

**Zeitschrift:** Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.  
Wissenschaftlicher und administrativer Teil = Actes de la Société  
Helvétique des Sciences Naturelles. Partie scientifique et administrative  
= Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

**Herausgeber:** Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

**Band:** 151 (1971)

**Vereinsnachrichten:** Sektion für Astrophysik und Astronomie

**Autor:** [s.n.]

### **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:** 26.01.2026

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

## 2. Sektion für Astrophysik und Astronomie

Schweizerische Gesellschaft für Astrophysik und Astronomie  
Société Suisse d'Astrophysique et d'Astronomie

Samstag, 9. Oktober 1971

*Präsident:* Prof. Dr. ULI W. STEINLIN, Astronomisches Institut  
der Universität Basel, 4102 Binningen

*Sekretär:* dipl. Math. PAUL WILD, Astronomisches Institut  
der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3000 Bern

1. Y. CHMIELEWSKI et E. A. MULLER (Observatoire de Genève): *Sur le problème des opacités continues solaires dans le proche ultraviolet*

L'un des problèmes majeurs qui se pose encore dans l'interprétation du spectre solaire dans l'ultraviolet reste celui de l'opacité continue. Les sources d'opacité actuellement connues permettent, au moyen des modèles les plus récents de l'atmosphère solaire, de rendre compte des observations du continu solaire dans le visible et l'infrarouge; par contre elles s'avèrent notoirement insuffisantes dans la région du spectre située entre la discontinuité de BALMER et la discontinuité du Silicium vers 1700 Å (cf. POTTASCH, 1970; GINGERICH, 1970).

Etudiant le problème de l'abondance du Beryllium dans le soleil, dont les seules raies observables dans le spectre solaire des longueurs d'onde visibles sont les raies de résonance du BeII à 3131 Å, il nous était impossible, au moyen des modèles et des sources d'opacité actuels, de rendre compte du comportement centre-bord de ces raies. Nous avons donc tout d'abord mis en cause les opacités et essayé de trouver un modèle empirique de l'opacité manquante dans cette région.

Suivant une suggestion de O. GINGERICH, nous avons simulé cette opacité en ajoutant aux opacités connues une opacité du type

$$\Delta\kappa_\lambda = A_\lambda N_{\text{Si}}(\tau) \exp\{-\chi_v/kT\}$$

où  $N_{\text{Si}}(\tau)$  est le nombre d'atomes neutres de Silicium,  $\chi_v = \chi_{\text{ion}}(\text{Si}) - hc/\lambda$ ,  $\chi_{\text{ion}}(\text{Si})$  étant l'énergie d'ionisation du Si, et  $A_\lambda$  est un facteur multiplicatif indépendant de la profondeur, ajusté de la manière qu'on décrira plus loin.

Cette forme rejoint l'idée assez répandue suivant laquelle l'opacité manquante serait due à la superposition d'un grand nombre de raies faibles. On a choisi pour cette simulation le Silicium car c'est un élément particulièrement abondant, gros donneur d'électrons; on aurait pu en choisir un autre et on a vérifié que les résultats dépendaient peu de ce choix.

Afin de tester la valeur de la méthode, on a ajusté le facteur libre  $A_\lambda$  de manière à ce que l'intensité continue calculée coïncide avec l'intensité observée au centre du disque solaire par HOUTGAST (1970). Puis, en gardant le même  $A_\lambda$  pour une longueur d'onde donnée nous avons calculé

l'assombrissement centre-bord et l'avons comparé aux observations de PEYTURAUX (1955). Les calculs basés sur le modèle HSRA de GINGERICH et al. (1971) ont été effectués pour diverses longueurs d'onde (i. e.  $\lambda = 3190, 3300, 3400, 3539$  et  $4000 \text{ \AA}$ ) en admettant l'équilibre thermodynamique local (ETL). Les résultats montrent qu'en utilisant les opacités modifiées suivant notre méthode l'assombrissement centre-bord observé est bien reconstitué, tandis qu'il ne l'est pas lorsque l'on utilise les opacités originales.

On a ensuite calculé en ETL deux raies test, choisies parmi les très rares raies peu «blendées» de la région qui nous intéresse, la raie Zr II,  $\lambda = 3129, 767$ , et la raie Cr I,  $\lambda = 3132, 821$ . On a calculé l'abondance  $\log \varepsilon (\mu)$  qui doit être adoptée pour retrouver la largeur équivalente mesurée, cela pour deux positions sur le disque solaire, une au centre ( $\mu = 1,0$ ), l'autre près du bord ( $\mu = 0,2$ ). On a ensuite formé la quantité

$$\Delta (\log \varepsilon) = \log \varepsilon (\mu = 1) - \log \varepsilon (\mu = 0,2)$$

qui normalement devrait être nulle; elle peut donc fournir une mesure de la cohérence du calcul avec les observations centre-bord. On a porté dans la Table I la quantité  $\Delta (\log \varepsilon)$  obtenue en utilisant d'une part les opacités originales, de l'autre nos opacités modifiées, et basant les calculs sur le modèle HSRA et admettant une microturbulence constante de  $1 \text{ km/s}$ . On voit que dans le cas des deux raies test l'amélioration du comportement centre-bord calculé est décisive.

Table I

Raie	$\Delta (\log \varepsilon)$	
	Opacité originale	Opacité modifiée
Zr II	0,32	0,08
Cr I	0,38	0,07
Be II	0,51	0,23

Au vu de ces résultats, notre modèle d'opacité empirique semble se justifier; en cela ils appuient l'idée d'un voilage très dense de l'intensité continue par un grand nombre de raies faibles.

Par contre on voit dans la table I où l'on a aussi porté le résultat de calculs similaires pour la raie Be II,  $\lambda = 3131, 066$ , que l'amélioration, en ce qui la concerne, est sensible mais non décisive. Le désaccord résiduel ne semblant plus imputable à l'insuffisance des opacités continues, il y a lieu de mettre en question l'hypothèse de la formation de la raie de Be II en ETL.

#### BIBLIOGRAPHIE

- GINGERICH, O.: IAU Symposium N° 36. D.R. Publishing Comp., Holland 1970.  
 GINGERICH, O., NOYES, R. W., KALKOFEN, W., and CUNY, Y.: Sol. Phys. 18: 347 (1971).  
 HOUTGAST, J.: Sol. Phys. 15: 273 (1970).  
 PEYTURAUX, R.: Ann. Astr., 18: 34 (1955).  
 POTTASCH, S. R.: IAU Symposium N° 36. D.R. Publishing Comp., Holland 1970.

## 2. R. DE LA REZA et E. A. MULLER (Observatoire de Genève): *Formation de la raie de résonance du Potassium dans la photosphère solaire*

La raie de l'atome neutre de Potassium à  $\lambda = 7698,977 \text{ \AA}$  est une des rares raies non «blendées» relativement intenses dans le spectre rouge du soleil. C'est l'une des deux composantes du doublet de résonance du K I de la transition  $4 s \ ^2S_{1/2} — 4 p \ ^2P^o_{1/2}$ . L'autre composante de ce doublet est mélangée avec des raies telluriques très nombreuses dans cette région spectrale. Grâce aux caractéristiques mentionnées, la raie  $\lambda = 7698,977$  peut servir à la vérification des théories sur la formation des raies de FRAUNHOFER, des récents modèles de l'atmosphère solaire et de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

Dans ce but nous avons enregistré cette raie, à très haute résolution, au moyen du spectrographe solaire du Kitt Peak National Observatory (USA) avec la collaboration de J. BRAULT. Les observations ont été réalisées en cinq positions différentes du disque solaire, allant du centre ( $\mu = 1,0$ ) jusqu'à près du bord ( $\mu = 0,2$ ). Les profils observés ont été corrigés de l'influence du profil instrumental, qui d'ailleurs s'est révélée très faible. L'intensité centrale de la raie de K I reste presque constante du centre au bord, tandis que les largeurs équivalentes augmentent de 158 mÅ au centre à 185 mÅ près du bord à  $\mu = 0,2$ .

L'étude théorique de la formation de cette raie peut se baser sur deux points de vue différents, l'un admettant à priori l'hypothèse de l'ETL, l'autre ne faisant pas cette hypothèse restrictive, c'est-à-dire admettant le NETL. Pour le calcul des profils nous avons utilisé le modèle de HOLWEGER (1967) et le modèle de GINGERICH (1969), admettant pour les deux modèles une microturbulence anisotrope et variable en profondeur dans l'atmosphère, comme elle était proposée par HOLWEGER (1967) et modifiée par GARZ et al. (1969). Les opacités dans le continu ont été calculées d'après les tables de BODE (1965).

Les profils théoriques en ETL, calculés au moyen du programme de PEYTREMANN et al. (1967), ne reproduisent pas les profils observés ni dans la partie centrale de la raie ni dans les ailes, les raies théoriques étant moins profondes et ayant des ailes plus larges que celles observées. Aucun effet dû à la macroturbulence ne peut être introduit, puisqu'il augmenterait encore davantage les différences déjà existantes qui sont de l'ordre de 20% de l'intensité du continu au centre de la raie. Aucune variation de la microturbulence dans les limites raisonnables ne peut arranger la situation.

En admettant le cas du NETL, le principe du calcul consiste à résoudre simultanément l'équation de l'équilibre statistique et celle du transfert radiatif. En première approximation nous avons représenté l'atome de K I par un atome à deux niveaux qui correspondent aux deux niveaux de la transition étudiée. Le calcul du profil de la raie en NETL a été effectué avec le programme de ATHAY et SKUMANICH (1967) prenant compte de la variation en profondeur de la fonction source  $S(\tau, \mu)$  de la raie. Le calcul de cette fonction source  $S(\tau, \mu)$  dépend des quatre variables physiques suivantes:

1<sup>o</sup>  $\varphi_v(\tau, \mu)$ , le profil d'absorption de la raie qui, dans notre cas, est un profil de VOIGT contenant les différents paramètres d'amortissement (VAN DER WAALS et radiatif) et la vitesse DOPPLER variant en profondeur et en position  $\mu$  puisque la microturbulence est supposée anisotrope.

2<sup>o</sup>  $r_0 = d\tau_c/d\tau_0$ , où  $\tau_c$  et  $\tau_0$  sont les profondeurs optiques du continu et du centre de la raie respectivement.

3<sup>o</sup>  $\varepsilon(\tau)$ , étant le rapport du taux de désexcitations par collisions sur le taux de désexcitations spontanées. Pour son calcul nous avons seulement considéré les collisions avec les électrons, et nous avons exprimé  $\varepsilon$  par la formule proposée par VAN REGEMORTER (1962) qui est, en fait, en bon accord avec les résultats expérimentaux (cf. PARK, 1971).

4<sup>o</sup>  $B(\tau)$ , la fonction de PLANCK pour la longueur d'onde de la raie.

Toutes les variables à l'exception de  $r_0$  sont fixées par le modèle et les mécanismes physiques choisis. Les variations de  $r_0$  ont été calculées numériquement sur la base de l'expression suivante :

$$r_0(\tau, \mu) = r_0(\tau_c=1) \tau_c^\alpha$$

où  $r_0(\tau_c=1)$  et  $\alpha$  sont des paramètres à fixer. Leur choix définitif est celui pour lequel les largeurs équivalentes théoriques et observées sont égales.

