Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 23 (1970)

Heft: 1

Artikel: Dépouillement et résultats astronomiques d'observations stellaires dans le proche ultraviolet

Autor: Navach, C.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739133

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: 10.07.2025

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

DÉPOUILLEMENT ET RÉSULTATS ASTRONOMIQUES D'OBSERVATIONS STELLAIRES DANS LE PROCHE ULTRAVIOLET

PAR

C. NAVACH

RÉSUMÉ

Une caméra Maksutov équipée d'un diapositif photométrique à 2 couleurs a volé à 33 km d'altitude à bord d'une nacelle de ballon stratosphérique.

Les deux filtres étaient sensibles dans l'intervalle 2900 Å-6000 Å et 3500 Å-6000 Å respectivement.

Un indice de couleur a pu être établi pour 27 étoiles.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les modèles d'atmosphère stellaires révèle l'insuffisance des modèles sans blanketing.

Une loi d'extinction interstellaire est établie pour $\lambda \geqq 2900$ Å.

CHAPITRE PREMIER

LIMITES AUX POSSIBILITÉS D'OBSERVATION L'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE

I.1 *Généralités*

Toute radiation qui traverse l'atmosphère terrestre subit une diminution d'intensité due à différents phénomènes. Pour le rayonnement de longueur d'onde $\lambda < 3000$ Å, l'absorption par les constituants de l'atmosphère (atomes et molécules) est très importante: elle empêche toute observation depuis le sol.

Entre 2000 Å et 3000 Å, l'absorption atmosphérique est due surtout à l'ozone (voir fig. 1) dont le maximum de densité se situe aux environs de 25 km. Il est encore présent en quantité non négligeable jusqu'à 40 km.

Tous les autres absorbants, responsables de l'extinction pour des longueurs d'onde $\lambda < 2000$ Å, s'étendent beaucoup plus haut dans l'atmosphère jusqu'à des altitudes qui ne peuvent être atteintes que par fusées ou satellites.

I.2 *L'absorption par l'ozone*

Pour corriger de l'éventuelle absorption atmosphérique résiduelle les mesures du rayonnement des étoiles entre 2000 Å et 3000Å , il est essentiel de connaître la distribution verticale des absorbants intéressés, notamment de l'ozone.

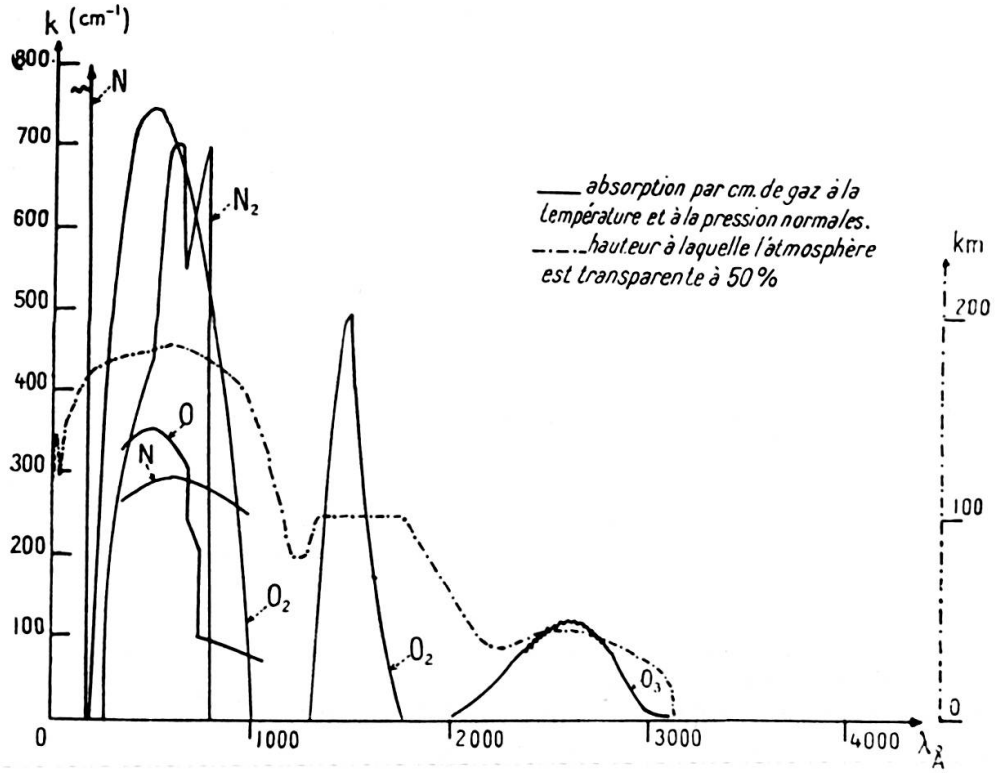

FIG. 1. — Absorption de l'ultraviolet par l'atmosphère terrestre (d'après Pecker et Schatzman [1]).

Plusieurs expériences ont été faites dans ce but pendant ces dernières années. Les résultats montrent (voir fig. 2) que, au-dessous de 25 km, la densité mesurée de l'ozone change beaucoup suivant l'époque des observations tandis que, au-dessus de cette même altitude, les mesures s'accordent de façon satisfaisante.

On a pu ainsi construire une distribution « standard » de densité (voir fig. 3), qui décrit assez bien les distributions observées pour des hauteurs $Z > 25$ km, et qui nous a servi de base pour calculer l'absorption « standard » de l'ozone à différentes altitudes.

Ces calculs ont été faits en partant de la fonction proposée par Green [2] pour décrire la quantité totale d'ozone $W(Z)$ présente au-dessus d'une altitude Z (exprimée en km):

$$w(Z) = 0.218 \; exp \left(- \frac{Z - 23.5}{4.63} \right) cm$$

et de valeurs du cœfficient d'absorption par atome d'ozone σ (O_3), qui nous ont été transmis par l'Institut d'Aéronomie de Bruxelles (voir fig. 4).

La figure 5 montre la variation de l'absorption de l'ozone, d'après ce modèle, pour des observations zénithales à différentes altitudes. On voit immédiatement que, pour avoir des résultats valables, il faut amener les appareils d'observation au-dessus de 40 km.

