

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 12 (1959)
Heft: 1

Artikel: Les irrégularités du fond continu des spectres stellaires et leurs effets sur les mesures photoélectriques
Autor: Golay, M.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739045>

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: 02.01.2026

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

LES IRRÉGULARITÉS DU FOND CONTINU DES SPECTRES STELLAIRES ET LEURS EFFETS SUR LES MESURES PHOTOÉLECTRIQUES

PAR

M. GOLAY

Résumé

A l'aide de la photométrie en six couleurs de Stebbins et Whitford et de la photométrie en trois couleurs de Johnson et Morgan, l'auteur montre qu'il est possible de mettre en évidence les divers accidents du spectre continu des étoiles de type spectral compris entre 0 et F₈.

I. INTRODUCTION.

En général le choix des filtres utilisés dans les divers systèmes photométriques à large bande passante a été effectué sans tenir compte du rôle que pouvaient jouer les accidents du spectre continu d'une étoile. Or ce choix doit être dicté par la facilité de reproductibilité du système photométrique et la nécessité d'avoir une relation simple entre les indices de couleur et les principaux paramètres caractérisant le fond continu de l'étoile (les divers gradients, les discontinuités). La photométrie en six couleurs de Stebbins et Whitford va nous permettre de mettre en évidence le rôle que jouent les discontinuités de Balmer, celle à 4.800 Å et les changements de gradient à 4.800 Å.

II. SPECTRE CONTINU DES ÉTOILES.

Les résultats que nous signalons sont tirés des travaux de D. Chalonge et L. Divan [1].

Dans le cas général d'une étoile de type spectral compris entre O_6 et G_0 , le spectre continu se présente à peu près comme l'indique la figure 1.

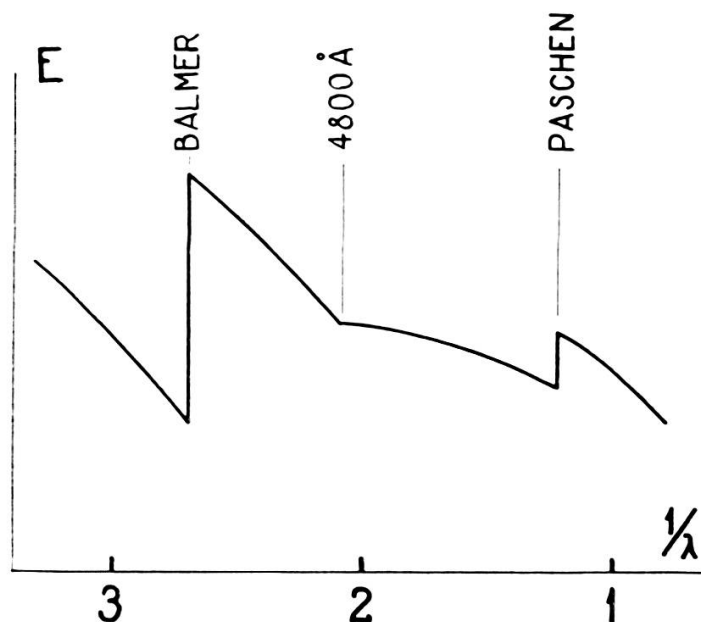


Fig. 1.

On remarque la discontinuité de Balmer à 3.700 \AA environ et la cassure à 4.800 \AA qui met en évidence un excès de visible pour les longueurs d'onde supérieures à 4.800 \AA . Enfin, en dessous de 3.700 \AA on peut définir un gradient absolu φ_{uv} , entre 3.700 \AA et 4.800 \AA un gradient absolu φ_b et au-delà un gradient (assez mal défini encore) φ_r . Ces trois gradients sont différents pour une étoile donnée.

Rappelons comment varient quelques-uns de ces paramètres. La discontinuité de Balmer D varie avec le type spectral et la classe de luminosité. Sa variation est représentée, pour deux classes de luminosité, dans la figure 2 où nous portons en abscisse φ_b au lieu des types spectraux afin d'utiliser une échelle bien définie. Les deux courbes tracées sont des coupes (normales à l'axe des λ_1) à $\lambda_1 - 3700 = 75$ et à $\lambda_1 - 3700 = 10$ de la surface Σ qui lie les trois paramètres introduits par Chalonge: λ_1 , φ_b , D . Nous représentons cette importante surface dans la figure 3 et la projection sur le plan λ_1 , D dans la figure 4.

