

**Zeitschrift:** Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft  
**Herausgeber:** Schweizerische Astronomische Gesellschaft  
**Band:** - (1946)  
**Heft:** 12

**Artikel:** Le contrôle des miroirs paraboliques par la méthode des pénombres égales  
**Autor:** Freymann, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-897029>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 08.02.2025

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

## Le contrôle des miroirs paraboliques par la méthode des pénombres égales

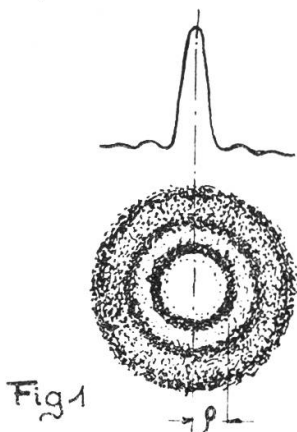
Par J. FREYMANN, ing., Genève

Depuis un certain nombre d'années, l'astronome et l'amateur ont pris l'habitude de faire les objectifs dont ils se servent pour l'observation et la photographie stellaire. Des considérations d'ordre matériel, la difficulté d'exécuter les 4 surfaces inhérentes aux réfracteurs, les ont incités à utiliser de plus en plus le miroir parabolique, ceci malgré la très réelle difficulté d'obtenir une surface asphérique absolument parfaite.

Nous exposerons ici, aussi brièvement qu'il nous sera possible de le faire, une méthode de contrôle qui a fait ses preuves, la méthode de Ritchey-Couder, appelée couramment méthode des pénombres égales.

Nous supposerons l'opticien très familiarisé avec la conduite du rodage, du polissage et finalement avec l'art délicat de la retouche.

Nous considérons comme surface optique celle qui est capable de donner une image parfaite de la figure de diffraction; prenons par exemple le cas d'une source ponctuelle se trouvant à l'infini et examinons la dans l'axe et au foyer d'un système optique exempt d'aberration. Nous observerons, si les conditions s'y prêtent, une image formée par un petit disque lumineux entouré d'un certain nombre d'anneaux brillants, séparés par des intervalles obscurs, de plus en plus pâles à mesure qu'ils s'éloignent de l'axe de figure (Fig. 1).



L'optique géométrique ne peut donner aucune explication de ce phénomène, celui-ci étant inhérent à la nature ondulatoire de la lumière.

Le rayon linéaire  $\rho$  du premier minimum de lumière a pour valeur:

$$(1) \quad \rho = \frac{a \cdot \lambda}{2 \alpha}$$

$a$  est égal à une constante numérique (1,22 pour le premier minimum).

$\lambda$  = la longueur d'onde de la lumière considérée, soit 560  $\mu$  pour la radiation de maximum de visibilité.

$2\alpha$  = la demi ouverture du système.

Au delà de certaines limites la figure de diffraction s'altère lorsque le système optique présente des aberrations, soit positives si les rayons émergents centraux coupent l'axe optique après les marginaux, soit négatives si c'est le contraire qui se produit.

Lord Rayleigh a démontré que cette altération n'était pas sensible lorsque la déformation de l'onde émergente est inférieure au quart de la longueur d'onde de la lumière, soit dans le cas qui nous occupe, environ 0,14  $\mu$  puisque nous avons à faire à une surface réfléchissante.

Autrement dit, pour un système optique d'ouverture donnée, l'aberration longitudinale  $\Delta p$  juste tolérée peut avoir pour valeur maximum :

$$(2) \quad \Delta p = \frac{\lambda}{\alpha^2}$$

L'expérience a démontré que cette tolérance est un peu large et par conséquent nous considérerons comme miroirs parfaits ceux qui n'atteignent cette valeur que pour un seul point de leur surface. Pratiquement, la turbulence et les effets thermiques viennent s'ajouter aux défauts propres au miroir, la règle du quart de frange n'est plus respectée; pour de faibles turbulences et des petites variations brusques de température les étoiles s'empâtent et les fins détails planétaires restent inaccessibles.

Muni d'un simple oculaire le génial Foucault fit ses premières tentatives d'essai sur des surfaces optiques en examinant extra et intrafocalemment l'image d'une source lumineuse très fine. La répartition de l'énergie lumineuse dans la tache de diffraction permet de juger qualitativement le système en examen mais il est incapable de nous renseigner sur les écarts réels de la surface d'onde.

