

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

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

Band: 23 (1970)

Heft: 3

Artikel: L'extinction interstellaire et ses propriétés dans la photométrie en 7 couleurs : système de l'observatoire de Genève

Autor: Goy, G.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739141>

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: 29.01.2026

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

L'EXTINCTION INTERSTELLAIRE
ET SES PROPRIÉTÉS
DANS LA PHOTOMÉTRIE
EN 7 COULEURS

SYSTÈME DE L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PAR

G. GOY

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
PARTIE I. — ETUDE SYSTÉMATIQUE DES LIGNES DE ROUGISSEMENT	
GÉNÉRALITÉS	561
I. <i>Simulation des lignes de rougissement</i>	
1. Choix des continus	562
2. Les lois d'extinction interstellaire	565
3. Calcul des lignes de rougissement	566
4. Variation des pentes calculées	567
5. Sensibilité aux lois d'extinction	569
II. <i>Les lignes statistiques de rougissement</i>	
GÉNÉRALITÉS	571
1. Corrélation entre le type spectral et la couleur	572
2. Variation de la corrélation indice/type spectral	572
3. Ecarts systématiques	575
4. Causes de la dispersion indice/type spectral	576
5. Résumé et conclusion de la partie I	582
PARTIE II. — PROPRIÉTÉS DES COMBINAISONS LINÉAIRES D'INDICES	
GÉNÉRALITÉS	585
1. Les conditions de compensation exacte	585
2. Comportement au voisinage de $(C_k - C_l)_M = 0$	586
3. Sensibilité résiduelle au rougissement	587
4. Propriétés des paramètres et leur conservation	589
5. Sensibilités comparées.	593

6. Position du « coude » et son influence sur les paramètres	598
7. Tracés des lois d'extinction	598
8. Etude des plans de paramètres	600
9. Coefficients fixes adaptés	604
10. Coefficients variables	606
CONCLUSIONS	606
BIBLIOGRAPHIE	607

SOMMAIRE

Dans une photométrie multicolore à bandes larges et moyennes l'une des principales sources d'erreurs d'interprétation est la mauvaise connaissance des effets du rougissement interstellaire. L'usage massif de l'ordinateur permet, à l'aide des continus stellaires, des lois d'extinction et des bandes passantes, de simuler les excès de couleurs par intégration exacte. Une telle étude nous fait éviter les erreurs systématiques, dont le système UBV est victime, par exemple.

Dans une première partie, on étudie les conditions d'application d'une bonne simulation et on en compare les résultats avec les données du catalogue d'étoiles en sept couleurs.

La deuxième partie reprend le problème des paramètres connus d , Δ , g , $m2$, mais sous l'angle du rougissement interstellaire. On met en évidence les propriétés intéressantes de certains diagrammes qui permettent de sélectionner des particularités individuelles dans les lois d'extinction.

ABSTRACT

One of the main sources of errors in the use of a wide and medium-band photometry is the poor knowledge of the interstellar reddening effects. Using the known stellar continua, the available extinction laws and the response curves it is possible, with the aid of electronic computers, to simulate the color excesses by exact integration. Such a study makes it possible to avoid systematic errors as those which the UBV system, for example, is subjected.

In the first part of this paper we study the conditions needed for a good simulation. The results are then compared with the seven-colors stars catalogue of the Geneva Observatory.

In the second part, the question of the known parameters d , Δ , g , $m2$ is reconsidered, but with respect to the interstellar reddening problem. Interesting properties of certain diagrams are shown which allow to discriminate individual peculiarities in the different extinction laws.

CONVENTIONS

Nous avons adopté deux notations simplifiées en vue de rendre plus lisible certaines expressions qui reviennent souvent:

1) Plan $[U-B]/[B-V]$

Les descriptions de diagrammes qui portent une couleur en fonction d'une autre couleur ou une magnitude en fonction d'une couleur sont fréquentes. La barre de fraction oblique remplace le terme « en fonction de ». Il n'y a pas d'ambiguïté avec une expression arithmétique à cause du mot « plan » qui précède. Par convention, le premier filtre (de chaque indice) est le plus bleu et le premier indice (numérateur) est également le plus bleu. La présence du crochet indique qu'il s'agit des filtres U , B , V , de l'Observatoire de Genève. Pour les autres filtres, il n'y a pas d'ambiguïté:

plan $d/(B2-V1)$

plan $V/[B-V]$

plan $V/(B-V)$ (système U, B, V classique)

2) $i = 1,7$

i peut prendre les valeurs 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7

Notation concise et claire tirée du langage FORTRAN.

PARTIE I

ÉTUDE SYSTÉMATIQUE DES LIGNES DE ROUGISSEMENT

GÉNÉRALITÉS

Pour aborder ce problème, il convient de choisir d'abord le but à atteindre; on peut en effet étudier la matière interstellaire pour elle-même en observant les changements des couleurs stellaires qu'elle provoque sur des étoiles de distribution d'énergie connue ou, au contraire, étudier les étoiles en essayant d'éliminer ou tout au moins de contrôler les effets de l'extinction. Dans les deux cas, il est indispensable d'évaluer l'influence des grandeurs en jeu.

Notre catalogue photométrique en sept couleurs nous fournit un échantillonnage d'étoiles chaudes plus ou moins rouges. Un premier examen permet de les distinguer dans les plans d'indices mais pour tracer sérieusement une ligne de rougissement nous devons comparer des couples d'étoiles *intrinsèquement identiques*. La classification bidimensionnelle dans le système MK est la seule qui puisse nous procurer ces identités indépendamment de l'extinction interstellaire et pour un échantillonnage suffisant. Nous devons donc chercher à évaluer la précision des identités stellaires dans la classification MK et la conservation de ces identités dans nos plans d'indices. L'usage d'une loi d'extinction dans nos calculs de rougissement implique d'une part une connaissance précise de nos courbes de réponse (établies elles-mêmes à partir d'une spectrophotométrie très sûre) et d'autre part une précision non moins grande dans la spectrophotométrie utilisée par l'auteur des lois d'extinction. Nous utiliserons donc les continus de Code (qui ont servi à établir nos bandes passantes) pour calculer par intégration sept couleurs *intrinsèques* d'une part, puis *progressivement rouges* d'autre part, au moyen des lois d'extinction disponibles. Nous chercherons alors à utiliser les résultats obtenus pour tracer au mieux les lignes de rougissement dans l'ensemble des plans d'indices tirés de notre catalogue. Nous pourrons ensuite en déduire le comportement des combinaisons linéaires d'indices utilisés dans la photométrie en sept couleurs relativement aux lois d'extinction.

I. SIMULATION DU ROUGISSEMENT INTERSTELLAIRE

1. CHOIX DES CONTINUS

Pour étudier le comportement des lignes de rougissement dans notre photométrie en sept couleurs, nous devons disposer d'un certain nombre de continus ou de pseudo-continus stellaires que nous pouvons traiter par l'intégrale habituelle:

$$1) \quad m_i = -2.5 \log \int_{\lambda} T_i(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot r(\lambda) \cdot I(\lambda) \cdot [A(\lambda)]^M \cdot d\lambda$$

- 1) $T_i(\lambda)$ transparence du filtre i ($i=1,7$)
- 2) $R(\lambda)$ réponse de la photocathode
- 3) $r(\lambda)$ transparence ou pouvoir réflechissant de l'optique
- 4) $I(\lambda)$ flux monochromatique stellaire
- 5) $A(\lambda)$ fonction d'extinction interstellaire (transparence)
- 6) M masse de matière interstellaire

En général les fonctions 1) 2) 3) sont groupées en une seule fonction $\varphi_i(\lambda)$ qui est la réponse électrique du filtre i . m_i est une magnitude relative au filtre i . Une fois normée sur le filtre 2 la couleur C_i sera:

$$2) \quad C_i = m_i - m_2$$

Les premières réponses φ_i de nos filtres ont été publiées par F. Rufener [19]. Depuis lors, elles ont été légèrement modifiées. Nous avons utilisé pour le présent travail une version intermédiaire très peu différente de la version définitive. Cette dernière sera publiée avec le prochain catalogue en sept couleurs (en préparation).

La modification du continu par effet de serre est contenue dans les mesures des auteurs qui ont publié des continus stellaires. Il s'ensuit que la différence entre les sept magnitudes calculées à partir d'un continu et les sept valeurs mesurées au catalogue (pour une même étoile) exprime la grandeur du blocking.

La figure 1 illustre cette différence sur la mesure de nos sept magnitudes. Nous avons rassemblé, sur ce graphique, les valeurs mesurées du catalogue et les sept valeurs calculées obtenues à partir des continus de Chalonge et de Code. Pour l'étoile O9 V nous possédons les continus des deux sources citées.

L'étoile B0 V est ν Ori. Sa couleur est celle d'une étoile O7 ou O8.

L'étoile F2 V (HD 128167, σ B00) est une sous-naine peu caractéristique dans nos diagrammes. Son blocking n'est pas négligeable. L'étoile HD 19445 est une F7

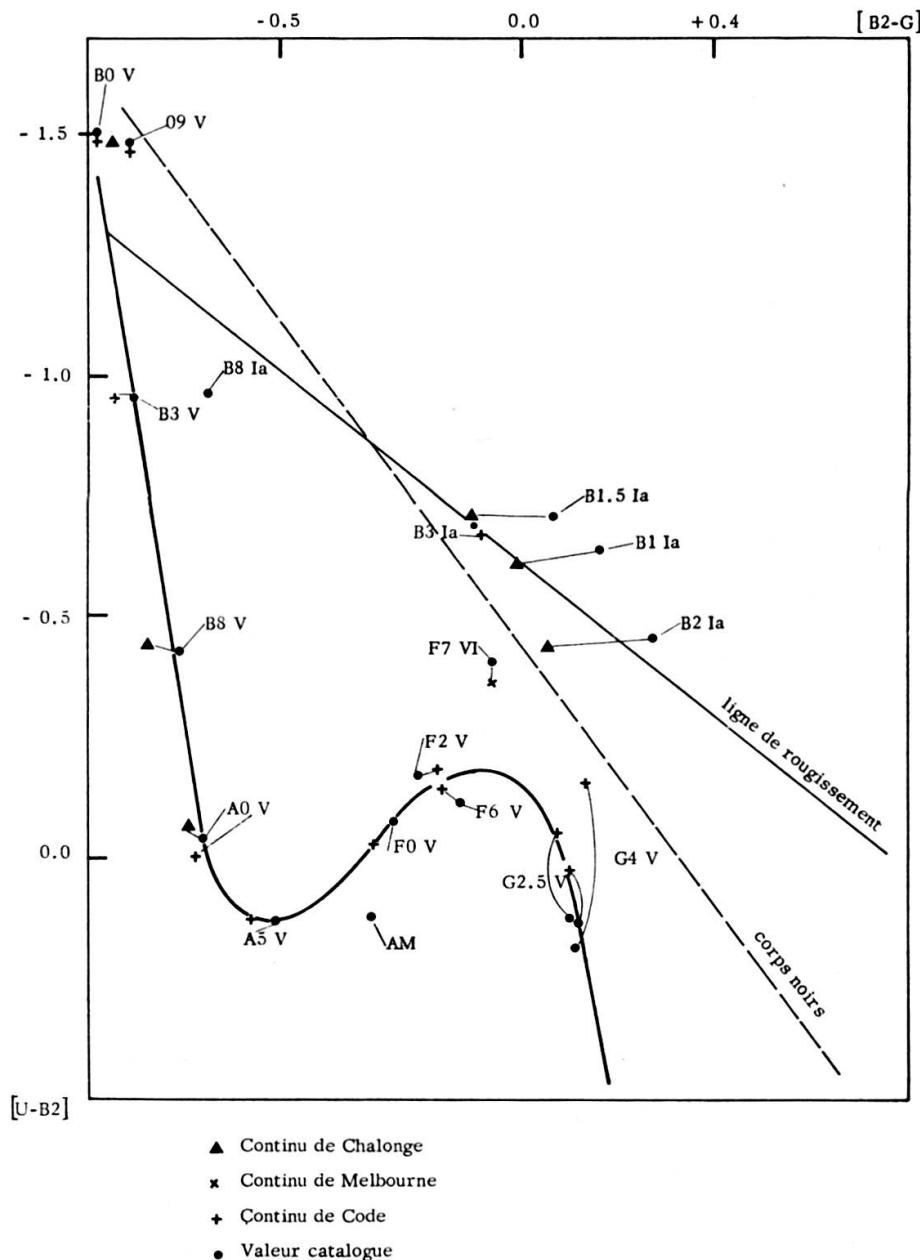


FIG. 1.

sous-naine caractéristique. Son blocking est effectivement très faible. Son continu a été déterminé par Melbourne [12].

On remarque que le blocking n'est négligeable que pour les étoiles O (rouges ou non) et les sous-naines de type extrême. Les étoiles de ce type sont donc les seules qui conviennent à l'établissement des courbes de réponse dans notre photométrie. La figure 1 montre bien que nous avons une possibilité de contrôle des bandes passantes pour toutes les régions du plan voisines de la ligne « corps noirs » mais que, pour l'instant nous ne possédons pas de contrôle précis pour les étoiles de la région A0 V et pour celles qui sont plus tardives que G5 V.

TABLE I

<i>Liste des étoiles</i>		<i>Origine du continu</i>
O9 V	HD 214 680	Chalonge — Code
B0 V	HD 36 512	Code
B3 V	HD 120 315	Code
B8 Ia	HD 34 085	Code corrigé
B8 V	HD 222173	Chalonge
A0 V	HD 71 155	Chalonge
A5 V	HD 11 636	Code
F0 V	HD 58 946	Code
F2 V	HD 128 167	Code
F6 V	HD 30 652	Code
G2.5V	HD 186408	Code
G4 V	HD 217 014	Code
G4 V	HD 186 427	Code
B3 Ia	HD 198 478	Code
B1.5 Ia	HD 190 603	Chalonge
B2 Ia	HD 14 956	Chalonge
F7 VI	HD 19 445	Melbourne
B1 Ia	HD 216 411	Chalonge
AM	HD 27 749	Code corrigé
A0 V	HD 172 167	Code
K5 V	HD 201 091	Code

F. Rufener et A. Maeder ont étudié l'ensemble des étoiles dont nous avons à la fois les continus chez D. Chalonge, A. D. Code et W. G. Melbourne et les sept couleurs dans notre catalogue de mesures.

Nous avons réuni, sur la figure 2, l'ensemble des étoiles O rougies et la sous-naine HD 19 445. En ordonnée nous avons porté la différence:

$$(\text{couleur mesurée au catalogue}) - (\text{couleur calculée})$$

En abscisse, les 7 couleurs dans l'ordre des longueurs d'onde.

Les courbes de réponses sont ici celles qui s'adaptent au mieux avec les continus de Code et Melbourne (la justification de ce choix sera donnée au paragraphe suivant). Il est donc naturel que les lignes 1) et 5) ne présentent pas d'écart systématiques.

En revanche, on remarque que les lignes 2) 3) 4) divergent notablement dans le rouge. En comparant avec la figure 1. on constate que l'écart est d'autant plus grand que l'étoile est plus rougie.

Sur la figure 2 nous n'avons pas porté les étoiles O non rougies pour éviter de charger le dessin. En fait, on constate que, pour ces étoiles, les mêmes courbes de réponse conviennent parfaitement aussi bien pour les continus de Chalonge que pour ceux de Code. La divergence n'apparaît que pour les étoiles rougies.

En conclusion, on constate que les continus de Code et Melbourne d'une part et ceux de Chalonge d'autre part forment deux systèmes qui ne sont pas compatibles.

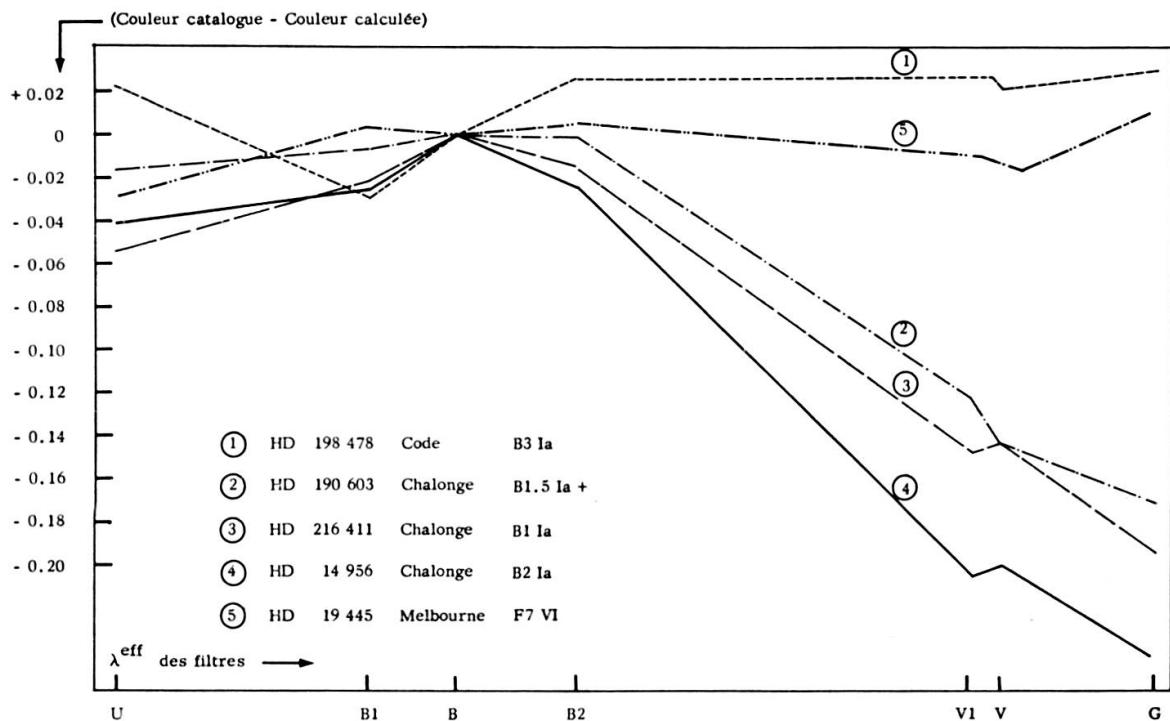


FIG. 2.