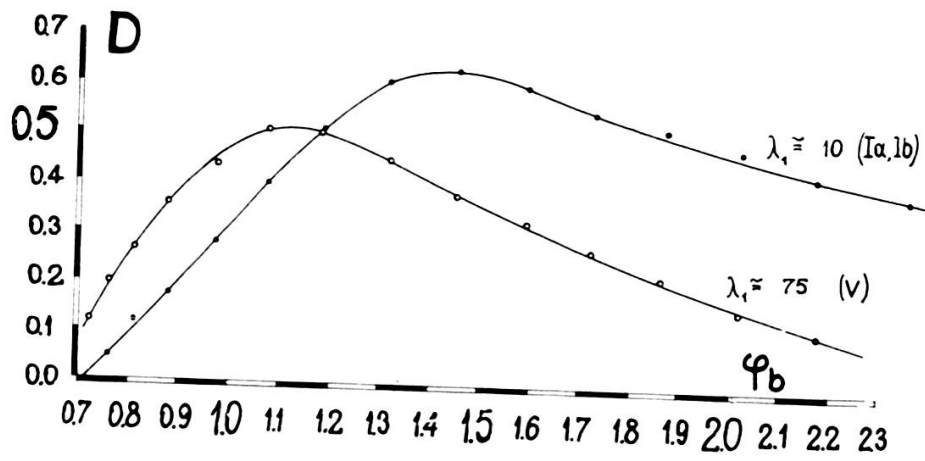


Fig. 2.

