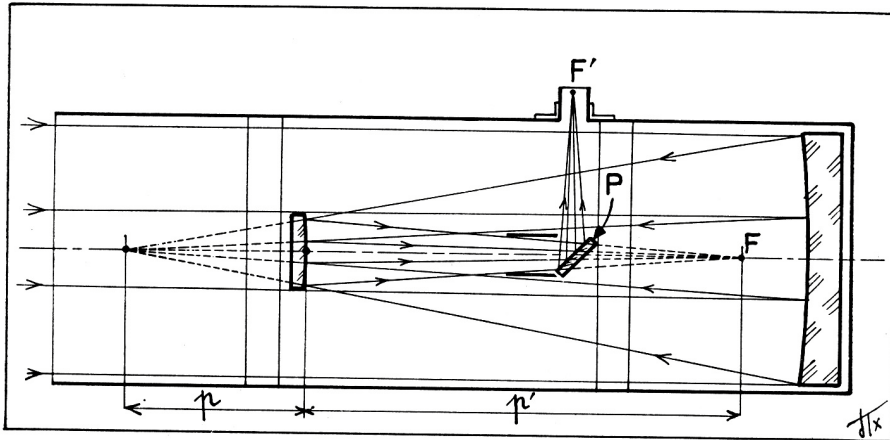


Fig. 72. - Schéma général d'un Cassegrain coudé.

toit de très bonne qualité (vu la puissance des oculaires). La protection contre la lumière du fond du ciel peut être assez difficile pour certaines proportions ou au contraire meilleure pour une distance assez réduite du diagonal au miroir convexe. On cumule presque inévitablement les effets de diffraction des deux

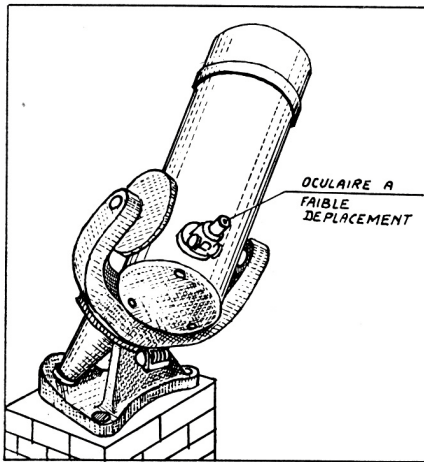


Fig. 73. - Disposition générale possible d'un petit Cassegrain coudé.

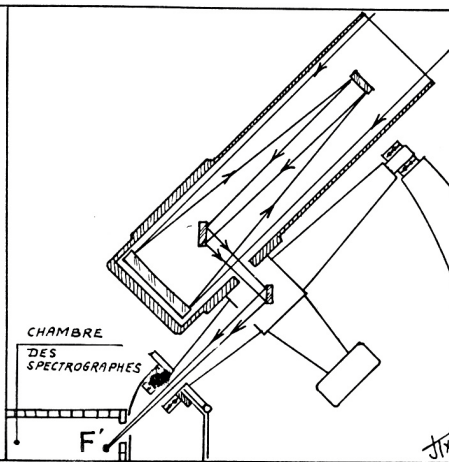


Fig. 74. - Grand télescope Cassegrain coudé.

systèmes de lames support d'araignée dont la superposition sur l'axe est bien théorique. Mentionnons encore brièvement la disposition coudée des grands télescopes avec le foyer résultant fixe passant dans l'axe horaire ce qui permet l'installation d'un gros spectrographe en chambre thermostatée. La figure 74 montre la disposition du faisceau pour un réflecteur à monture équatoriale anglaise

simple. On notera qu'il faut ici un quatrième miroir et que l'allongement considérable de p' entraîne un γ élevé et une longueur focale équivalente énorme, les fentes et les collimateurs des spectrographes associés en tiennent compte.