Nos calculs montrent que les valeurs de  $S(\tau, \mu)$  sont inférieures à  $B(\tau)$  dans une grande partie de l'atmosphère. Si l'on tient compte de l'effet de la macroturbulence, les profils théoriques reproduisent de façon assez satisfaisante les profils observés. Le comportement des deux modèles choisis est très semblable soit en ETL comme en NETL. Les vitesses moyennes de macroturbulence sont 1,8 km/s pour  $\mu=1,0$ , et 2,3 km/s pour  $\mu=0,2$ .

Nous concluons que dans le cas de la raie de résonance de Potassium l'hypothèse de l'ETL n'est pas valable. Une analyse NETL plus poussée s'impose où l'on admet trois niveaux dans l'atome de K I, le troisième représentant le continu. Cette recherche est en cours.

## BIBLIOGRAPHIE

- ATHAY, G., et SKUMANICH, A.: Ann.Astr. 30: 669 (1967).  
BODE, G.: Veröffentl.Inst.Theor.Phys.Univ.Kiel, Kiel 1965.  
GARZ, T., HOLWEGER, H., KOCK, M., et RICHTER, J.: Astron.Astrophys. 2: 446 (1969).  
GINGERICH, O.: IAU Symposium N° 36. Lunteren 1969, Pays-Bas.  
HOLWEGER, H.: Z.Astrophys. 65: 365 (1967).  
PARK, C.: JQSRT 11: 1 (1971).  
PEYTREMAN, E., BASCHEK, B., HOLWEGER, H., et TRAVING, G.: Publ.Obs.Genève, Genève 1967.  
REGEMORTER, H. VAN: Astrophys.J. 136: 906 (1962).

**3. P. STETTLER, F. K. KNEUBÜHL et P. JEANNET (Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich): *Calibration absolue d'un interféromètre solaire dans l'infrarouge lointain***

Dans ce travail nous décrivons une méthode de calibration absolue d'un interféromètre destiné aux mesures du spectre solaire dans l'infrarouge lointain [1]. Ce dernier point impose quelques restrictions à la géométrie du corps noir étalon qui est constitué d'un long cylindre fermé à une extrémité par un disque. Le fil de chauffage est enroulé directement sur le cylindre. Trois thermocouples placés dans le cylindre nous permettent de déterminer un profil longitudinal de la température qui peut atteindre 1600 °K. Le diaphragme de sortie du corps noir est placé au foyer d'un collimateur. Le dernier est identique au télescope d'entrée de l'interféromètre. Tout cet appareillage peut être mis sous vide pour éviter l'absorption due à la vapeur d'eau.

Nous calculons l'émittance de cette cavité au moyen de la méthode de SPARROW et al. [2] adaptée au cas d'une température inhomogène. Elle nécessite deux étapes:

1<sup>o</sup> L'émittance locale de la paroi interne de la cavité au point  $x_0$  s'écrit:

$$I_{\text{loc}}(x_0) = \epsilon I_{\text{Planck}}[T(x_0)] + (1-\epsilon) I_{\text{inc}}(x_0)$$

$I_{\text{Planck}}[T(x_0)]$  est l'émittance noir qui dépend à la température au point  $x_0$

$I_{\text{inc}}(x_0)$  est l'énergie incidente au point  $x_0$  par unité de temps et de surface

$\epsilon$  est le pouvoir d'émission de la paroi

$1-\epsilon$  est le pouvoir de réflexion de la paroi (validité de la loi de LAMBERT)

L'énergie  $I_{\text{inc}}(x_0)$  provient des différentes parties de la paroi: du cylindre et du fond de la cavité. Son expression en termes de  $I_{\text{loc}}(x | x \neq x_0)$  conduit à un système de deux équations intégrales dont la résolution numérique est basée sur une itération.

2<sup>o</sup> L'émittance globale est une intégration sur tous ces éléments rayonnants vu par le miroir du collimateur.

Cette méthode de calibration est basée sur la linéarité du détecteur de l'interféromètre qui doit être vérifiée séparément.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. STETTLER, P., KNEUBÜHL, F., MÜLLER, E. A.: *Helv.Phys.Acta* 42: 630 (1969).
2. SPARROW, E. W., ALBERS, L. U., ECKERT, E. R. G.: *J. Heat Transfer* 73 (1962).

**4. P. BOUVIER (Observatoire de Genève): *Effets de marée sur un petit amas d'étoiles***

L'évolution dynamique d'un amas stellaire est commandée par des interactions internes, entre étoiles membres de l'amas, ainsi que par des

influences extérieures à l'amas. Les interactions internes, tendant à établir une certaine relaxation des vitesses dans la région centrale, ont comme principale conséquence de modifier la structure de l'amas dans le sens d'un noyau dense entouré d'un halo étendu relativement peu peuplé. Les actions extérieures, auxquelles ce halo sera plus sensible que le noyau, résident dans les effets de marée dus au champ gravitationnel de la Galaxie et éventuellement aussi au passage de nuages de matière interstellaire au voisinage de l'amas. Ces deux effets tendent à accélérer la désagrégation celui-ci, mais tandis que le champ galactique agit de manière statique, en abaissant simplement le seuil de l'énergie permettant l'évaporation d'une étoile hors de l'amas, les nuages augmentent graduellement l'énergie totale de l'amas, amenant ainsi le relâchement de sa cohésion interne.

Les deux effets peuvent-ils devenir comparables ou l'un restera-t-il toujours supérieur à l'autre ? C'est à cette question qu'il est répondu ici pour des amas comprenant quelques dizaines d'étoiles. Le temps de désagrégation (disruption time) de l'amas est d'abord calculé exactement pour des nuages sphériques homogènes défilant rapidement à proximité de l'amas ; un facteur de réduction, égal à  $4/9$ , est à appliquer à la valeur calculée antérieurement par SPITZER (1958) et qui ne tenait compte que des nuages passant en dehors de l'amas.

Le champ galactique est ensuite introduit en attribuant un rayon de stabilité fini à l'amas ; ceci implique la définition d'une énergie critique négative pour un amas sur le point de se désagréger. Le calcul du temps de désagrégation en présence du champ galactique devient alors possible et conduit à une interprétation satisfaisante des essais numériques effectués en l'absence de champ galactique et dont nous avions rendu compte dans une précédente session de la SHSN (BOUVIER, 1970).

Le résultat du présent travail (Bouvier, 1971), qui confère au champ galactique une importance dominante vis-à-vis de l'effet des nuages, va dans le même sens que les remarques de WIELEN (1971) tirées d'estimations assez sommaires portant sur des amas de quelques centaines d'étoiles. Enfin, une analyse des fluctuations du champ gravitationnel des nuages conduit à une distribution d'intensité qui généralise celle de HOLTSMARK (CHANDRASEKHAR, 1943) et d'où il est possible de déduire, si la concentration des nuages est assez basse, une valeur moyenne ainsi qu'une valeur quadratique moyenne du champ produit par des nuages de masse et de rayon déterminés.

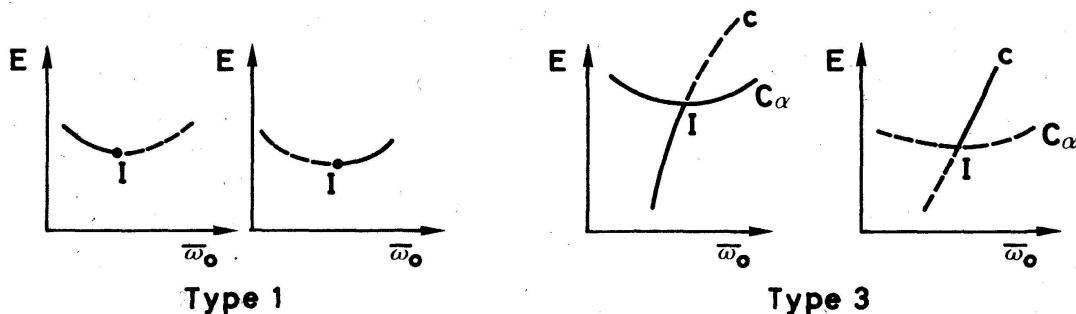
#### BIBLIOGRAPHIE

- BOUVIER, P.: Actes de la SHSN. Bâle 1970, p. 137.  
BOUVIER, P.: Astron. Astrophys. 14: 341 (1971).  
CHANDRASEKHAR, S.: Rev.mod.Phys. 15: 1 (1943).  
SPITZER, L.: Astrophys.J. 127: 17 (1958).  
WIELEN, R.: Astrophys.Space Sci. 13: 300 (1971).

## 5. L. MARTINET (Observatoire de Genève): *Orbites périodiques critiques dans des modèles de potentiels galactiques*

Les programmes de calcul d'orbites galactiques développés à l'Observatoire de Genève doivent permettre de répondre notamment à la question suivante: Etant donné certains écarts entre divers potentiels théoriques représentant approximativement le potentiel galactique réel, les propriétés des orbites stellaires (relatives notamment à l'existence d'intégrales premières isolantes) sont-elles conservées? Logiquement, une étude de ce type doit commencer par la recherche des orbites périodiques critiques, qui séparent, dans une famille donnée d'orbites périodiques, les intervalles d'orbites périodiques stables des intervalles d'orbites périodiques instables. Les orbites critiques sont en effet très importantes, car elles indiquent souvent dans l'espace des phases à 4 dimensions, les limites d'existence de régions quasi-périodiques. Or la détermination de ces limites dans les divers potentiels considérés peut permettre de cerner de plus près la question posée plus haut. Une description complète de la recherche des orbites 1, 2, 3 et 4 périodiques et de l'étude de leur stabilité dans les potentiels de SCHMIDT et de INNANEN sera donnée dans «*Astronomy and Astrophysics*». Nous nous bornons ici à recenser pour les potentiels de SCHMIDT (1956) et de INNANEN, les divers types de points critiques obtenus en parcourant la famille d'orbites périodiques centrales, pour différents moments angulaires  $A$  donnés et pour des valeurs de l'énergie  $E > -600$  (unité:  $100 \text{ km s}^{-2}$ ). Ces points critiques sont obtenus à partir d'une recherche systématique des orbites  $m$ -périodiques ( $m \leq 4$ ). Pour cela, on calcule les orbites d'énergie  $E$  jusqu'à la  $m^{\text{e}}$  intersection avec le plan  $z=0$  à partir des conditions initiales  $E, \bar{\omega} = \bar{\omega}_0, \dot{\bar{\omega}}_0 = 0, z = 0$ . Les valeurs initiales  $\bar{\omega}_0$  diffèrent de  $\Delta\bar{\omega}_0$ . Si deux valeurs successives finales de  $\dot{\bar{\omega}}_0$  ont des signes différents, on procède par interpolation pour trouver la valeur de  $\dot{\bar{\omega}}_0$  correspondant à l'orbite  $m$ -périodique. On peut alors tracer dans le plan  $(E, \bar{\omega}_0)$  ce qu'on appelle les caractéristiques des différentes familles d'orbites périodiques. Nous avons trouvé les types de points critiques illustrés dans la figure 1.

Fig. 1a



*Figure 1a*

Points critiques non résonants dans le plan  $(E, \bar{\omega}_0)$

Le nombre et le type des points critiques sont conservés lorsqu'on passe du potentiel de SCHMIDT à celui de INNANEN. Il en va de même pour la distribution globale de ces points dans le diagramme des caractéristiques.

Les présents résultats peuvent conduire à une interprétation de l'information obtenue dans un récent article (MARTINET et HAYLI, 1971) sur l'existence des régions quasi-périodiques dans le plan  $(\bar{\omega}, \bar{\omega})$  pour divers couples  $(E, A)$ . Ils peuvent également permettre de voir si divers potentiels théoriques approchant le potentiel galactique réel donnent les mêmes résultats en ce qui concerne la position des orbites périodiques, des orbites-tubes, etc.