Comme les courbes de réponse obtenues à partir de Chalonge sont beaucoup plus dispersées que celles de Code et Melbourne nous avons adopté ces dernières en attendant plus de précision dans les calibrations.

2. LES LOIS D'EXTINCTION INTERSTELLAIRE

La fonction qui décrit la loi d'extinction interstellaire est la principale responsable de la forme de la ligne de rougissement dans un plan d'indices quelconque.

L'expérience montre qu'avec la fonction envisagée:

La pente de cette ligne est la grandeur essentiellement modifiée.

La courbure n'est pratiquement pas altérée.

Nous avons exposé sous 1) les critères de choix des continus stellaires. Nous avons vu que les possibilités de vérifier l'exactitude de nos courbes de réponse étaient limitées aux étoiles très chaudes rougies et non rougies ainsi qu'aux sous-naines de type extrême.

Il nous reste maintenant à examiner les lois d'extinction interstellaire disponibles et, en calculant l'expression 1), vérifier l'exactitude des fonctions $A(\lambda)$ en les comparant avec celles que nous obtenons directement avec les mesures du catalogue (voir à ce sujet G. Goy et A. Maeder [5]).

Nous disposons de lois d'extinction établies par 2 auteurs n'ayant pas recours à une photométrie à bandes larges ou moyennes:

a) *La loi d'extinction de L. Divan* [5]

Cette loi est basée sur la spectrophotométrie de D. Chalonge. L'auteur trouve, pour l'ensemble des régions étudiées, une loi d'extinction unique. La dispersion des points dans l'UV est mise sur le compte de l'imprécision des mesures dans cette région du spectre.

On peut admettre que la fonction d'extinction de M^{me} Divan est à peu près rectiligne. Elle est un peu incurvée vers 4300 Å et se rapproche alors de la loi d'extinction de Nandy pour le Cyg.

b) *Les lois de K. Nandy* [16], [13], [15], [14], [17], [18]

On trouvera figure 12 (partie II) le tracé de ces lois. Le dispositif expérimental décrit par K. Nandy [13] nous semble donner les meilleures garanties malgré la faible dispersion des spectres. Les deux plus graves écueils ont en effet été évités: *la diffusion non uniforme dans l'optique d'une part et la mesure indirecte des intensités d'autre part*, toutes deux génératrices de distorsions dans les procédés habituels de la spectrophotométrie.

3. CALCUL DES LIGNES DE ROUGISSEMENT

L'ordinateur permet un calcul rapide de l'intégrale

$$3) \quad m_i = -2.5 \log_{10} \int_{\Delta \lambda} S(\lambda) \cdot T_i(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot I(\lambda, Sp) \cdot d\lambda$$

$i = 1,7$ l'un des sept filtres de notre photométrie

Si $i = 2$, $m_i = 0$ (voir F. Rufener [19]).

$T_i(\lambda)$ transparence du filtre i

$S(\lambda)$ contient la sensibilité chromatique de la photocathode et les transmissions de l'optique et de l'atmosphère

$\left\{ \begin{array}{l} E(\lambda) = \\ [A(\lambda)]^M \end{array} \right.$ la fonction d'extinction interstellaire pour une masse M de matière interstellaire

$I(\lambda, Sp)$ est la répartition d'énergie dans l'étoile de type Sp

$\Delta \lambda$ est le domaine d'intégration dont les limites sont:

$\lambda_1 = 2950 \text{ \AA}$

$\lambda_2 = 6650 \text{ \AA}$

Le pas d'intégration est de 25 Å.

On peut écrire

$$m_i = m(i, L, M, Sp)$$

où i varie de 1 à 7 (7 filtres)

L est la loi d'extinction

M est la masse de matière interstellaire

Sp le type spectral de l'étoile

Il est facile d'obtenir les excès de couleur de n'importe quel type spectral de continu donné en faisant varier M ou L . Nous pouvons ainsi étudier la variation des pentes et courbures des lignes de rougissement. Cette étude est importante. En effet, nous ne pourrons pas obtenir avec précision les magnitudes hétérochromatiques des types spectraux plus tardifs que B0. Nous montrerons que ceci provient de l'effet cumulatif des imprécisions dans l'attribution des types spectraux d'une part et de la méconnaissance d'un grand nombre de particularités stellaires d'autre part. Ces insuffisances ont pour effet d'amener sur une même ligne de rougissement des objets qui n'ont en fait pas exactement la même distribution intrinsèque d'énergie.

4. VARIATION DES PENTES CALCULÉES

Nous avons calculé, avec l'expression 3), les sept couleurs de tous les continus de Code [3] en faisant varier:

L la loi d'extinction interstellaire (3 lois de Nandy)

M la masse de matière interstellaire (16 masses, de 0 à 8.)

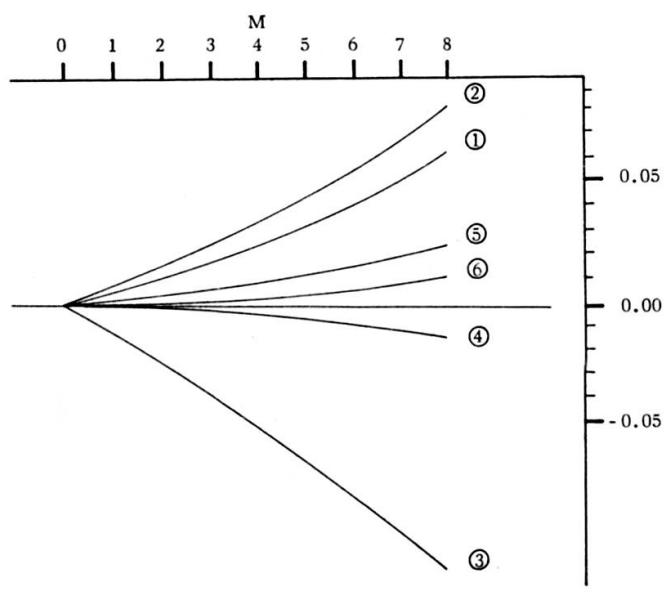
Sp le type spectral (O9 à M2)

Dans chacun des 3 cas nous étudions *la pente* et *la courbure* dans les plans d'indices les plus caractéristiques:

$U - B1$
 $U - B2$
 $B1 - B2$ } situés sur la partie UV de chacune des lois d'extinction décrites par Nandy.

$B2 - V1$
 $B2 - G$
 $V1 - G$ } situés sur la partie commune aux lois d'extinction décrites par Nandy.

Les figures 3, 4, 5, illustrent les courbures des lignes de rougissement dans six plans d'indices et la figure 6 montre les variations de pente dans le plan $[U - B] / [B - V]$ lorsqu'on change le type spectral ou la loi.



Courbure de la ligne de rougissement en $[U-B]/[B-V]$ et dans tous les plans générateurs des combinaisons linéaires.

Abscisses : masses de matière interstellaire M

Ordonnées : $y = (t g a) - (t g a)^\circ$

où $(t g a)$ est la pente de la corde au point de masse M et $(t g a)^\circ$ est la pente pour $M \rightarrow 0$. Par convention, la pente $t g a$ sera toujours celle de la corde qui aboutit au point considéré.

Loi : Cassiopée

Type spectral : 09 V

- 6 Plan $[U - B2]/[B2 - G]$ (Paramètre Δ)
- 1 Plan $[U - B]/[B - V]$
- 2 Plan $[B1 - B2]/[V1 - G]$ (Paramètre g)
- 3 Plan $[U - B1]/[B1 - B2]$ (Paramètre d)
- 4 Plan $[U - B1]/[B2 - G]$
- 5 Plan $[B1 - B2]/[B2 - V1]$ (Paramètre m_2)

FIG. 3.

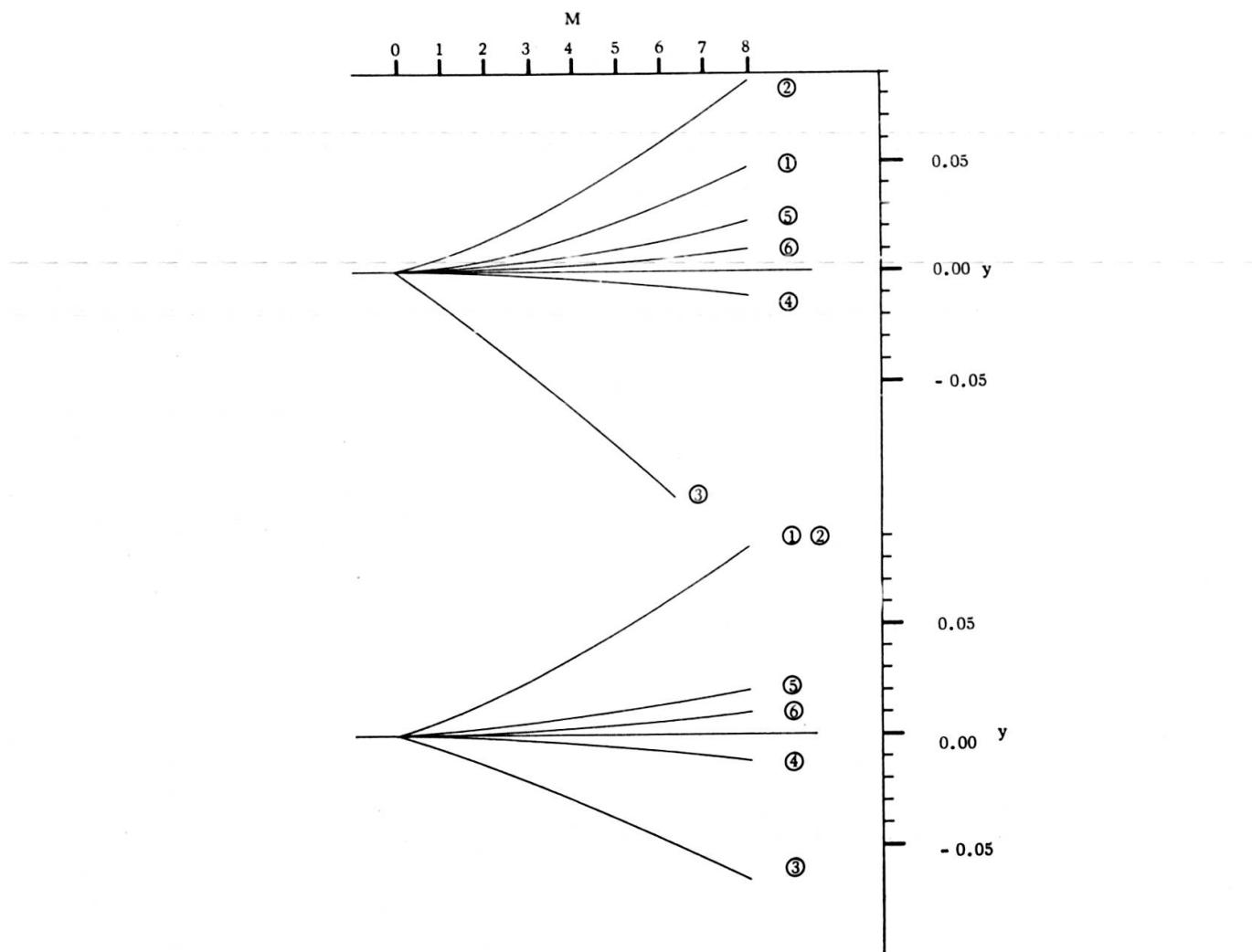


FIG. 4. — Loi de Persée.

FIG. 5. — Loi du Cygne.

Pour le reste voir le graphique figure 3.

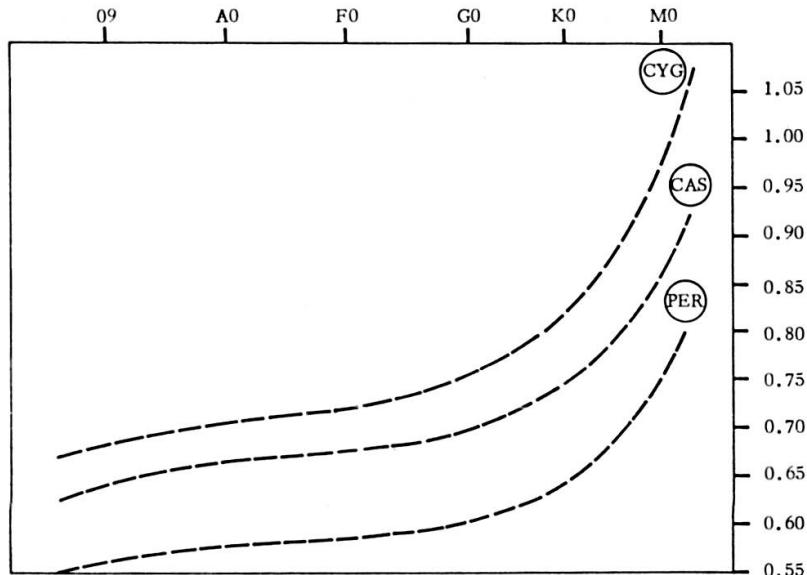


FIG. 6. — Variation de la pente avec le type spectral dans le plan $[U-B] / [B-V]$.

Abscisses : Type spectral.

Ordonnées : $y = (\tan \alpha)^\circ$.

5. SENSIBILITÉ AUX LOIS D'EXTINCTION

Les lois d'extinction de Nandy se distinguent dans l'UV proche. Dans une simulation du rougissement à partir d'un continu stellaire donné, les couleurs ne varieront donc pas de la même manière suivant la loi adoptée. Certaines couleurs seront plus sensibles que d'autres à un changement de loi. Suivant le but poursuivi, il est souhaitable d'éliminer au maximum les particularités du rougissement ou, au contraire, de les faire apparaître au mieux. Il s'agit donc de chiffrer cette sensibilité relativement aux deux lois extrêmes de Nandy [16] pour le Cygne (Cyg.) et pour Persée (Per.)

- 1) Dans le cas des indices de couleurs
- 2) Dans le cas des plans d'indices

Définition :

Soit S_i la « sensibilité d'une couleur ».

E_i , ($i = 1, 7$) est un excès sur une couleur (normée sur B)

E_{iCyg} , E_{iPer} excès sur une couleur pour les lois de Cyg et Per respectivement et pour une même étoile.

$$E'_{i, Cyg} = E_{i, Cyg} - E_{7, Cyg} \quad (\text{idem pour } E_{i, Per})$$

Excès de couleur normé sur le filtre G

$$S_i = E'_{i, Cyg} - E'_{i, Per}$$

Le graphique figure 7 donne les valeurs de S_i (en magnitudes) en fonction de la masse de matière interstellaire M et du filtre envisagé.

Exemple :

Pour $M = 0.25$ et l'indice $(B2 - G)$

$$1) \quad S_{i,j} = S_{5,7} = 0.002 - 0. = 0.002$$

Pour la même masse mais avec $[U - B2]$

$$2) \quad S_{i,j} = S_{1,5} = 0.039 - 0.002 = 0.037$$

Dans le cas 1) une erreur sur la loi conduit à une erreur négligeable sur la mesure de l'excès.

Dans le cas 2) cette erreur n'est plus négligeable.

On peut avoir une idée de la sensibilité à la loi d'extinction dans un plan d'indices, en effectuant la différence :

$$S_{i,j,k,l} = (S_i - S_j) - (S_k - S_l)$$

Une différence voisine de 0 indique une faible sensibilité. Dans le cas étudié plus haut

$$S_{1,5,5,7} = 0.037 - 0.002 = 0.035$$

soit une grande sensibilité à la loi d'extinction. C'est précisément le plan générateur du paramètre Δ utilisé pour distinguer les lois d'extinction dans IC 1805 (voir G. Goy et A. Maeder [7]).

Nous verrons plus loin que la pente de la ligne de rougissement est précisément égale au coefficient de la combinaison linéaire qui compense exactement l'extinction interstellaire. Nous pouvons donc utiliser sans autre $S_{i,j,k,l}$ pour estimer la sensibilité d'un paramètre à la loi d'extinction :

$$S_d = S_{1,4,4,5} = 0.001$$

$$S_g = S_{4,5,6,7} = 0.018$$

$$S_{\Delta} = S_{1,5,5,7} = 0.035$$

$$S_{m2} = S_{5,6,6,7} = 0.002$$

Cette estimation dépend fortement de la masse M de matière interstellaire à cause des courbures très variables des lignes de rougissement. Elle ne tient pas compte des valeurs locales du coefficient.

Remarque

Nous verrons plus loin (chapitre 6, partie II), que la position du « coude » dans la loi d'extinction modifie sensiblement le comportement de l'indice $(B1 - B2)$.