Vers la même époque, Cooke mit au point une méthode analogue encore très utilisée aujourd'hui et permettant le centrage correct des objectifs ou des miroirs lors de leur mise en service.

Engagé dans une autre voie, Foucault met au point la méthode du quadrillage qui rend d'inappréciables services pour la construction des chambres photographiques de Schmidt.

Nous lui devons sa célèbre méthode des ombres, appelée aussi de la lame de couteau, à laquelle les opticiens ont constamment recours pour l'examen des surfaces optiques en cours de retouche. Malheureusement le test original ne permet pas de tirer des conclusions quantitatives. C'est Ritchey, Hartmann et plus récemment Couder et Yvon qui, en suivant le chemin tracé par Foucault, montrèrent comment l'on pouvait accéder au profil réel en utilisant la méthode de la lame de couteau.

La méthode de Ritchey-Couder ou des pénombres égales a été souvent critiquée, bien à tort croyons nous. Un opérateur suffi-

samment entraîné obtient en quelques minutes de calcul des détails du profil tangentiel dépassant le micron. Cette méthode est employée aujourd'hui presque exclusivement par les amateurs; elle ne met en œuvre que des moyens très simples sans surfaces auxiliaires coûteuses et difficiles à obtenir.

Nous rappellerons entre autres les merveilleux miroirs de 60, 150 et 250 cm de diamètre surfacés par Ritchey, tous essayés au centre de courbure et contrôlés par la méthode des pénombres égales, le célèbre miroir de 81 cm de la station d'astrophysique de Forcalquier, taillé par Couder et testé selon la méthode de Hartmann; des surfaces imparfaites auraient elles pu fournir les belles photographies que nous connaissons?

Voici en deux mots les critiques faites à la méthode des pénombres égales:

1. Difficulté de déterminer avec précision le foyer exact des zones centrales; la formation de franges d'interférence ne permet pas d'égaliser la brillance des zones centrales indépendamment de la position axiale de la lame de couteau.

2. L'égalisation photométrique se fait dans de mauvaises conditions, les zones à comparer étant séparées par un intervalle obscur de plus en plus grand à mesure que celles-ci s'éloignent de l'axe optique.

3. La précision des mesures à effectuer croît avec le rapport d'ouverture. Il est difficile d'exécuter de bons miroirs ouverts par exemple à F/3; dans ce cas les mesures doivent se faire sans erreurs dépassant 0,04 mm et à intervalles très serrés.

La première objection nous semble la plus sérieuse mais, pratiquement, avec un peu d'habitude on parvient par tâtonnements successifs à déterminer avec une grande précision le foyer du rayon correspondant au sommet de la surface à tester. En outre, la moyenne de 3 ou 4 lectures fournit des valeurs sûres des rayons des zones adjacentes.

2. Des mesures extrêmement rigoureuses peuvent être obtenues en employant l'artifice de Cojan; celui-ci consiste à prendre quelques focogrammes pour différentes positions axiales de la lame de couteau. L'égalisation des plages se fera au microphotomètre ou, à la rigueur, au moyen d'un coin photométrique de précision; les valeurs déduites atteignent couramment le centième de millimètre.

3. En règle générale l'amateur n'aime pas apporter à la construction du couteau un grand soin; il s'interdit dès lors l'exécution de surfaces optiques parfaites.

Les lectures de la position axiale du couteau doivent se faire avec une précision double de celles qui sont indiquées, pour différentes ouvertures, dans le tableau (1), ceci afin de tenir raisonnablement compte de l'accumulation d'erreurs dues à des causes fortuites, par exemple les lentes variations de température qui se produisent presque toujours en cours d'essai.