64. Discussion du choix des caractéristiques. - Le diamètre D_1 du grand miroir fixe l'échelle du projet, sur ce point nous laisserons l'ambition du constructeur suivre son destin, parfois amer. L'encombrement en longueur de l'instrument est lié à la longueur focale f_1 (fig. 70) du grand miroir, c'est un souci légitime de la réduire autant que possible mais un très bon miroir parabolique à $f_1 / D_1 = 4$ nécessite un opticien de premier ordre, il paraît préférable de ne pas descendre en dessous de 5, même si l'on a déjà une sérieuse expérience ; d'autre part aller au delà de 6 conduirait finalement à une longueur focale résultante F excessive. La distance de dégagement e est la somme de cotes difficilement compressibles : épaisseur du miroir et de son barillet, de la monture porte-oculaire, auxquelles il faut ajouter une course supplémentaire en prévision d'accessoires raccourcissant le tirage - oculaire coudé, hélioscope, chambre photographique -. Pour un instrument d'amateur e sera d'environ 200 à 250 mm, une augmentation inconsidérée conduirait à accroître γ ou l'obstruction centrale. Nous voici enfin au choix de γ qui est la grande décision à prendre puisque f_1 ne peut varier entre de larges limites. Pas d'hésitation pour celui qui veut à tout prix le meilleur instrument à surfaces planétaires, il prendra le γ maximum de manière à réduire l'obstruction au minimum ce qui entraîne le sacrifice du champ et des faibles grossissements. En effet les séries d'oculaires de l'industrie ne sont pas riches du côté des grandes longueurs focales ⁽¹⁾. Posons que le plus faible oculaire disponible est de 75 mm. Sacrifions les pupilles de sortie supérieures à 1,5 mm. Le rapport F / D_1 pourra atteindre 50 et le $\gamma = 10$ avec un primaire à $f_1 / D_1 = 5$. Le plus faible grossissement possible sera donc de 133 pour un instrument de 200 mm et de 200 pour un 300 mm. Sur un télescope moins spécialisé on ne voudra pas dépasser $F / D_1 = 20$ à 25, toujours dans l'hypothèse d'un primaire ouvert à 5 on aura un γ de 4 à 5 la pupille maximum atteindra 3,75 ou 3 mm, les grossissements s'abaissant, toujours avec l'oculaire le plus faible de 75 mm à 53 ou 67 pour le 200 mm et à 80 ou 100 pour le 300 mm. Ce dernier télescope ne peut déjà plus montrer la Lune en entier faute de pouvoir percer un trou assez grand dans le miroir. Les γ inférieurs à 3 sont à déconseiller dans les Cassegrains droits visuels.

65. Calcul des autres caractéristiques correspondantes. - Il est pratique d'utiliser largement le paramètre γ ; dans les formules élémentaires ci-dessous on suppose toutes les quantités positives pour éviter des erreurs de signe possibles avec des segments orientés.

Position du miroir secondaire (notations de la figure 70)

$$p = \frac{f_1 + e}{g + 1} \quad (1)$$

$$p' = pg \quad (2)$$

⁽¹⁾ Il en résulte que même les lunettes astronomiques normales à $f / 15$ ne peuvent pas être employées avec le grossissement équipupillaire. Sur notre demande la maison CLAVE réalise des oculaires de Plössl de focale de 40, 50 et 75 mm sur coulant de 50 mm (voir § 98).

Rayon de courbure du secondaire :

$$r_2 = \frac{2pg}{g-1} \quad \text{ou} \quad \frac{2p'}{g-1} \quad (3)$$

Diamètre du secondaire

$$D_2 = \frac{D_1 p}{f_1} \quad \text{ou} \quad \frac{p}{m} \quad m \text{ étant le rapport d'ouverture} \quad (4)$$

auquel on pourra ajouter quelques millimètres si l'on veut couvrir un champ de pleine lumière non nul. Il faut prévoir en outre encore 2 mm de plus pour le diamètre extérieur du verre. L'obstruction réelle est déterminée par le diamètre extérieur de la monture qui ne peut guère faire moins d'un millimètre de plus que celui du verre dans le cas d'un petit miroir.

Le trou du miroir principal doit, bien entendu, rester inférieur au diamètre d'obstruction du secondaire ; dans le cas d'un petit instrument on vérifiera qu'il n'est pas toujours possible d'utiliser tout le champ d'un oculaire à long foyer.