Les valeurs S calculées ci-dessus dépendent donc fortement non seulement de la région (ici Persée et Cygne) mais encore du type de coudes adopté (type A ou B décrit au chapitre 6, partie II).

Dans le cas de la figure 7 il faut donc préciser que les calculs ont été faits avec des lois du type A (à trois coudes distincts)

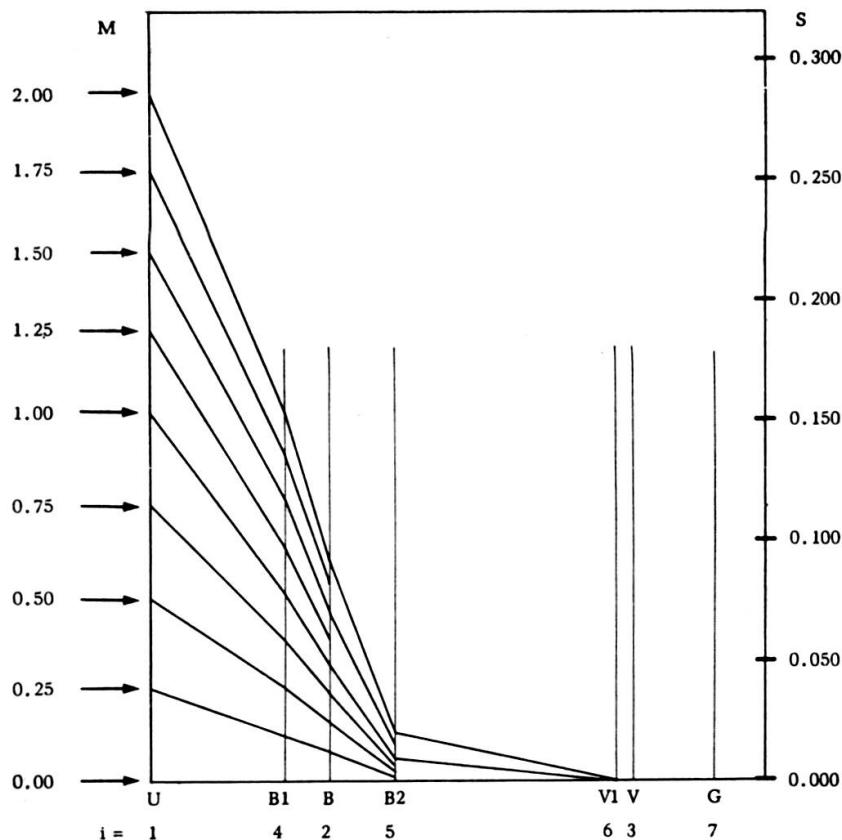


FIG. 7.

Toutefois, les programmes de calcul sont conçus de telle manière qu'on peut modifier à volonté la grandeur et la longueur d'onde du « coude ».

II. LES LIGNES STATISTIQUES DE ROUGISSEMENT

GÉNÉRALITÉS

Il s'agit de déterminer les propriétés (pente, courbure si possible), des lignes de rougissement, uniquement sur la base du catalogue en sept couleurs et des sélections effectuées à l'aide de la classification spectrale. Il va de soi que les résultats obtenus dépendront de l'échantillonnage original.

Etant donné que nous nous orientons désormais vers l'existence de lois d'extinction individuelles, pour les étoiles O d'abord (G. Goy et A. Maeder [7]), le calcul statistique des lignes de rougissement présente un grand intérêt: vérifier l'accord avec les lois d'extinction et les continus adoptés et, par la suite, établir la pente et la courbure des lignes de rougissement des étoiles tardives.

Nous verrons, dans les conclusions de ce chapitre, que la loi d'extinction de M^{lle} Divan, basée sur les continus de D. Chalonge, présente une importante distorsion par rapport à notre calibration. En revanche, celles de Nandy conviennent très bien.

1. CORRÉLATION ENTRE LE TYPE SPECTRAL ET LA COULEUR

Pour établir une ligne de rougissement homogène, nous devons choisir un critère de classification stellaire indépendant du rougissement interstellaire.

Nous disposons de deux sources:

- 1) Les types spectraux MK basés sur une échelle empirique de raies spectrales;
- 2) Les paramètres spectrophotométriques de D. Chalonge basés sur l'étude du continu.

La classification de D. Chalonge conviendrait mieux, dans son principe, à l'échantillonnage que nous recherchons. Malheureusement, les étoiles disponibles sont trop peu nombreuses et elles sont relativement brillantes.

Les types spectraux, au contraire, fournissent un échantillonnage abondant, mais très peu homogène. La dispersion et les écarts systématiques sont parfois énormes.

2. VARIATION DE LA CORRÉLATION INDICE-TYPE SPECTRAL

La figure 8 illustre la variation de cette corrélation. Pour un type spectral donné « TS » nous avons calculé le centre de gravité du nuage des points dans le plan $[U-B] / [B-V]$.

L'intersection de la droite de rougissement avec la séquence principale nous donne $[U-B]_{TS}$; sur la fig. 8 $\Delta [U-B]$ (ligne pointillée, en ordonnée) est l'accroissement en $[U-B]$ de deux types spectraux consécutifs. $\sigma [U-B]$ (trait plein, en ordonnée) est l'écart quadratique moyen de la régression.

On remarque que vers B0 la dispersion σ relative à un type spectral donné devient plus élevée que l'accroissement $\Delta [U-B]$ de ce type au suivant. Il existe

donc un très large recouvrement des types spectraux consécutifs. Nous avons vérifié que les plans où figurent $[U-B1]$ et $[U-B2]$ présentent le même phénomène.

Remarque 1

Les indices cités des types spectraux O5 à B0 varient peu dans une photométrie à bandes larges ou moyennes. La corrélation avec le type spectral est cependant très étroite. L'étude détaillée de cette dispersion figure dans G. Goy et A. Maeder [7].

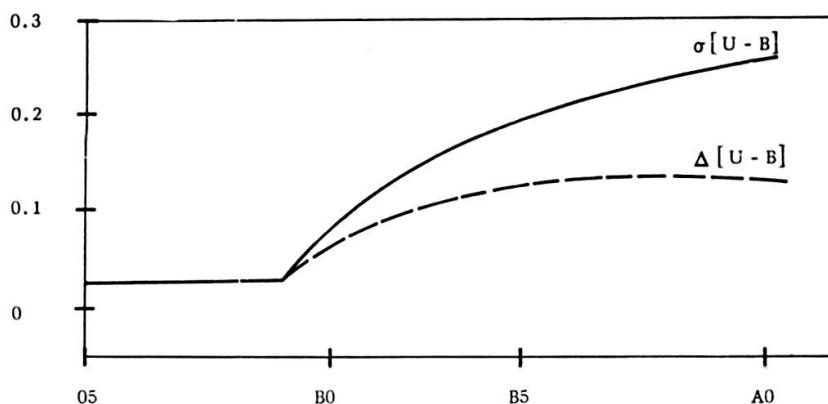


FIG. 8.

Dès que la classe de luminosité est détectable, la corrélation se relâche très rapidement. En même temps, les indices $[U-B]$ ou $[U-B1]$ ou $[U-B2]$ se mettent à varier très fortement avec le type spectral.

Remarque 2

Le type spectral B4 n'existe plus: l'interpolation d'une valeur entre B3 et B5 était trop incertaine. Or, pour ces types d'étoiles la couleur U varie très vite. Ceci explique partiellement la dispersion des types spectraux dans un diagramme $[U-B] / [B-V]$. La table 2 ci-dessous est révélatrice:

TABLE 2

Domaine I Etoiles de O5 à B1

$U = 0.1$ pour le type spectral O5, $U = 0.3$ pour le type spectral B1
 $\Delta m = 0.2$ pour 9 types détectables par les spectroscopistes

Domaine II Etoiles de B1 à A0

$U = 0.3$ pour le type spectral B1, $U = 1.4$ pour le type spectral A0
 $\Delta m = 1.1$ pour 9 types détectables par les spectroscopistes

Nous avons compté comme types caractéristiques les demi-dixièmes O9.5, B0.5, etc.

C'est précisément dans le second domaine ($\Delta m=1.1$) que la spectroscopie a le plus de peine à interpoler neuf valeurs tandis que dans le premier domaine ($\Delta m=0.2$), il est possible de stratifier correctement neuf valeurs.

Remarque 3

Nous venons de montrer (fig. 8) que les étoiles du type O sont les seules qui présentent une étroite corrélation avec les couleurs photométriques (dans le plan $[U-B]/[B-V]$ entre autres). En partant de la liste de Hiltner et Johnson (*Ap. J.* 124-374), A. Maeder a étudié la dispersion σ des étoiles O le long de la ligne de rougissement. La figure 9 reproduit la variation de σ en fonction de l'excès de couleur $E (B-V)$. Les triangles (Δ) se rapportent à l'échantillon complet d'étoiles O tandis que les points (.) ont été calculés pour les étoiles O sans particularités (raies d'émission) et naines (pour les classes O9 et O9.5).

On a calculé, à l'ordinateur, la régression linéaire par tranches successives de $E (B-V)$ le long de la ligne de rougissement. Le pas a été choisi de manière à conserver dans chaque échantillon un nombre suffisant d'étoiles. *Nb* (en haut de la figure 9) est le nombre total d'étoiles dans chaque échantillon. Les tranches successives se recouvrent largement:

Pas de chaque régression à la suivante: $E(B-V) = 0.15$

Longueur de chaque segment: $\Delta E (B-V) = 0.30$

L'augmentation de la dispersion en fonction de E est incontestable. La plus grande dispersion interne des points vers les rougissements très élevés peut s'expliquer de plusieurs manières qui ne s'excluent pas mutuellement:

- 1) Sélection naturelle (les plus forts rougissements proviennent surtout du Cygne);
- 2) Sélection observationnelle (supergéantes non reconnues plus fréquentes aux extinctions les plus fortes);
- 3) Dispersion des mesures (plus forte en $(U-B)$ pour les étoiles à la fois très rouges et très faibles).

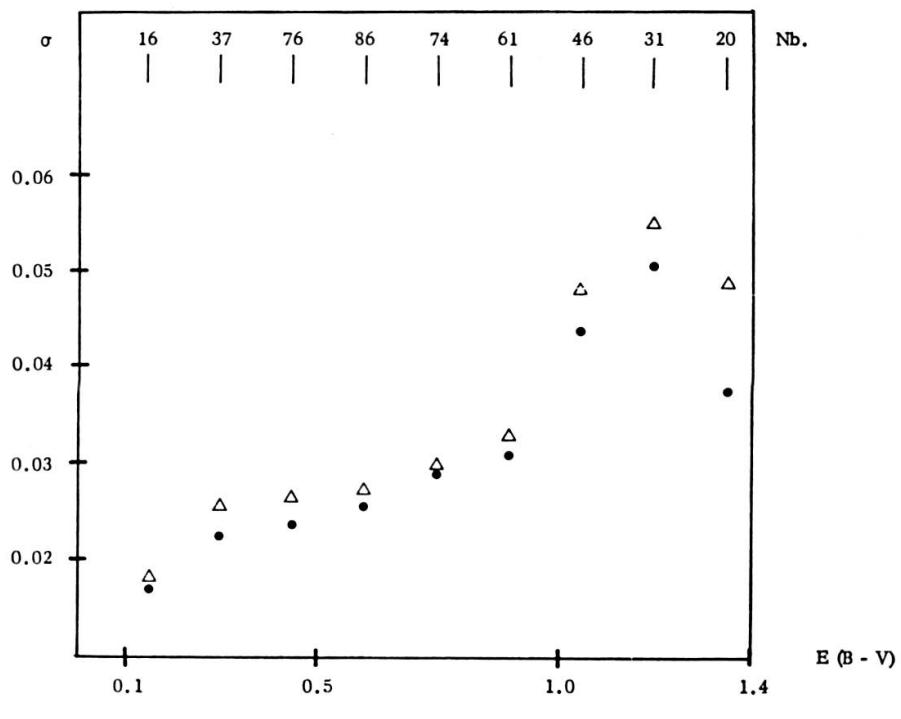
Ce graphique montre qu'il existe un certain éventail de lois d'extinction.

Les lignes de rougissement qui en résultent conduisent à une dispersion σ qui augmente en même temps que l'excès de couleur $E (B-V)$.

Remarque 4

Le calcul des régressions linéaires décrit à la remarque 3 nous a fourni un sous-produit immédiatement utilisable pour calculer *la courbure* de la ligne de rougissement des étoiles O. Chaque régression linéaire est en effet déterminée par l'équa-

tion d'une droite contenant, entre autres, l'ordonnée à l'origine A (c'est-à-dire en $[B-V]=0$).



Etoiles 0 de la liste Hiltner + Johnson Ap.J. 124 - 374

FIG. 9.

Si la pente de la ligne de rougissement est constante, A est constant. La figure 10 montre que A varie lentement au début. L'accroissement est brutal pour $E(B-V) > 1$.

Sharpless (*Basic astronomical data*) a montré que les étoiles les plus rougies du Cygne sont systématiquement situées au-dessous de la ligne de rougissement et qu'il n'y a plus de points au-dessus de cette ligne. On ne trouve en effet aucun échantillon dans Persée aussi fortement rougi que dans le Cygne. Dans notre graphique, la disparition des points rougis par la loi de Persée se traduit par une augmentation brutale de la pente apparente.

3. ECARTS SYSTÉMATIQUES

Ce genre d'écarts apparaît surtout dans les groupes physiques. L'ensemble des types spectraux attribués à un amas, par exemple, est systématiquement translaté de 1, 2 ou même 3 dixièmes. Dans ces cas, deux attitudes sont possibles:

- 1) L'auteur a mal rattaché le groupe aux standards;
- 2) Le groupe possède une particularité spectrale ou photométrique non reconnue.
Nous verrons que cette hypothèse est plausible.

Bernacca [1] a étudié le cas particulier des étoiles B tardives situées dans des groupes très jeunes et qui semblent bien classées. Dans NGC 6530 il trouve des étoiles trop bleues pour leur type spectral. Bernacca s'attache particulièrement au cas

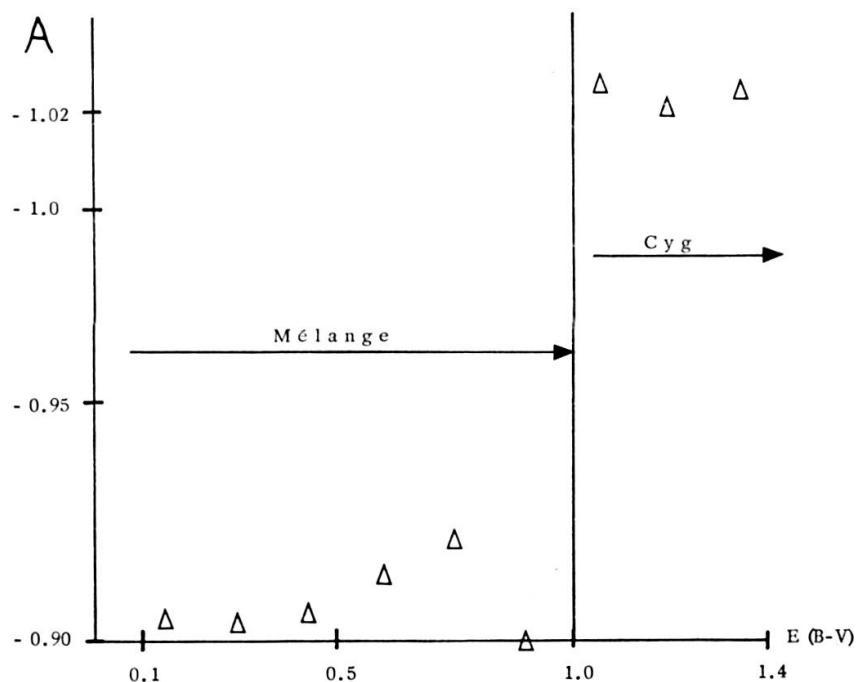


FIG. 10. — Les échantillons sont les mêmes qu'à la figure 9.

d'Orion: l'écart entre la couleur et le type spectral peut atteindre 4 dixièmes de type. L'écart moyen pour les huit étoiles étudiées vaut un peu plus de 2 dixièmes de type. Il est donc le double de celui que nous mesurons dans IC 4665, figure 11.

Bernacca pense que ni la rotation ni la duplicité ne peuvent expliquer ces écarts. Mais l'étude de modèles en rotation entreprise actuellement par A. Maeder pourrait bien nous amener à reviser ce jugement. Bernacca montre encore que l'hypothèse d'étoiles en contraction gravitationnelle est difficile à admettre.

4. CAUSES DE LA DISPERSION INDICE — TYPE SPECTRAL

En résumé, nous avons jusqu'ici mis en évidence un certain nombre d'anomalies importantes dans la relation $[U-B]/[\text{type spectral}]$. Nous avons vérifié que ces anomalies sont conservées (et même parfois augmentées) avec les indices $[U-B1]$, $[U-B2]$ qui sont utilisés dans nos combinaisons linéaires. Quant à l'indice $[B2-V1]$, nous ne pouvons pas en tenir compte car sa variation est trop faible dans le domaine O5 à A0. Nous allons, dans les paragraphes suivants, essayer d'estimer la grandeur des écarts dus à l'*imprécision des types spectraux*, d'une part, et à des *particularités stellaires intrinsèques méconnues*, d'autre part (comme la binarité et la rotation).