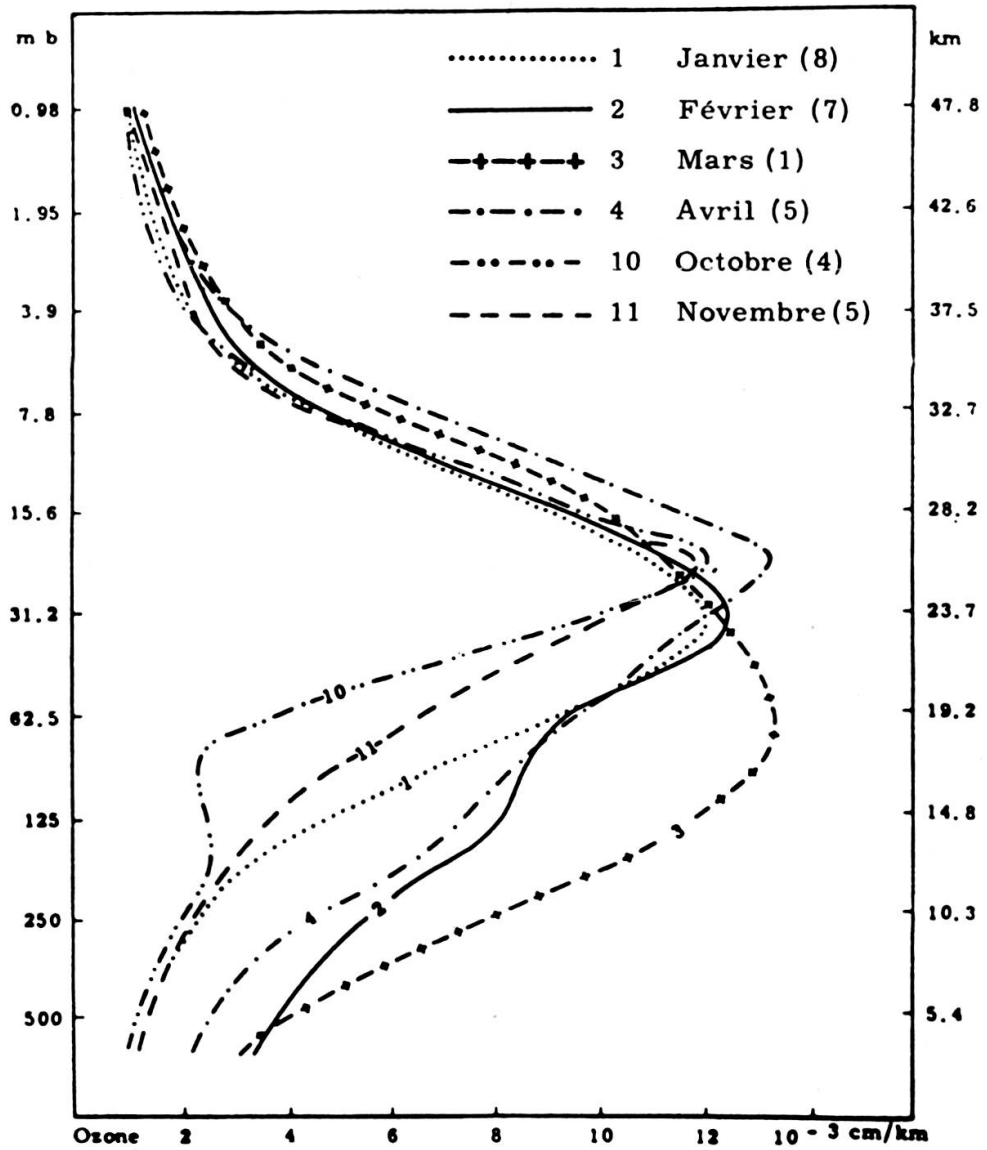

FIG. 2. — Moyennes mensuelles de la distribution verticale de l'ozone.
Entre parenthèses, le nombre de cas individuels inclus dans les moyennes (d'après Green [2]).

I.3 *La diffusion de Rayleigh*

La cause la plus générale de l'extinction atmosphérique, à toutes les longueurs d'onde, est la diffusion par les molécules (et atomes) constituant les gaz de l'atmosphère.

En utilisant, pour l'air, les hauteurs réduites données par Green [2], nous avons calculé l'extinction en magnitude au zénith, à différentes altitudes et aux longueurs d'onde 2000 Å et 3000 Å (pour lesquelles l'absorption due à l'ozone est minimale).

Les résultats (voir fig. 6) montrent qu'on peut négliger la diffusion Rayleigh vis-à-vis de l'absorption de l'ozone, jusqu'à une hauteur de 45 km.

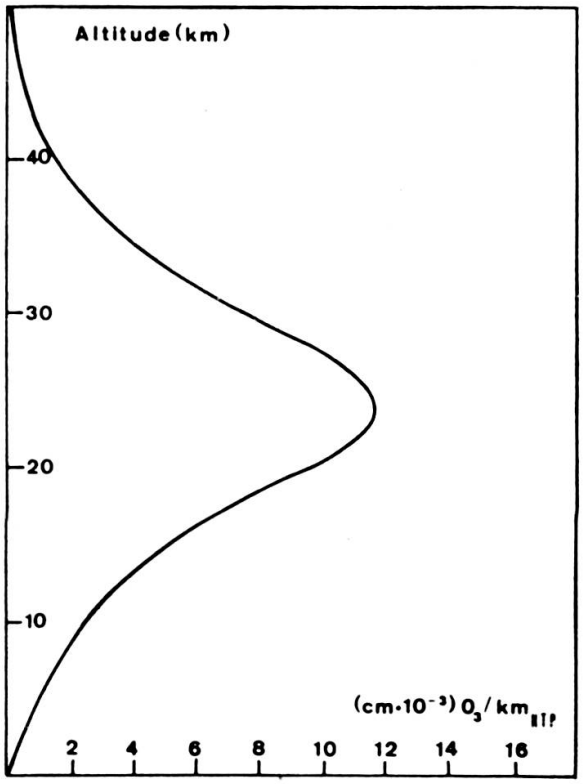

FIG. 3. — Distribution de densité « standard » de l'ozone (d'après Green [2]).

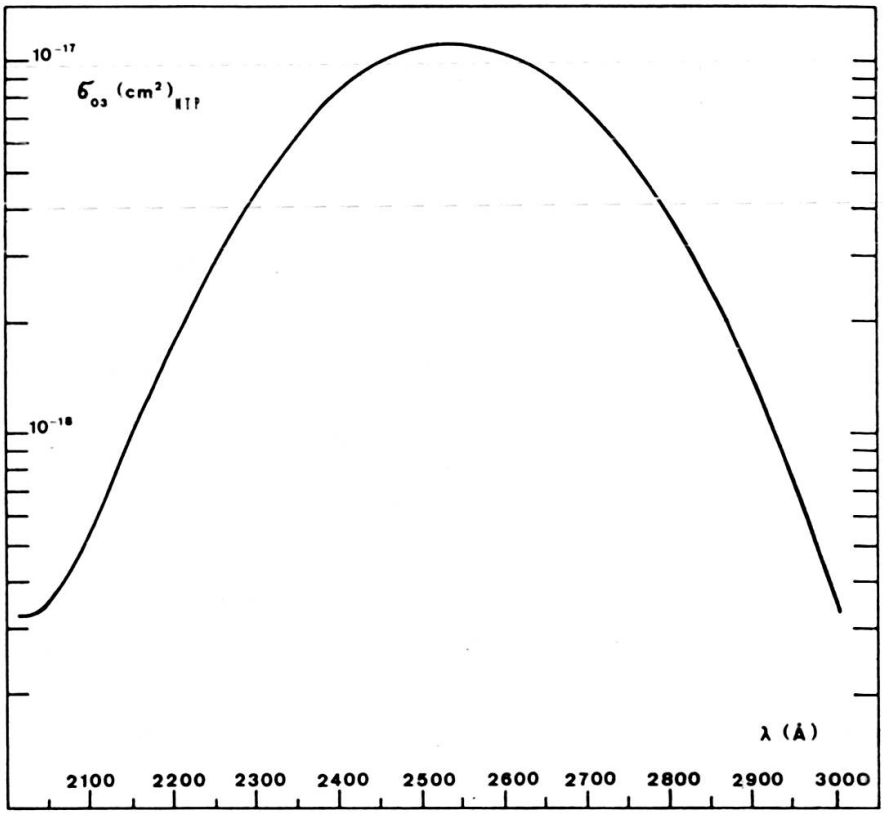

FIG. 4. — Section efficace σ d'absorption par molécule d'ozone en fonction de la longueur d'onde λ.