Fig. 1b

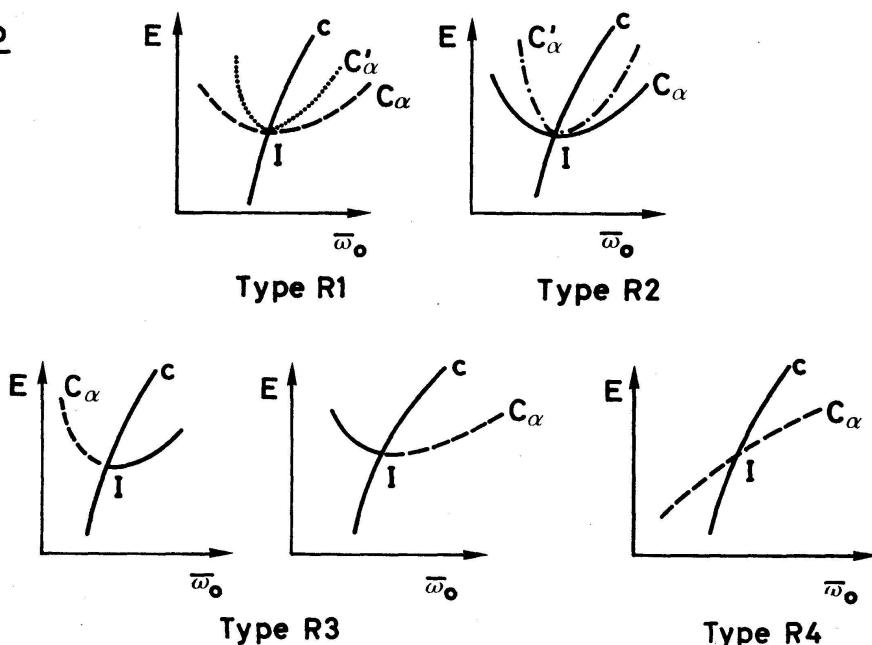


Figure 1b

Points critiques résonants avec les caractéristiques de familles d'orbites périodiques centrales ( $c$ ) et celles d'orbites périodiques résonantes ( $C_\alpha$ ). Les familles indiquées par — sont stables, celles indiquées par - - - - instables. Les familles (.....) stables ou (- - - -) instables sont des familles dont la caractéristique est non contenue dans le plan  $(E, \bar{\omega}_0)$  mais le coupe en  $I$

#### BIBLIOGRAPHIE

- HENON, M.: Ann. Astrophys. 28: 992 (1965).  
 MARTINET, L., et HAYLI, A.: Astron. Astrophys. 14: 103 (1971).

#### 6. B. HAUCK (Institut d'Astronomie de l'Université de Lausanne et Observatoire de Genève): *Recensement des données photométriques*

Nous avons entrepris depuis deux ans le recensement des données photométriques obtenues par voie photoélectrique et leur mise sous forme utilisable par un ordinateur, soit cartes perforées et bandes magnétiques.

Notre but est d'obtenir tout d'abord un fichier homogène pour chaque système photométrique et ensuite un fichier permettant de savoir dans quels systèmes une étoile a été mesurée.

La mise au point d'un fichier homogène est certainement la partie la plus délicate. L'inhomogénéité d'un système est à rechercher principalement dans une différence de filtres, de réduction hors de l'atmosphère ou des photomultiplicateurs employés. En principe, chaque série de mesures publiées devrait être rattachée à un système standard. Il n'est donc pas possible de faire une moyenne des mesures recensées pour chaque étoile, sans en avoir fait au préalable une étude critique.

Pour avoir une idée de la qualité des mesures d'une liste publiée, nous comparons, couleur par couleur, les étoiles communes à la liste et à un catalogue de base. Si l'auteur a effectué correctement son rattachement, la pente de la droite de régression de la comparaison est 1 et l'ordonnée à l'origine nulle. La dispersion observée permet alors de pondérer les valeurs de la liste.

Certains pouvant considérer qu'une telle procédure nous conduit à une perte d'information et qu'il était alors utile de pouvoir disposer des mesures originales, nous avons structuré notre fichier de chaque système en deux parties :

- toutes les mesures recensées, classées par étoiles et
- valeurs moyennes obtenues par pondération. Il est ainsi possible de travailler soit avec les valeurs originales, soit avec les valeurs pondérées

Actuellement nous disposons des fichiers à jour pour les systèmes suivants :

- six couleurs,
- Strömgren

De plus certains systèmes n'ont pas besoin d'être homogénéisés (car ils émanent du même groupe d'observateurs) et sont ainsi déjà disponibles. Il s'agit des systèmes de Genève, KRUSZEWSKI, ARGUE, VILNIUS, BORG-MAN, EGGEN (102, 65, 62), (UBV r)<sub>20</sub>.

Par ailleurs, nous avons continué, pour le système UBV, le travail de l'USNO, en incluant notamment la photométrie des amas. Plus de 100 listes (env. 13000 mesures) ont été perforées. Nous nous proposons, lors d'une étude ultérieure, d'étudier l'information astrophysique contenue dans chaque système afin de pouvoir établir avec sécurité le passage d'un système à un autre. A ce moment-là nous pourrons espérer que la dispersion de l'information à travers les nombreux systèmes existant à l'heure actuelle sera réduite au minimum.

Ce travail est entrepris grâce à un subside du Fonds national et est une partie de celui entrepris par le Centre de Données Stellaires de Strasbourg. Les autres observatoires participant à ce Centre sont ceux de Paris, Meudon, Marseille, Heidelberg et La Plata. Le recensement de toutes les données stellaires est prévu par le Centre de Strasbourg.

Dans le cadre de l'UAI un groupe de travail consacré aux données numériques a été créé à Brighton. J.JUNG et B.HAUCK en font partie et

assurent ainsi la liaison entre ce groupe et le Centre de Données Stellaires. De plus, la commission 45 a constitué un groupe de travail pour les données spectroscopiques et photométriques (Mme M. BARBIER, P. W. BIDELMANN, B. HAUCK et B. E. WESTERLUND). Le premier travail de ce groupe fut d'établir la liste des catalogues en préparation ou récemment publiés. Il existe donc ainsi une collaboration internationale qui doit éviter la duplication des travaux de recensement.

## 7. E. WIEDEMANN (Riehen): *Korrektoren zu Teleskopsystemen*

Mit Korrektoren bezeichnet man optische Zusätze zu Teleskopen, die meistens nahe der Bildebene angeordnet sind und dazu dienen, das Bildfeld des Instruments zu erweitern. In diesem Bericht soll jedoch nicht von Korrektoren astronomischer Grossinstrumente die Rede sein, wie sie von F. E. ROSS [1], J. G. BAKER [2], A. BARANNE [3], A. B. MEINEL [4], H. KÖHLER [5] und R. N. WILSON [6], um nur einige Autoren anzuführen, für Parabolspiegel und RITCHIE-CHRÉTIEN-Systeme berechnet und ausgeführt worden sind.

Die Aufgabe, über die hier kurz berichtet werden soll, war vielmehr, für kleinere Systeme bis zu etwa 40 cm Öffnung und 2 m Brennweite, wie sie als Übungsinstrumente, für Leitrohre, für Kometensucher und für Überwachungszwecke gebraucht werden, Korrektoren zu berechnen, die in Kombination mit einem lichtstarken, aplanatischen Grundsysteem dessen an sich kleines Bildfeld von etwa 0,5 Quadratgrad auf mindestens 5 Quadratgrad (10 Monddurchmesser) erweitern.

Es soll im folgenden gezeigt werden, dass dafür Lösungen mit nur sphärischen Flächen möglich sind, ohne dass dabei auf eine Strahlenvereinigung verzichtet werden muss, die jener astronomischer Grossinstrumente allzusehr nachsteht.

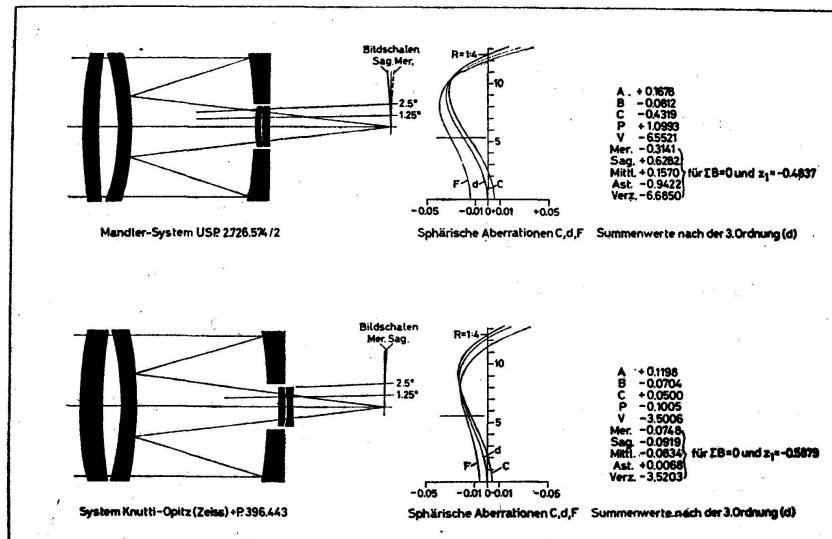


Abbildung 1

Um eine so gute Strahlenvereinigung mit einem System verkürzter Bau-länge zu realisieren, die auch die gänzliche Beseitigung der chromatischen Aberrationen, zumindest für den wirksamsten Öffnungsbereich, einschliesst, muss man sich auf Modifikationen des CASSEGRAIN-Typs beschränken, wie sie zuerst von W. MANDLER [7] sowie von H. KNUTTI und A. OPITZ [8] angegeben worden sind.

Bei diesen Systemen (Abb. 1) sind dem Hauptspiegel zwei flache, gegen-einander gekehrte Menisken vorgeschaltet, um die sphärischen Aberra-tionen und die Abweichungen gegen die Sinusbedingung im Bereich der 3. Ordnung zu korrigieren. Dabei wird die Hinterfläche des 2. Meniskus derart gekrümmmt, dass sie in ihrem zentralen Teil gleichzeitig als Gegen-spiegel dienen kann. Die Bildfeldfehler werden dann durch kleine, nahe der Bildebene angeordnete Linsen, also einen *Korrektor*, vermindert.

Diese Systeme, die als langbrennweite fotografische Objektive konzi-piert worden sind, lassen sich nun, wie die Rechnung zeigt, dahingehend abwandeln, dass ohne Einbusse an Lichtstärke die für astronomische Beobachtungen und Aufnahmen erforderliche Kleinheit der Zerstreuungs-kreise am Bildort erreicht wird.

Allerdings muss hierzu von *neu berechneten Grundsystmen* ausge-gangen werden, um die Aplanasie, also die Korrektur der sphärischen Aberrationen und der Abweichungen gegen die Sinusbedingung, entspre-chend zu verbessern. Dabei wurde im Hinblick auf eine bestmögliche chromatische Korrektur und die Verwendbarkeit des Systems im ganzen Bereich der sichtbaren Strahlung für beide Menisken das gleiche Glas UBK 7 verwendet (Abb. 2, oben).

So war es möglich, den Öffnungsfehler und die Abweichungen gegen die Sinusbedingung auf etwa  $\frac{1}{3}$  zu verkleinern. Das System zeigt aber noch positiven Astigmatismus und positive PETZVAL-Wölbung, ähnlich einem Fernrohrobjectiv, die mit *Korrektoren* behoben werden müssen.