A. *Imprécision des types spectraux*

Ce problème a été traité en détail par C. et M. Jaschek [9]. Leurs tables 3 et 5 et leurs commentaires fournissent les éléments essentiels à notre étude comparative.

Rappelons que Jaschek étudie simultanément la dispersion des types spectraux et des classes de luminosité. Chaque écart en type spectral est coté en unités qui sont des dixièmes de type d'une part et des classes d'autre part.

Exemple :

Soient deux attributions dues à deux auteurs: B0 II et B1 IV (pour une même étoile), la cote des écarts est $e = 3$.

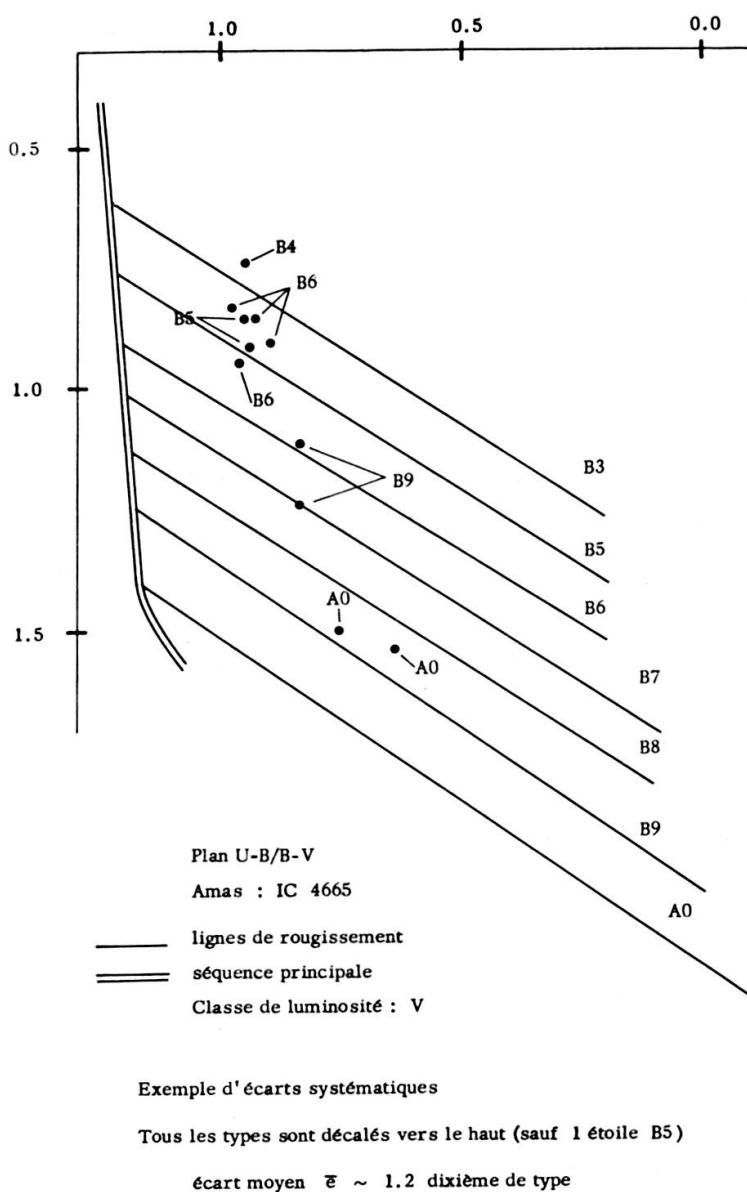


FIG. 11.

Jaschek trouve, dans sa table 5, que l'écart type qui reflète au mieux les séries d'auteurs étudiés vaut $\bar{e} = 0.6$. Il s'agit de la moyenne des écarts observés à la fois en type spectral et en classes de luminosité.

Il est utile de comparer cet écart type à celui e' que nous mesurons dans le plan $[U-B] / [B-V]$. Pour assurer la meilleure homogénéité possible, nous avons adopté les mêmes critères que Jaschek en les adaptant à notre cas spécifique:

- a) échantillonnage allant de B2 à A0;
- b) élimination de toutes les étoiles particulières et doubles ou binaires spectroscopiques *connues*. Il faut en effet écarter autant que possible les causes de déplacements de points d'origine purement photométrique. Mais par anticipation nous pouvons déjà prétendre que la contribution photométrique d'un compagnon est négligeable vis-à-vis des écarts dus à la dispersion des types spectraux et des classes;
- c) calcul de l'écart individuel de chaque étoile de *classe V* par rapport à la position moyenne. Cet écart est estimé en fraction de l'accroissement $\Delta [U-B]$ du type étudié au suivant:

$$e' = \frac{\text{écart}}{\Delta [U-B]}$$

- d) calcul des écarts individuels des géantes et supergéantes de la même façon. Mais dans ce cas particulier, il est impossible de dire si l'écart est dû au type spectral ou à la classe. La méthode d'estimation de e de Jaschek trouve ici une application très fructueuse puisqu'elle confond les deux catégories d'écarts dans une même mesure. On envisage deux cas:
 - 1) L'étoile se trouve dans la région des géantes ou des supergéantes, c'est-à-dire au-dessus de la séquence naine;
 - 2) L'étoile se trouve au-dessous de cette région.
 Dans ce cas, il est nécessaire d'envisager une dispersion en type spectral.

Dans tous les cas en calculant e' nous perdons un peu d'information par rapport à la valeur e de Jaschek puisque des compensations peuvent se produire, par exemple:

B3 IV et B2 V cote de Jaschek $e = 2$

que nous ne pouvons, *en principe*, pas observer puisque les variations sont antiparallèles. En fait, cette perte sera peu gênante car Jaschek a montré que, dans cette région, les erreurs de types spectraux étaient dues, essentiellement, aux classes de luminosité.

L'étude porte sur 54 étoiles de classe V et 46 étoiles de classe IV à Ia, rouges ou non.

Nous trouvons:

$$\bar{e}'_V = 0.5 \text{ pour les étoiles de classes } V$$

$$\bar{e}'_g = 0.7 \text{ pour les étoiles d'autres classes}$$

$$\bar{e}' = 0.6 \text{ pour l'ensemble des étoiles}$$

Ce résultat est très significatif.

On peut admettre d'emblée que les erreurs de mesures de notre catalogue sont négligeables vis-à-vis de celle des types spectraux. En effet, l'écart type sur les couleurs ne dépasse pas 0.007 (Rufener [19], [20]), tandis que la moyenne des écarts sur les types spectraux vaut:

$$\bar{e}' \cong 0.6 \text{ correspondant à } \Delta [U-B] = 0.1.$$

Notre valeur de \bar{e}' pour l'ensemble des étoiles correspond exactement à la valeur \bar{e} de Jaschek (Table 5, « Typical »). De plus, les valeurs particulières \bar{e}'_g , \bar{e}'_V sont en accord avec les remarques de Jaschek, pour les étoiles B: dans ce domaine, les causes d'imprécision sont dues surtout aux classes de luminosité. La valeur $e_g = 0.7$ est bien responsable de l'augmentation de la dispersion.

On peut donc affirmer que, pour les étoiles B, la mauvaise corrélation entre les types spectraux et les indices de couleur provient surtout de la dispersion propre au système MK.

B. Causes astrophysiques de la dispersion et des écarts systématiques dans la corrélation indices/type spectral

Une dispersion des types spectraux relativement aux indices de couleur peut avoir pour origine deux causes distinctes:

- 1) la classification MK peut être dispersée ou faussée par une particularité stellaire, par exemple la vitesse de rotation ou l'abondance de certains éléments;
- 2) les indices photométriques peuvent varier sous l'action de ces mêmes particularités.

La dispersion illustrée par la figure 8 est la somme indiscernable des effets 1) et 2).

Collins [4] a étudié les effets de la rotation sur la classification MK. Il arrive à la conclusion qu'elle perturbe l'attribution des classes de luminosité et des types spectraux, surtout pour les étoiles chaudes.

Ces perturbations peuvent se résumer ainsi:

- a) Erreurs pouvant atteindre le dixième de type spectral aux vitesses axiales proches

de la rupture *dans le sens d'une étoile plus jeune*. Il faut faire une exception pour les étoiles « equator-on »;

b) Les erreurs de classe de luminosité sont peu importantes pour ces étoiles chaudes.

La remarque *a)* associée au travail de Jaschek [9] nous permet de tirer les conclusions suivantes:

1) L'attribution des types spectraux peut être perturbée par une grande vitesse de rotation: cette dernière modifie notablement les indices photométriques tout en imposant un type spectral trop bleu. Toutefois, ce processus est peut-être statistiquement moins efficace que prévu car la probabilité de voir une étoile « pôle-on » est faible, si l'on admet une distribution isotrope des orientations.

Mais au voisinage de cette orientation particulière de l'axe, la vitesse de rotation mesurée par les raies est toujours nulle alors que les écarts photométriques et de classements spectroscopiques deviennent élevés pour les grandes vitesses de rotation. Les premiers résultats de modèles d'étoiles en rotation uniforme (*Rotation des étoiles*, par A. Maeder, en préparation) illustrent bien ces déplacements.

2) Pour toutes les classes de géantes on trouve la même dispersion que celle citée sous 1) augmentée de la difficulté d'appréciation de la classe MK mise en évidence par Jaschek [9].

Quant à la binarité, A. Maeder [11] en a étudié les effets sur nos diagrammes d'indices. Nous allons essayer d'en chiffrer les écarts en utilisant l'étude de Hynek [8] sur la détection des binaires spectroscopiques.

Il est possible de se baser sur les faits d'observation suivants:

- 1) Un couple formé d'étoiles identiques n'est pas détectable dans un plan d'indices;
- 2) Il existe une limite spectroscopique de détection déterminée par les conditions d'observation (figure 10.6, Hynek [8]). Pour les étoiles chaudes, le compagnon le moins brillant doit avoir moins de 2 magnitudes de différence pour qu'un spectre composite soit détectable;
- 3) Pour cette différence de luminosité de 2 unités, il faut envisager un rapport des masses de l'ordre de 0.6 (Hynek, figure 10.5 [8] et A. Maeder [11]);
- 4) Si le compagnon a moins de 2 magnitudes d'écart, le spectre composite est détectable. Ce cas nous intéresse moins puisque nous cherchons à estimer les écarts photométriques dus à une *binaire méconnue*;
- 5) Si le compagnon a plus de 2 magnitudes d'écart la détection devient plus aléatoire et la probabilité de le détecter tombe très rapidement.

Les figures 12 et 13 donnent une valeur quantitative aux déplacements dus à la binarité. Sur le trajet *D* le spectre est double et la probabilité de le détecter par la

classification MK est élevée. En *F* les spectroscopistes ne peuvent plus détecter un spectre composite. La probabilité de détection tombe très rapidement.

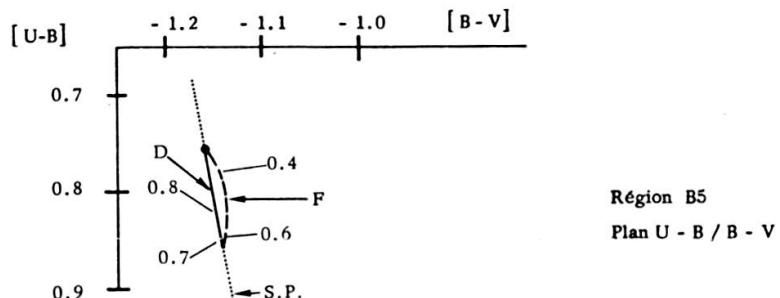


FIG. 12.

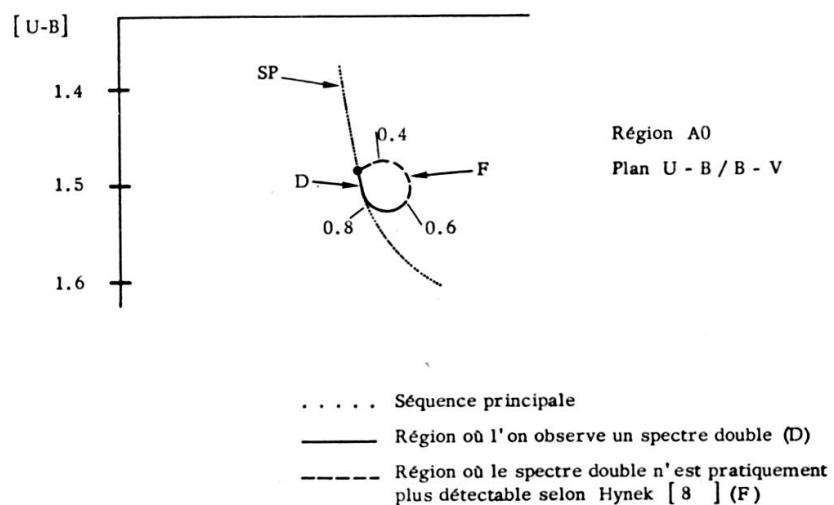


FIG. 13.

C'est évidemment le trajet *F* qui nous intéresse particulièrement:

1) *Etoile B, Trajet F*

$$\delta [U-B] = 0.1 \text{ jusqu'à } \delta [U-B] = 0$$

$[B-V]$ est très peu touché;

2) *Etoiles A0, Trajet F*

$$\delta [U-B] = 0.04 \text{ jusqu'à } \delta [U-B] = 0 \text{ et}$$

$$\delta [U-V] = 0.05 \text{ jusqu'à } \delta [B-V] = 0$$

Dans les deux cas, la chute de la probabilité de détection correspond au déplacement δ le plus grand.

5. RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS DE LA PARTIE I

L'étude de la relation indice-type spectral a une importance très grande. En effet, la spectrophotométrie aussi bien que la photométrie s'appuient sur elle pour sélectionner des *couples d'étoiles* (peu et très rouges respectivement) dont on tirera une loi d'extinction.

Si cette relation est dispersée, il va de soi que la loi d'extinction présentera, au moins, la même dispersion. Pour mieux préciser la portée de cette affirmation, nous pouvons essayer de résoudre le problème suivant: soit un échantillon de N_1 étoiles de type O donné. Nous avons montré [7] que l'écart quadratique moyen (dispersion naturelle des indices) est de l'ordre du centième:

$$\sigma_1 = 0.01$$

pour un échantillon de N_1 étoiles

Nous avons vu que la dispersion au niveau des B8 V atteint:

$$\sigma_2 = 0.2$$

pour un échantillon de N_2 étoiles

Nous simplifions le problème en admettant:

- a) que les deux lignes de rougissement sont parallèles;
- b) que l'abcisse $[B - V]$ varie très peu entre les étoiles O et B8 (ce qui est bien le cas).

Dans ces conditions on peut écrire

$$P_1 = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N_1}} \quad P_2 = \frac{\sigma_2}{\sqrt{N_2}}$$

où P_1 et P_2 sont les précisions dans la position moyenne des étoiles O et B8 V respectivement.

Combien faudrait-il introduire de points dans le second échantillon pour obtenir une régression linéaire de même précision que celle des étoiles O ?

Si

$$P_1 = P_2 \Rightarrow \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{\sqrt{N_1}}{\sqrt{N_2}}$$

Si $N_2 = KN_1$ il reste:

$$K = \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^2 \cong 400$$

Donc l'échantillon d'étoiles B8 V devrait être 400 fois plus abondant que celui des étoiles O. En simplifiant les expressions 1) on a admis implicitement que les droites de régression étaient d'égale longueur. Essayons d'évaluer la longueur réelle d'une ligne de rougissement B8 V imposée par les conditions d'observation (magnitude limite). Les extinctions les plus intenses connues atteignent:

$$3 \cdot E_{B-V} \cong 11. \text{ (étoiles O)}$$

La différence de magnitude absolue entre une O et une B8 V vaut:

$$\Delta M_V \cong 5$$

Cette valeur correspond à une perte sur le rougissement extrême possible d'une B8 V de

$$\Delta A_V = 5$$

d'où

$$\Delta E_{B-V} = 1.7$$

la ligne de rougissement des B8 V aura donc, au plus une longueur de:

$$E_{B-V} = 2.0$$

Alors que, pour les étoiles O elle peut atteindre:

$$E_{B-V} = 3.7$$

c'est-à-dire une droite de régression *beaucoup plus courte* pour les B8 V. Le facteur $K = 400$ que nous avons trouvé plus haut pour des droites égales est donc fortement sous-estimé. Cela nous amène à la conclusion que la loi d'extinction ne peut être déterminée avec une précision suffisante que pour les étoiles les plus chaudes. Pour les étoiles B3 déjà, la dispersion est du même ordre de grandeur que les différences de loi d'extinction.

A la suite du travail de Nandy [512] qui a mis en évidence l'existence de lois d'extinction distinctes dans cinq régions du ciel, nous sommes parvenus à des conclusions encore plus générales.

Nous avons pu montrer [7] que, pour les étoiles de type O, il existe des lois d'extinction individuelles. Nous avons justifié cette restriction aux étoiles O, mais il est permis de penser que les propriétés locales de la matière interstellaire peuvent aussi varier pour des étoiles plus évoluées. *L'état actuel des classifications stellaires ne permet malheureusement pas de reconnaître avec une précision suffisante l'identité intrinsèque de deux ou plusieurs étoiles.*

L'étude de nouveaux groupes fortement éteints par la matière interstellaire, entreprise depuis deux ans, nous permettra de mieux mettre en évidence les propriétés locales et régionales des lois de rougissement. M^{lle} Divan [5] trouve une loi unique

dans l'ensemble des régions observées mais on constate une certaine dispersion des mesures du côté bleu. Nous avons calculé la moyenne des différences d'excès relative aux paires d'étoiles utilisées.