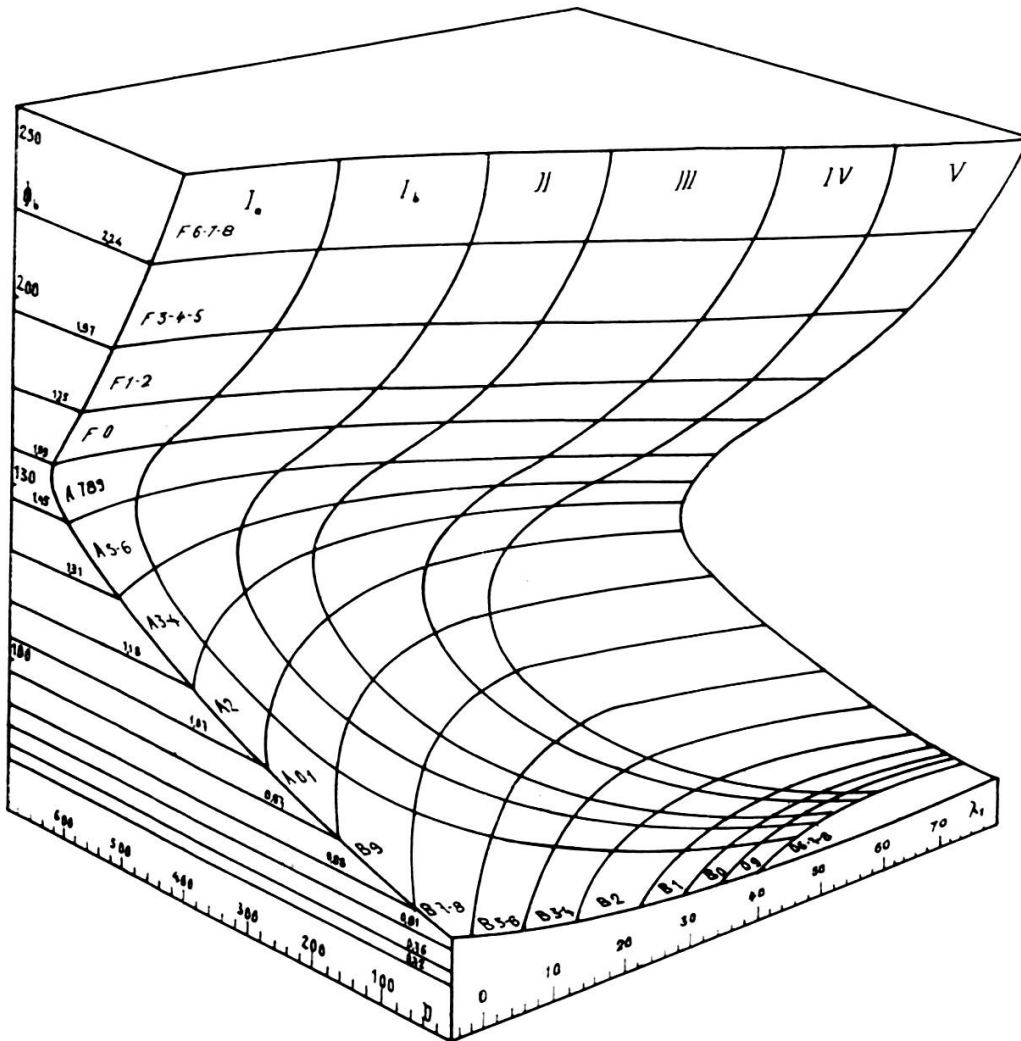
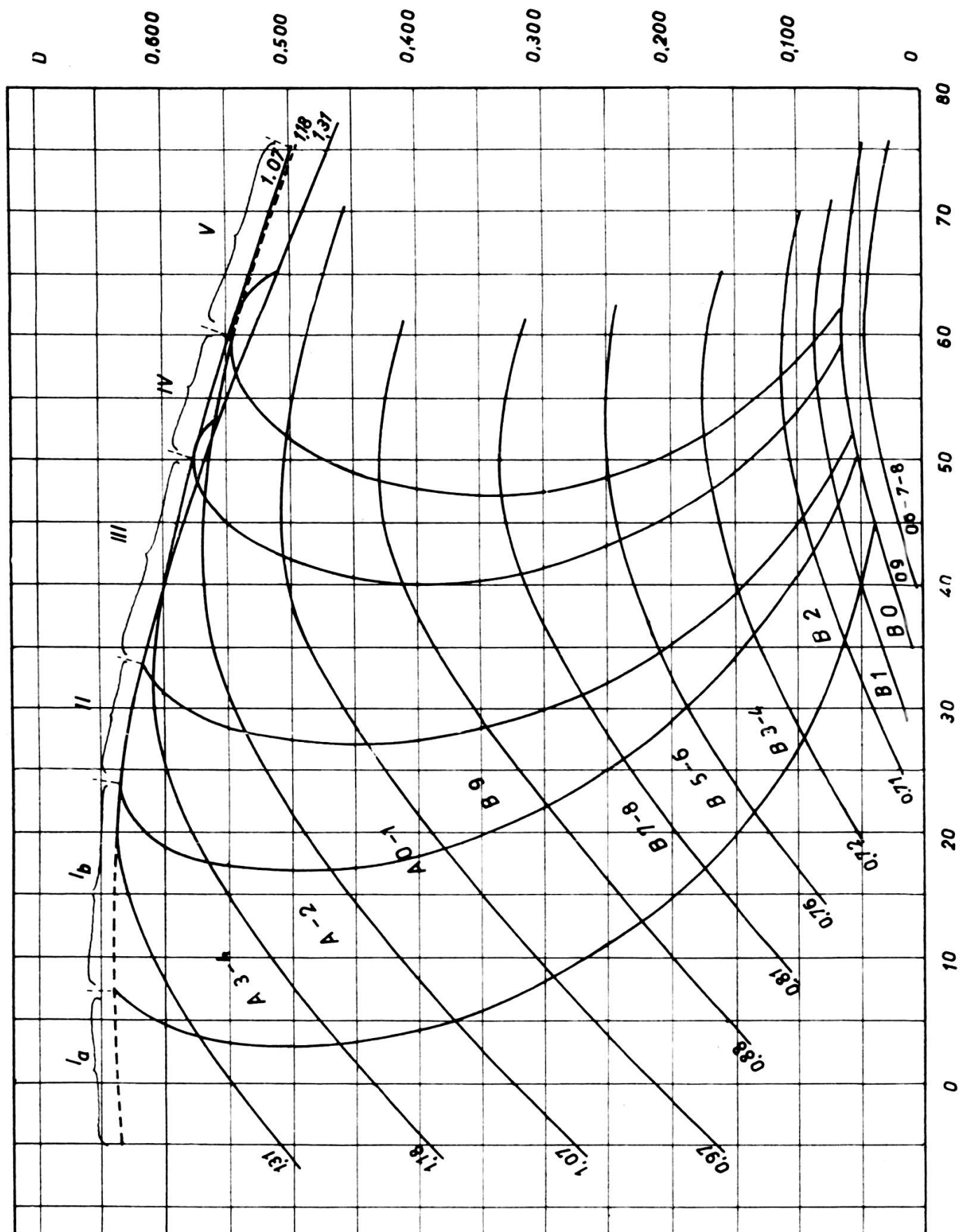