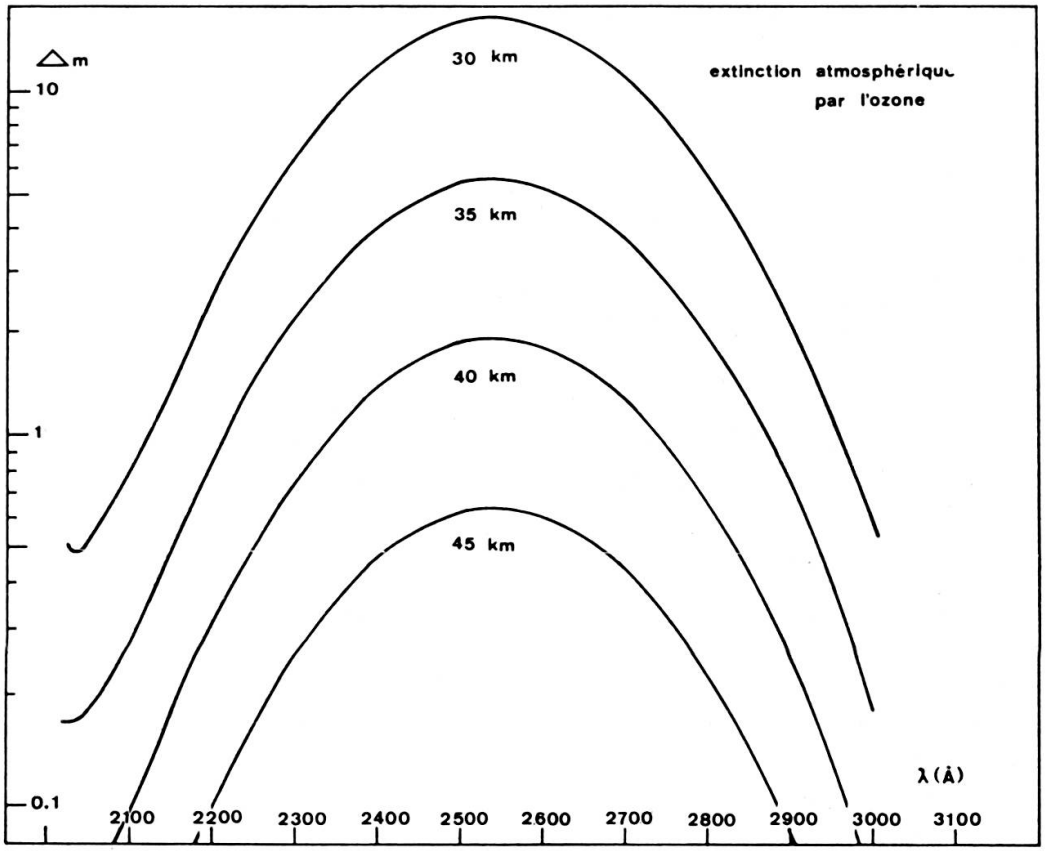

FIG. 5. — Extinction par l'ozone (en magnitudes) pour des observations zénithales à différentes altitudes, en fonction de la longueur d'onde.

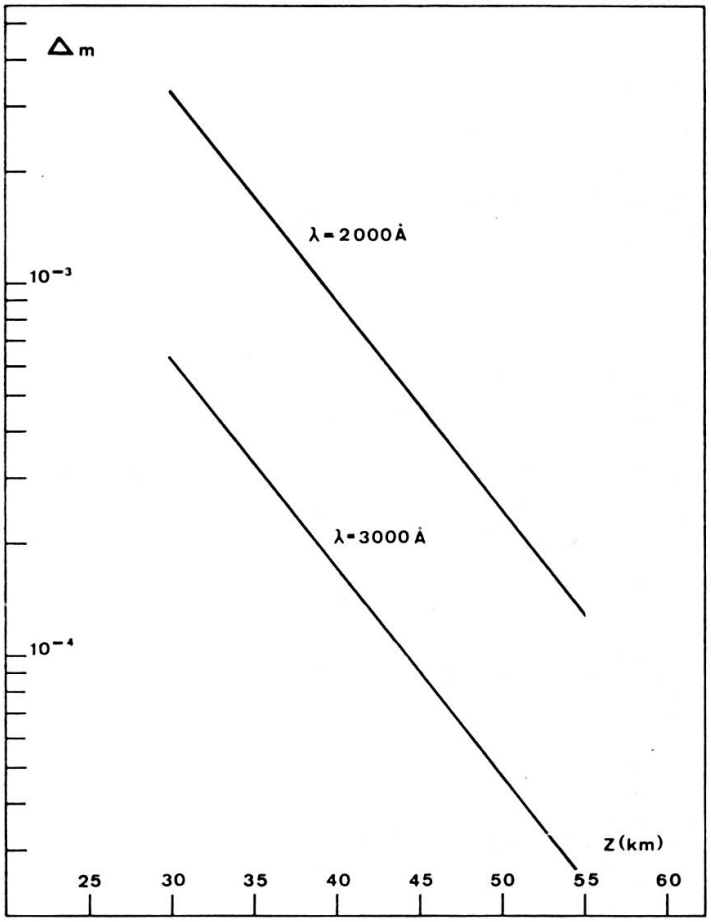

FIG. 6. — Extinction Rayleigh (en magnitudes) à différentes altitudes Z et pour différentes longueurs d'onde λ.

Chapitre II

LE VOL 02

II.1 *Description et performances*

En juin 1965 a eu lieu un vol expérimental de ballon-sonde lancé de la base de Aire-sur-l'Adour (France). Cette expérience que nous avons désignée Vol 02 comme nous le ferons dans la suite de ce rapport, avait pour but la mesure du rayonnement ultraviolet des étoiles entre 2000 Å et 3000 Å.

La nacelle était équipée avec un petit télescope du type Maksutov aux caractéristiques suivantes [3] (voir fig. 7):

a) *Ménisque correcteur en quartz* (Suprasil-I de Heræus)
- — rayon de courbure de la face concave . . . . . 83,6 mm
- — rayon de courbure de la face convexe . . . . . 87,5 mm
- — épaisseur au centre. . . . . 9,0 mm
- — diamètre extérieur . . . . . 74,9 mm
- — diamètre optique . . . . . 60,0 mm

b) *Miroir sphérique en verre pyrex :*
- — rayon de courbure . . . . . 375,0 mm
- — diamètre extérieur . . . . . 74,8 mm
- — diamètre optique . . . . . 72,2 mm
- — épaisseur au centre. . . . . 9,8 mm
- — revêtement: Aflex-A-*UV* (Balzers)

c) *Miroir de renvoi en verre pyrex :*
- — miroir rectangulaire . . . . . 40 × 28 mm
- — épaisseur . . . . . 4 mm
- — revêtement: Aflex-A-*UV* (Balzers)

d) *Correcteur de courbure en quartz* (Suprasil – I de Heræus):
- — lentille plan-convexe
- — rayon de courbure de la face convexe . . . . . 65,0 mm
- — épaisseur approximative . . . . . 3,0 mm

e) *Caractéristiques globales du télescope :*
- — distance focale . . . . . 187,5 mm
- — pupille d'entrée . . . . . 60,0 mm
- — champ circulaire . . . . . 5°5
  (soit 18 mm ∅ dans le plan focal)
- — distance miroir-ménisque . . . . . 153,5 mm

La partie optique était complétée par un système de deux filtres (voir fig. 7) transparents, approximativement, pour $\lambda > 1500$ Å et $\lambda > 3600$ Å respectivement (voir fig. 8a).

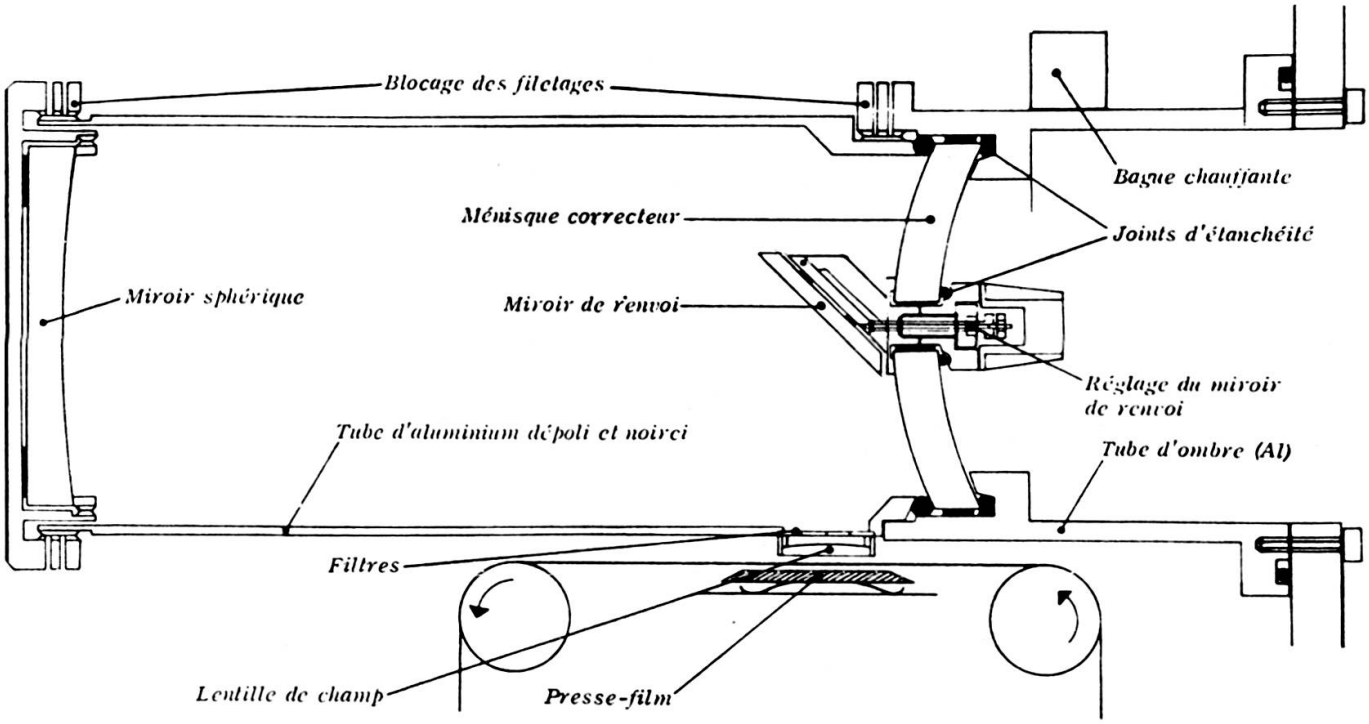

FIG. 7. — Coupe schématique du télescope de Maksutov (d'après Gaide [4]).