Dans le Cygne, les deux auteurs sont équivalents. En revanche dans Cep. et Per. Nandy travaille sur des différences d'excès nettement plus grandes. De plus, *Nandy n'accouple que des paires d'étoiles provenant de la même région, ce qui lui permet d'éliminer des particularités stellaires locales éventuelles*, tandis que M^{11e} Divan compare toutes les étoiles à quelques étalons non rougis. Il est bien possible que ces deux remarques réunies puissent expliquer l'opposition des résultats de ces auteurs.

Finalement, l'ensemble de cette étude doit aboutir au calcul aussi exacte que possible des pentes de lignes de rougissement dans nos plans d'indices. Nous avons trouvé que les lois d'extinction de Nandy encadraient au mieux nos propres observations photométriques. Il est possible toutefois qu'une erreur résiduelle apparaisse. Pour la mettre en évidence nous avons reporté sur les tables de pentes calculées la valeur statistique tirée du second catalogue [20] pour les étoiles O, les seules utilisables.

Exemple :

Le continu de Code HD 214 680 associé à la loi de Nandy pour Cas. et à notre plan $[U-B]/[B-V]$ par exemple donne une pente.

$$\text{tg} = 0.64.$$

Les étoiles fortement rougies de IC 1805 dans *la région de Cas. précisément* déterminent la pente calculée par régression linéaire (catalogue [20]).

Cette pente vaut

$$\text{tg} = 0.62.$$

Elle représente évidemment une moyenne des pentes individuelles que nous avons mises en évidence dans cette région [7].

On peut penser que les 0.02 de différence sont soit une *erreur résiduelle* dans la précision des systèmes, soit un effet de *l'échantillon* actuel de notre catalogue soit encore la réunion des deux.

Mais il convient de garder en mémoire un point important: *ces pentes sont celles des étoiles les plus chaudes et rien ne permet d'affirmer que la loi d'extinction est systématiquement la même pour des étoiles plus tardives.*

Nous n'avons malheureusement, à l'heure actuelle, aucun moyen précis d'aborder le problème.

PARTIE II

PROPRIÉTÉS DES COMBINAISONS LINÉAIRES D'INDICES

GÉNÉRALITÉS

Une combinaison linéaire est formée de deux indices. L'indice le plus rouge est muni d'un coefficient K destiné à faire apparaître, au mieux, une propriété d'intérêt astrophysique. On essaie, en même temps, de la rendre aussi peu sensible que possible au rougissement interstellaire. C'est l'étude des conditions d'application de cette dernière exigence qui nous intéresse particulièrement ici.

1. LES CONDITIONS DE COMPENSATION EXACTE

Soit la combinaison linéaire:

$$1) \quad (C_i - C_j)_0 - K_0 \cdot (C_k - C_l)_0$$

Dans laquelle: C_i, C_j, C_k, C_l sont quatre couleurs (évent. $j=k$), K est le coefficient de la combinaison linéaire, l'indice o se rapporte à des valeurs intrinsèques ($M=0$).

On peut écrire:

$$2) \quad (C_i - C_j)_M - k_M \cdot (C_k - C_l)_M$$

où M se rapporte à une masse donnée de matière interstellaire pour la même étoile que dans 1).

Nous dirons qu'une combinaison linéaire est exactement insensible au rougissement interstellaire si la condition suivante est remplie:

$$3) \quad \underbrace{(C_i - C_j)_0 - K_0 (C_k - C_l)_0}_{P_0} = \underbrace{(C_i - C_j)_{M_o} - K_0 (C_k - C_l)_{M_o}}_{P_{M_o}}$$

Nous allons montrer que M_0 est une valeur imposée pour une valeur donnée de K_0 et réciproquement.

En regroupant les termes de 3):

$$4) \quad K_0 = \frac{E_{i,j}^{M_o}}{E_{k,l}^{M_o}} = Tg \quad \text{avec } E_{i,j}^{M_o} = (C_i - C_j)_{M_o} - (C_k - C_l)_o$$

où Tg est précisément la pente de la ligne de rougissement dans le plan $\pi_{i,j,k,l}$ au point M_0 , de coordonnées $(C_{i,j}, C_{k,l})_{(M_0)}$ et $E_{i,j}, E_{k,l}$ sont les excès de couleurs des indices $(C_i - C_j)$ et $C_k - C_l$ respectivement.

Par convention nous appellerons toujours « pente » de la ligne de rougissement celle de la corde qui aboutit au point considéré.

Comme on sait que la pente Tg dépend de la *loi L*, du *type spectral* de l'étoile *Sp* de la *masse* de matière interstellaire M_0 ; on a en définitive:

$$5) \quad K_0 = Tg(M_0, L, Sp)$$

Le coefficient K_0 donnant une combinaison linéaire exactement insensible au rougissement est une fonction des coordonnées du point représentatif de l'étoile dans le plan des mêmes indices.

Cette fonction dépend des valeurs particulières de L, M, S_p . En tout autre point du plan $\pi_{i,j,k,l}$ on a:

$$6) \quad P_0 = P_M + \delta \quad \text{avec } \delta = 0 \text{ si } M = M_0$$

où P_0 est la combinaison linéaire intrinsèque (membre gauche de 3)), P_M est la valeur de la combinaison linéaire pour une masse M et δ est la correction à appliquer à P_M lorsqu'on emploie le coefficient K_0 pour une masse $M \neq M_0$.

Nous appellerons dorénavant K_0 la valeur de base du coefficient K .

2. COMPORTEMENT AU VOISINAGE DE L'INDICE $(C_k - C_l)_M = 0$

L'expression 6) du chapitre précédent peut se présenter sous la forme:

$$1) \quad \underbrace{(C_i - C_j)_0 - K_0 \cdot (C_k - C_l)_0}_{P_0} = \underbrace{(C_i - C_j)_M - K_0 (C_k - C_l)_M}_{P_M} + \underbrace{\varepsilon (C_k - C_l)_M}_{\delta}$$

où le membre de gauche est la combinaison linéaire intrinsèque tandis que le membre de droite est la combinaison appliquée à la même étoile rougie par une masse de matière interstellaire M .

$$K = K_0 - \varepsilon$$

ε est un facteur correctif qu'il faut appliquer à l'indice $(C_k - C_l)_M$ pour conserver l'égalité.

$$\text{si } \varepsilon = 0 \Rightarrow M = M_0$$

en groupant et effectuant:

$$2) \quad \varepsilon = \frac{K_0 \cdot E_{k,l}^M - E_{i,j}^M}{(C_k - C_l)_M}$$

Le numérateur de 2) ne s'annule que si $M = M_0 \Rightarrow \varepsilon = 0$.

La fonction $\varepsilon (M, L, Sp)$ possède un point singulier en

$$(C_k - C_l)_M = 0$$

ε prend alors des valeurs non bornées au voisinage de ce point; mais il suffit d'ajouter une constante C convenable à l'indice pour rejeter la singularité en dehors de l'intervalle de variation physique de sa valeur. Avec des constantes C de l'ordre de +1 à +2 unités, il est possible d'éviter ce point dans toute l'étendue du plan $\pi_{i,j,k,l}$.

En fin de compte on peut écrire:

$$K(M, L, Sp) = K_0(M, L, Sp) - \varepsilon(M, L, Sp)$$

3. SENSIBILITÉ RÉSIDUELLE AU ROUGISSEMENT

Il est intéressant de connaître l'ordre de grandeur et le sens des fluctuations d'une combinaison linéaire lorsqu'on impose diverses valeurs de K_0 en faisant varier L, M, Sp séparément.

On trouvera ci-après une série de graphiques tirés de l'expression 6) du chapitre 1):

$$\delta = P_0 - P_M$$

δ (en ordonnées) est en centièmes de magnitudes. M , en abscisses, varie de 0 à 8.

Les courbes des figures 1 à 7 présentent quelques caractères généraux utiles à mettre en évidence:

- 1) rapidité et sens de la variation;
- 2) grandeur et sens de la courbure;
- 3) présence ou absence d'un extremum.

Paramètre d (Figures 1, 4, 7)

Par un choix judicieux de la constante il est possible de rendre δ presque stationnaire pour n'importe quel type spectral. Il existe un minimum très marqué qui permet de répartir au mieux les écarts δ .

Pour l'étoile de type O7 par exemple, le coefficient 1.350 autorise une précision de $P_0 \pm 0.005$ jusqu'à 3.7 masses de matière interstellaire. Cette stabilité est remarquable.

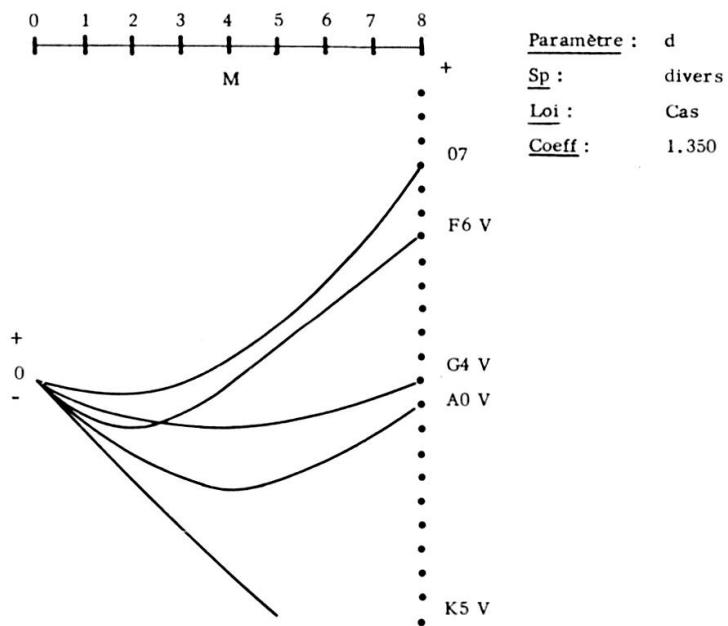


FIG. 1.

Pour le type F6 V (par exemple) on a:

$$P_0 \pm 0.006 \text{ jusqu'à } M = 4.7 \text{ et } K = 1.350.$$

Une fine retouche à K permettrait d'augmenter la précision en diminuant un peu M .

Paramètre g (figures 2, 5)

Il est beaucoup moins sensible que d aux changements de types spectraux. Les maximum sont très plats, ce qui autorise des contacts d'ordre élevé.

Pour les types F6 V à G4 V par exemple:

$$P_0 \pm 0.006 \text{ jusqu'à } M = 4.4 \text{ pour } K = 1.400.$$

Pour le type A0 V

$$P_0 \pm 0.002 \text{ jusqu'à } M = 4 \text{ pour } K = 1.350.$$

Paramètre Δ (figures 3, 6)

A l'exception du type K5 V, nettement à l'écart, on remarquera que le faisceau de courbes compris entre O8 et G4 est serré au voisinage de $M = 0$ (courbes mono-

tones ou avec un maximum très plat au voisinage de $\delta = 0$). En choisissant judicieuxement la valeur de K_0 on peut obtenir:

$$P_0 \pm 0.007 \text{ jusqu'à } M \simeq 2.2 \text{ et } K \simeq 0.840$$

et ceci pour un domaine très étendu: O8 à G4 V.

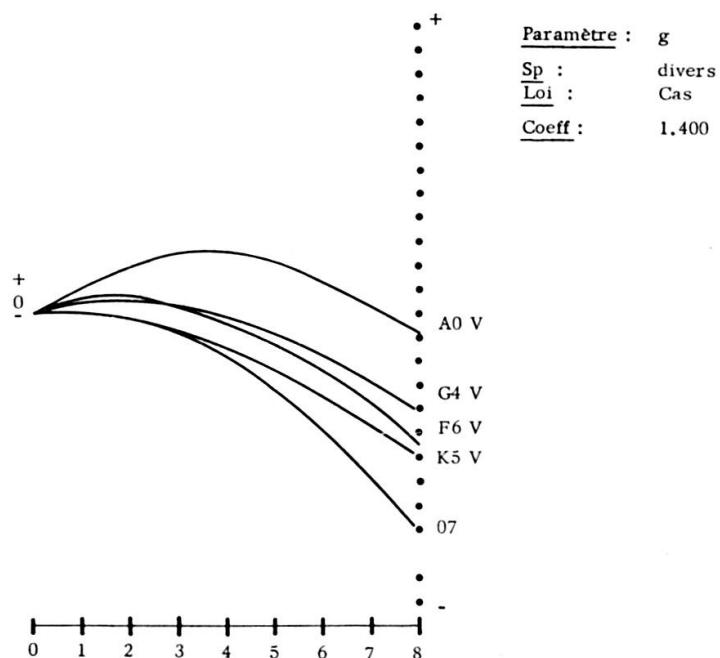


FIG. 2.

4. PROPRIÉTÉS DES PARAMÈTRES ET LEUR CONSERVATION

Dès les premières tentatives d'exploitation de notre photométrie, une question s'est posée: quelle doit être la valeur de la constante d'une combinaison linéaire donnée pour qu'elle détecte au mieux les propriétés stellaires tout en restant peu sensible au rougissement? L'emploi de l'ordinateur nous a permis de défricher l'ensemble des facteurs qui régissent le comportement d'une combinaison linéaire. Il est possible qu'une attitude nouvelle puisse s'en dégager: plutôt que de fixer des coefficients qu'il est impossible de rendre parfaits à tous les usages, il sera peut-être préférable d'*adapter ce coefficient* à un problème restreint, limité en tout cas à un certain domaine de types spectraux et à une loi d'extinction donnée en fonction de la région étudiée.

D'autre part, une méthode de *coefficients variables*, que nous cherchons à résoudre en ce moment, serait réservée à des études plus générales de structure galactique.

La généralisation de l'emploi de coefficients sélectionnés est subordonnée à une nouvelle étude systématique: la sensibilité d'une combinaison linéaire à une parti-

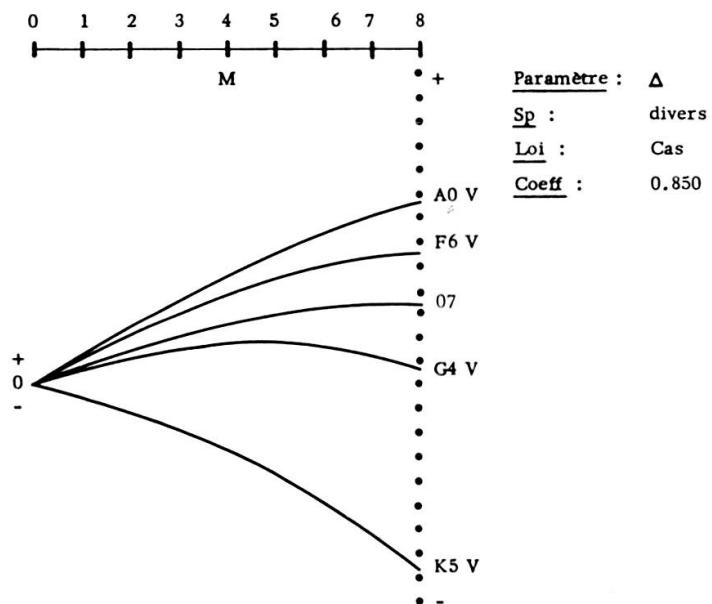


FIG. 3.

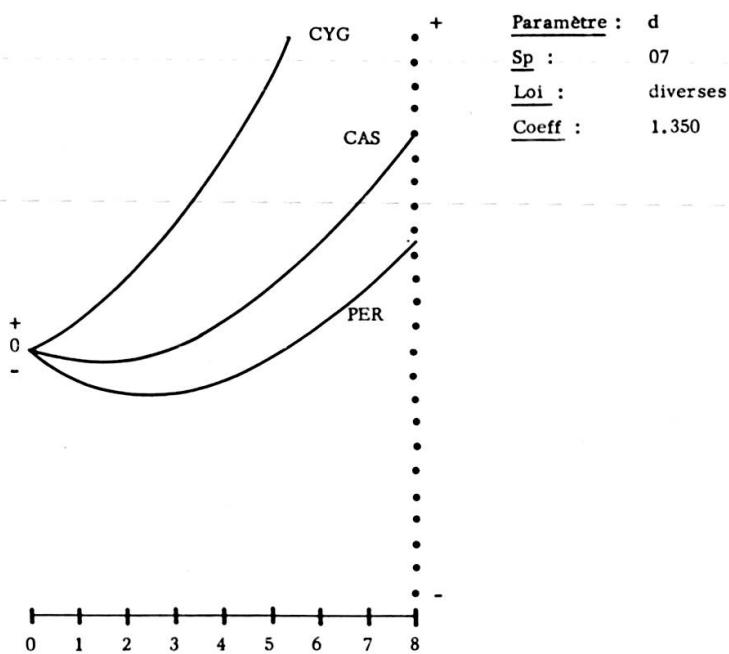


FIG. 4.

cularité stellaire donnée. Nous avons, en effet, manipulé la valeur des coefficients mais il reste à savoir dans quelle mesure la combinaison linéaire envisagée conserve son efficacité à détecter les particularités stellaires pour lesquelles elle a été créée.

A. Sensibilité au rougissement

Il s'agit d'évaluer, numériquement, la grandeur de δ dans des conditions bien définies.