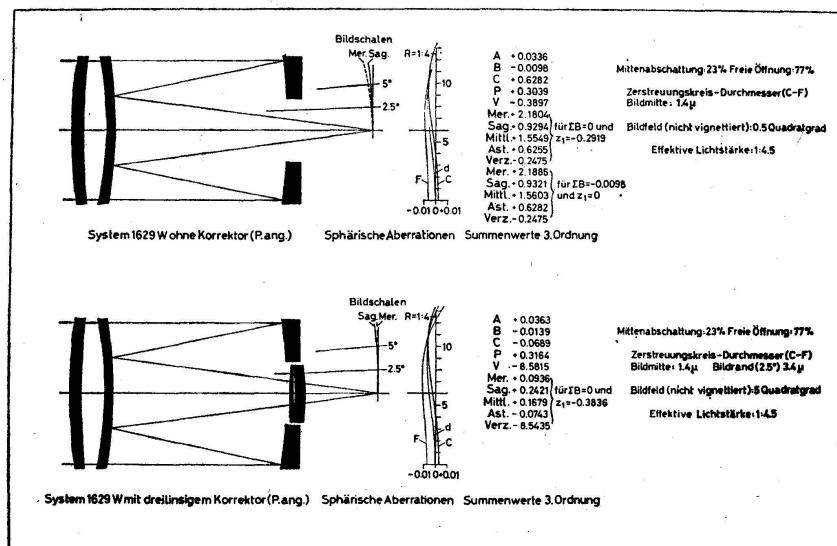


Abbildung 2

Um dabei die axiale Korrektur des Grundsystems nicht zu gefährden, wurde ein *erster, dreilinsiger Korrektor* berechnet, dessen Linsen ebenfalls aus dem Glas UBK 7 bestehen; er ist zusammen mit dem Grundsystem dargestellt (Abb. 2, unten). Für dieses System ergab sich in der Bildmitte für die Farben C–F, also den Bereich von 656,30 bis 486,10 nm, bei einem Meter Brennweite ein grösster Zerstreuungskreis-Durchmesser von 14  $\mu$ m, der am Bildrand ( $2,5^\circ$ ) auf 34  $\mu$ m ansteigt (Abb. 2, unten).

Da der zuletzt genannte Wert noch als zu gross erachtet wurde, wurde ein *weiterer dreilinsiger Korrektor* berechnet, um die Summenwerte für Astigmatismus und PETZVAL-Wölbung weiter zu verkleinern. Dann kann die Schärfe am Bildrand ( $2,5^\circ$ ) jener der Bildmitte nahekommen.

Bei diesem System (Abb. 3, oben) entspricht dem Zerstreuungskreis-Durchmesser in der Bildmitte von 14  $\mu$ m ein solcher von 17  $\mu$ m am Bildrand ( $2,5^\circ$ ).

Diese hohe Bildschärfe bedingt allerdings eine Vorverlegung der Eintrittspupille, um den Komafehler gänzlich zu beseitigen. Schwerer wiegt indessen die bei dreilinsigen Korrektoren offenbar unvermeidliche Zunahme des Verzeichnungsfehlers.

Da bei *zweilinsigen Korrektoren* der Verzeichnungsfehler erheblich kleiner gehalten werden kann, wurden schliesslich auch zweilinsige Korrektoren berechnet. Dabei zeigte sich, dass diese in Verbindung mit dem Grundsystem zu unerwünschten Vergröberungen der axialen Restfehler führen.

Nun hatte zuletzt R. N. WILSON [9] für den Fall des Wiener 1,5-m-Teleskops einen Kunstgriff angegeben, um bei diesem RITCHEY-CHRÉTIEN-System die Bildfeldkorrektur auf die Spitze zu treiben: Eine kleine Änderung der Deformationskonstanten des Grundsystems, die dieses für den Gebrauch ohne Korrektor nur unmerklich verschlechtert, erlaubte es, dem System mit Korrektor eine besonders gute Strahlenvereinigung zu

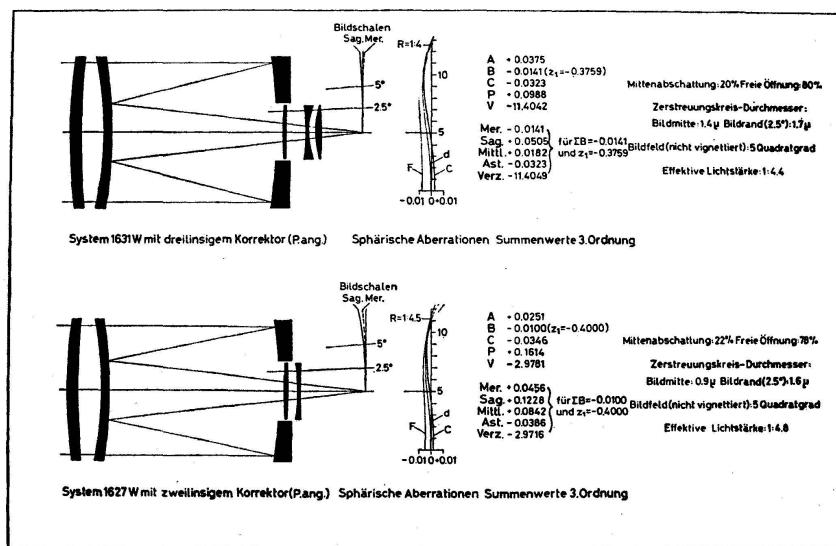


Abbildung 3

erteilen. Bei 12 m Brennweite und dem Öffnungsverhältnis 1:8 halten sich die Zerstreuungskreis-Durchmesser innerhalb eines Bildfeldes von  $0,5^\circ$  erheblich unter 20  $\mu\text{m}$  (= 0,33 Bogensekunden).

Dieses Prinzip hat sich auch bei der letzten hier gezeigten Konstruktion (Abb. 3, unten) bewährt. Eine kleine Änderung des Grundsystems, die dessen Gebrauch ohne Korrektor praktisch nicht beeinträchtigt, erlaubte es, mit einem *zweilinsigen Korrektor* auszukommen und dabei mit ebenfalls vorverlegter Eintrittspupille nicht nur den Verzeichnungsfehler klein zu halten, sondern auch die Bildschärfe weiter zu steigern. Bei 1 m Brennweite und einem Öffnungsverhältnis von 1:4,5 beträgt der Zerstreuungskreis-Durchmesser in der Bildmitte 9  $\mu\text{m}$  und am Bildrand eines Feldes von 5 Quadratgrad 16  $\mu\text{m}$ . Es lässt sich abschätzen, dass diese Werte bei einem Öffnungsverhältnis von 1:8 auf weniger als die Hälfte absinken würden.

Die Vorverlegung der Eintrittspupille zur völligen Beseitigung des Komafehlers ist bei der astronomischen Verwendung dieser Systeme nicht als Nachteil zu werten, da dies der Verwendung der ohnehin erforderlichen Taulappe entspricht und überdies die Abhaltung von Fremdlicht erleichtert.

Die Konstruktionsdaten der hier beschriebenen Systeme stehen für die eingangs erwähnten Zwecke zur Verfügung. Frühere, noch nicht so weitgehend korrigierte Systeme dieser Art sind schon vor längerer Zeit am Stern geprüft worden und haben dabei die theoretisch erwartete Schärfe und Auflösung im Bilde gezeigt. Dieser Umstand ermutigte zu der vorliegenden Untersuchung, die fortgesetzt werden soll.

#### LITERATUR

1. ROSS, F. E.: *Astrophys.J.* 77: 243 (1933); *Astrophys.J.* 81: 156 (1935).
2. BAKER, J. G.: *AAS Meeting at Columbus (Ohio, USA)* 1947; *Amateur Telescope Making III*, S. 1-34 (1953).
3. BARANNE, A.: *Publ. Haute-Provence* 7: No. 9 (1964); *J. Observ.* 49: 75 (1966).
4. MEINEL, A. B.: *Astrophys.J.* 118: 335 (1953). Vgl. auch: SCHULTE, D. H.: *Appl. Optics* 5: 313 (1966).
5. KÖHLER, H.: *Vortrag a.d.ETH Zürich* 1967.
6. WILSON, R. N.: *Appl. Optics* 7: 1232 (1968).
7. MANDLER, W.: *US-Patent* 2.726.574.
8. KNUTTI, H., und OPITZ, A.: *Schweiz. Patent (Zeiss)* 396.443.
9. WILSON, R. N., und FAULDE, M.: *Sterne und Weltraum* 10: 32 (1971).

#### 8. F. RUFENER (Genève): *L'établissement d'un système de magnitudes [V] propre à la photométrie de l'Observatoire de Genève*

Il est d'usage que l'extension d'un système de magnitudes (par exemple la magnitude *V* de JOHNSON-MORGAN) s'obtienne par corrélation de nouvelles mesures avec celles existantes dans la littérature. Parmi les inconvénients de cette procédure nous citerons: la propagation des erreurs systématiques, la difficulté de choisir les étoiles de référence (étoiles standards), l'influence de bandes passantes différentes.

En vue d'obtenir des séquences de magnitudes indépendantes, nous avons proposé une méthode utilisant des observations semi-différentielles traitées par les moindres carrés (F. RUFENER et A. MAEDER, 1970). Nous avons montré à cette occasion la correspondance entre les systèmes  $[V]$  de Genève et  $V$  de JOHNSON-MORGAN.

Nous avons appliqué notre méthode pour l'établissement d'un standard de magnitude  $[V]$  riche d'environ 250 étoiles distribuées sur l'hémisphère Nord. L'extension de ce standard à l'hémisphère Sud est assurée par les récentes observations faites à La Silla (European Southern Observatory) au Chili. L'écart type d'une mesure est  $\sigma_V = 0,006$ . Cette qualité remarquable a été obtenue après qu'un certain nombre d'étoiles et leurs mesures aient été éliminées en raison de leur microvariabilité. Les étoiles supprimées furent:

- des étoiles intrinsèquement très brillantes (supergéantes)
  - des étoiles froides (géantes rouges)
  - des étoiles A et B particulières
- (12 variables proposées et 9 variables possibles)

L'ajustement de notre séquence standard  $[V]$  a été fait en fixant  $[V] = 7,478$  pour HD 77770. De cette manière les 2 systèmes  $[V]$  et  $V$  coïncident bien si l'on compare les étoiles communes aux deux standards. Une comparaison plus étendue a été faite en étudiant l'intersection de notre standard  $[V]$  avec les magnitudes des étoiles figurant dans le « Catalogue of Bright Stars » (HOFFLEIT, 1964). On peut distinguer trois cas:

- A. Les magnitudes  $V$  du BS sont photoélectriques, la moyenne des différences  $[V] - V$  est égale à 0,013.
- B. Les magnitudes  $V$  ont le suffixe R (RYBKA), la moyenne des différences est égale à 0,103 avec des écarts atteignant 0,2 (20% des étoiles du BS!)
- C. Les magnitudes ont le suffixe H. L'écart moyen est voisin de 0,5.

Les cas B et C montrent combien certaines étoiles sont mal mesurées.

L'établissement du système de magnitudes  $[V]$  sera réalisé lorsque, de toutes les observations faites et à venir, nous aurons tiré les magnitudes  $[V]$ . Nous traiterons deux cas:

- 1<sup>o</sup> Les nuits pour lesquelles des extinctions instantanées peuvent être calculées en appliquant la méthode des étoiles montantes (M) et descendantes (D) (F. RUFENER, 1964). Les magnitudes  $[V]$  obtenues chacune de ces nuits seront rattachées au standard à l'aide d'une constante.
- 2<sup>o</sup> Les nuits pour lesquelles les observations ont été faites à travers une masse d'air constante et réduite hors de l'atmosphère par une extinction moyenne.