Ces bandes passantes doivent cependant être réduites pour tenir compte du fait qu'on a dû utiliser, comme récepteur, un film du type Agfa Isopan, dont la gamme de sensibilité spectrale est limitée à la bande 2200 Å ÷ 6300 Å (voir fig. 8b).

Il faut enfin tenir compte de l'absorption résiduelle de l'ozone en raison de l'altitude de plafonnement insuffisante atteinte par la nacelle (32,8 km). Cette absorption résiduelle a pour effet de réduire encore la bande passante utilisable pour le filtre le plus large aux longueurs d'onde supérieures à 3000 Å (voir fig. 8c).

Ainsi le système de filtres qui a effectivement opéré au cours du vol, a été assez différent de ce qu'on attendait.

Nous appellerons *UG* et *VG* les deux filtres réellement opérants pendant le vol, dans les intervalles 2900 ÷ 6300 Å et 3600 ÷ 6300 Å.

II.2 *Le film du Vol 02*

Le film du Vol 02 se présente partagé longitudinalement en deux parties égales (axe Ox) (voir fig. 9).

Dans la partie du film où les y sont positifs se trouvent les traces de calibrations, qui se présentent comme des traits parallèles à l'axe des y.

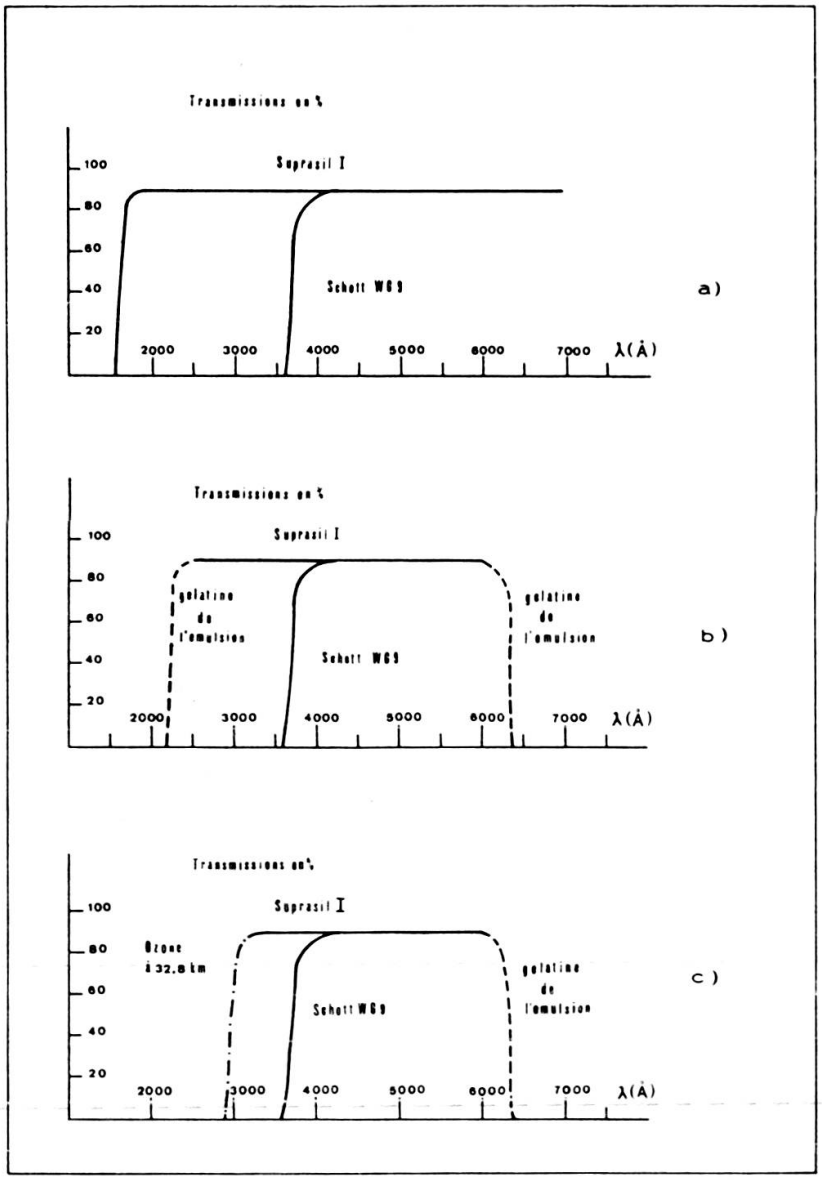

FIG. 8. — Système de filtres du vol 02. Voir le texte pour les détails.

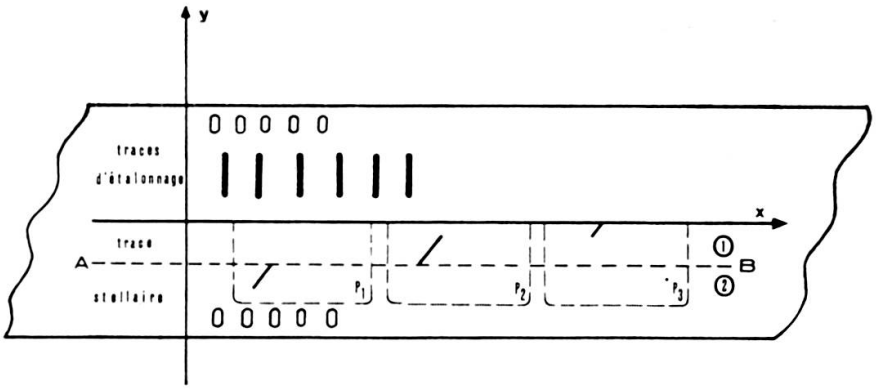

FIG. 9. — Schéma du film du vol 02.

Dans la partie du plan des y négatifs se trouvent les traces des étoiles. Cette partie du film est divisée elle-même en deux parties 1) et 2) selon la droite AB parallèle à l'axe des x. Les traces des étoiles commencent dans la région 2) et se terminent dans la région 1).

La partie d'une trace qui apparaît dans la région 1) est due à la lumière stellaire qui a traversé le filtre *UG*. La partie d'une trace qui apparaît dans la région 2) est due à la lumière stellaire qui a traversé le filtre *VG*.

Le film avance de facon discontinue, de telle sorte que chaque cliché P (24×36 mm) soit exposé durant 10 secondes (en réalité la partie du cliché avec les traces de calibration reste cachée à la lumière pendant le vol).

La vitesse de balayage, définie le long de l'axe Oy, est de 1 tour/15', c'est-à-dire de 0,8 mm/sec. sur l'émulsion photographique.

La relation entre la vitesse de balayage et l'avance du film est telle que, en général, on retrouve chaque trace, successivement, sur 3 clichés P_1, P_2, P_3 du film.

II.3 *L'étalonnage*

Les traces de calibration le long du film du vol 02 ont été obtenues en filtrant le spectre d'une lampe étalon de D_2 à travers le système de filtres de la figure 8b.

Chaque trace est le résultat du balayage du pinceau lumineux de la lampe à travers les deux filtres.

Les différentes traces ont été obtenues en changeant l'intensité de la lampe dans des rapports connus, à l'aide d'une série de diaphragmes [4].