66. **Coefficients de déformation des miroirs.** - Schwarzschild a donné en 1905⁽¹⁾ une théorie générale des télescopes à deux miroirs dont les Cassegrains ne constituent qu'une famille. Cette théorie permet de calculer toutes les aberrations du troisième ordre : aberration de sphéricité, coma, astigmatisme, courbure de champ pour une paire de miroirs absolument quelconque. Bien que des changements de variables astucieux permettent de simplifier beaucoup l'application des formules de Schwarzschild nous ne donnerons dans ces notes pratiques que les coefficients de déformation ⁽²⁾ b_1 et b_2 qui annulent l'aberration de sphéricité pour quelques cas remarquables, les aberrations extra-axiales ne pouvant qu'être faibles, vu le champ réduit des Cassegrains, seule la coma sera rapidement mentionnée. On sait que la forme d'un des miroirs étant choisie on peut toujours obtenir le stigmatisme sur l'axe par une déformation convenable du second miroir, il y a donc une infinité de télescopes à deux miroirs corrigés de l'aberration de sphéricité. En fait on réserve le nom de Cassegrain au télescope dont le *grand miroir est paraboloidé*, comme celui d'un Newton et peut, par conséquent, être utilisé indépendamment du secondaire convexe ; cette possibilité est particulièrement utile dans un grand instrument mais la discussion des §§ 62 et 64 nous a montré que si un Newton pouvait rendre les services d'un Cassegrain, l'inverse n'était pas possible, la réservation d'une possibilité de montage Newton est donc toujours intéressante et nous ne traiterons en détail que le vrai Cassegrain dont les miroirs ont les coefficients de déformation suivants :

Grand miroir paraboloidé :

$$-b_1 = 1 \quad (5)$$

Secondaire convexe hyperboloidé :

$$-b_2 = \left(\frac{g+1}{g-1} \right)^2. \quad (6)$$

(Pour éviter les erreurs de signe faciles à commettre nous ne donnons que des formules dont les signes remaniés permettent l'introduction de quantités telles

⁽¹⁾ Untersuchungen zur geometrischen optik II. Theorie des Spiegeltelescope dans *Astronomischen Mitteilungen Göttingen*, t. 9, 1905

⁽²⁾ Voir § 35.

que γ, p, d, r_1 prises avec le signe positif). On se rappelle ⁽¹⁾ qu'à un coefficient b négatif correspond un miroir dont le rayon de courbure va en augmentant en allant du centre vers le bord. La coma du vrai Cassegrain est la même que celle d'un paraboloides de même ouverture dont la longueur focale serait F , étant donné les rapports d'ouverture de 20 à 50 on peut dire qu'elle est inobservable dans le champ réduit accessible à travers le trou du miroir.

Cependant levons l'indétermination des couples de miroirs stigmatiques en posant la condition d'une coma nulle : nous obtenons le télescope aplanétique

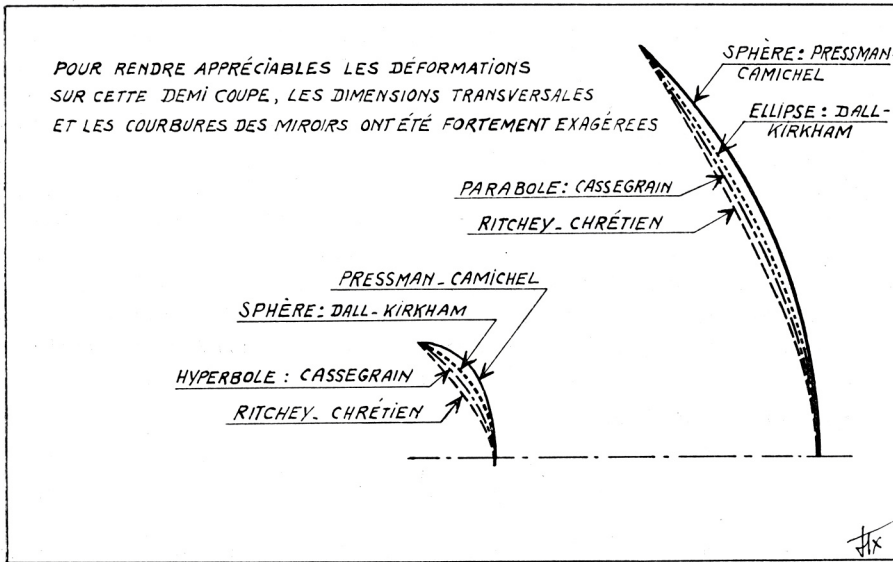


Fig. 75. – Comparaison des déformations de différents groupes de miroirs.