Fig. 3.



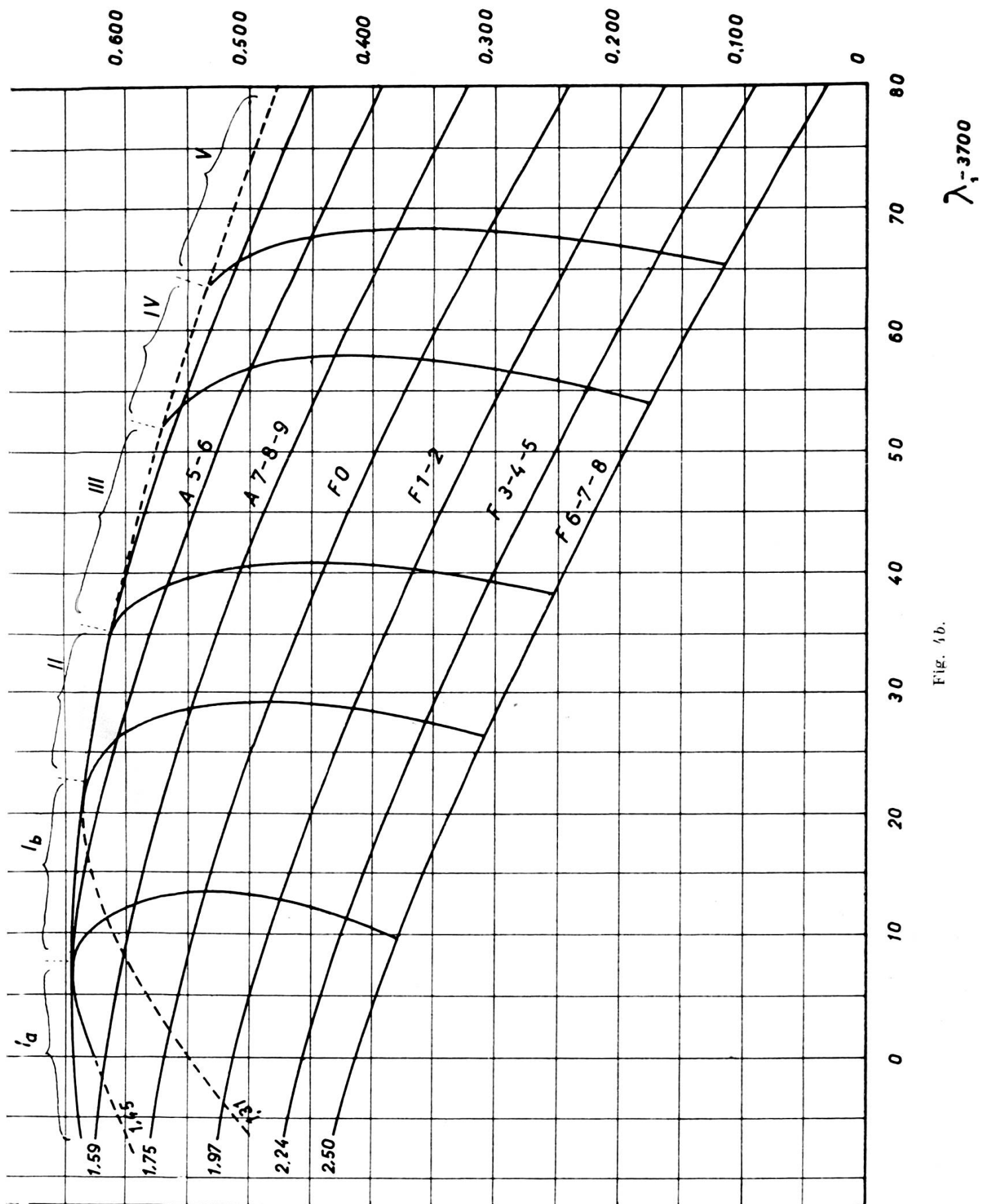


Fig. 4b.

Quant à la déformation du continu aux environs de 4.800 Å qui se manifeste par une cassure et une modification de la forme de la courbe d'énergie, nous ne disposons encore d'aucun paramètre pour la caractériser. Nous ne pouvons que répéter la représentation qu'en donne Chalonge.

Soit T_b la température de couleur d'une étoile établie pour des longueurs d'onde inférieures à 4.800 Å, E_λ le rayonnement de l'étoile pour la longueur d'onde λ .

Posons :

$$\delta_\lambda = \log E_\lambda - \log B_\lambda(T_b) .$$

Traçons les courbes $\delta_\lambda = f(1/\lambda)$ (figures 5 et 6). La cassure a bien lieu au voisinage de $\frac{1}{\lambda} = 2,05$.

On observe :

Pour les naines :

- a) De O à B₉ la courbe δ_λ reste identique;
- b) Les valeurs de δ_λ à λ constant diminuent progressivement avec le type spectral.

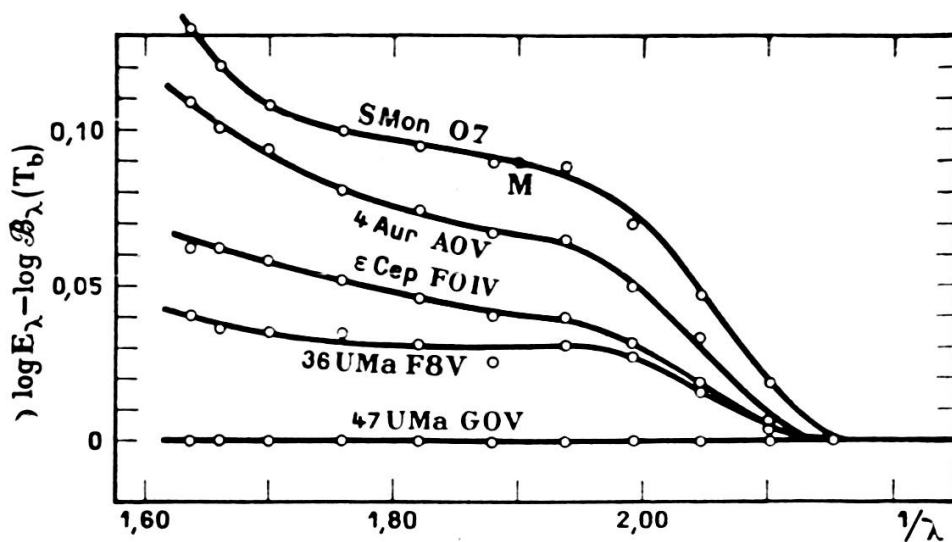


Fig. 5.

Pour les supergéantes :

- c) Jusqu'à B₉ la courbe est semblable à celle de O₉ — B₉ de la classe V;

- d) A λ constant, dès le type B₉ les δ_λ croissent jusqu'à un maximum atteint vers A₅ puis décroissent rapidement dès A₅.