Le caractère exploratoire de mise au point technique de ces premières expériences nous a obligés à choisir des solutions très grossières dans le domaine de la calibration. Par exemple, nous avons utilisé une lampe étalon unique dont le spectre ne peut évidemment pas ressembler à la fois à une étoile chaude et à une étoile froide.

Le γ de la courbe de réponse du film dépendant de la couleur, on introduira un effet systématique lorsqu'on dépouillera des traces d'étoiles froides à partir d'une courbe de calibration établie avec une étoile artificielle chaude et vice versa.

Le problème se complique encore par le fait que la largeur de la bande passante de l'équipement employé va dépendre de l'altitude atteinte par la nacelle.

Le filtre employé pour la calibration ne correspond ainsi pas au filtre effectif placé sur le chemin du rayonnement stellaire.

Dans le cas du Vol 02, on a employé la courbe de réponse établie avec la lampe D_2, dont la distribution spectrale ressemble à celle d'une étoile chaude. Les remarques ci-dessus nous inspirent une grande prudence sur la validité des indices de couleur obtenus pour les étoiles de type spectral plus avancé que $A1 - A2$. L'incertitude sur la position de la borne inférieure de la bande passante nous a conduits à ne pas employer du tout la courbe de réponse relative au filtre le plus large. Nous avons préféré faire l'hypothèse que la courbe de réponse relative au filtre dont la

bande passante a été modifiée au cours du vol du fait de l'absorption résiduelle de l'ozone, était vraisemblablement parallèle à la courbe de réponse relative au filtre *VG*.

En tout cas, l'erreur due à une éventuelle distorsion relative des deux courbes est certainement plus petite que l'erreur due à l'emploi d'une source de calibration unique, très bleue.

II.4 *La méthode de dépouillement*

Nous avons décrit, au § II.2, l'aspect des traces stellaires sur le film. S'il n'y avait pas eu d'accidents, une analyse densitométrique des traces aurait conduit au résultat schématisé sur la figure 10*a*.

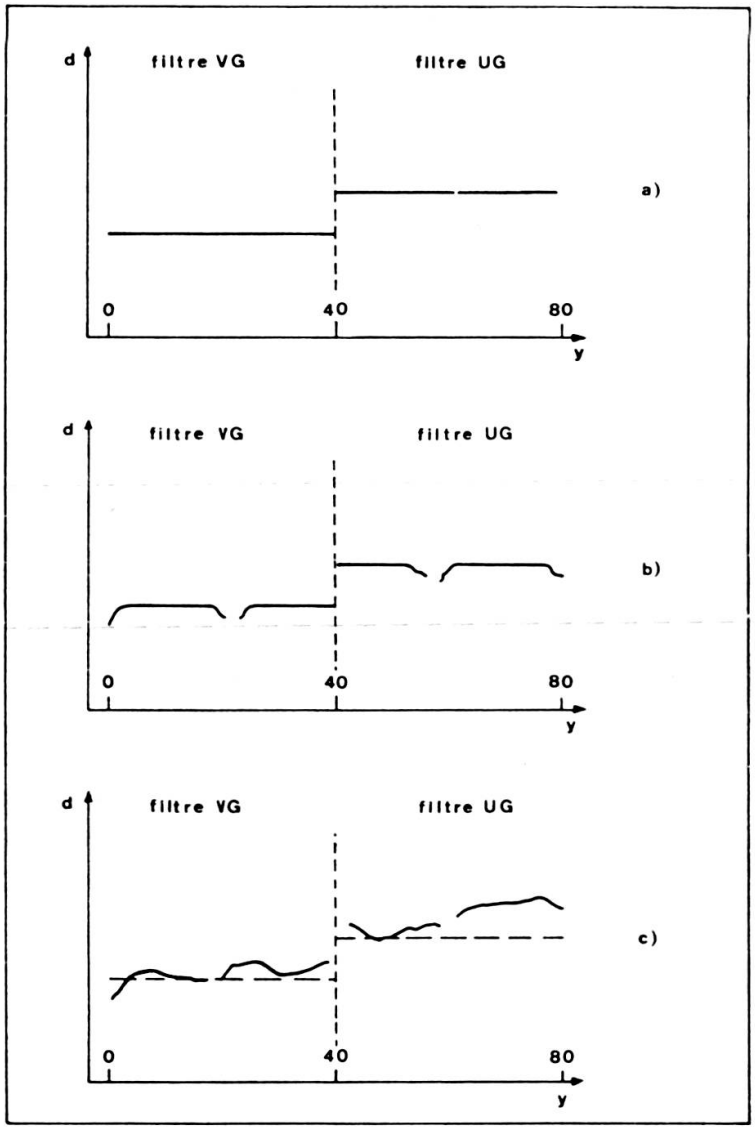

FIG. 10. — Schéma d'analyse densitométrique de traces stellaires. Voir le texte pour les détails.

En réalité, diverses causes ont contribué à altérer cet aspect:

a) Le rapport entre la vitesse de balayage et la vitesse de changement de cliché était tel que la trace se présentait divisée en trois tronçons, sur trois clichés consécutifs. Lors de chaque changement de cliché, il se produisait une défocalisation des traces due au relâchement du serre-film, défocalisation qui se traduisait par une diminution de la densité photographique (voir fig. 10*b*).

b) Cette défocalisation pouvait se produire indépendamment des changements de clichés, en raison de variations de la pression barométrique à l'intérieur de la caméra.

c) A la jonction des filtres, il s'est produit des phénomènes de diffusion dans la gélatine, ce qui a faussé l'information.

d) Pendant le vol, des coups de vent ont soudainement altéré la physionomie des traces. En général, il se produit toujours de petites oscillations de la nacelle après un tel coup de vent, oscillations se traduisant bien entendu, en variations de la densité des traces.

e) Pendant le vol, il s'est produit une lente dérive de la vitesse de balayage, ce qui a forcément entraîné une dérive du noircissement des traces.

La figure 10*c* montre un schéma typique de l'analyse densitométrique d'une trace stellaire. Après plusieurs essais, une méthode de dépouillement a été mise au point.

On a d'abord transformé les noircissements en magnitudes au moyen de la courbe de réponse du film. On a ainsi obtenu des ensembles ordonnés des points $\{m_{VG}(y)\}$ et $\{m_{UG}(y)\}$ où les indices *VG* et *UG* indiquent les valeurs relatives aux deux filtres et les y sont les coordonnées linéaires (définies le long des traces) des points dont on a mesuré le noircissement.

Dans ce système de coordonnées, le premier ensemble est défini pour $0 \leqq y \leqq 40$ et le deuxième pour $40 \leqq y \leqq 80$.

S'il n'y avait pas eu d'accidents, l'indice de couleur d'une étoile serait donné tout simplement par la différence

$$I.C._{(UG-VG)} = m_{UG}(40) - m_{VG}(40)$$

où $y = 40$ correspond à la jonction des deux filtres.

Mais nous avons vu, au point *c)* de ce paragraphe, que les points $m_{UG}(40)$ et $m_{VG}(40)$ ne sont pas définissables directement.

Les tentatives de les calculer séparément, en faisant des régressions linéaires sur les deux ensembles $\{m_{VG}(y_i)\}$ et $\{m_{UG}(y_i)\}$ considérés comme indépendants, ont conduit à des résultats assez fluctuants. Notamment, pour des étoiles observées à différentes élévations, les indices de couleur ainsi obtenus rougissaient ou bleuissaient aléatoirement avec l'élévation, suivant les différents types d'accidents qui s'étaient produits lors de l'observation et qui avaient altéré différemment la distribution de noircissement le long des traces.

Nous avons donc renoncé à déterminer les deux valeurs séparément, mais nous avons essayé de calculer directement le Δm tel que l'ensemble unique

$$\{m(y_i)\} \text{ où } \begin{cases} m(y_i) = m_{VG}(y_i) = \text{pour } 0 \leqq y_i < 40 \\ m(y_i) = m_{UG}(y_i) + \Delta m, \text{ pour } 40 < y_i \leqq 80 \end{cases}$$

ne présente pas de discontinuités brutales.