de Ritchey-Chrétien dont les équations de Schwarzschild donnent facilement les miroirs :

$$-b_1 = \frac{2p}{dg^2} + 1 \tag{7}$$

$$-b_2 = \frac{r_1 g}{d(g-1)^3} + \left(\frac{g+1}{g-1} \right)^2 \tag{8}$$

On voit que les deux miroirs sont notablement plus déformés que ceux du vrai Cassegrain, inconvénient d'autant plus grave que la possibilité d'exploiter la correction de la coma impose logiquement un champ étendu, donc un F / D_1 modéré: 6 par exemple qui conduit à un $f_1 / D_1 = 3$ à 4 et à un γ de 2 ou même 1,5, les difficultés d'exécution et l'obstruction centrale sont donc très grandes. Les deux exemplaires homothétiques de 51 et 102 cm réalisés par Ritchey n'ont jamais été largement employés ⁽²⁾, les combinaisons récentes dérivées des Schmidt ont apporté des solutions plus complètes et meilleures de télescopes aplanétiques.

⁽¹⁾ Voir § 35.

⁽²⁾ Cependant le plus grand des deux, autrefois monté à U. S. Naval de Washington est installé depuis peu à Flagstaff et donne d'excellentes photographies à longue pose.

Dall et Kirkham ⁽¹⁾, pensant réduire les difficultés de taille et contrôle du miroir convexe, ont stipulé la condition d'un secondaire sphérique. Les coefficients de déformations sont :

Secondaire sphérique :

$$b_2 = 0 \quad (9)$$

Primaire ellipsoïdal :

$$-b_1 = 1 - \frac{r_2}{r_1} \frac{(g^2 - 1)^2}{g^4} \quad (10)$$

Le grand miroir est donc un peu moins déformé qu'un paraboloïde, b_1 est de l'ordre de $-0,8$ pour des proportions usuelles. Dans les mêmes conditions la coma est environ 10 fois supérieure à celle d'un vrai Cassegrain de mêmes caractéristiques. Cet inconvénient n'est pas très sérieux par lui-même mais entraîne la nécessité d'un centrage des miroirs plus soigné et d'une stabilité mécanique du tube meilleure. En fait nous verrons que, quand on peut réellement affirmer sérieusement que l'on a obtenu un secondaire sphérique, le travail peut être considéré comme avancé à 95% par rapport à l'achèvement en hyperboloïde du vrai Cassegrain. Le télescope de Dall-Kirkham ne présente donc que des inconvénients, d'ailleurs mineurs, pour l'opérateur bien informé.

Pressmann ⁽²⁾ et Camichel ⁽³⁾ ont vu la possibilité de réaliser un Cassegrain dépourvu totalement d'obstruction en adoptant un grand miroir sphérique travaillant hors de l'axe. Les coefficients de déformation deviennent :

Grand miroir sphérique :

$$b_1 = 0 \quad (11)$$

$$b_2 = \frac{r_1}{r_2} \left(\frac{g}{g-1} \right)^4 - \left(\frac{g+1}{g-1} \right)^2. \quad (12)$$

Cette fois b_2 est positif, le miroir convexe a donc un rayon de courbure plus long au centre qu'au bord, la déformation est malheureusement très importante. Nous ne reviendrons pas sur la discussion de cet instrument développée dans l'article cité ⁽³⁾. Retenons seulement, outre la difficulté d'exécution du secondaire, la coma énorme exigeant un centrage rigoureux qui ne peut qu'être précaire.