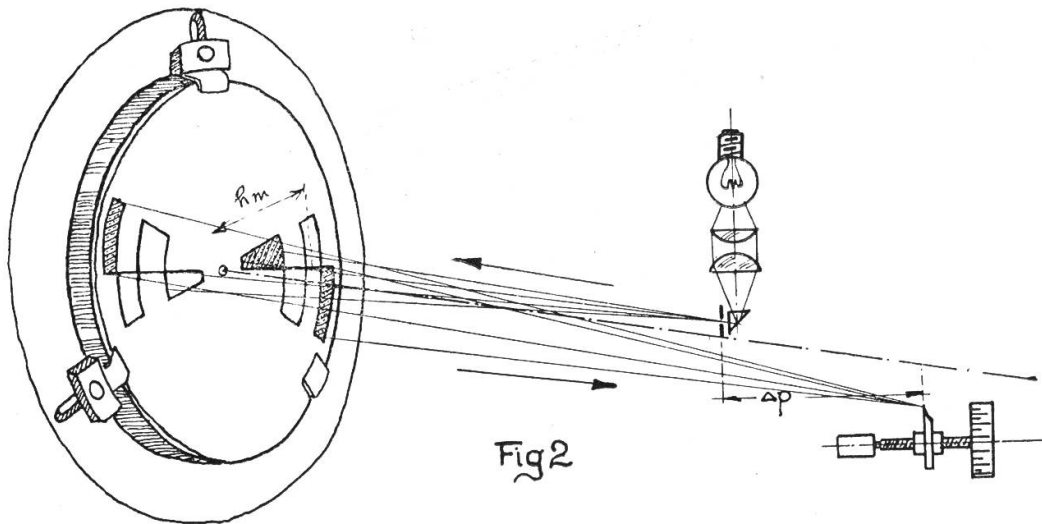
Tableau 1

F/d	$\Delta p = \lambda/\alpha^2$
3	0,08 mm
4	0,14 mm
5	0,22 mm
6	0,32 mm
7	0,44 mm
8	0,57 mm
9	0,73 mm
10	0,90 mm

Les systèmes optiques dont le rapport d'ouverture  $m$  est plus petit que 8 ne peuvent donc pas être contrôlés sévèrement avec des appareils de mesure rudimentaires. Nous le répétons: sans un bon couteau commandé par vis micrométrique et sans jeu les mesures deviennent tout à fait illusoires; ultérieurement, il est impossible de déterminer avec quelque précision la surface d'onde réelle.

Nous tenons à rappeler que la méthode de Ritchey-Couder peut servir indifféremment au contrôle de surfaces sphériques ou asphériques.

Habituellement (Fig. 2), un écran de papier fort est placé très près de la surface du miroir. Il est percé d'ouvertures rectangulaires symétriques par rapport à l'axe de figure délimitant les zones dont on veut mesurer les foyers.



Lorsque le couteau passe dans le plan focal de 2 fenêtres de même ordre celles-ci s'éteignent simultanément. Comme par rapport à la sphère, la déformation d'un miroir parabolique croît à mesure que l'on s'éloigne du sommet, Couder propose d'utiliser un écran dont les zones soient contiguës et ayant pour bords des arcs délimités par des circonférences dont les carrés soient en progression géométrique.

Si la méridienne du miroir doit être parabolique, les foyers successifs des zones convergeant sur l'axe le coupent aux points:

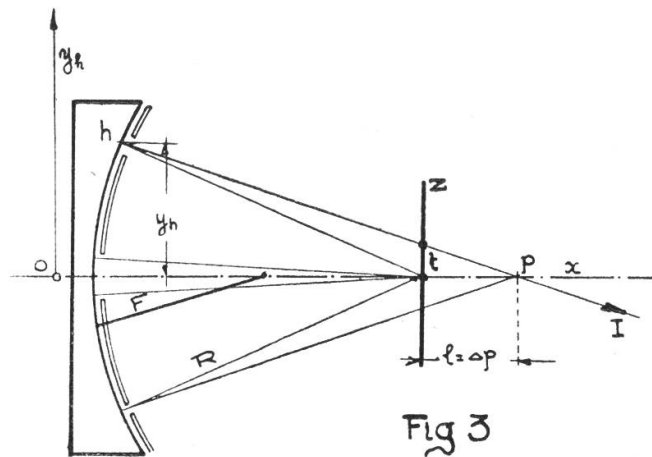
$$(3) \quad \Delta p = h^2/R + h^4/2R^3 + \dots$$

( $h =$  ordonnée moyenne de la zone)

la source lumineuse fixe (étoile artificielle) se trouvant placée à une distance  $R$  du sommet du miroir. Le terme  $h^4/2R^3$  est extrêmement petit et peut être négligé. Ces mesures représentent le demi profil des aberrations longitudinales d'où nous accéderons à la surface d'onde réelle par un calcul sans aléas.