L'ajustement de la séquence de magnitude  $[V]$  sera fait en tenant compte des variations d'extinction ou de gain observées sur les différences entre la magnitude de la nuit et celles du standard  $[V]$ .

Ce travail est en cours. Des résultats prometteurs ont été obtenus. La prochaine édition du catalogue photométrique de l'Observatoire de Genève comprendra en plus des mesures d'indices de couleur, une valeur de la magnitude  $[V]$  ainsi qu'une appréciation sur sa stabilité. Nous compsons par cette démarche apporter une contribution importante à la détection de microvariabilité pour de nombreuses étoiles.

#### BIBLIOGRAPHIE

- HOFFLEIT, D.: Catalogue of Bright Stars. Yale University Observatory, 1964.  
RUFENER, F.: Publ.Obs.Genève. Série A, № 66, 1964.  
RUFENER, F., MAEDER, A.: Arch.Sci. 23: fasc. 3 (1970).

#### 9. W. BECKER und R. P. FENKART (Astronomisches Institut der Universität Basel): *Erfahrungen und Ergebnisse aus dreifarbenphotometrischen Untersuchungen der Sternverteilung in der galaktischen Scheibe*

Die Dreifarbenphotometrie besitzt gegenüber der Spektralphotometrie die Vorteile gleichzeitiger Erfassung grosser Sternzahlen und beträchtlicher Erweiterung der erreichbaren Grenzhelligkeiten und damit Distanzen. Ihr Hauptnachteil besteht im teilweisen Verlust der Möglichkeit, verbindliche und unabhängige Aussagen über Einzelsterne zu machen. So können zwar mit einem Beobachtungsaufwand, der spektralphotometrisch für Einzelsterne notwendig ist, Sternfelder von mehreren tausend Sternen der dreifarbenphotometrischen Auswertung zugeführt und gleichzeitig die Grenzhelligkeiten um etwa sieben Grössenklassen verschoben werden; dafür ist aber für die behandelten Sterne nur noch eine Zuordnung *statistischer* Werte absoluter Helligkeit, interstellarer Verfärbung und Absorption möglich, wobei deren Bestimmung in *einem* Arbeitsgang und somit interdependent erfolgt.

Diese Sachverhalte prädestinieren die Dreifarbenphotometrie in natürlicher Weise zu ihrer Anwendung auf ausgewählte Gebiete der Stellarstatistik. Es handelt sich dabei vor allem um die folgenden drei Aufgabenkreise:

- Bestimmung von Distanz, Absorption, möglichen physischen Mitgliedern und Alter bei offenen Sternhaufen
- Studium der Sternverteilung in der galaktischen Scheibe
- Studium der Sternverteilung im galaktischen Halo

Alle diese in historischer Reihenfolge aufgezählten Gebiete werden am Astronomischen Institut der Universität Basel gepflegt. Während wir in den beiden Vorjahren über Ergebnisse des ersten und dritten Gebietes berichteten, möchten wir uns diesmal auf Erfahrungen und Ergebnisse aus dem zweiten konzentrieren.

Ziel einer Untersuchung der Sternverteilung in Richtung eines Sternfelds ist die Aufstellung von nach Population, Leuchtkraftklassen und Intervallen absoluter Helligkeit getrennten Dichtegradienten. In den

Milchstrassenfeldern der galaktischen Scheibe beschränkt sich die Sternauswahl praktisch auf die Population I. Ausserdem spielen wegen der verhältnismässig kleinen Feldgrössen die selteneren Sterntypen eine so untergeordnete Rolle, dass statistisch nur Hauptreihensterne später als B3 und späte Riesen signifikant erfasst werden. Diese beiden Leuchtkraftklassen können in den Zweifarbdendiagrammen der Dreifarbenphotometrie nach mehreren, unabhängigen Kriterien zuverlässig getrennt werden. Zur Aufstellung der nach Intervallen absoluter Helligkeit fraktionsierten Dichtegradienten ist aber eine «statistische» Distanzbestimmung der Feldsterne nötig, die für jeden Stern ausser dem direkt messbaren, individuellen scheinbaren Helligkeitswert  $m$  eine Zuordnung «statistischer» Werte seiner absoluten Helligkeit  $M$  und seiner interstellaren Absorption  $A$  verlangt. Die bekannte Kombination dieser drei Werte:  $m - A - M$  liefert dann den «statistischen» Entfernungsmodul des betrachteten Sterns. Wegen des festen Zusammenhangs zwischen Absorption und Verfärbung kann  $A$  aus den in den Zweifarbdendiagrammen in Erscheinung tretenden Farbexzessen berechnet werden.  $M$  kann für die Hauptreihensterne der – eventuell wegen Absorption verschobenen – Hauptreihe im Zweifarbdendiagramm entnommen werden, da diese in absoluten Helligkeiten geeicht ist. Grundlage dieser Eichung sind offene Sternhaufen und Einzelsterne bekannter Distanz und Absorption. Die Genauigkeit der so bestimmten «statistischen»  $M$ -Werte für die Hauptreihensterne kann höchstens abgeschätzt werden, da ihre Ermittlung mit derjenigen der «statistischen»  $A$ -Werte gekoppelt ist. Sie mag in der Grössenordnung der Streubreite der  $M$ -Werte der späten Riesen um ihren – bekannten – Mittelwert (im RGU-System  $+1^m0$ ) liegen und etwa  $\pm 0^m5$  bis  $\pm 0^m7$  betragen. Für die Riesen ist also die Zuordnung von  $A$ - und  $M$ -Wert unabhängig.

Obwohl seit der ersten Anwendung der Dreifarbenphotometrie auf ein Milchstrassenfeld in der Scutum-Richtung 1962 mehr als 20 Felder behandelt wurden und die stellarstatistische Ausgangslage heute günstiger ist als früher, da wir die Spiralstruktur in der Sonnenumgebung – hauptsächlich aus der Verteilung junger Sternhaufen und anderer Spiralarmindikatoren – ziemlich gut kennen, ist man von einer Synthese der Ergebnisse noch weit entfernt. Es liegen aber wertvolle Erfahrungen mit der Methode und einige wenige Ergebnisse breiterer Tragweite vor, die wir hier referieren wollen.

Ein Vergleich der absoluten Helligkeiten – von Sternen mit  $M > 3$  –, die durch Spektralklassifikation bzw. durch Dreifarbenphotometrie gewonnen wurden, zeigte, dass beträchtliche systematische Unterschiede auftreten. Der Vergleich wurde in einigen Selected Areas höherer galaktischer Breite vorgenommen, damit der Einfluss interstellarer Verfärbung vermieden wird. Es zeigte sich, dass für Sterne der Spektralklasse F beide Methoden zu übereinstimmenden absoluten Helligkeiten führen. Bei der Klasse G dagegen führt die Dreifarbenphotometrie zu absoluten Helligkeiten, die überwiegend um  $1^m$  heller sind, als der Spektralklassifikation entspricht. Danach würde das Spektrum um etwa  $\frac{1}{2}$  Klasse früher ange-

setzt werden müssen. Kein Experte der Spektralklassifikation wird aber damit einverstanden sein können. Anderseits zeigen die Dichtefunktionen, die auf der Spektralklassifikation beruhen, z. B. in Richtung zum galaktischen Nordpol, ein unwahrscheinliches Verhalten: Für G-Sterne ergeben sie ein Dichtemaximum mit der 2- bis 3fachen Dichte der Sonnenumgebung im Abstand von etwa 100 pc, während sie für F-Sterne eher ein Defizit zeigen. Beides würde beseitigt, wenn man die aus der Dreifarbenphotometrie folgenden absoluten Helligkeiten verwendete.

Betrachten wir nun die Zweifarbdendiagramme für verschiedene galaktische Felder und für verschiedene Entferungen, so können wir als ein weiteres Faktum von allgemeinerer Bedeutung feststellen, dass die Verteilung der Sterne auf der Hauptreihe und im Gebiete der späten Riesen sehr stark variieren kann. Wir wollen das an wenigen Beispielen erläutern. Im Zweifarbdendiagramm eines Feldes im Sektor des galaktischen Zentrums (Scutum) treten in grosser Zahl Sterne früheren Typs auf, solche mit der absoluten Helligkeit der Sonne und schwächer fehlen dagegen fast ganz. In einem Antizentrumsfeld hingegen fehlen die frühen Typen fast ganz, und die Sterne schwächer als die Sonne erscheinen äusserst zahlreich. Ausserdem liegen die späten Riesen in beiden Feldern an entgegengesetzten Seiten der Hauptreihe.

Ferner wollen wir aus der Menge der vorliegenden Dichtefunktionen einige betrachten, die ebenfalls eine Aussage allgemeinerer Natur nahelegen. Sie beziehen sich auf späte Riesen in zwei Antizentrumsfeldern und in zwei Feldern im Sektor des galaktischen Zentrums.

In der Stellarstatistik spielen diese Riesen eine grosse Rolle, weil sie vielfach häufiger auftreten als Hauptreihensterne gleicher Leuchtkraft und weil sie im Zweifarbdendiagramm als eine einheitliche Gruppe identifiziert werden können, der in befriedigender Näherung eine mittlere absolute Helligkeit, und dies unabhängig von der Bestimmung der Farbexzesse, zugeordnet werden kann.

In den beiden Zentrumsfeldern haben wir Dichtefunktionen, die ein Maximum dort aufweisen, wo die Blickrichtung den Spiralarm —I (Scutum-Carina) durchquert. In den beiden Antizentrumsfeldern dagegen beobachten wir eine monotone Dichteabnahme, und der Spiralarm +I (Perseus) hinterlässt darin keine Spur. Wir müssen dabei bedenken, dass der Spiralarm —I in der Verteilung der jungen Objekte sehr ausgeprägt in Erscheinung tritt, während der Arm +I in Richtung zum Antizentrum nur schwach ausgebildet ist.

Noch zwei Dichtefunktionen in Richtung zum Antizentrum scheinen zu einer allgemeineren Feststellung zu führen. Sie lassen ausserdem erkennen, wie weit man ohne besonderen Aufwand mit der Methode der Dreifarbenphotometrie für die Entfernungsbestimmung in den Raum vordringen kann. Es handelt sich um eine Funktion für späte Riesen und um eine solche für Hauptreihensterne der etwa gleichen absoluten Helligkeit (0 bis +2), und zwar beide für das gleiche Feld. Beide Funktionen zeigen eine monotone Dichteabnahme bis zu Entferungen von fast 10 kpc, und beide stimmen quantitativ fast miteinander überein. Wir müssen daraus

schliessen, dass sich das galaktische System in Antizentrumsrichtung weit über die konventionell angenommenen 5 kpc hinaus in den Raum erstreckt, und dies nicht nur für den Halo, wie uns Arbeiten aus der Aufgabengruppe III lehren, sondern auch für die Scheibe.