Plaisir d'inventer du « nouveau » ou de construire un télescope monstrueux mis à part, il n'est guère possible de sortir du classique sans risquer de perdre son temps et de l'efficacité instrumentale, *le télescope à deux miroirs corrigé de toutes les aberrations*, en est un exemple amusant. On trouve facilement en égalant toutes les

équations de Schwarzschild à zéro la condition $g = \pm \frac{\sqrt{2}}{2}$ qui permet de réaliser ce

télescope « idéal ». Celui qui remet à temps les pieds sur terre s'aperçoit que sur les quatre combinaisons possibles, trois sont impraticables, soit parce qu'il faudrait placer le secondaire derrière le primaire où il ne recevrait pas de lumière ou parce que le faisceau résultant serait divergent (image virtuelle) ; la quatrième n'est pas totalement absurde : le primaire est convexe, le secondaire (si l'on peut dire) est concave, plus grand que le primaire et percé d'un trou central du diamètre du primaire ; pour un champ de pleine lumière nul, le trou central du primaire est déjà prohibitif

⁽¹⁾ *Scientific American*, t. 185, 1951, p. 118.

⁽²⁾ *Journal of the British Astronomical Association*. Vol. 57, déc. 1947, p. 224.

⁽³⁾ *L'Astronomie*, Commission des Instruments, 80^e séance, t. 68, oct. 1954, p. 387.

et l'on a la satisfaction morale de savoir que si l'on pouvait recevoir le faisceau oblique d'une étoile notablement extra-axiale, on observerait une image dépourvue de toute aberration du troisième ordre.

67. Appréciation des difficultés d'exécution. - La connaissance de b_1 et b_2 suffit au praticien pour conduire le contrôle et réduire les mesures avec la même facilité que dans le cas particulier du paraboloïde ($b_1 = -1$). Si l'on a choisi pour le grand miroir un b_1 différent de -1 l'aberration longitudinale par exemple, à faire intervenir dans les réductions (§ § 35, 36, 37, 38, 45, 46, 47 ; fig. 52, ligne 4) sera :

$$\Delta p' = b \left(\frac{h^2}{r} + \frac{h^4}{2r^3} \right) \quad (13)$$

Les écarts par rapport à la sphère sont toujours intéressants à calculer, encore faut-il préciser quelle sphère ! *Nous considérons uniquement ici la sphère tangente au sommet du miroir et sécante au bord de l'ouverture utile d'ordonnée h* ⁽¹⁾. La trace de cette sphère sur la figure 76 est la droite SB, en chaque point d'ordonnée y de la section méridienne du miroir existe un écart à la sphère

$$x = \frac{b}{8} \times \frac{h^2 y^2 - y^4}{r^3} \quad (14)$$

Cet écart est maximum pour la zone ayant $y = 0,707 h$ et vaut

$$e = \frac{b}{32} \times \frac{h^4}{r^3} \quad (15)$$

Dans le cas le plus fréquent où b est négatif, on voit que la section méridienne est du genre familier *creux central et bord tombant*⁽²⁾ si le miroir est *concave* (fig. 76 I) tandis que si la référence est rapportée à une face *convexe* l'allongement de rayon de courbure en allant vers le bord se traduit par une méridienne à *bosse centrale, dépression annulaire et bord relevé* (fig. 76 II). Considérons le seul cas pratiquement intéressant du vrai Cassegrain. L'écart maximum ϵ croît quand b augmente donc, pour le miroir convexe, quand y diminue mais en même temps le diamètre de ce miroir augmente. L'argument à considérer pour finir d'apprécier la difficulté du travail est la pente correspondante à l'angle maximum θ que fait la surface du miroir avec la sphère de référence (fig. 76) ou plutôt avec la *surface réelle non sphérique* que l'outil actuel de polissage et la technique adoptés ont envie d'engendrer automatiquement. Cette dernière surface est imprévisible, d'où le palliatif provisoire de la sphère de référence dont il ne faut pas perdre de vue le caractère illusoire.