Au cours de l'étude qui précède, nous avons envisagé des masses de matière interstellaire jamais atteintes dans les observations réelles. Pour des étoiles O rouges à l'extrême, la masse M pourra peut-être atteindre 7 à 7.5. Les étoiles de type plus

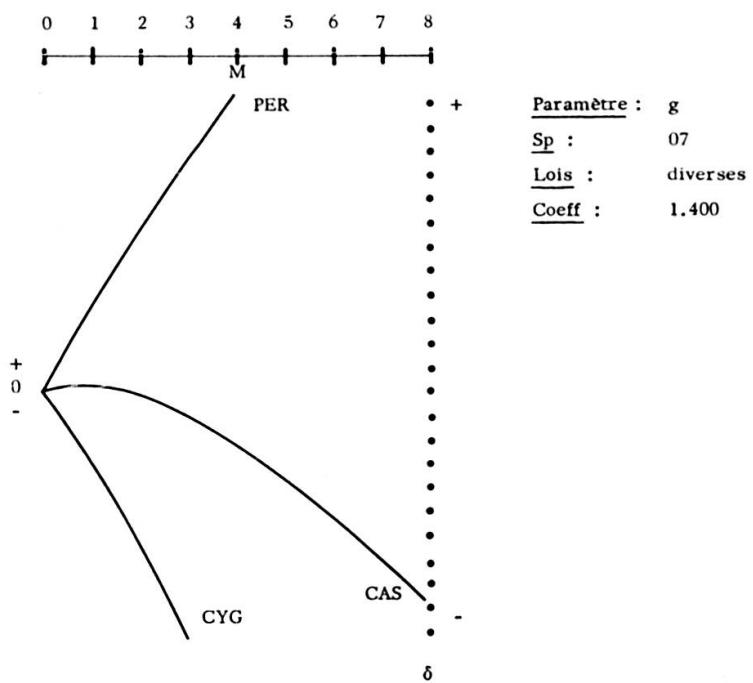


FIG. 5.

tardif sont généralement de moins en moins rougies (sauf peut-être les supergéantes très rouges d'association qu'il faut traiter à part). Nous choisirons arbitrairement $M = 3$ comme masse limite pour l'usage courant. L'excès de couleur vaut alors:

$$E_{B-V} \cong 1.500$$

Il s'agit déjà d'un excès élevé et rare. Nous définirons la sensibilité au rougissement de la manière suivante:

La sensibilité au rougissement S , est la plus grande valeur δ lue sur l'une des courbes des figures 1 à 3 entre les limites $M = 0$ et $M = 3$. Le nombre est exprimé en centièmes de magnitude (valeur absolue).

Cette définition nous permet de tenir compte à la fois des courbes monotones et de celles qui présentent un extremum. Pour déterminer une sensibilité S , il faut, bien entendu, se fixer toutes les variables:

loi, coefficient, type spectral, paramètre (comb. linéaire).

B. Sensibilité à une particularité stellaire

Il est évident qu'en manipulant le coefficient K d'une combinaison linéaire on modifie son aptitude à déceler une particularité stellaire. Il s'agit donc ici d'évaluer en centièmes de magnitude l'écart observé entre une étoile « normale » et une étoile « particulière ».

Nous comparons les trois paires d'étoiles suivantes:

- 1) supergéante: B8 Ia et étoile « normale »: B8 V;
- 2) sous-naine: F7 VI et étoile « normale »: F6 V;
- 3) métallique: AM et étoile « normale »: A5 V.

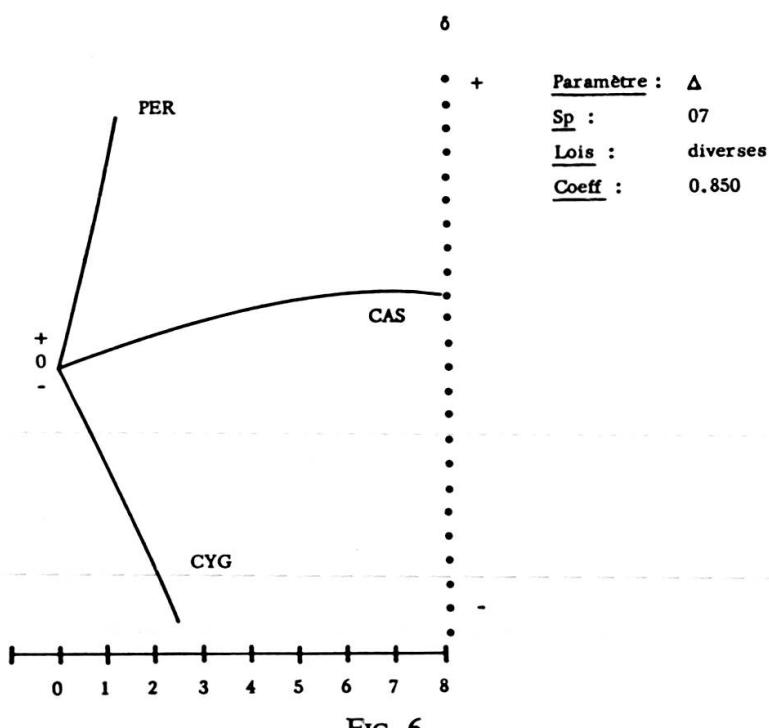


FIG. 6.

L'étoile dite « normale » n'est ici qu'une simple référence destinée à mesurer l'écart de l'étoile particulière à une séquence principale.

Les trois étoiles « normales » ont un continu mesuré chez Chalonge, Code ou Melbourne.

Pour les trois étoiles particulières nous avons ajusté le tracé des continus de manière à obtenir par intégration les sept couleurs figurant au catalogue de mesures.

Continu d'origine

B8 V HD 222 173	(Chalonge)	B8 Ia HD 34 085	(Catalogue)
A5 V HD 11 636	(Code)	AM HD 27 749	(Catalogue)
F6 V HD 30 652	(Code)	F7 VI HD 19 445	(Melbourne)

La sensibilité S_s à une particularité stellaire est définie ainsi:

soit un paramètre P_N relatif à une étoile « normale »,

soient les paramètres P_{AM} , P_{SG} , P_{SN} relatifs à une étoile métallique, supergéante ou sous-naine respectivement;

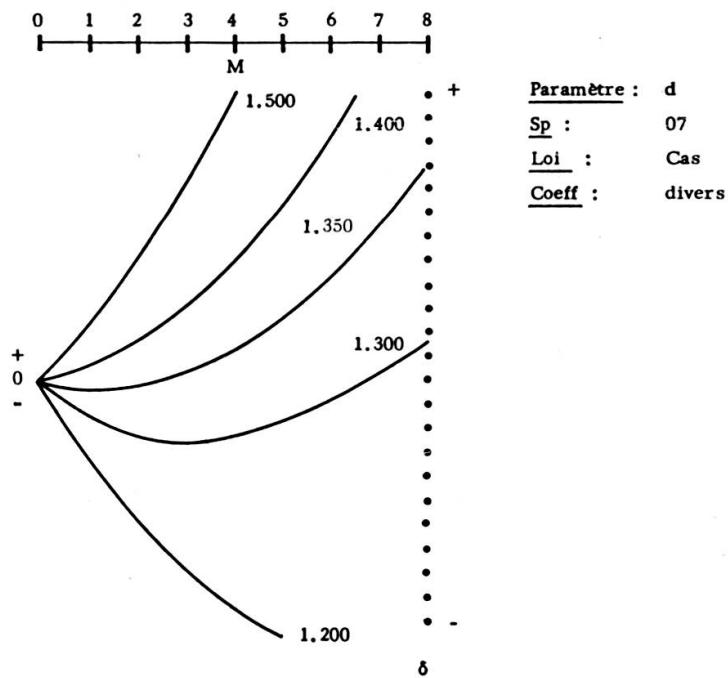


FIG. 7.

pour former la sensibilité S_s nous comparons les paires indiquées plus haut:

$$S_s = P_N - P_{AM}$$

$$S_s = P_N - P_{SG}$$

$$S_s = P_N - P_{SN}$$

5. SENSIBILITÉS COMPARÉES

Sur les figures 8, 9 et 10 nous comparons la variation de S_r (défini au paragraphe précédent) et de S_s en fonction des coefficients K de la combinaison linéaire.

Nous nous sommes limité à la loi de Cassiopée. Une loi différente translaterait la ligne S_r vers le haut ou vers le bas.

Nous avons indiqué l'amplitude de cette translation pour la loi de Cassiopée, au voisinage d'une sensibilité S_s nulle.

Les échelles S_s et S_r , en ordonnées, sont exprimées en millièmes de magnitude. Nous nous intéressons particulièrement aux points suivants:

- 1) variation de S_s (ligne pointillée);
- 2) variation de S_r (ligne continue);
- 3) sensibilité aux lois.

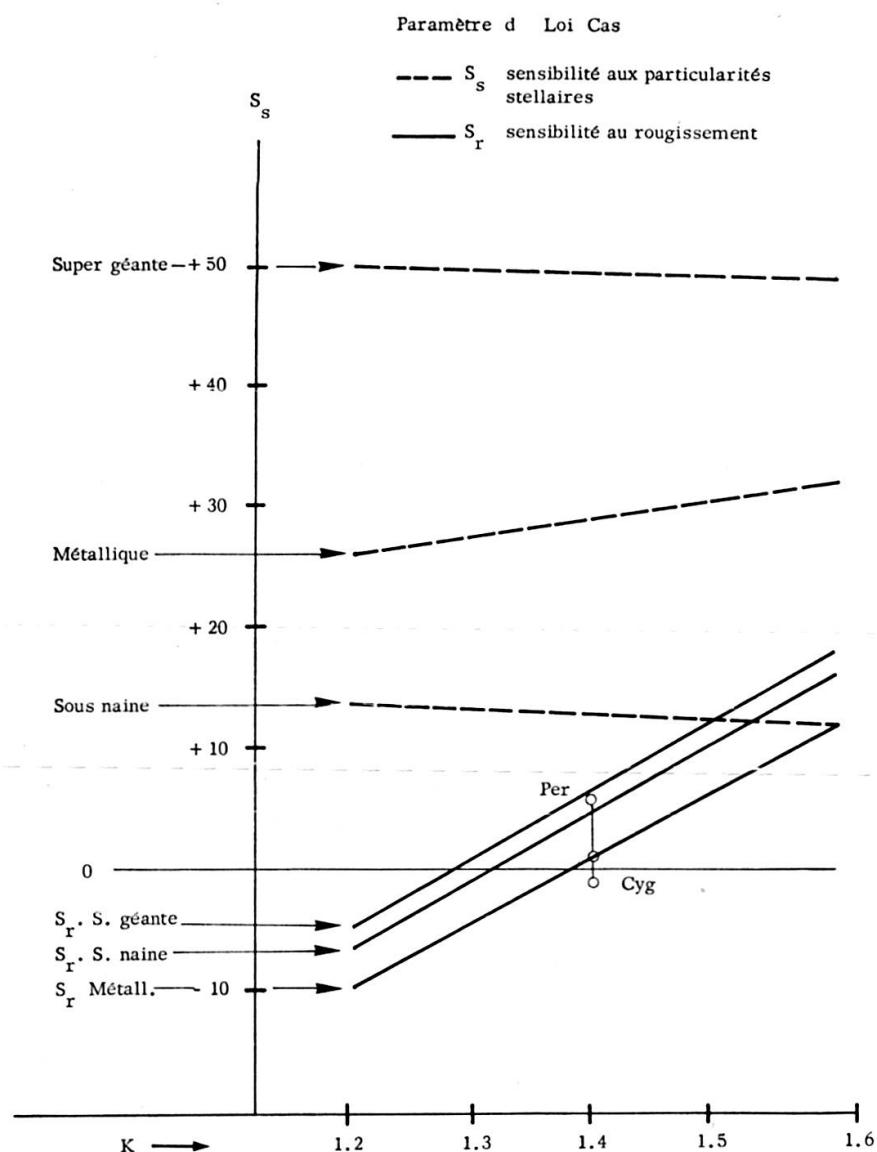


FIG. 8.

Paramètre Δ

S_s est très élevé pour une supergéante comparée à une naine de même type (B8 Ia à B8 V). En se référant à la plus courte distance à la séquence principale (en U.B.V.), soit vers B3 V, on trouverait une sensibilité plus faible mais encore très

significative. La sous-naine et l'étoile à raies métalliques ont des sensibilités S_s élevées. S_s augmente avec la valeur de K .

S_s varie très rapidement avec K . Les écarts entre les lois sont considérables. Nous avons utilisé cette propriété pour déterminer des lois d'extinction individuelles dans IC 1805 [7].

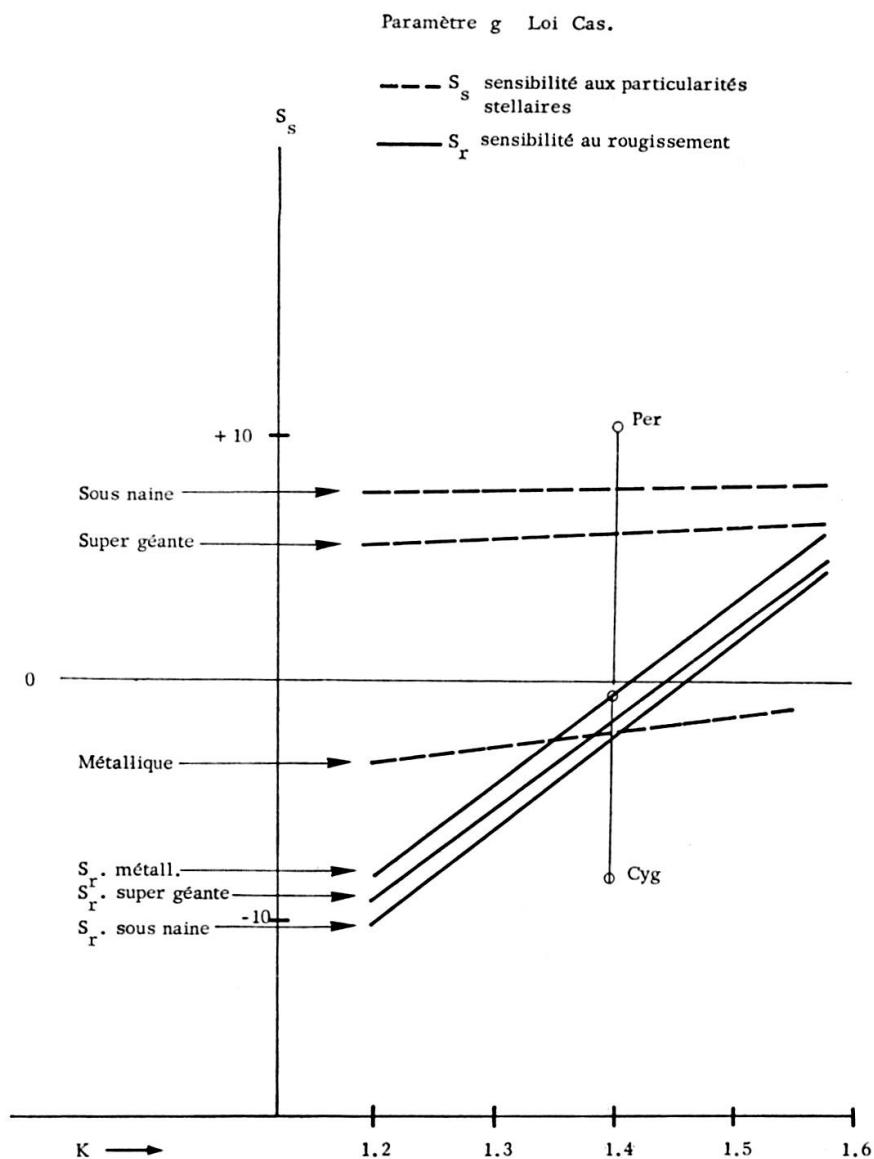


FIG. 9.

Paramètre d

Les valeurs de S_s sont élevées et varient peu. S_r évolue lentement: les écarts entre lois d'extinction sont petits. Ce paramètre est très sensible à la position du « coude » des lois de Nandy (voir plus loin).