Note: Selon une remarque récente de Chalonge, la courbe relative au type G₀ de la figure 5 ne serait pas une droite parallèle à l'abscisse mais une courbe d'ordonnée décroissante.

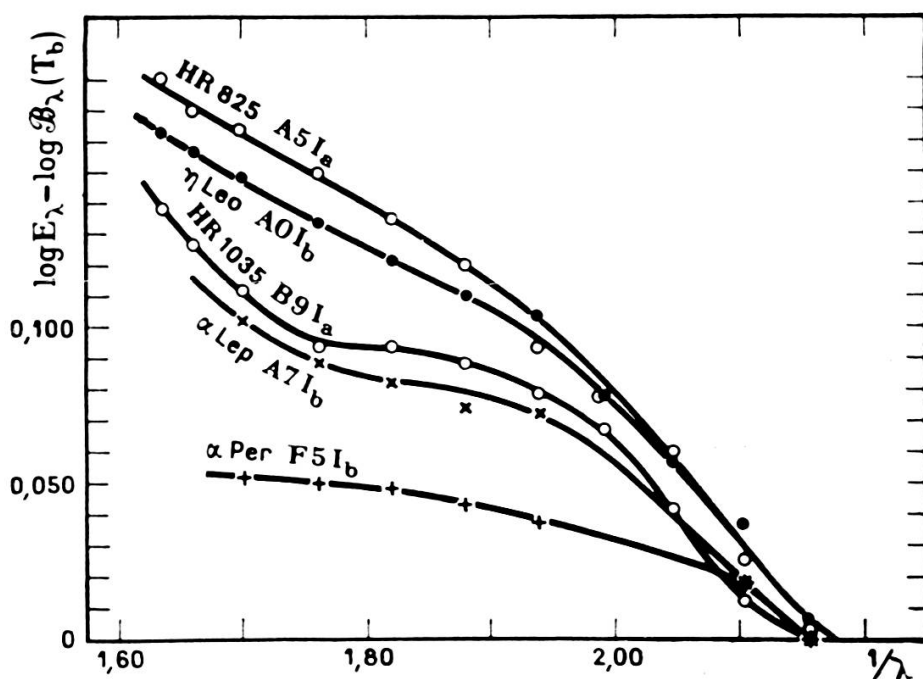


Fig. 6.

III. SYSTÈME PHOTOMÉTRIQUE ÉTUDIÉ.

Dans ce travail nous étudions le rôle des divers accidents du spectre continu particulièrement à l'aide de la photométrie en six couleurs de Stebbins et Whitford [2, 3] et de la photométrie en trois couleurs de Johnson et Morgan [4].

La figure 7 donne les courbes de transmission « cellule-filtre » de la photométrie en six couleurs [5], le figure 8 celle de la photométrie en trois couleurs [6].

Nous mettrons entre crochets les couleurs et les indices de couleurs relatifs au système de Stebbins et Whitford et

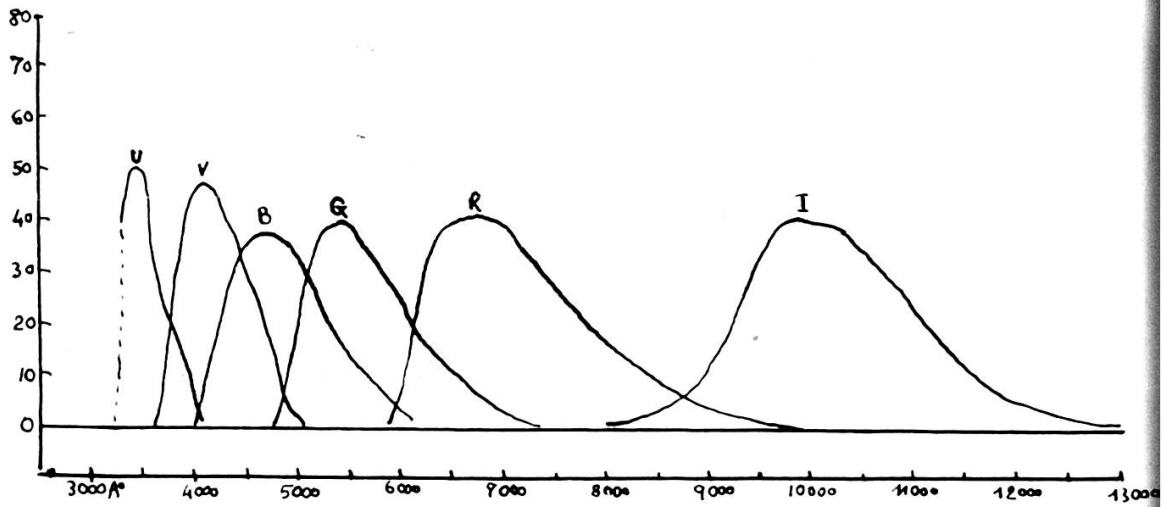


Fig. 7.