Portons sur un graphique ayant pour ordonnée la valeur moyenne  $h^2$  et pour abscisse les  $\Delta p$  mesurés et comparons la courbe ainsi trouvée à la droite ayant pour coordonnée les valeurs  $\Delta p$  et  $h^2$  calculées. Si nous supposons le miroir en cours de parabolisation presque terminé les valeurs expérimentales et calculées se serreront de très près. Au cas où le résidu n'excède pas les valeurs données par le tableau 1, nous pourrions sans autre passer à la détermination de la méridienne réelle.

Pour des miroirs jusqu'à 400 mm de diamètre, travaillés avec soin, nous supposons que la surface d'onde est de révolution; nous ne nous occuperons pas des mesures d'astigmatisme d'ailleurs facilement obtenues par une étude de deux sections à  $90^\circ$ .



L'écart tangentiel  $t$ , du rayon émergent  $I$  d'ordonnée  $h$  (Fig. 3) qui coupe l'axe  $Ox$  au point  $p$  mesuré par rapport au plan origine  $Z$  passant par le foyer de la zone centrale est:

$$\frac{h}{t} = \frac{R}{l} \quad \text{d'où} \quad t = \frac{l h}{R} \quad (l = \Delta p)$$

Il est évident qu'au foyer  $F$  du miroir cette valeur devient

$$(4) \quad t_F = \frac{l h}{2 R}$$

Comparons maintenant les écarts tangentiels ainsi définis au rayon du faux disque théorique  $q$  calculé pour l'ouverture  $F/d = 2\alpha$  du miroir en examen.

La formule (1) devient en remplaçant  $2\alpha$  par  $F/d$

$$(5) \quad \varrho = 1,22 \cdot \lambda \cdot \frac{F}{d}$$

et portons sur un graphique le rapport  $t_F/\varrho$ . Si nous avons bien choisi l'origine  $Z$  pour les mesures d'aberration longitudinale, les valeurs positives et négatives de ce rapport  $t_F/\varrho$  seront sensiblement équilibrées et n'atteindront pas l'unité dans le cas d'une surface approchant sensiblement le profil théorique (Graphique 1).

Si tel n'est pas le cas, nous pourrions choisir une autre origine  $Z$  ce qui revient somme toute, à déplacer la correctrice de figuration  $h^2/R$  le long de l'axe des  $x$  parallèlement à elle même de manière à ce que les mesures de l'aberration longitudinale s'équilibrent le long de cette nouvelle correctrice.

En possession du profil tangentiel  $t_F$  nous accéderons très simplement à la surface d'onde réelle du miroir en examen.

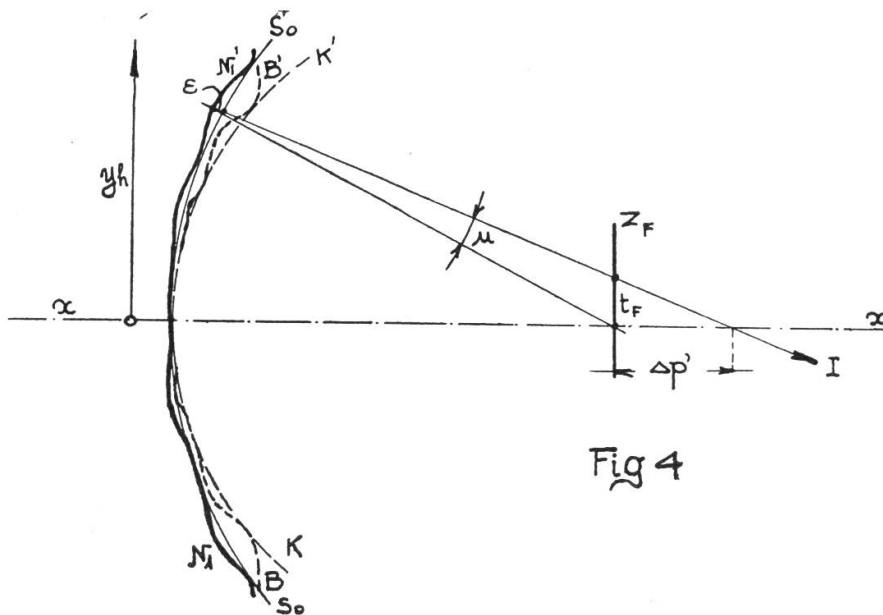


Fig 4

Considérons (Fig. 4) un système parfait  $S_0$  dont tous les rayons normalement tangents à l'onde émergente convergent au point  $Z_F$ . Un rayon  $h-I$  de la surface réelle fait avec le premier un angle