En d'autres termes, nous avons cherché la valeur de Δm pour laquelle on pouvait passer d'un ensemble à l'autre d'une façon continue.

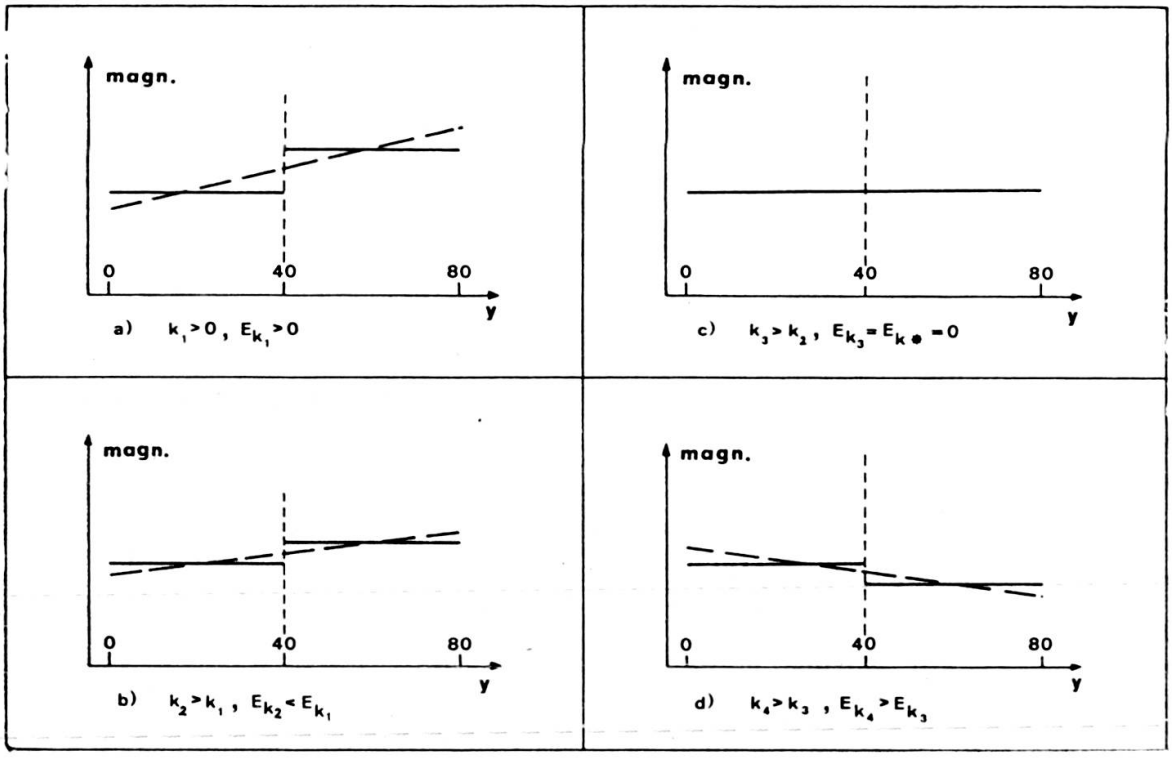

FIG. 11. — Diverses phases de la méthode de dépouillement.
Les ordonnées représentent des magnitudes,
les abscisses représentent les coordonnées le long de la trace.
Voir le texte pour les détails.

En pratique, ceci est illustré sur les figures 11*a)*, *b)*, *c)*, pour le cas idéal de la figure 10*a)*. Nous avons d'abord fait une régression polynômiale [1] sur l'ensemble

$$\{m(y_i)\} \text{ où } \begin{cases} m(y_i) = m_{VG}(y_i) & \text{pour } 0 \leqq y < 40 \\ m(y_i) = m_{UG}(y_i) & \text{pour } 40 < y \leqq 80 \end{cases}$$

et nous avons calculé la somme des écarts quadratiques

$$E = \sum_i (m'(y_i) - m(y_i))^2$$

[1] Le degré du polynôme choisi est le plus petit de ceux qui puissent décrire la distorsion des mesures due aux divers accidents. Dans le cas idéal de la figure 10*a)*, il s'agit évidemment d'une droite horizontale.

entre les magnitudes mesurées aux points y_i, $m(y_i)$, et les points correspondants du polynôme d'approximation, $m'(y_i)$.

Ensuite nous avons déplacé successivement le sous-ensemble $\{m(y_i)\}$ défini pour $40 < y \leqq 80$ d'une quantité

$$m_{k_i} = k_i \cdot p$$

où p est une quantité constante et $k_i = 1, 2, 3...$ est un facteur de multiplication.

Pour chaque k_i nous avons obtenu une valeur E_{ki} pour la somme des écarts quadratiques. Evidemment, pour un k^* tel que m_k^* soit égal à l'indice de couleur de l'étoile, on aura la valeur minimale E_k^* des quantités E_{ki}. Dans le cas idéal, (voir fig. 11c), $E_k^* = 0$.

Pour chaque étoile, on a ainsi calculé le minimum de la distribution des $E_{k_i}(m_{ki})$ et on a défini l'indice de couleur

$$I.C._{(UG-VG)} = \Delta m_{k*}$$

L'erreur sur cette valeur est donnée par

$$\sigma = \frac{\sqrt{E_{k*}}}{d - n - 1}$$

où d est le degré du polynôme d'approximation

n est le nombre total des points mesurés pour chaque trace.

Chapitre III.

RÉSULTATS ASTRONOMIQUES

III.1 *Les indices de couleur*

Les 231 étoiles identifiées se répartissent selon leur type spectral de la façon suivante:

Sp	*nb. d'étoiles*
O	2
B	48
A	73
F	42
G	27
K	31
M	8

L'échantillon des étoiles chaudes, *O* et *B*, a été complètement dépouillé. A cause de la mauvaise qualité de certaines traces, seulement 1 étoile *O* et 12 étoiles *B* ont donné des résultats valables.

Les calculs théoriques faits sur la base des modèles de Mihalas [5] [6] laissaient prévoir que les indices de couleur auraient présenté des variations sensibles pour les étoiles chaudes, mais ils n'auraient pratiquement pas varié pour les étoiles de type *A* et plus tardives.

Les 29 étoiles, qui ont donné, en définitive, des résultats valables, se répartissent d'après leur type spectral, comme suit:

Sp	*nb. d'étoiles*
O	1
B	12
A	7
F	4
K	5

La table I donne la liste des indices de couleur obtenus.

La figure 12 montre la distribution de ces indices en fonction des indices de couleur $B - V$ de Johnson.

III.2 *Comparaison avec la théorie*

La grille de modèles d'atmosphère employée pour la comparaison est basée sur les modèles de Mihalas (1966) [6], pour des températures effectives comprises entre

TABLEAU I

HD	*Sp*	*mv*	*B — V*	*UG — VG*	*n*
112185	*AO P*	+ 1.76	− 0.02 *A* − 0.02 *BS*	− 0.16 ± 0.20	1
120315	*B3 V*	+ 1.86	− 0.19 *A* − 0.20 *BS*	− 0.19 ± 0.05	1
137391	*FO V*	+ 4.30	+ 0.31 *A* + 0.30 *BS*	− 0.05 ± 0.02	1
137422	*A3 II-III*	+ 3.10	+ 0.05 *A* — *BS*	− 0.11 ± 0.08	2
146926	*B9-B8*	+ 5.48	− 0.09 *G* − 0.15 *BS*	− 0.07 ± 0.02	1
153210	*K2 III-V*	+ 3.20	+ 1.16 *A* — *BS*	− 0.14 ± 0.07	1
155763	*B6 III*	+ 3.20	− 0.11 *A* − 0.15 *BS*	− 0.17 ± 0.02	1
158148	*B6 V*	+ 5.40	— *A* — *BS*	− 0.09 ± 0.02	1
161868	*AO V*	+ 3.75	+ 0.04 *A* + 0.04 *BS*	− 0.09 ± 0.03	1
166230	*A4 s*	+ 5.16	+ 0.37 *A* — *BS*	− 0.06 ± 0.02	1
168723	*KO III-V*	+ 3.26	+ 0.94 *A* + 0.94 *BS*	− 0.04 ± 0.04	1
173370	*B9 V*	+ 4.99	— *A* − 0.07 *BS*	− 0.09 ± 0.04	1
177724	*B9 V*	+ 2.99	+ 0.01 *A* + 0.00 *BS*	− 0.09 ± 0.05	1
182640	*FO IV-V*	+ 3.36	+ 0.32 *A* + 0.32 *BS*	− 0.14 ± 0.02	2
186791	*K3 II*	+ 2.62	+ 1.52 *A* — *BS*	− 0.11 ± 0.04	2
188310	*KO III*	+ 4.73	+ 1.05 *A* — *BS*	− 0.03 ± 0.02	1
196180	*A3 V*	+ 4.62	+ 0.11 *A* + 0.12 *BS*	− 0.04 ± 0.03	2
196524	*F5 II-IV*	+ 3.78	+ 0.44 *A* — *BS*	− 0.09 ± 0.04	2
196724	*AO V*	+ 4.75	− 0.02 *A* − 0.01 *BS*	− 0.06 ± 0.02	1
196867	*B9 V*	+ 3.77	− 0.06 *A* − 0.06 *BS*	− 0.09 ± 0.04	3
196740	*B5 V*	+ 5.01	— *A* — *BS*	− 0.19 ± 0.02	1
197461	*A7 III*	+ 4.53	+ 0.32 *A* — *BS*	− 0.03 ± 0.02	1