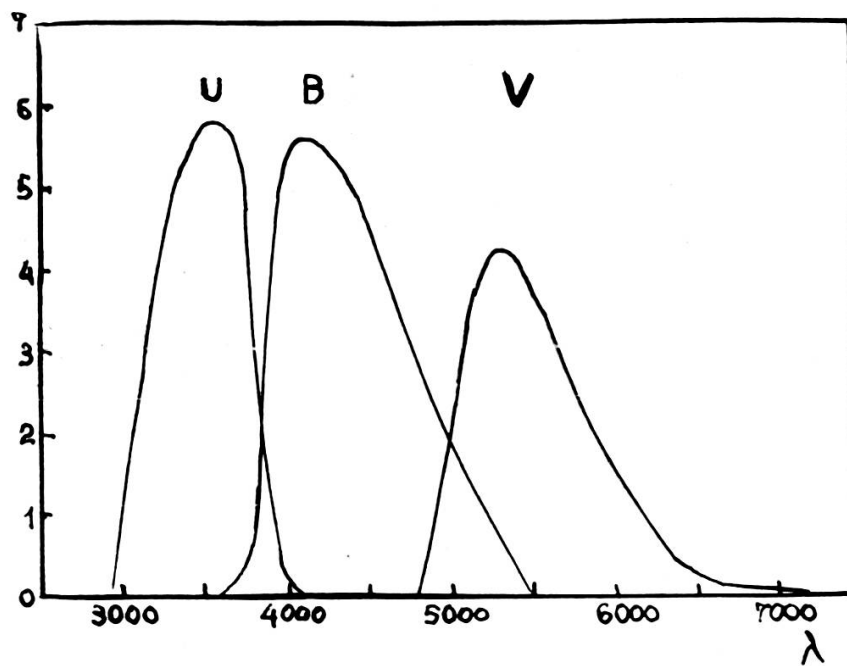


Fig. 8.

entre parenthèses ceux relatifs au système de Johnson et Morgan.

Les longueurs d'onde effectives de ces filtres dans le cas d'une source d'égale répartition de l'énergie sont résumées dans le tableau I.

TABLEAU I.

Photométrie en six couleurs λ eff. (Å) $1/\lambda$	[U] 3511 2,848	[V] 4228 2,365	[B] 4878 2,050	[G] 5673 1,763	[R] 7159 1,397	[I] 10.300 0,971
Photométrie en trois couleurs λ eff. $1/\lambda$	(U) 3499 2,858	(B) 4425 2,260	(V) 5539 1,805			

IV. EFFET DE LA DISCONTINUITÉ DE BALMER DANS LA PHOTOMÉTRIE EN TROIS COULEURS.

Lorsqu'on tente de calculer l'effet de la discontinuité de Balmer sur le filtre (B) en utilisant les courbes de transmission données dans [6] et reproduites dans la figure 7, on trouve qu'il est négligeable. M^{me} A. M. Rozis-Saulgeot est arrivée aux mêmes conclusions [9]. Cependant l'expérience nous conduit à infirmer ce résultat et à admettre que la courbe donnée ne correspond pas à la réalité dans l'intervalle de longueur d'onde 3.700-3.800 Å.

Formons un diagramme ayant [V-G] en ordonnée et (B-V) en abscisse (figure 9). Extrayons du tableau II les étoiles non rougies de classe V et de type spectral B₀ à G₂. La relation est linéaire.

Or l'examen de la courbe de transmission du filtre [V] montre clairement que celui-ci transmet passablement plus d'ultraviolet que le filtre (B) (figure 10) et un calcul simple permet d'évaluer à 0,05 magnitude l'effet d'une discontinuité de $D = 0,5$. Il est facile de se rendre compte qu'une modification brusque du fond continu ne change pas la relation linéaire existant entre deux indices établis à partir de filtres presque semblables si, d'une part cette discontinuité est commune aux deux filtres de même longueur d'onde effective et si, d'autre part, la discontinuité divise chacune des courbes de transmission de ces filtres en deux surfaces dont le rapport est petit. Il faut encore que le quotient de ces rapports ne soit pas grand, ce qui