Die schon angedeuteten Erfahrungen mit dem Besetzen unterschiedlicher Gebiete im Zweifarbandiagramm durch die späten Riesen in den Richtungen zum Zentrum und zum Antizentrum führen vielleicht zu einer weiteren, allerdings noch offenen Frage allgemeinerer Tragweite: Betrachtet man die Lage dieser Riesen im Zweifarbandiagramm relativ zu der Lage von Hauptreihensternen gleicher Helligkeit und gleicher interstellarer Verfärbung, so findet man folgendes: In der Scutum- und in der Sagittariuswolke, die beide zum Spiralarm —I gehören, liegen die späten Riesen im Zweifarbandiagramm links bzw. unterhalb der Hauptreihe und bilden dort einen schmalen, langgestreckten, ungefähr zu dieser parallelen Ast. In Richtung der bisher untersuchten Antizentrumsfelder liegen sie dagegen genau auf der Hauptreihe. Da ausserdem die sehr roten Exemplare fast ganz fehlen, ordnen sich die vorhandenen Riesen dort eher in einer Wolke als in einem Ast an. Die Entscheidung der Frage, ob hierin lokale Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung und in der Entwicklung zum Ausdruck kommen, entzieht sich allerdings den Möglichkeiten der Dreifarbenphotometrie.

#### 10. C. NAVACH et M. GOLAY (Genève): *Spectrophotométrie stellaire dans l'ultraviolet*

En septembre 1968, le groupe de Recherche spatiale de l'Observatoire de Genève a réalisé un programme d'observations d'étoiles dans le domaine de longueurs d'onde 2000–5000 Å, à partir d'une nacelle stratosphérique. Tous les détails techniques ainsi que les premiers résultats astronomiques ont été publiés dans des articles déjà parus (GAIDE, 1968 a, 1968 b; NAVACH et LEHMANN, 1971).

La figure 1 montre le résultat obtenu pour une étoile parmi les plus brillantes observées. Dans cette même figure, nous avons reporté les mesures de la même étoile effectuées par d'autres observateurs, depuis le sol (pour  $\lambda \geq 3200$  Å) et à partir de fusées (pour  $\lambda \leq 3100$  Å).

L'accord entre les différentes mesures est très bon en ce qui concerne le domaine spectral visible depuis le sol.

En ce qui concerne la comparaison avec les résultats obtenus par fusées nous trouvons un accord avec les mesures de BOGESS et KONDO (1968), tandis que le flux mesuré par STECHER (1969) se révèle trop faible pour les plus courtes longueurs d'onde.

Les figures 2 et 3 reportent les résultats relatifs aux autres étoiles de notre liste.

Une première analyse de l'échantillon d'étoiles à notre disposition nous a suggéré de le partager en deux groupes. Le premier (fig. 3) est constitué par les étoiles dont le comportement dévie pour différentes raisons du

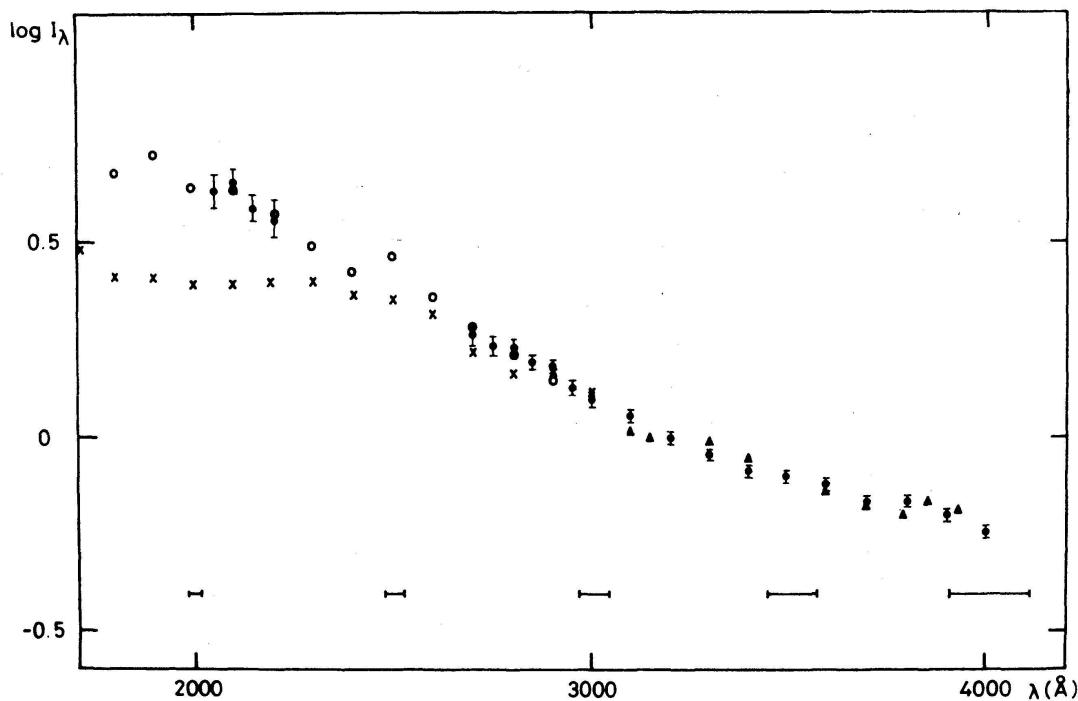


Figure 1

Mesures spectrophotométriques de l'étoile  $\times$  ORI (BS 2004) normalisées à 3200 Å. Les différents points reportés dans le graphique se réfèrent aux observations effectuées par Genève (1971) (●), BOGESS et KONDO (1968) (○), STECHER (1969) (x) et GUITIERREZ MORENO et al. (1968) (▲). — L'absorption par l'ozone atmosphérique est responsable de l'absence, dans nos résultats, des points d'observation entre 2300 Å et 2700 Å. Les barres horizontales au bas du graphique indiquent la résolution aux différentes longueurs d'onde de nos instruments d'observation

comportement «normal»; cela signifie qu'il s'agit d'étoiles à grande vitesse ( $v \cdot \sin i > 100$  km/s), ou d'étoiles à émission, ou particulières, ou encore, d'étoiles dont la classification spectrale est incertaine.

Le deuxième groupe (fig. 2) est constitué par toutes les étoiles de l'échantillon qui ne présentent aucune de ces particularités.

Dans les figures 2 et 3, les étoiles se succèdent selon les températures effectives décroissantes. Celles-ci ont été établies pour chaque étoile sur la base de la classification spectrale qui est mentionnée en premier dans le Catalogue of Stellar Spectra (JASCHEK et al., 1964).

On peut voir assez aisément que dans la séquence «bourgeoise» (fig. 2) les spectres constituent une séquence assez homogène, dont les caractéristiques changent très régulièrement en accord avec les températures postulées. En revanche, la séquence «particulière» se présente comme assez inhomogène, avec des «sursauts» particulièrement évidents dans la région ultraviolette.

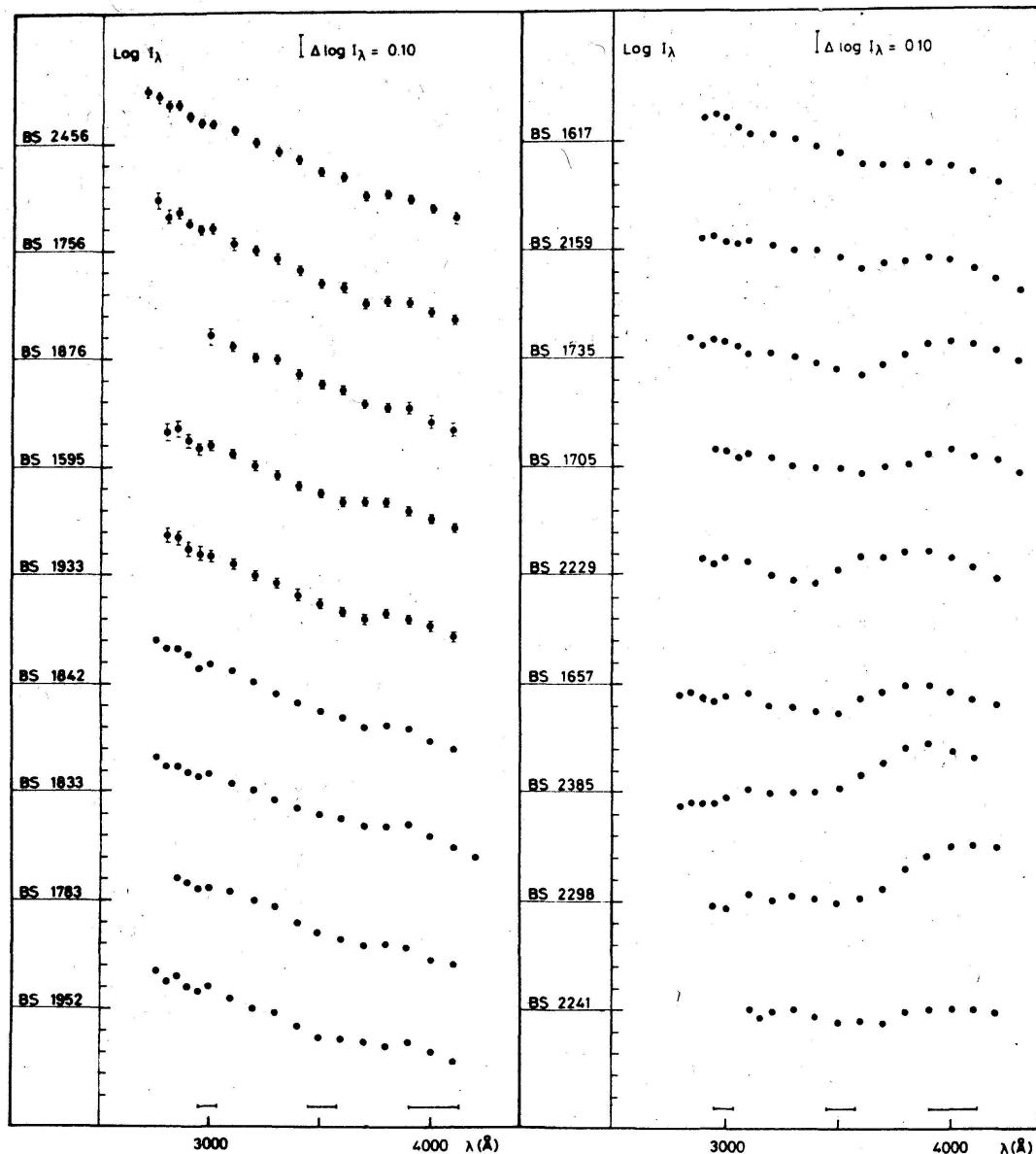


Figure 2

Mesures spectrophotométriques des étoiles «normales» observées, exprimées en énergies relatives. L'erreur sur les points de mesures a été évaluée à environ 10%. Les barres horizontales au bas du graphique indiquent la résolution aux différentes longueurs d'onde de nos instruments d'observation