TABLEAU I
suite

HD	*Sp*	*mv*	*B — V*	*UG — VG*	*n*
197963/4	*K1 IV + F7V*	+ 6.2	+ 0.85 *A*	— 0.03 ± 0.03	1
205021	*B2 III*	+ 3.18	— 0.22 *A* — 0.25 *BS*	— 0.27 ± 0.04	3
206165	*B2 Ib*	+ 4.72	+ 0.30 *A* + 0.30 *BS*	— 0.14 ± 0.03	1
206672	*B3 V*	+ 4.77	— 0.12 *A* — *BS*	— 0.29 ± 0.04	2
208501	*B8 Ib*	+ 5.79	+ 0.72 *A* + 0.74 *BS*	— 0.07 ± 0.03	1
209481	*O9 V*	+ 5.56	+ 0.07 *A* + 0.07 *BS*	— 0.10 ± 0.03	1
211336	*FO IV*	+ 4.19	+ 0.28 *A* + 0.27 *BS*	— 0.09 ± 0.04	1

A = Communication No. 63 of the Lunar and Planetary Laboratory, Arizona.
BS = Catalogue of Bright Star.
G = Catalogue of Geneva Observatory (to be published).
n = Number of measurements.

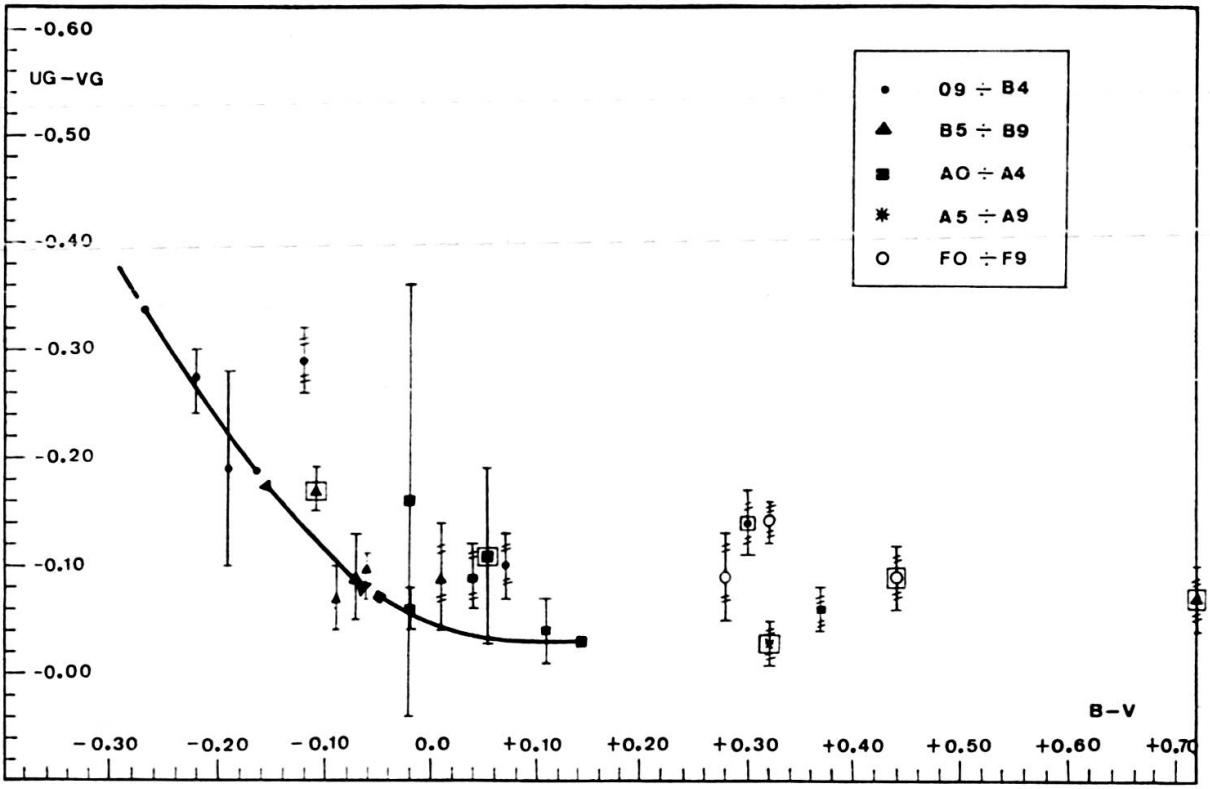

FIG. 12. — Distribution des indices de couleur du vol 02, *UG — VG* en fonction des indices de couleur *B — V* de Johnson. Les étoiles rougies ont les barres d'erreurs hachurées. Les étoiles de classe de luminosité III, II, I sont représentées par des symboles encadrés. La courbe dessinée en trait fort, représente la séquence théorique.

7200° K et 12 600° K, et sur les modèles de Mihalas (1965) [5], pour les températures effectives plus grandes.

La séquence théorique de la figure 12 a été construite avec des modèles qui ont tous log $g = 4.0$ et $N\ (He)/N\ (H) = 0.15$.

Pour établir la corrélation entre les températures effectives et les types spectraux, on a utilisé l'échelle de Morton-Adams [7] (voir table II). On a pu ainsi, à l'aide d'une relation (type spectral-indice $B - V$ intrinsèques) [8], établir une relation (températures effectives-indices $B - V$ intrinsèques).

TABLEAU II

Sp	Morton-Adams	Harris	McNamara
*B*0 *V*	28.600° K	30.000° K	—
*B*0.5 *V*	24.800° K	—	31.600° K
*B*1 *V*	22.400° K	24.200° K	27.500° K
*B*2 *V*	20.800° K	22.100° K	23.700° K
*B*3 *V*	17.900° K	18.800° K	19.500° K
*B*5 *V*	15.500° K	16.400° K	15.900° K
*B*6 *V*	14.400° K	15.400° K	14.600° K
*B*7 *V*	13.400° K	14.500° K	13.600° K
*B*8 *V*	11.900° K	13.400° K	12.300° K
*B*9 *V*	10.800° K	12.400° K	11.200° K
*B*9.5 *V*	10.200° K	—	10.300° K
*A*0 *V*	9.700° K	10.800° K	9.500° K
*A*1 *V*	9.450° K	10.200° K	9.000° K
*A*2 *V*	9.100° K	9.730° K	8.600° K
*A*3 *V*	8.920° K	9.260° K	8.400° K

Cette échelle de Morton-Adams, elle-même établie sur la base des modèles de Mihalas, permet ainsi de faire une comparaison cohérente entre les observations et les modèles théoriques.

Une autre échelle de température aurait aussi pu être adoptée. Dans la table II sont transcrites deux autres échelles possibles, celles de Harris [7] et de McNamara [8].

La figure 13 montre la variation de la séquence théorique suivant l'adoption des différentes échelles de températures.