N° H.D.	Nom	SP.	[U]	[V]	[B]	[G]	[R]
47839	15 S Mono	07	— 2,29	— 1,20	— 0,53	— 0,06	+ 0,59
24912	46 ξ Per	07	— 1,85	— 0,89/— 0,90	— 0,36	— 0,03/— 0,04	+ 0,40
14633		08	— 2,27	— 1,17	— 0,53	— 0,03	+ 0,57
214680	10 Lac	09 V	— 2,25	— 1,16	— 0,52	— 0,05	+ 0,57
209975	19 Cep	09,5 Ib	— 1,73	— 0,81	— 0,34	— 0,04	+ 0,37
195592		09,5 Ia	— 0,14	+ 0,13	+ 0,18	+ 0,04	— 0,21
149757	ξ Oph	09,5 V	— 1,68	— 0,89	— 0,36	— 0,04	+ 0,40
37468	48 σ Ori	09,5 V	— 2,18	— 1,15	— 0,53	— 0,06	+ 0,59
37742	ξ Ori	09,5 Ib	— 2,18	— 1,12/— 1,11	— 0,52/— 0,51	— 0,05/— 0,04	+ 0,57/0,56
205196		B0 Ib	— 0,77	— 0,12	+ 0,02	+ 0,02	— 0,04
207538		B0 V	— 1,22	— 0,47	— 0,15	— 0,03	+ 0,18
37128		B0 Ia	— 2,12/— 2,14	— 1,10	— 0,50	— 0,04/— 0,05	+ 0,54/0,55
194839		B0,5 Ia	+ 0,09	+ 0,34	+ 0,30	+ 0,01	— 0,31
213087	26 Cep	B0,5 Ib	— 1,19	— 0,55	— 0,15	— 0,03	+ 0,18
198781		B0,5 V	— 1,67	— 0,87	— 0,35	— 0,04	+ 0,38
192422		B0,5 Ib	— 0,99	— 0,37	— 0,06	— 0,01	+ 0,07
38771		B0,5 Ia	— 2,12	— 1,10	— 0,50	— 0,05	+ 0,55
24760		B0,5 V	— 2,12/— 2,11	— 1,14/— 1,15	— 0,53/— 0,52	— 0,07	+ 0,60/0,50
216411		B1 Ia	— 0,72	— 0,17	— 0,03	+ 0,04	— 0,01
2905		B1 Ia	— 1,64	— 0,77	— 0,30	— 0,04	+ 0,35
24398	44 ξ Per	B1 Ib	— 1,59/— 1,60	— 0,79	— 0,33/— 0,32	— 0,04/— 0,05	+ 0,37
35439	25 Ori	B1 V	— 2,03	— 1,12	— 0,53	— 0,06	+ 0,59
169454		B1 Ia	+ 0,03	+ 0,28	+ 0,30	+ 0,02	— 0,31
116658	α Vir	B1 V	— 2,08	— 1,17	— 0,53	— 0,06	+ 0,59
36695	V V Ori	B1 V	— 2,00	— 1,10	— 0,51	— 0,06	+ 0,57
35411	28 η Ori	B1 V	— 2,05	— 1,10	— 0,52	— 0,05	+ 0,57
40111	139 Tau	B1 Ib	— 1,85	— 0,94	— 0,43	— 0,05	+ 0,48
194279		B1,5 Ia	+ 0,20	+ 0,36	+ 0,34	+ 0,03	— 0,37
206165	9 Cep	B2 Ib	— 1,19	— 0,59	— 0,20	— 0,04	+ 0,25
198478	55 Cyg	B3 Ia	— 0,98	— 0,43	— 0,12	— 0,01	+ 0,12
120315	85 η U Maj	B3 V	— 1,80/— 1,79	— 1,12/— 1,11	— 0,52	— 0,06	— 0,58
32630	η Auri	B3 V	— 1,73	— 1,09	— 0,50	— 0,07	+ 0,57
212455		B5 Iab	— 0,87	— 0,47	— 0,11	— 0,03	+ 0,14
169034		B5 Ia	+ 0,66	+ 0,63	+ 0,50	+ 0,05	— 0,55
4727		B5 V	— 1,63	— 1,07	— 0,50	— 0,05	+ 0,55
87901	α Léo	B7 V	— 1,30	— 1,02	— 0,46	— 0,07	+ 0,53
199478		B8 Ia	— 0,76	— 0,34	— 0,06	— 0,01	— 0,07
183914	β Cyg	B8 V	— 1,20	— 0,96	— 0,46	— 0,04	+ 0,50
34085	β Ori	B8 Ia	— 1,55	— 0,92	— 0,39	— 0,03	+ 0,42
218045	α Peg	B9 V	— 0,83	— 0,92	— 0,43	— 0,05	+ 0,48
139006	α Cr B	A0 V	— 0,82	— 0,89	— 0,42	— 0,05	+ 0,47
172167	3 α Lyr	A0 V	— 0,81	— 0,92	— 0,44	— 0,04	+ 0,49
47105	γ Gem	A0 IV	— 0,71	— 0,86	— 0,42	— 0,04	+ 0,46
103287	γ U Ma	A0 V	— 0,76	— 0,88	— 0,42	— 0,05	+ 0,47
48915	α C Ma	A1 V	— 0,86	— 0,87	— 0,43	— 0,05	+ 0,48
60178-9	α Gem	A1 V	— 0,77	— 0,84	— 0,41	— 0,04	+ 0,45
95418	β U Ma	A1 V	— 0,81	— 0,88	— 0,43	— 0,05	+ 0,48
197345	α Cyg	A2 Ia	— 0,94	— 0,80	— 0,34	— 0,02	+ 0,36
183	β Aur	A2 V	— 0,72	— 0,84	— 0,40	— 0,06	+ 0,46
116656	ξ U Ma	A2 V	— 0,74	— 0,84	— 0,41	— 0,05	+ 0,46
116591	δ U Ma	A3 V	— 0,65	— 0,79	— 0,38	— 0,05	+ 0,43
102647	β Léo	A3 V	— 0,61	— 0,76	— 0,36	— 0,06	+ 0,42
97603	δ Léo	A4 V	— 0,55	— 0,73	— 0,35	+ 0,04	+ 0,39
8538	37 δ Car	A5 V	— 0,51	— 0,70	— 0,34	— 0,04	+ 0,38
187642	53 α Aql	A7 IV-V	— 0,54	— 0,62	— 0,30	— 0,01	+ 0,31
113139	78 U Ma	F2 V	— 0,46	— 0,42	— 0,16	— 0,02	+ 0,19
163506	89 Her	F2 Ia	— 0,07	— 0,45	— 0,20	— 0,03	+ 0,22
182640	30 δ Aql	F0 IV	— 0,48	— 0,49	— 0,20	— 0,03	+ 0,23
195593	44 Cyg	F5 Iab	+ 1,04	+ 0,37	+ 0,27	0,00	— 0,27
61421	α C Mi	F5 IV-V	— 0,43	— 0,38	— 0,14	— 0,03	+ 0,17
20902	α Per	F5 Ib	+ 0,09/0,10	— 0,28	— 0,11	— 0,02	+ 0,13
194093	γ Cyg	F8 Ib	+ 0,38/+ 0,39	— 0,05	— 0,02	— 0,03/+ 0,04	+ 0,04/+ 0,09
102870	β Vir	F8 V	— 0,21	— 0,19	— 0,06	— 0,03	+ 0,09
90839	36 U Ma. A	F8 V	— 0,40	— 0,25	— 0,08	— 0,02	+ 0,10
142373	χ Her	F9 V	— 0,32	— 0,18	— 0,04	0,00/0,01	+ 0,04/0,05
95128	47 U Maj	G0 V	— 0,17	— 0,11	— 0,01	— 0,02	+ 0,03
39587	χ^s Ori	G0 V	— 0,24	— 0,12	— 0,02	— 0,01	+ 0,03
19373	ζ Per	G0 V	— 0,16	— 0,12	— 0,03	— 0,02	+ 0,05
10307	HR 483	G2 V	— 0,20/— 0,21	— 0,14	— 0,02/— 0,03	— 0,02	+ 0,05