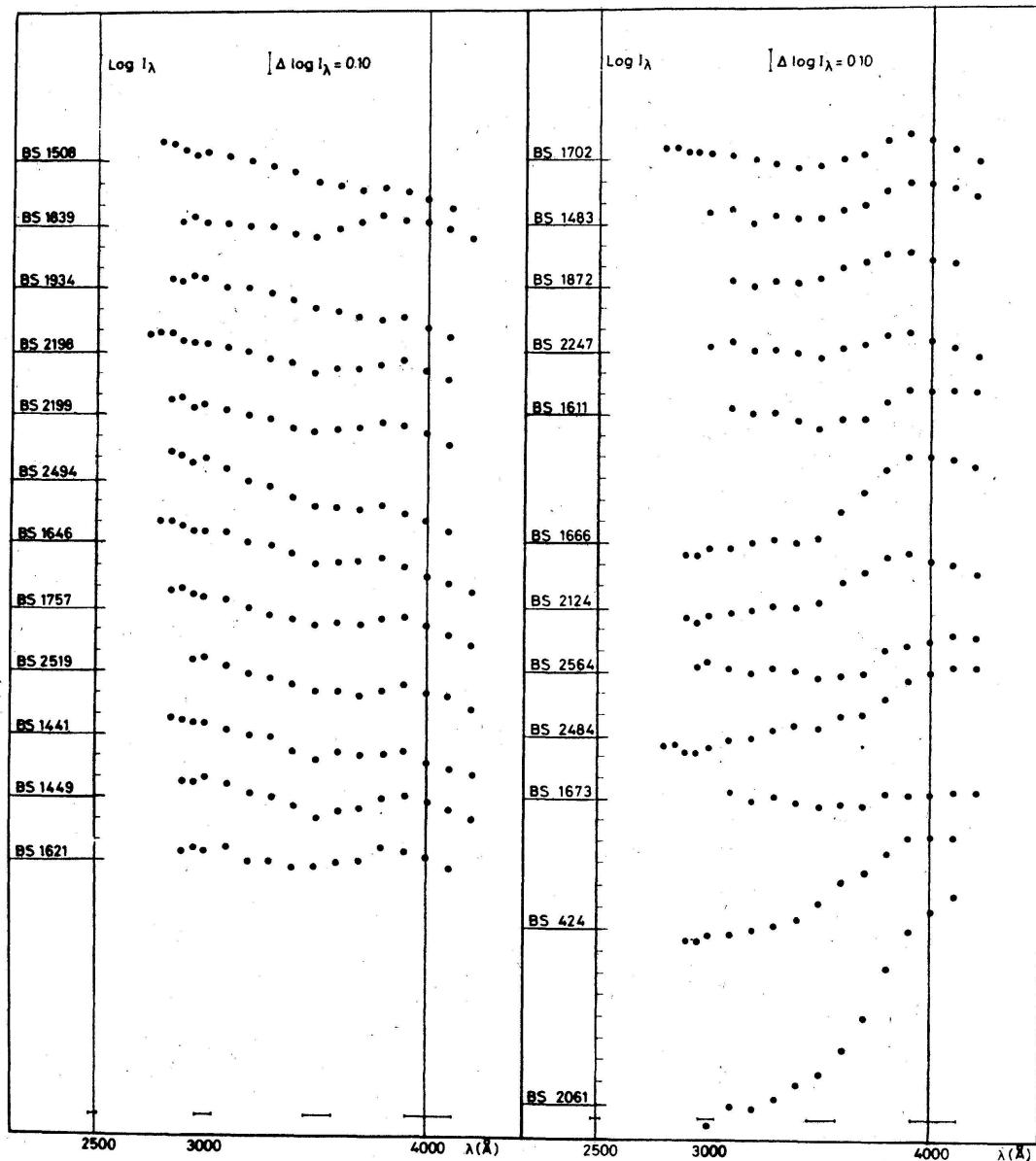


Figure 3

Mesures spectrophotométriques des étoiles «particulières» observées, exprimées en énergies relatives. Voir aussi le texte de la figure 2

#### BIBLIOGRAPHIE

- BOGESS, A., et KONDO, Y.: *Astrophys.J.*, 151: L5 (1968).  
 GAIDE, A.: *Sci.Ind.spat.* 4: 1-2, 47 (1968a).  
 GAIDE, A.: *Sci.Ind.spat.* 4: 3-4, 42 (1968b).  
 GUILTIERREZ MORENO, A., MORENO, H., et STOCK, J.: *Publ.Dept.Astr.Univ.Chile* 1: 127 (1968).  
 JASCHEK, C., CONDE, H., SIERRA, A.C. DE: *Pbs.astr.Univ.La Plata, Ser.astr.* 28 (1964).  
 NAVACH, C., et LEHMANN, M.R.: *Astron.Astrophys.* 13: 323 (1971).  
 STECHER, A., et KONDO, Y.: *Astrophys.J.*, 151: L5 (1968).

## 11. G.Goy (Observatoire de Genève): *Traitemen t d'une photométrie à bandes moyennes pour obtenir les lois de rougissement interstellaire des étoiles 0*

Nous avons utilisé, dans le présent travail, le catalogue photométrique de l'Observatoire de Genève en vue d'obtenir les fonctions d'extinction de la matière interstellaire.

Contrairement à l'usage habituel, nous n'avons pas traité ce problème par l'étude des excès de couleur ou des lignes de rougissement dans un plan couleur/couleur. Nous avons plutôt considéré la photométrie de l'Observatoire de Genève comme une *spectrophotométrie* à très basse résolution.

En utilisant un ordinateur digital rapide et à forte capacité de mémoire, nous avons reconstitué les couleurs de continus stellaires progressivement rougis par une grille de lois d'extinction. L'intégration exacte des diverses fonctions qui composent la couleur d'une étoile 0 rougie nous met à l'abri des problèmes de longueur d'onde effective et de largeur de bande.

La figure 1 décrit la fonction d'extinction normée selon NANDY (1964).

La table I donne la liste des étoiles 0 actuellement disponibles avec les lois d'extinction individuelles. Ce premier échantillon permet déjà d'aborder le problème essentiel:

- Quels sont les paramètres qui interviennent dans la variation de la loi d'extinction (qu'il s'agisse d'une variation individuelle ou régionale)? La figure 2 donne une première réponse:
- Il semble que la densité du nuage responsable du rougissement au voisinage du groupe d'étoiles joue un rôle déterminant

Les régions H II « fermées » (c'est-à-dire denses au centre) sont fortement absorbantes dans l'UV (tg élevé) tandis que les régions « ouvertes » (c'est-à-dire fortes en bordure) le sont beaucoup moins. NGC 7822 se trouve dans le premier cas et IC 1805 dans le second. Quant aux étoiles 0 isolées, leur loi de rougissement est uniforme et voisine de celle de IC 1805.

Table I

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	190864	109	0,58	4200	1,02	0,02	0,55	1,41	53,802	54,445
2	190429N	109	0,59	4250	0,96	0,02	0,58	1,41	53,735	52,412
3	190918	109	0,64	4250	0,60	0,02	0,63	1,46	53,920	38,279
4	+40 4212		0,64	4325	4,53	0,02	0,65	1,44	53,783	93,242
5	12 (6)		0,61	4550	9,2	0,10	0,69	1,29	53,765	98,919
6	+40 4220		0,65	4375	4,62	0,03	0,68	1,45	53,732	93,502
7	9 (5)		0,65	4475	5,34	0,03	0,71	1,42	53,540	95,225
8	+40 4227		0,63	4400	3,66	0,03	0,67	1,42	53,595	89,887
9	32 (8)		0,61	4225	3,66	0,04	0,59	1,44	53,858	89,929
10	18 (5)		0,63	4400	5,22	0,02	0,67	1,42	53,595	94,980
11	7 (5)		0,61	4375	4,14	0,03	0,63	1,40	53,556	91,926
12	31 (8)		0,63	4400	3,72	0,06	0,67	1,42	53,595	90,174

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
13	+40 4215		0,60	4200	3,36	0,03	0,57	1,43	53,871	88,352
14	19 (5)		0,64	4400	4,44	0,02	0,68	1,43	53,640	92,955
15	+41 3804		0,63	4400	4,32	0,02	0,67	1,42	53,595	92,562
16	+41 3807		0,60	4300	4,02	0,04	0,60	1,41	53,671	91,480
17	188209		0,55	4200	0,42	0,02	0,52	1,38	53,696	28,860
18	195592	109	0,61	4325	2,70	0,05	0,62	1,41	53,660	83,586
19	203064	119	0,54	4200	0,52	0,03	0,51	1,37	53,661	34,117
20	214680	126	0,57*	4200*	0,12	0,03	0,54*	1,40*	53,166*	9,539*
21	210809		0,55	4175	0,72	0,02	0,51	1,39	53,751	43,408
22	210839	134	0,57	4275	1,14	0,03	0,56	1,38	53,605	57,891
23	+66 1661	171	0,65	4325	2,46	0,04	0,63	1,42	53,824	81,350
24	+66 1675	171	0,64	4375	3,18	0,05	0,67	1,44	53,689	87,211
25	+66 1673	171	0,64	4375	3,90	0,02	0,67	1,44	53,689	90,986
26	+66 1674	171	0,68	4375	3,13	0,02	0,71	1,45	53,862	86,914
27	+67 1598	171	0,58*	4250*	2,19	0,02	0,57	1,40	53,697	78,242
28	12993		0,50	4100	1,02	0,02	0,44	1,36	53,758	54,402
29	13745		0,58	4325	0,99	0,04	0,59	1,38	53,534	53,208
30	+60 0498	190	0,58	4350	1,92	0,02	0,58	1,36	53,478	74,366
31	+60 0499	190	0,52	4225	1,92	0,02	0,49	1,34	53,529	74,412
32	15558	190	0,54	4250	1,80	0,02	0,53	1,36	53,545	72,487
33	+60 501	190	0,53	4250	1,68	0,02	0,52	1,35	53,506	70,342
34	15570	190	0,58	4325	2,28	0,04	0,59	1,38	53,534	79,257
35	15629	190	0,54	4300	1,62	0,02	0,54	1,35	53,425	69,141
36	19820	202	0,61	4350	1,80	0,03	0,63	1,39	53,608	72,513
37	14633		—	—	0,09	—	—	—	—	—
38	24431	205	0,62	4325	1,47	0,03	0,63	1,42	53,701	66,255
39	24912	220	0,56	4200	0,63	0,12	0,53	1,42	53,731	39,461
40	24534		*	*	*	*	*	*	*	*
41	34656		0,57	4100	0,66	0,02	0,51	1,43	53,969	41,052
42	35921	234*	0,53	4275	1,08	0,03	0,52	1,34	53,445	55,963
43	93521		—	—	0,05	—	—	—	—	—
44	255055	249	0,53	4150	1,20	0,01	0,49	1,38	53,739	59,703
45	254755	248	0,53	4150	1,95	0,02	0,49	1,38	53,739	74,990
46	42088	252	0,50	4200	0,72	0,06	0,47	1,33	53,516	43,161
47	47839	273	—	—	0,06	0,04	—	—	—	—
48	36486		—	—	0,06	—	—	—	—	—
49	46966		0,59	4150	0,51	0,03	0,54	1,43	53,934	33,882
50	47129		0,48*	4100	0,69	0,05	0,43	1,35	53,696	42,071
51	48099		0,61	4225	0,48	0,08	0,59	1,44	53,858	32,259
52	46149	275	0,58	4300	0,96	0,01	0,58	1,39	53,590	52,266
53	46106	275	*	*	*	*	*	*	*	*
54	46150	275	0,55	4250	0,90	0,03	0,54	1,37	53,583	50,181
55	46202	275	0,64	4200	1,02	0,03	0,61	1,47	54,007	54,649
56	46056	275	0,61	4200	1,02	0,02	0,58	1,44	53,905	54,548
57	46223	275	0,56	4200	1,05	0,03	0,53	1,39	53,731	55,321
58	46485		0,55	4275	1,32	0,07	0,54	1,36	53,525	62,629

\* particularité spectrale ou valeur incertaine

Colonne 1: N° d'ordre  
 Colonne 2: N° HD ou BD et, à défaut, numérotation spéciale:  
 (5) SCHULTE (1958)  
 (6) MORGAN et al. (1954)  
 (8) RUFENER (1971)  
 Colonne 3: N° de la région H II de SHARPLESS (1959)  
 Colonnes 4 et 5: Respectivement  $\text{tg}$  et  $\lambda_c$  de la figure 1  
 Colonnes 6 et 7: Respectivement masse