III.3 *L'extinction interstellaire dans l'ultraviolet*

La grande variation de la longueur d'onde effective des filtres *UG* et *VG* avec la température de couleur des étoiles (voir fig. 14) nous a empêché de définir une valeur de l'extinction interstellaire pour une longueur d'onde unique.

Pour pouvoir tout de même déterminer la loi d'extinction interstellaire dans l'ultraviolet on a procédé de la façon suivante:

— toutes les étoiles rougies, dont l'excès de couleur $E\ (B - V) \geqslant 0^{m}.02$, ont été ramenées sur la séquence non rougie, dans le diagramme $(UG - VG)$, $(B - V)$, au moyen de 3 lois différentes (voir fig. 15).

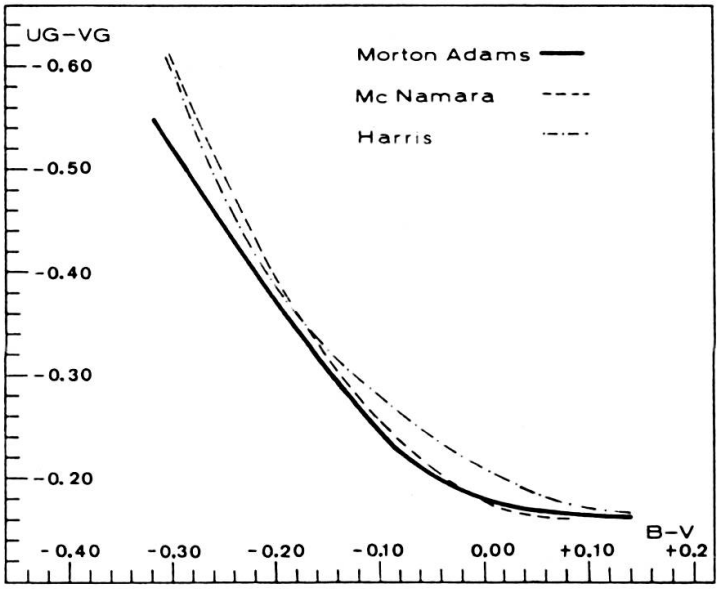

FIG. 13. — Diagramme d'indices de couleur théoriques $(UG - VG)$ en fonction de $(B-V)_o$. Les trois courbes représentent des séquences obtenues à partir de diverses échelles (température — indice $B - V$).

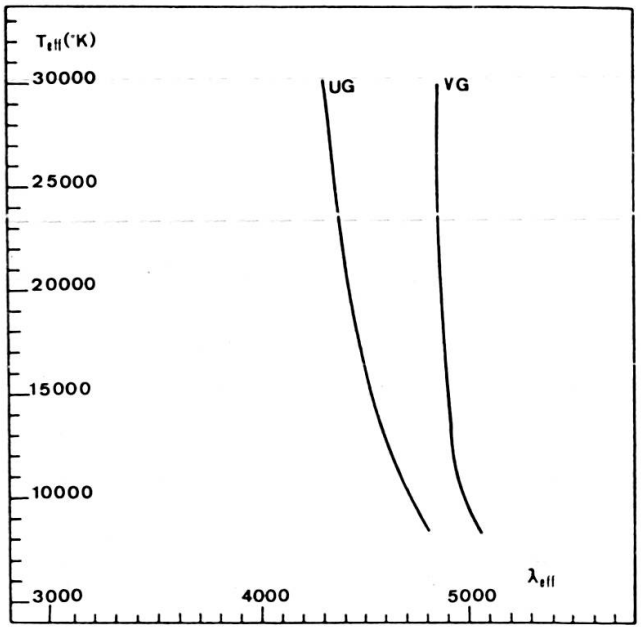

FIG. 14. — Variation de la longueur d'onde effective des filtres UG et VG, avec la température effective (modèles de Mihalas (1965), $\log g = 4.0$).

I) une loi de Nandy [9] moyenne, extrapolée linéairement dans l'UV;

II) une loi proportionnelle à $1/\lambda$;

III) une loi telle que l'extinction interstellaire soit d'une part proportionnelle à $1/\lambda$ lorsque $1/\lambda \leqq 2.3\ \mu^{-1}$ et d'autre part, constante lorsque $1/\lambda > 2.3\ \mu^{-1}$.

La dispersion des points obtenus par rapport aux valeurs vraies exclut la loi du type III). Toutefois, les erreurs sur les indices ne permettent pas de faire un choix définitif entre les lois I et II.

En conclusion on doit donc s'attendre à ce que la loi d'extinction interstellaire dans l'ultraviolet soit comprise dans le secteur délimité par les lois I et II dans la figure 15. Ce résultat est en accord avec les valeurs obtenues par Boggess et Borgman [10] pour $\lambda = 2600$ Å et $\lambda = 2200$ Å.

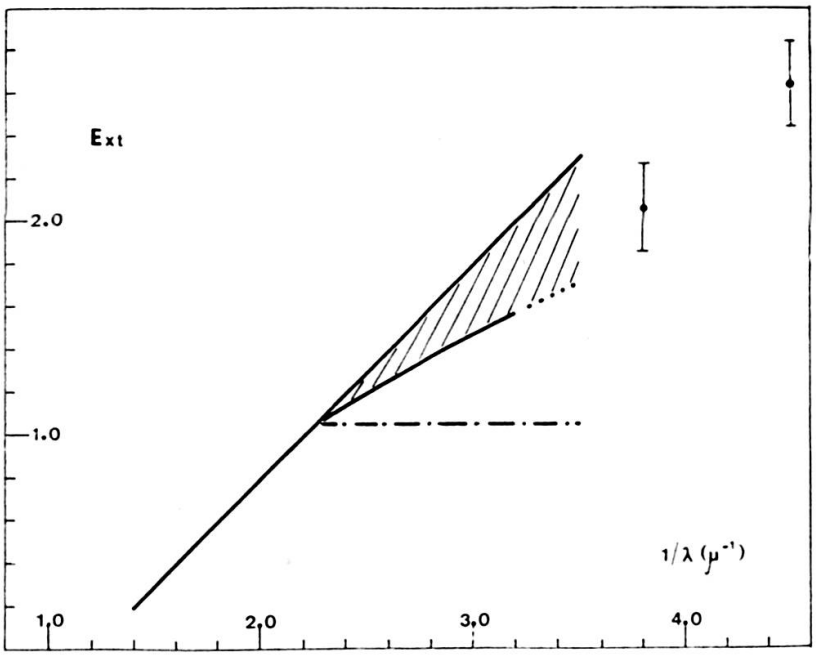

FIG. 15. — Extinction interstellaire (en magnitudes) en fonction du nombre d'onde $1/\lambda$. Les deux points à $1/\lambda = 3.85\mu^{-1}$ et à $1/\lambda = 4.55\mu^{-1}$ sont les valeurs trouvées par Boggess et Borgman [13]. Voir le texte pour les autres explications.

Nous tenons à remercier Mlle B. von Känel pour l'aide importante apportée dans l'analyse densitométrique des traces, M. E. Peytremann pour les nombreuses discussions sur les questions théoriques relatives à l'interprétation des mesures.

Ce travail a été subventionné par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique et partiellement par l'« International Zonta Club ».

Observatoire de Genève

BIBLIOGRAPHIE

[1] PECKER, J. C. et E. L. SCHATZMAN (1959). *Astrophysique Générale*, Masson et Cie, Paris.
[2] GREEN, A. (1964). *Applied Optics*, *3*, n° 2.
[3] GAIDE, A. (1968). *Science et Industries Spatiales*, 4, n° 3, p. 42.
[4] —— (1968). Thèse, Université de Genève.
[5] MIHALAS, D. (1965). *Ap. J. Sup. 92*, 321.
[6] —— (1966). *Ap. J. Sup. 13*, 1.
[7] BLESS, R. C., A. D. CODE et T. E. HOUCK (1968). *Ap. J. 153*, n° 2, part. 1, 561.
[8] MCNAMARA, D. H. (1964). I.A.U. Symposium n° 24, Saltsjöbaden.
[9] NANDY, K. (1966). *Publ. R. Obs.* Edinburgh, *5*, n° 11.
[10] BOGGESS, A. et J. BORGMAN (1964). *Ap. J. 140*, 1636.