$$(6) \quad u = \frac{t_F}{F}$$

en négligeant l'écart  $\Delta p'$  très petit par rapport à  $h-Z$ .

La distance entre ces deux profils est égale

$$(7) \quad \varepsilon = \int_0^y uy \cdot dy$$

Cette intégration se fait graphiquement comme nous l'expliquerons plus loin.

Précisions par un exemple la marche du calcul. Il s'agissait de déterminer la méridienne d'un miroir parabolique de 350 mm de diamètre avec un rayon de courbure de 3700 mm.

La source ponctuelle fixée à ce centre de courbure, était formée par un système lampe incandescente de 30 W genre Punctolite et condensateur éclairant vivement un trou de 0,05 mm placé à 3 mm de l'axe de révolution. Une vis de pas 0,5 mm manœuvrait la lame de couteau le long de l'axe optique. Sur le tambour de 40 mm de diamètre divisé en 50 parties il était possible de faire des lectures avec une précision voisine du centième de mm.

L'écran placé à très faible distance de la surface à tester, était percé de part et d'autre du centre de 7 fenêtres rectangulaires de largeur décroissante vers les bords. Les hauteurs  $h$  moyen sont indiquées sur la ligne 2 du tableau 2.

$$D = 350 \text{ mm} \quad F = 1850 \text{ mm} \quad R = 3700 \text{ mm} \quad \rho \cong \frac{1,22 \cdot 0,55 \cdot 5,3}{3,6 \mu}$$

Designation	Echelle	Zônes							
		1	2	3	4	5	6	7	
1 $h^2$ moyen		3,462	6500	10.100	14.500	19.450	23.800	27.250	
2 $h$ moyen	mm.	59	81	100	120	140	153	165	
3 $\Delta p$ calculé = $h_m^2/R$	mm.	0,93	1,75	2,73	3,90	5,30	6,45	7,40	
4 $\Delta p$ mesure	mm.	0,93	1,85	2,75	3,95	5,40	6,40	7,60	
5 $\Delta p$ corrigé = $\Delta p_m - 0,05$	mm.	0,88	1,80	2,70	3,90	5,35	6,35	7,55	
6 $\Delta p' = \Delta p_c - \Delta p_{\text{cor}}$	mm.	+0,05	-0,05	+0,03	0	-0,05	+0,10	-0,15	
7 $t_F = \Delta p' \cdot h_m / 2R$	$\mu$	+0,40	-0,55	+0,40	0	-0,95	+2,10	-3,30	
8 $t_F / \rho$ ( $\rho = 3,6 \mu$ )		+0,11	-0,15	+0,11	0	-0,26	+0,58	-0,90	
9 $-U = t_F / F \cdot 10^6$		-0,216	+0,298	-0,216	0	+0,514	-1,140	+1,770	
10 $h$ des bord inférieurs des zônes	mm	45	70	90	110	130	145	160	bord 75
11 $tg U$	$^\circ$	-12°	+16,5°	-12°	0	+27°	-49°	+60°	
12 $E$ (mesuré sur graphique)	m $\mu$	0	+6,0	0	+4,0	+4,0	-3,0	+13,0	-13,0
13 $\psi = E / \lambda \cdot 100$	%	0	+1,10	0	+0,73	+0,73	-0,55	+2,10	-2,40

Tableau 2

Les valeurs théoriques de l'aberration longitudinale, calculés pour chacune des hauteurs  $h$  moyen des zônes, sont données par la ligne 3 du tableau.