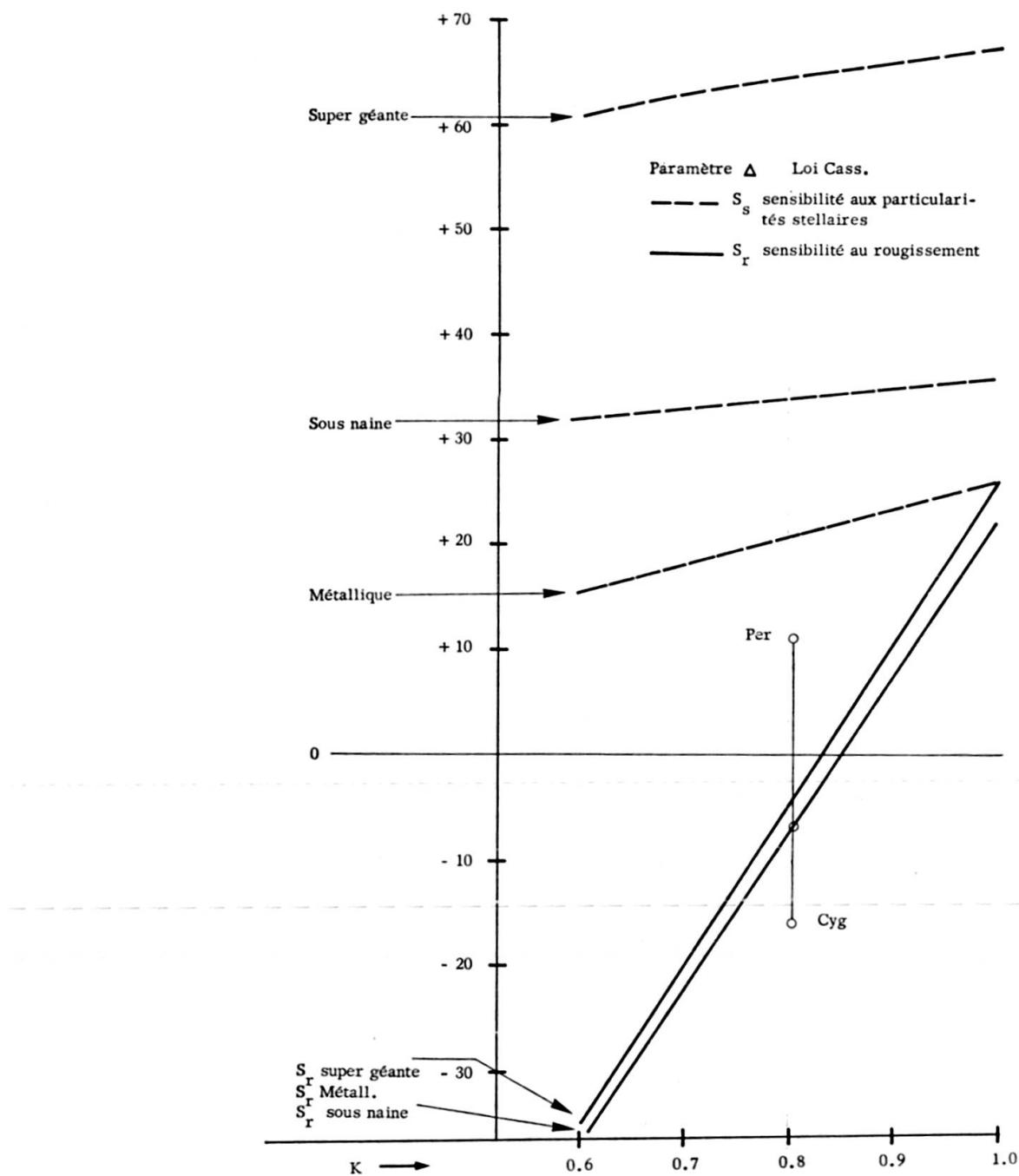


FIG. 10.

Paramètre g

En ordonnées, nous avons doublé l'échelle. Pour les étoiles à raies métalliques, S_s évolue défavorablement. Ceci n'est pas gênant puisque g s'adresse surtout aux étoiles tardives.

S_r varie peu avec le coefficient.

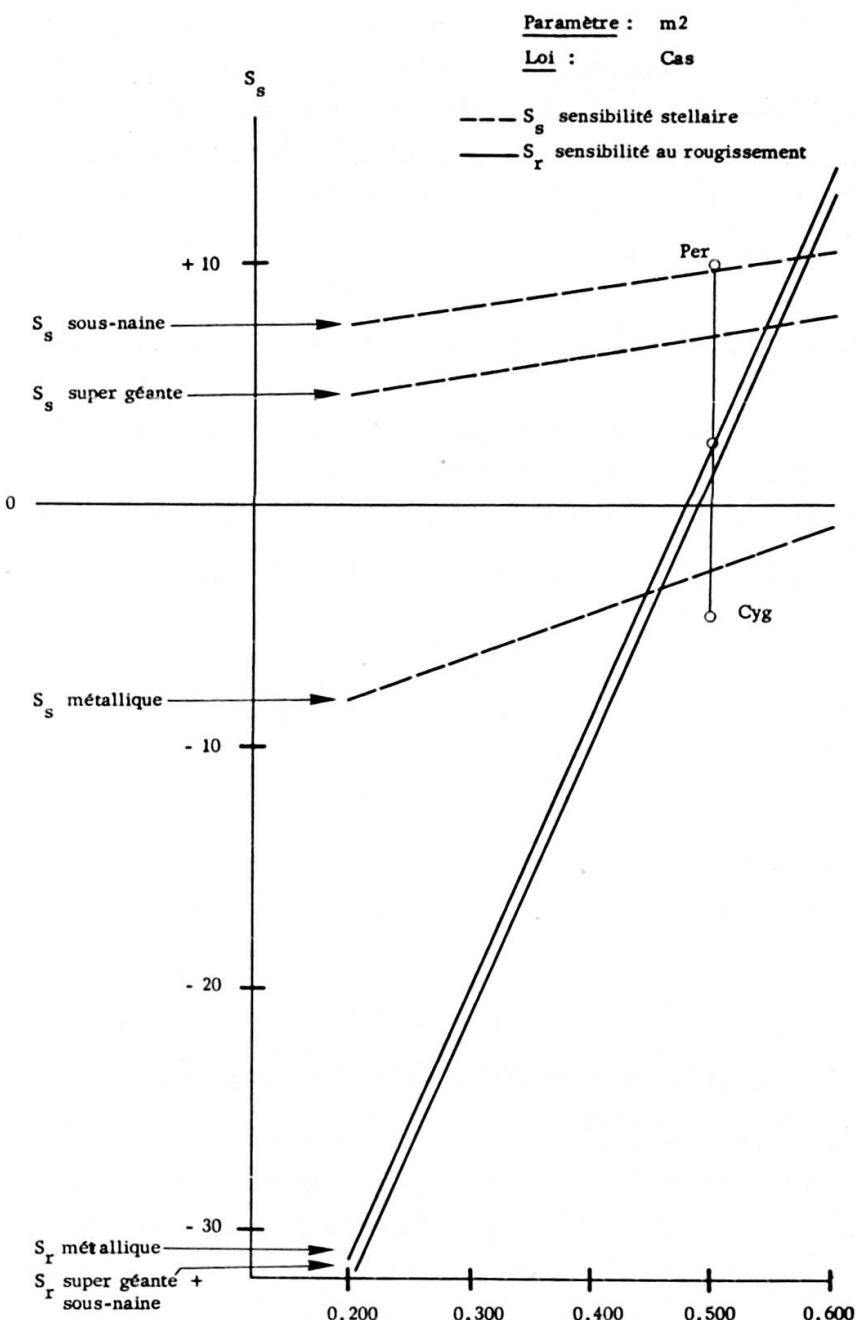


FIG. 11.

Le paramètre $m2$

Dans le but de perfectionner la détection des étoiles à raies métalliques, B. Hauck (Thèse, mai 1967) avait introduit un paramètre spécial :

$$m2 = (B1 - B2) - K \cdot (B2 - V1).$$

Nous avons traité ce paramètre avec les mêmes tests que les trois paramètres fondamentaux d , Δ , g . La figure 11 représente les sensibilités comparées de $m2$.

En rapprochant les figures 9 et 11 on remarque une très grande similitude de comportement pour les valeurs S_s . En revanche, le paramètre $m2$ est beaucoup plus sensible au rougissement (S_r) que g . Cette propriété est évidemment conservée pour les étoiles plus tardives. D'une manière générale il sera donc préférable d'utiliser g plutôt que $m2$ lorsque des étoiles sont suspectées de rougissement.

6. POSITION DU « COUDE » ET SON INFLUENCE SUR LES PARAMÈTRES

Dans ses publications successives sur la loi d'extinction, Nandy n'a pas attaché d'importance particulière à la position du « coude » qui relie la partie rouge à la partie bleue de la fonction, aux environs de 4300 Å. Dans une première étude, nous avons repris les points de ces fonctions et nous avons trouvé les positions suivantes pour le coude:

$$\text{loi Per: } \lambda = 4415 \text{ Å}$$

$$\text{Cas: } \lambda = 4274 \text{ Å}$$

$$\text{Cyg: } \lambda = 4210 \text{ Å.}$$

Lorsque nous avons étudié les lois d'extinction dans l'amas IC 1805 (G. Goy et A. Maeder [7]) nous avons conduit les calculs de deux manières bien distinctes:

- 1) par la méthode spectrophotométrique (différence des couleurs) en décrivant un pseudo-continu aux longueurs d'onde effectives de nos sept filtres;
- 2) par un diagramme à deux paramètres dans lequel les étoiles occupent une position caractéristique.

Nous avons alors constaté un accord étroit entre les deux méthodes.

Par la suite nous avons tenté d'introduire une hypothèse simplificatrice: coude unique à 4300 Å. Cette interprétation nous a conduit à relever un nouveau type de sensibilité que nous allons étudier dans les paragraphes suivants: la sensibilité des paramètres à la position du « coude ».

7. TRACÉS DES LOIS D'EXTINCTION

La figure 12 décrit notre premier tracé des trois lois, déduit de Nandy [16].

On remarque une curieuse corrélation entre la pente et la position du coude. Ce tracé « A » fournit les modèles que nous avons adopté dans notre publication [7]. Nous appellerons « B » le tracé des lois d'extinction à coude unique en $\lambda = 4300 \text{ Å}$.

En résumé, le tracé des lois d'extinction est déterminé dans le tableau suivant:

Type A	λ Coude	Rapport des pentes
Persée	4415	0.46
Cassiopée	4274	0.61
Cygne	4210	0.64

Type B	λ Coude	Rapport des pentes
Persée	4300	0.46
Cassiopée	4300	0.61
Cygne	4300	0.64

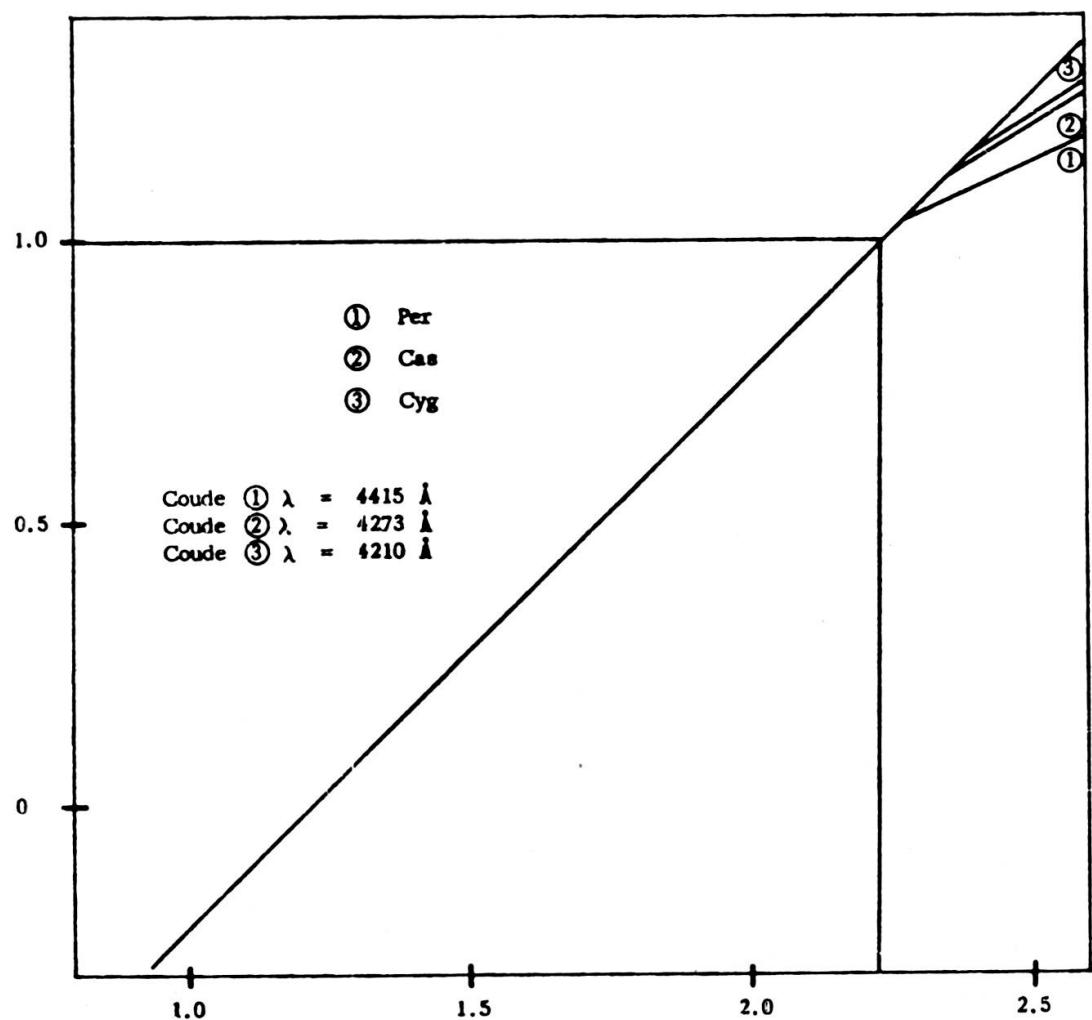


FIG. 12.

8. ETUDE DES PLANS DE PARAMÈTRES

A. Plan d/Δ

C'est le plan que nous avons utilisé pour sélectionner des lois d'extinction individuelles dans IC 1805. d est le paramètre le moins sensible au changement de pente de la loi d'extinction vers 4300 Å (décrit par Nandy [16]). Δ est au contraire le plus sensible à ce changement de pente. C'est en modifiant le mode de calcul de la loi d'extinction que nous avons mis en évidence une nouvelle propriété du paramètre d .

La figure 13 illustre les changements introduits dans la variation de δ lorsqu'on déplace le « coude » de la loi d'extinction. En ordonnée, nous avons repris la grandeur δ définie au chapitre 1

$$\delta = P_0 - P_M$$

P_0 est le paramètre intrinsèque obtenu avec le coefficient K_0 .

P_M est le même paramètre obtenu avec K_0 et l'étoile rougie par la masse de matière interstellaire M .

En abscisse nous avons porté le rapport des pentes qui caractérise la loi d'extinction.

Persée : 0.46

Cassiopée: 0.61

Cygne : 0.64

L'ensemble du graphique est valable pour une masse courante de matière interstellaire:

$$M = 3.5$$

Entre le type A et le type B, la variation de δ change de signe. Le comportement du plan d/Δ en est donc profondément modifié.

La figure 14 (Plan d/Δ) met en évidence l'effet du « coude » lorsqu'on passe du type A au type B.

L'étoile non rougie se trouve au point « couleur intrinsèque ». Le déplacement de l'étoile sous l'action d'un rougissement croissant est indiqué par des traits pointillés.

Les deux courbes en trait continu sont les lieux de déplacement de l'étoile à masse M constante (3.5) et à lois variables.

Dans notre travail sur IC 1805 [7] nous avons montré que les étoiles O de ce groupe ont une nette tendance à se répartir sur une ligne de type A (les faibles différences d'excès ne jouent pas un grand rôle). Mais avant d'adopter ce type de loi il

convient de confirmer cette tendance sur d'autres groupes fortement rougis qui appartiennent, si possible, à des régions très différentes. C'est pour cette raison que

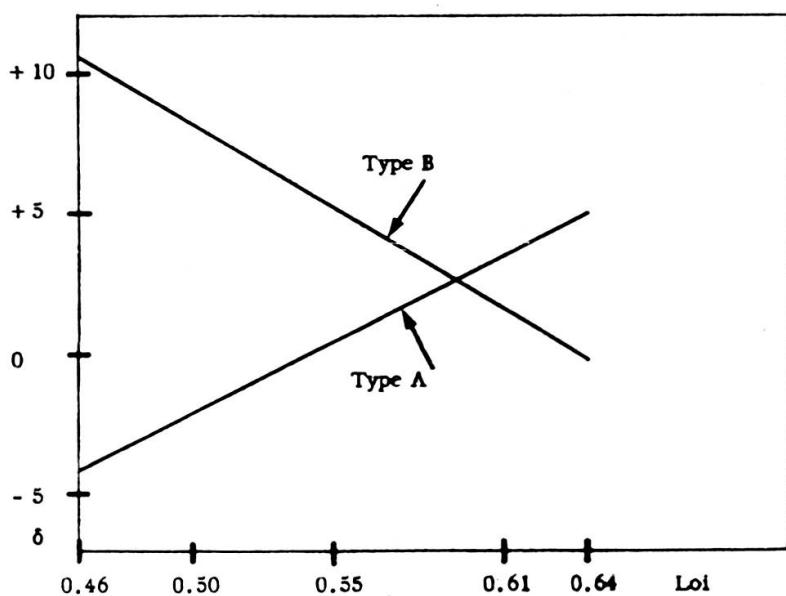


FIG. 13.

Paramètre :	d
Type :	09
Coeff :	1.360
Massc :	(M): 3.5
Type A :	coude unique à 4300 Å
Type B :	trois coudes
Loi de Persée :	0.46
Loi de Cassiopée :	0.61
Loi du Cygne :	0.64.

nous avons mis en mesure deux groupes d'étoiles O dans Céphée et dans le Cygne. Nous pourrons en tirer deux renseignements importants:

- 1) Y aura-t-il confirmation dans le choix du type (A ou B) ?
- 2) Trouverons-nous bien des excès de couleurs représentatifs de lois extrêmes (Per et Cyg) ?

Nous ne pourrons répondre que partiellement à la question 2) car nous n'avons pas d'étoile O dans Persée aussi fortement rougies que dans les deux autres régions.

B. Plan g/Δ

Sur la figure 15 nous n'avons pas, pour la clarté du dessin, représenté le lieu de déplacement d'une étoile rougie par une masse M constante.