Fixons l'ordre de grandeur de quelques pentes intéressantes. La surface réelle d'une pièce d'optique finie, présente des millions de défauts de toutes dimensions latérales : ceux accessibles au contraste de phase, dont la largeur va depuis 0,01 mm jusqu'à 5 mm par exemple, et ceux plus particulièrement du ressort du Foucaultage, 2 mm jusqu'au diamètre de la pièce. Nous

⁽¹⁾ C'est la sphère qui s'écarte le moins possible d'une surface régulièrement déformée. Ceci permet en particulier l'application directe de la règle de Rayleigh et l'appréciation effective des retouches à faire. L'usage, malheureusement trop fréquent, de la sphère osculatrice aux rayons centraux qui s'écarte *quatre fois plus au bord*, est dénué d'intérêt pratique et cause beaucoup d'erreurs.

⁽²⁾ Fig. 40B et 41

avons montré ⁽¹⁾ que sur une pièce d'optique astronomique travaillée et retouchée tous ces accidents ont la même pente de $0,5$ à 1×10^{-6} par rapport à la surface géométrique idéale. Les petits accidents s'engendrent automatiquement avec cette faible pente si l'on adopte une méthode de polissage correcte ⁽²⁾ mais la forme d'ensemble ne pourra s'obtenir avec cette approximation qu'au prix de retouches d'autant plus nombreuses et difficiles que la surface à réaliser comporte des inclinaisons telles que θ importantes. On peut dériver l'expression (14) par rapport à y pour obtenir les pentes. Voici quelques résultats pour des miroirs courants. Un primaire parabololoïde à $f/5$ présente au voisinage du bord une pente de 3×10^{-5} par rapport à la sphère, à réaliser à

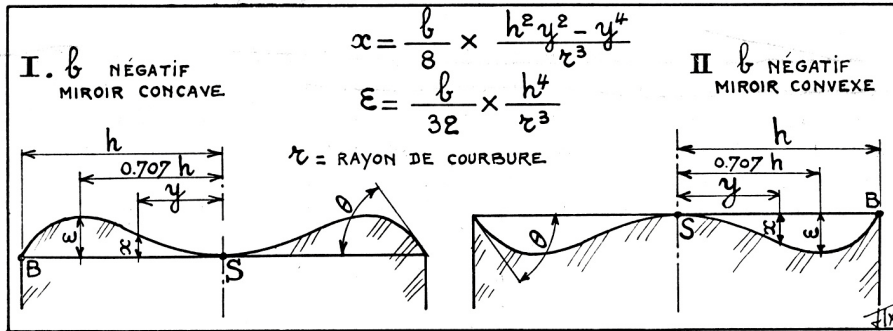


Fig. 76. – Ecart matériels entre les miroirs et la sphère.

l'approximation fixée plus haut. C'est un travail sérieux pour amateur confirmé mais il est très praticable car il est relativement facile d'exploiter une tendance naturelle à déformer d'un grand outil employé avec des grandes courses qui tend, en première approximation, à donner la méridienne de la figure 76 I. Par contre un parabololoïde à $f/4$ qui comporte des pentes doubles de 6×10^{-5} nécessitera des interventions locales plus nombreuses et délicates ⁽³⁾. Le secondaire hyperboloïde convexe à associer au primaire à $f/5$ aura également des pentes au bord de 3×10^{-5} ; étant donné ses dimensions petites, cela représente une intervention légère, malheureusement la figure 76 II nous indique qu'elle est du genre *bord relevé* et les surfaces les plus couramment engendrées en travaillant un petit miroir ont facilement un *bord rabattu* incliné de 5×10^{-5} ou même 1×10^{-4} par rapport à la sphère, particulièrement quand l'opérateur a peur d'échauffer la pièce par un travail poussé prolongé. Renverser cette tendance et obtenir une bonne sphère demande beaucoup plus d'expérience que réaliser l'hyperbole en partant d'une vraie sphère.

68. Exemples récapitulatifs de projets complets. - Pour ceux qui seraient embarrassés par la discussion complète précédente nous allons calculer deux exemples d'instruments intéressants de réalisation bien praticable.