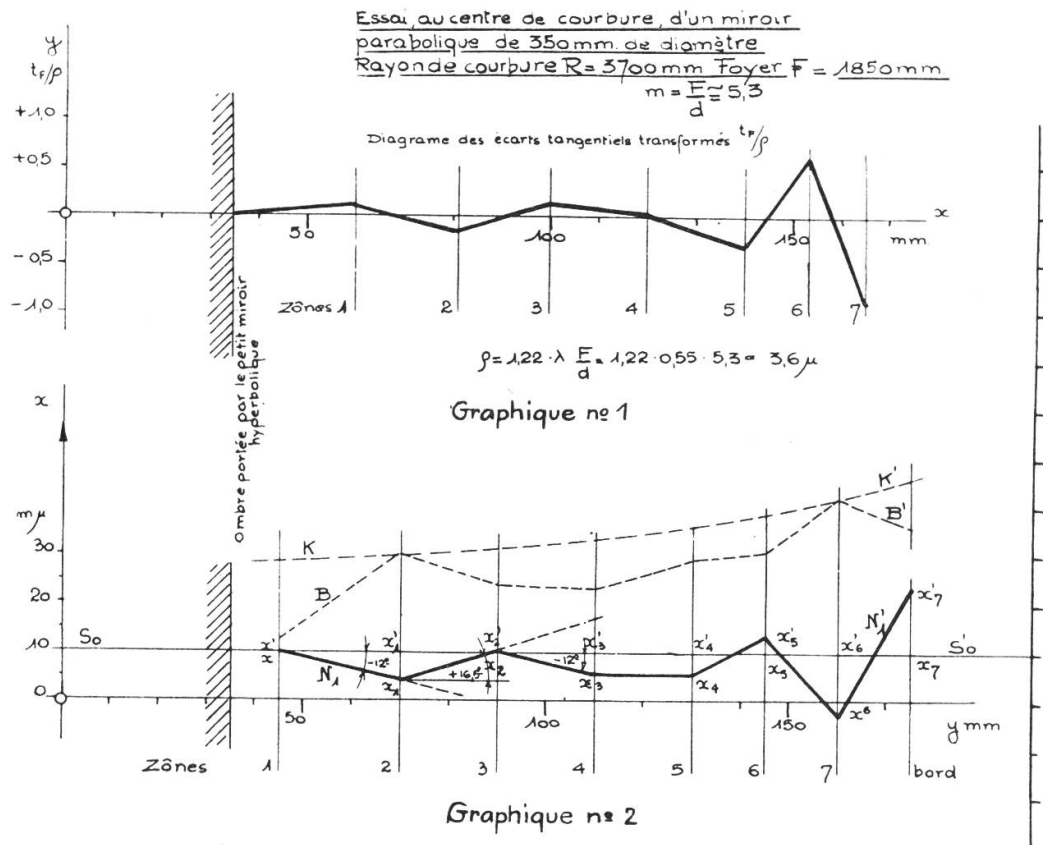
La moyenne des 4 mesures de l'aberration longitudinale  $\Delta p$ , effectuées sur la surface réelle, se trouvent sur la ligne 4.

Il est évident que si le miroir avait été parfait, les valeurs calculées et celles déterminées par l'essai auraient dû concorder. Comme cela n'était pas le cas (en réalité ce n'est jamais le cas) nous avons porté sur la ligne 6 ces écarts en respectant les signes.

Les valeurs de l'écart tangentiel  $t_F$  calculés selon la formule (4) sont donnés sur la ligne 7 du tableau.

Nous avons vu que si le choix de la correctrice de figuration  $h^2/R$  a été bien fait, les valeurs positives et négatives du rapport  $t_F/\rho$  doivent s'équilibrer; tel est à peu près le cas des quotients donnés par la ligne 8. A cet effet nous avons déplacé la correctrice de figuration  $h^2/R$  de 0,05 mm vers la gauche, ligne 5 du tableau (Graphique).





La ligne 9 contient les angles  $-u$  en millièmes de radian, donnés par la formule (6).

L'intégration graphique des angles  $-u$  peut se faire de la manière suivante.

Portons en vraie grandeur et sur l'abscisse d'un système de coordonnées rectangulaires, les hauteurs  $h$  mesurées au bord inférieur des fenêtres de chacune des zones (ligne 10).