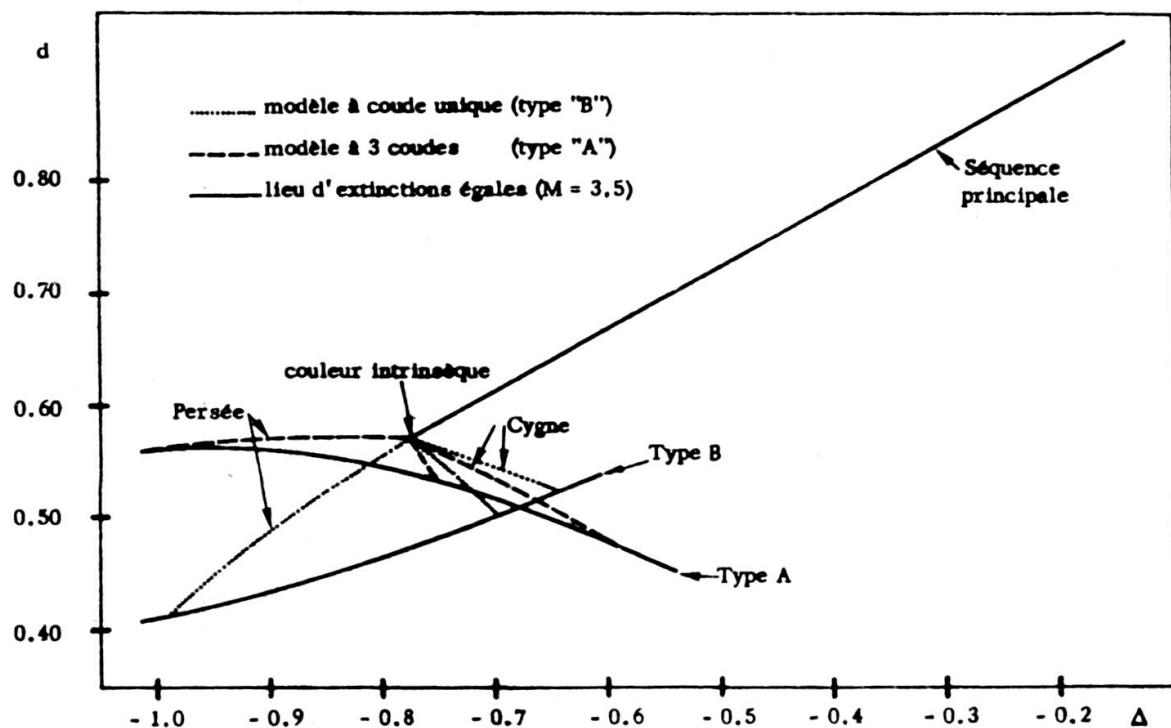


FIG. 14.

Paramètre d : $K = 1.360$

Paramètre \wedge : $K = 0.830$.

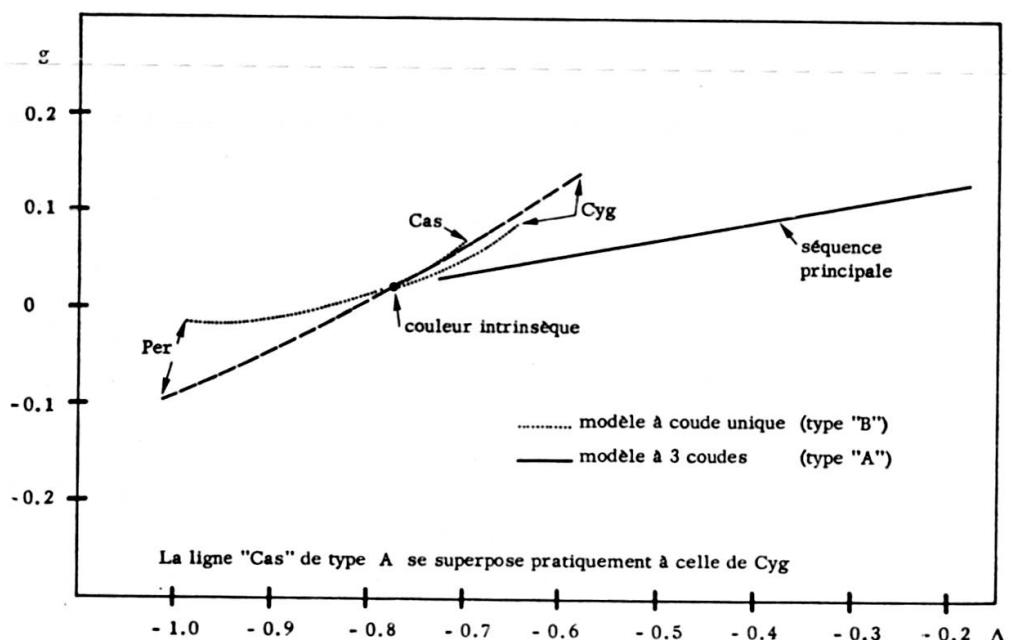


FIG. 15.

Ce diagramme permet de discriminer les lois d'extinction, surtout les types extrêmes « Per » et « Cyg » qui déplacent l'étoile sur des lignes opposées. Il existe une loi intermédiaire, entre « Cas » et « Per », qui assure une position à peu près stationnaire au point « couleur intrinsèque ».

En revanche, il n'est pas possible de distinguer des lois du type A ou B; les déplacements se superposent sauf peut-être vers des rougissements extrêmes du type « Per ».

FIG. 16.

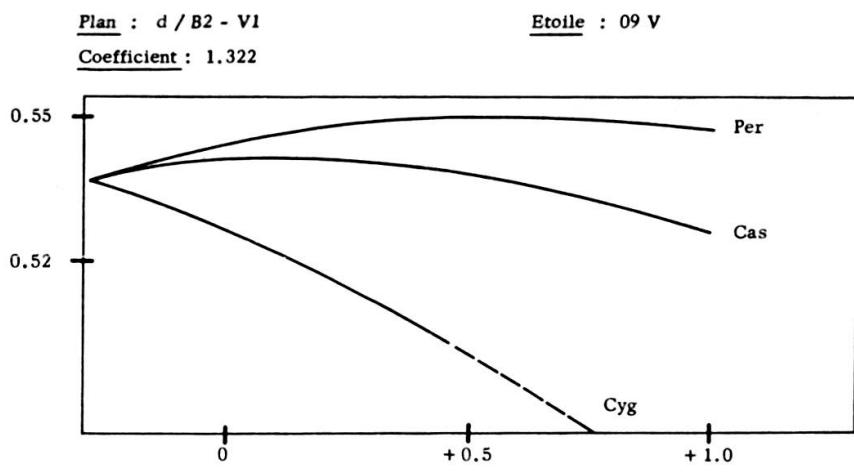


FIG. 17.

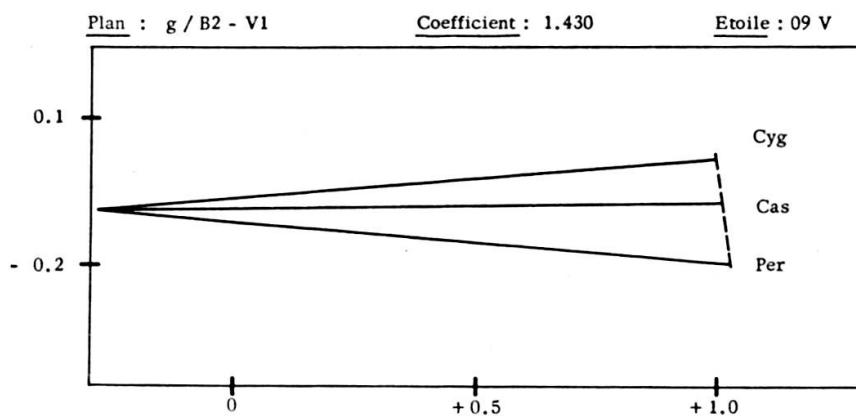
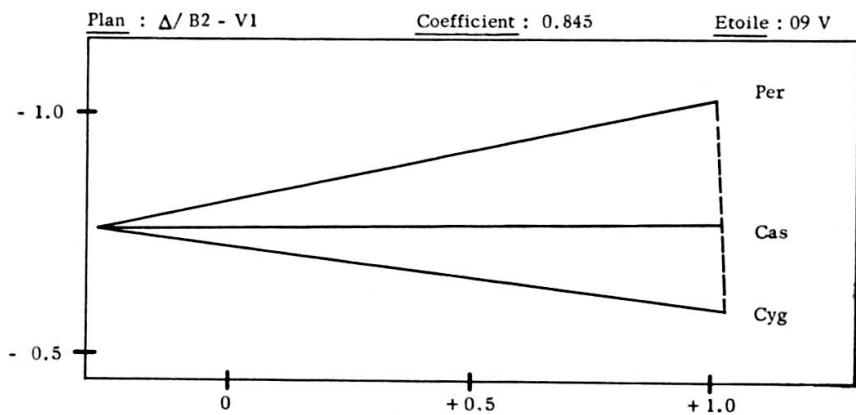


FIG. 18.



C. *Les plans associant d , Δ ou g à l'indice ($B2 - V1$)*

M. Golay a montré que ce type de plan est particulièrement intéressant. Il convient d'en étudier les propriétés lorsqu'on introduit le rougissement interstellaire. Le déplacement d'un point (à partir de la position « couleur intrinsèque ») sous l'action du rougissement interstellaire, est considérable le long de l'axe ($B2 - V1$). Si le coefficient du paramètre est convenablement choisi, la pente de la ligne de rougissement est voisine de zéro pour l'une des lois au moins. Dans le plan $d/(B2 - V1)$ (figure 16) nous avons dilaté l'échelle des ordonnées pour faire apparaître la courbure des lignes de rougissement. Des courbures existent également sur les figures 17 et 18 mais elles ne sont pas perceptibles à cause de la faible échelle adoptée pour diminuer l'encombrement vertical.

L'emploi de plans associant un paramètre à un indice quelconque est subordonné à la connaissance préalable d'une séquence de référence bien déterminée. Le problème consiste à évaluer l'excès E ($B2 - V1$).

9. « COEFFICIENTS FIXES ADAPTÉS »

Nous avons constaté, à propos des graphiques 1 à 7, l'existence d'extremums intéressants lorsqu'on choisit judicieusement le coefficient d'une combinaison linéaire. Rappelons que la correction δ (figures 1 à 7) dépend uniquement de:

- a) Type spectral;
- b) Grandeur de l'excès;
- c) Loi d'extinction;
- d) Valeur du coefficient.

Nous nous proposons ici d'employer le coefficient fixe le mieux adapté à un travail bien déterminé.

Il s'agit donc de fixer un certain domaine d'application aux grandeurs citées plus haut (a, b, c, d). Nous allons imaginer quelques utilisations typiques en déterminant ces grandeurs.

Premier exemple

- a) En vue d'un travail sur les étoiles O et premiers types B;
- b) excès E_{B-V} compris entre 0 et 1.2 (correspondant à peu près à $M=2.5$);
- c) Loi de Cassiopée;
- d) Le meilleur coefficient dans les conditions a, b, c .

Paramètre d : figure 3.

$K = 1.350$.

Précision: $d - 0.004$ vers $M = 1.2$.

Précision sur Per : $d - 0.018$ vers $M = 2.5$

Précision sur Cyg: $d + 0.040$ vers $M = 2.5$

Second exemple

- a) domaine des étoiles A;
- b) excès $E_B - \nu$ compris entre 0 et 1.2;
- c) loi de Cassiopée.

Paramètre g :

$K = 1.350$.

Précision: $g + 0.002$ vers $M = 1.5$

Précision sur Per : $g + 0.090$ à $M = 2.5$

Précision sur Cyg: $g - 0.040$ à $M = 2.5$

Il est évidemment possible de préciser dans quel sens varie l'erreur lorsqu'on s'écarte du type spectral prévu initialement.

Troisième exemple :

- a) étoiles du domaine G4 V;
- b) excès $E_B - \nu$ compris entre 0 et 1;
- c) loi de Cassiopée.

Paramètre d :

$K = 1.400$.

Précision: $d + 0.001$.

Ce procédé est très efficace lorsqu'on se propose d'étudier un domaine restreint de types spectraux. Les graphiques 1 à 3 montrent qu'il est même parfois possible d'associer des types d'étoiles assez différents.

Par cette méthode on est assuré de conserver intégralement la dispersion naturelle. La dispersion due à la loi d'extinction existe bien, mais ses effets sont connus.

10. « COEFFICIENTS VARIABLES »

On envisage une combinaison linéaire

$$P_0 = (C_i - C_j)_0 - K(C_k - C_l)_0$$

$$P_M = (C_i - C_j)_M - K(C_k - C_l)_M$$

relative à une étoile non rougie et rougie respectivement.

Nous avons montré que la fonction de correction possède un point singulier en $(C_k - C_l) = 0$ mais qu'il est possible de le supprimer en translatant l'échelle des magnitudes d'une constante C . Nous avons alors:

$$5) \quad K'_{M, L, T} = \frac{E_{i,j}^M + K'_o(C_k - C_l + C)_0}{(C_k - C_l + C)_M}$$

Le coefficient K' dépend des coordonnées de l'étoile et d'une séquence de référence. Nous avons déjà établi le programme de calcul sur des modèles continus de Code mais il reste à déterminer le réseau des séquences de référence pour l'ensemble des principaux types d'étoiles.

Pour éviter de perdre trop d'informations en nous rattachant à une séquence déterminée dans un seul plan, nous tenons compte simultanément des sept couleurs du catalogue pour ramener l'étoile étudiée à ses valeurs intrinsèques. Nous espérons ainsi conserver une plus grande partie de la dispersion naturelle des indices.

Ce calcul direct, en utilisant toutes les ressources de l'ordinateur, laisse à l'utilisateur un grand choix d'options avec des valeurs déjà calculées et immédiatement comparables.

Lorsque nous disposerons de ce réseau de séquences, il sera possible de traiter des ensembles de points très étendus. Alors que les « coefficients fixes adaptés » s'appliquent bien à l'étude des étoiles particulières, les « coefficients variables » sont indispensables à l'étude des séquences d'amas ouverts et d'associations ou de groupes stellaires présentant un large éventail de types spectraux.

CONCLUSIONS

L'étude des effets du rougissement interstellaire sur la photométrie en sept couleurs nous a conduit à préciser certains effets connus et à mettre en évidence des particularités nouvelles dans les lois d'extinction et les propriétés de certains indices de couleur.

Nous avons pu montrer qu'il est possible d'établir avec précision les lois d'extinction des étoiles O, tandis que la classification spectrale, dans son état actuel, ne

permet pas de comparer utilement des paires d'étoiles différemment rougies d'un type ultérieur. Ceci nous oblige à utiliser les lois d'extinction des étoiles O pour l'ensemble des autres types spectraux. En simulant par le calcul à l'ordinateur le rougissement interstellaire sur la base d'une bonne calibration, de continus et de lois d'extinction connues, nous avons pu établir les propriétés géométriques des lignes de rougissement dans tous les plans usuels et pour tous les types d'étoiles. Les différents paramètres connus d , Δ , g , m_2 peuvent rester insensibles à l'extinction interstellaire dans des conditions bien déterminées mais, en général, la méconnaissance de la loi peut entraîner des erreurs assez importantes. Le plan d/Δ (figure 14, partie II) jouit de deux propriétés particulièrement intéressantes : il permet de détecter l'existence de lois individuelles, d'une part, et d'estimer la position du « coude » des lois décrites par Nandy, d'autre part.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BERNACCA, P. L. (1967). *Contr. Oss. Astrofis.* Univ. Padova, n° 202.
- [2] CHALONGE, D. et L. DIVAN (1952). *Ann. astrophys.*, vol. 15 n° 83, et comm. personnelle.
- [3] CODE, A. D. (1964). *Stars and stellar systems*, vol. VI.
- [4] COLLINS, G. W. (1968). *Astrophys. J.* 152, 847.
- [5] DIVAN, L. (1954). *Contr. Inst. Astrophys. Paris*, série B, n° 120.
- [6] GOLAY, M. (1959). *Publ. Obs. Genève*, fasc. 60.
- [7] GOY, G. et A. MAEDER, (1969). Sous presse.
- [8] HYNEK, J. A. (1951). *Astrophys. Mc. Hill*, Congo Inc.
- [9] JASCHEK, C. et M. (1966). *IAU Symp.*, n° 24.
- [10] MAEDER, A. (1969). *Publ. Obs. Genève*, fasc. 75.
- [11] MAEDER, A. (1969). *Publ. Obs. Genève*, fasc. 76.
- [12] MELBOURNE, W. G. (1960). *Astrophys. J.*, 132, 101.
- [13] NANDY, K. (1964). *Publ. R. Obs. Edinburgh*. Vol. 3, n° 6.
- [14] —. (1965). *Publ. R. Obs. Edinburgh*., vol. 5, n° 2.
- [15] —. (1965). *Publ. R. Obs. Edinburgh*., vol. 5, n° 3.
- [16] —. (1966). *Publ. R. Obs. Edinburgh*., vol. 5, n° 11.
- [17] —. (1967). *Publ. R. Obs. Edinburgh*., vol. 6, n° 3.
- [18] —. (1968). *Publ. R. Obs. Edinburgh*., vol. 6, n° 7.
- [19] RUFENER, F. et al. (1964). *Publ. Obs. Genève*, fasc. 66.
- [20] —. (1966). *J. Observateurs*, Marseille, vol. 49, n° 11 + 12.