Premier exemple : Un Cassegrain sans spécialisation excessive de 250 mm d'ouverture. Grand miroir $D_1 = 250$; $f_1 = 1\ 250$; $f_1 / D_1 = 5$.

On pose la condition que le grossissement minimum doit pouvoir descendre à 100 (pupille 2,5 mm) avec un oculaire de 75 mm de longueur focale. Ceci

⁽¹⁾ *Ciel et Terre*. LXVI^e année, n° 3-4, mars-avril 1950.

⁽²⁾ §41 et fig. 47.

⁽³⁾ §44, méthode C.

donne $F = 7\,500$ mm, $F / D_1 = 30$ et $\gamma = 7\,500 / 1\,250 = 6$. La distance e de dégagement est choisie de 220 mm.

$$\text{La formule (1) donne : } p = \frac{1250 + 220}{6 + 1} = 210$$

$$\text{La formule (2) donne : } p' = 210 \times 6 = 1260$$

$$\text{La formule (3) donne : } r_2 = \frac{2 \times 210 \times 6}{6 - 1} = 504$$

$$\text{La formule (4) donne : } D_2 = \frac{250 \times 210}{1250} = 42$$

Le diamètre optique est porté à 45, le diamètre extérieur à 47, l'obstruction pour une monture de 48 sera donc de 0,19 qui ne conduit pas à une dégradation alarmante de la tache de diffraction (fig. 71). On pourra forer un trou de 45 dans le miroir principal et utiliser un tube porte-oculaire de 41 x 43 ; le champ ne pourra dépasser 18' (avis aux contemplateurs de Lune en entier, qu'ils conservent leur Newton).

$$\text{La formule (6) donne : } -b_2 = \frac{(6 + 1)^2}{(6 - 1)^2} = 1,96$$

$$\text{La formule (15) donne : } e = \frac{1,96}{32} \times \frac{(22,5)^4}{(504)^3} = 0,00012 \text{ ou } 0,12 \mathbf{m}$$

Bord relevé de $4 \cdot 10^{-5}$ par rapport à la sphère, pas de difficulté spéciale, cette pente diminue rapidement en s'écartant du fin bord.

Second exemple : Un Cassegrain à surfaces planétaires de 300 mm. Grand miroir $D_1 = 300$; $f_1 = 1\,500$; $f_1 / D_1 = 5$.

Plus grande pupille limitée à 1,5 mm ou G minimum = 200 avec un oculaire de 75 mm de longueur focale. Ceci donne $F = 15\,000$; $F / D_1 = 50$; et $\gamma = 10$. La distance de dégagement e est prise de 240 mm.

$$\text{La formule (1) donne : } p = \frac{1500 + 240}{10 + 1} = 158,2$$

$$\text{La formule (2) donne : } p' = 158,2 \times 10 = 1582$$

$$\text{La formule (3) donne : } r_2 = \frac{300 \times 158,2 \times 10}{10 - 1} = 351,6$$

$$\text{La formule (4) donne : } D_2 = \frac{300 \times 158,2}{1500} = 31,6$$

Le diamètre optique est porté à 33, le diamètre extérieur à 35, si la monture du secondaire a un diamètre de 36 l'obstruction sera de 0,12 et la perturbation sur la figure de diffraction négligeable (cf § 65). On pourra forer un trou de 34 dans le grand miroir, employer un tube porte-oculaire de 32 x 33 et il faudra se contenter d'un champ maximum de 7' qui impose pratiquement le montage de l'instrument en équatorial à mouvement horaire par moteur.

$$\text{La formule (6) donne : } -b_2 = \frac{(10 + 1)^2}{(10 - 1)^2} = 1,49$$

$$\text{La formule (15) donne : } e = \frac{1,49}{32} \times \frac{(16,5)^4}{(351,6)^3} = 0,00008 \text{ ou } 0,08 \mathbf{m}$$

Pente au fin bord relevé de $3,6 \times 10^{-5}$ mais la faible quantité de matière à enlever rend cette hyperbolisation très facilement réalisable en partant d'une sphère. Cet instrument est assez difficile à équiper d'une série d'oculaires bien complète (voir §98).