$M_a$  de matière interstellaire selon NANDY (1964) et sa fluctuation maximum dans la grille des lois calculées  
 Colonnes 8 et 9: Respectivement  $\Delta m_c$  et  $\Delta m_t$  de la figure 1  
 Colonne 10: Energie totale absorbée par la loi de rougissement normée, entre 3000 et 6600 Å (en %)  
 Colonne 11: Energie totale absorbée entre 3000 et 6600 Å (en %)

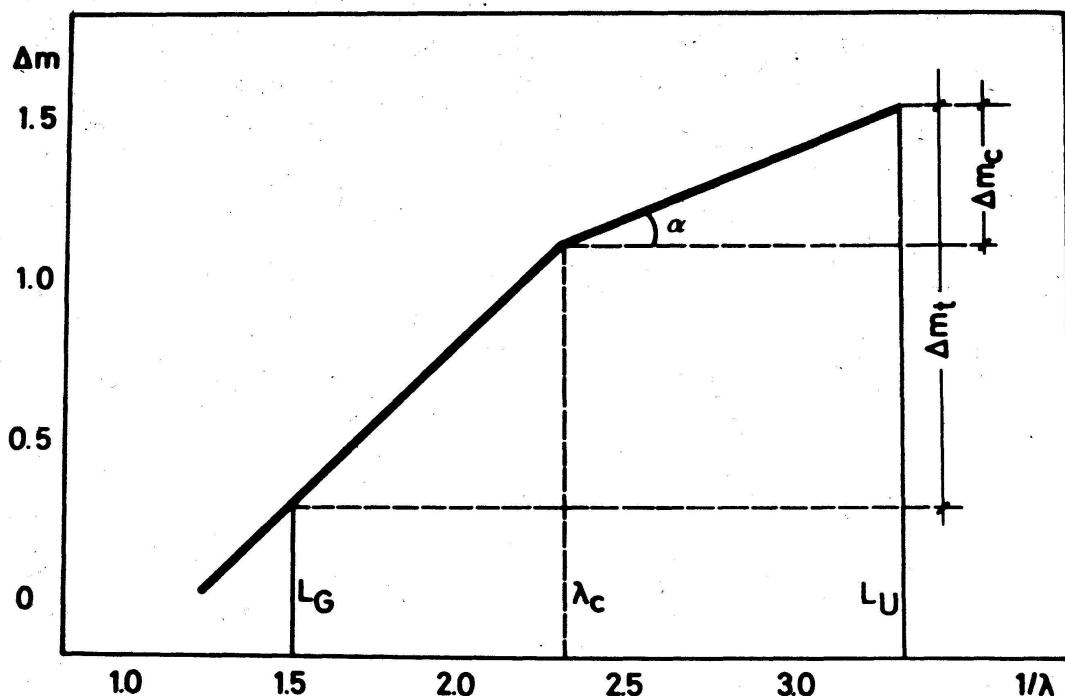


Figure 1

Représentation et paramètres des lois de rougissement normées

$L_G, L_U$  respectivement limites extrêmes des filtres G et U  
 $\text{tg}(\alpha)$  «pente» ( $\text{tg}$ ) de la loi de rougissement  
 $\lambda_c$  longueur d'onde du «coude»  
 $\Delta m_c$  et  $\Delta m_t$  ont été calculés dans la table I

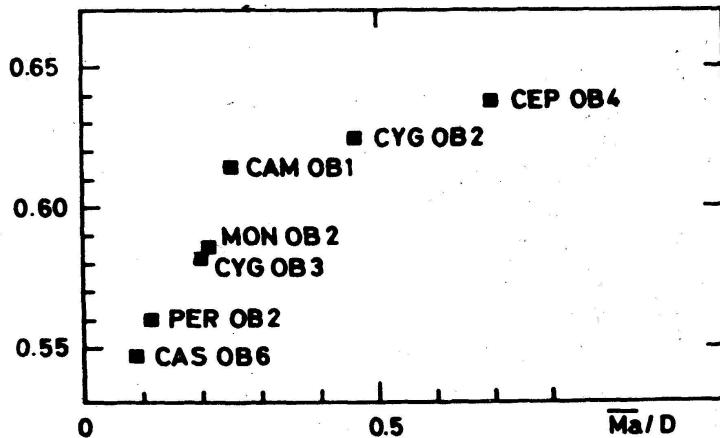


Figure 2

En abscisse: Quotient de la masse moyenne  $\overline{M_a}$  par le diamètre  $D$  en dizaines de parsec, de la région H II

En ordonnées:  $\text{tg}$  (table I)

#### BIBLIOGRAPHIE

- MORGAN, W. W., et al.: *Publ. astr. Soc. Pacific.* (1954).  
 NANDY, K.: *Publ. Obs. Edinburgh* 3: 6 (1964).  
 RUFENER, F.: *Astronom. Astrophys.* 3: 3 (1971).  
 SCHULTE, D. H.: *Apophys. J.* 128: 41 (1958).  
 SHARPLESS, S. L.: *Apophys. J., Suppl.* 4: 257 (1959).

**12.** U. STEINLIN (Basel): *Sterne der Population II im RGU-System der Dreifarbenphotometrie* (Erscheint in: IAU Symposium No. 50, «Multi-color Photometry and Spectral Classification», Cordoba 1971. Reidel, Dordrecht).

**13.** A. MAEDER (Observatoire de Genève): *Les conséquences photométriques de l'effet de la rotation sur la limite de SCHÖNBERG-CHANDRA-SEKHAR*

Les noyaux des étoiles et celui du soleil en particulier sont-ils en rotation très rapide? Du point de vue théorique, des investigations concernant cette question sont actuellement poursuivies par plusieurs auteurs (cf. HARRIS et CLÉMENT, 1971). Du point de vue observationnel, les expériences sont délicates dans le cas du soleil surtout: on peut citer en particulier le problème du flux de neutrinos solaires et les observations parfois controversées de DICKE (1971), qui propose un aplatissement du soleil de  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  dû à une rotation très rapide du noyau ( $20 \times$  la vitesse superficielle). Pour les étoiles autres que le soleil, la situation est plus favorable. Car l'analyse des écarts photométriques, dans les séquences d'amas en

particulier, permet des tests observationnels sur la loi de rotation (cf. STRITTMATTER, 1966; MAEDER, 1971 a). Spectroscopiquement, des écarts à la rotation uniforme sont indécelables, car il faudrait des profils de raies dont la précision dépassât d'au moins 2 ordres de grandeur la précision des meilleurs profils stellaires actuels. L'objet de cette note est de signaler une possibilité supplémentaire offerte par la sensibilité de la limite de SCHÖNBERG-CHANDRASEKHAR (1942) à la loi de rotation dans les intérieurs stellaires.

Les effets de la rotation axiale sur la limite de SCHÖNBERG-CHANDRASEKHAR peuvent être étudiés analytiquement (MAEDER, 1971 b). Le théorème du VIRIEL permet d'exprimer les effets de la rotation sur la stabilité du noyau, et en particulier sur la pression maximum qu'il peut supporter. La limite de SCHÖNBERG-CHANDRASEKHAR peut augmenter ou diminuer suivant la loi de rotation. Pour une rotation uniforme, la limite de SCHÖNBERG-CHANDRASEKHAR reste pratiquement inchangée, même à la vitesse maximum. Par contre, la limite de SCHÖNBERG-CHANDRASEKHAR augmente considérablement pour une loi de rotation, caractérisée par un noyau en rotation très rapide et une enveloppe dans laquelle la vitesse décroît fortement vers l'extérieur.

Les modifications de la limite de SCHÖNBERG-CHANDRASEKHAR se répercutent sur les observables. Considérons, par exemple, une augmentation de 10% de cette limite (c'est-à-dire moins de 1% de la masse totale de l'étoile). Dans ce cas, la proportion des étoiles présentes dans la phase évolutive «shell Hydrogen burning» augmente d'un facteur 17; 4,1; 2,4; 1,9; 1,4 pour les masses 9; 5; 3; 2,25 et  $1,5 M_{\odot}$  respectivement. De tels effets sont suffisants pour être détectés. Les amas stellaires dont les étoiles du «turnoff» ont une masse de  $5-9 M_{\odot}$  ne sont malheureusement pas favorables à cette analyse, car alors la durée de vie dans la phase shell H-burning est très courte, et la fraction (même multipliée par 17) d'étoiles observées à ce stade demeure très faible. Il est préférable d'examiner les amas dont le turnoff est dans le domaine des types spectraux A tardifs à F. L'effet de la rotation sur la proportion d'étoiles est moins important, mais cette proportion peut être déterminée avec davantage de précision.

Considérons les amas des Hyades, Praesepe et Coma. Il y a au total 107 étoiles d'indices ( $B_2-V_1$ ) inférieurs à  $0^m2$ . D'après les modèles de IBEN (1967), sur ces 107 étoiles, 4 seulement devraient se trouver dans la phase shell H-burning, or on en observe 11. Ces nombres sont toutefois trop faibles pour en tirer des conclusions. Cependant, BURKHEAD (1971) dans un récent article a montré que dans l'amas NGC 6819, il y avait un excès considérable d'étoiles dans la phase shell H-burning, excès qui n'est absolument pas prévu par les modèles habituels.

Il apparaît donc que l'analyse de la fréquence des étoiles au stade shell H-burning constitue un moyen important pour l'étude de la rotation dans les intérieurs stellaires. Un excès d'étoiles par rapport à ce que prévoient les modèles sans rotation est une condition nécessaire à l'existence de noyau en rotation très rapide.

## BIBLIOGRAPHIE

- BURKHEAD, M.S.: A.J. 76: 251 (1971).  
DICKE, R.H.: Ann.Rev.Astron.Astrophys. 8: 297 (1971).  
HARRIS, W.E., et CLÉMENT, M.J.: Astrophys.J. 167: 321 (1971).  
IBEN, I.JR.: Ann.Rev.Astron.Astrophys. 5: 571 (1967).  
MAEDER, A.: Thèse Univ. Genève (1971a).  
MAEDER, A.: Astron.Astrophys. (in press) (1971b).  
SCHÖNBERG, M., et CHANDRASEKHAR, S.: Astrophys.J. 96: 161 (1942).  
STRITTMATTER, P.A.: Astrophys.J. 144: 430 (1966).

### 14. M. MAYOR (Observatoire de Genève): *Influence d'une perturbation locale du disque galactique sur la distribution des vitesses stellaires*

Une perturbation collective locale en corotation avec le disque galactique est étudiée selon une méthode décrite par JULIAN et TOOMRE (1966). Un tel modèle adéquat pour rendre compte du bras local d'Orion permet d'expliquer la déviation du vertex observée au soleil (bord intérieur du bras d'Orion), pour les sous-populations stellaires les moins dispersées dans l'espace des vitesses (cf. étoiles A). Une perturbation de la densité du disque galactique de  $0,02\text{--}0,07 M_{\odot}/\text{pc}^3$ , dans un volume équivalent au bras spiral local, suffit pour produire une rotation de  $20^{\circ}$  de l'axe principal des dispersions (déviation du vertex). Cette interprétation reliée à la structure spirale locale peut être comparée avec une étude basée sur un modèle de structure spirale générale de la Galaxie (MAYOR, 1970).

## BIBLIOGRAPHIE

- JULIAN, W.H., et TOOMRE, A.: Astrophys.J. 146: 810 (1966).  
MAYOR, M.: Astron.Astrophys. 6: 60 (1970).  
MAYOR, M.: Thèse Univ.Genève (1971).