A l'aide d'un rapporteur, portons tranche par tranche les valeurs numériques de  $-\text{tg } u$  (données par une table de lignes trigonométriques naturelles) se trouvant sur la ligne 11 du tableau, en respectant les signes et en prenant, chaque fois, pour origine, l'intersection précédente (Graphique 2).

Afin de rendre les pentes sensibles les grandeurs  $-u$  ont été multipliées par  $10^6$ ; l'échelle des ordonnées sera donc  $10^6$  fois plus grande, soit, 1 mm par  $\mu$ .

La droite  $So So'$  arbitrairement choisie et parallèle à l'abscisse  $y$ , représente la méridienne de la sphère  $So$  de la Fig. 4.

Nous remarquons immédiatement que dans l'exemple cité, le cercle  $So$  représenté par la droite  $So, So'$  épouse assez bien la surface d'onde réelle  $N_1 N_1'$ ; mais supposons avoir obtenu la surface d'onde  $B B'$  relative à d'autres mesures de l'aberration longitudinale (en pointillé sur le graphique), nous pourrions toujours la comparer à une autre sphère de référence tangente au centre et au bord s'écartant moins de la surface réelle que la sphère oscu-

latrice  $So\ So'$ . Cette nouvelle surface de référence est représentée par la demi-méridienne de parabole, de grandeur quelconque, assujétie à passer par les points  $K\ K'$ .

Revenons à notre surface et comparons à l'échelle des ordonnées les distances  $x\ x'\ x_1\ x_1'\ x_2\ x_2'$  etc. de l'écart normal  $\varepsilon$ . La ligne 12 du tableau donne les valeurs relevées sur le graphique 2 pour chacune des zones  $h$  mesurées. Les différences de phase en % d'onde se trouvent indiquées sur la ligne 13.

Nous voyons que dans l'exemple cité les écarts maximum n'atteignent pas 3 % d'onde. Nous pensons avoir commis des erreurs ne dépassant pas 0,5 %.

Au vu de ces résultats, nous avons acquis la certitude que la surface a été travaillée avec une précision bien en deçà de la limite de Lord Rayleigh; comme son étude sur le ciel ne nous apprendrait rien de nouveau nous l'avons considérée terminée; tout au plus pourrions nous lui reprocher les valeurs un peu fortes des aberrations angulaires vers le bord.

Avec un peu d'entraînement, ce calcul se fait très rapidement et comme la précision du profil normal obtenu est très grande, nous conseillons de le faire chaque fois qu'il s'agit d'exécuter, à bon escient, les dernières retouches d'une surface en travail.

Nous avons surfacé de nombreux miroirs en suivant cette voie et nous avons toujours été recompensés par les très remarquables résultats obtenus.

---

## Die Beobachtungsmöglichkeiten der Venus um die Zeit der unteren Konjunktion zur Sonne

Von Robert A. NAEF, Zürich

Die Neigung der Venusbahn gegen die Ekliptik von  $3,394^\circ$  bewirkt, dass Venus beim Durchlaufen bestimmter unterer Konjunktionen  $7-8^\circ$  nördlich oder südlich des Tagesgestirns vorüberziehen kann und zwar in unserem Zeitalter innerhalb des bekannten 8-Jahres-Zyklus aller Venus-Erscheinungen (vgl. „Orion“ Nr. 2 und 3 1944) zweimal weit nördlich und einmal weit südlich. Dank ihrer grossen Helligkeit bleibt Venus zu diesen Zeiten unter gewissen Voraussetzungen, die wir unten näher betrachten werden, während des ganzen Vorüberganges an der Sonne nicht nur stets im Fernrohr und Feldstecher als zarte, schmale Sichel sichtbar, sondern sie kann sogar von einem scharfen, geübten Auge *ohne optische Hilfsmittel* als feiner Lichtpunkt wahrgenommen werden. Ueberdies übt sie bei nördlichen Vorübergängen eine Art „*Doppel-funktion*“ aus, indem sie infolge ihrer grossen Höhe über der Sonne bereits einige Tage *vor* der unteren Konjunktion, also noch als eigentlicher Abendstern, bereits auch am *Morgenhimmel* auftaucht. *Nach* der Konjunktion, regulärer Morgenstern geworden, kann sie,