Note: Ce tableau réunit toutes les étoiles de classes V et I de type spectral bien défini, dont les six couleurs et les

[I]	(B-V)	(U-B)	[V-G]	[B-G]	[R-I]	[G-R]	[V-R]
+ 1,38 + 0,91/0,89 + 1,38 + 1,32 + 0,81 + 0,62 + 0,94 + 1,38 + 1,33/1,32	+ 0,04 - 0,21 - 0,20 + 0,09 + 0,87 + 0,02 - 0,24 - 0,21	- 0,93 - 1,09 - 1,04 - 0,84 - 0,19 - 0,86 - 1,05 - 1,05	- 1,14 - 0,86 - 1,14 - 1,11 - 0,77 + 0,09 - 0,85 - 1,09 - 1,07	- 0,47 - 0,33/- 0,32 - 0,50 - 0,47 - 0,30 + 0,14 - 0,32 - 0,47 - 0,47	- 0,79 - 0,51/- 0,49 - 0,081 - 0,75 - 0,44 + 0,41 + 0,54 - 0,79 - 0,76/- 0,76	- 0,65 - 0,43/- 0,44 - 0,60 - 0,62 - 0,41 + 0,25 - 0,44 - 0,65 - 0,62/- 0,60	- 1,79 - 1,29/- 1,30 - 1,74 - 1,73 - 1,18 + 0,34 - 1,29 - 1,74 - 1,69/- 1,57
- 0,12 + 0,50 + 1,27/1,28 - 0,80 + 0,52 + 0,85 + 0,10 + 1,29 + 1,33/1,31	+ 0,57 + 0,33 - 0,20/- 0,18 - 0,19 + 1,00 + 0,37 + 0,07 + 0,50 - 0,18/- 0,16 - 0,17/- 0,18	- 0,45 - 0,64 - 1,06/- 1,03 - 1,04 - 0,09 - 0,59 - 0,77 - 0,47 - 1,06/- 1,03 - 0,98/- 1,00	- 0,14 - 0,44 - 1,05/- 1,05 + 0,33 - 0,52 - 0,83 - 0,36 - 1,05 - 1,07/- 1,08	0 - 0,12 - 0,46/- 0,45 + 0,29 - 0,12 - 0,41 - 0,05 - 0,45 - 0,46/- 0,45	+ 0,08 - 0,21 - 0,73/- 0,73 + 0,49 - 0,34 - 0,47 - 0,03 - 0,74 - 0,73/- 0,72	+ 0,06 - 0,21 - 0,58/- 0,60 + 0,32 - 0,21 - 0,42 - 0,08 - 0,60 - 0,67/- 0,66	- 0,08 - 0,65 - 1,64/- 1,65 + 0,65 - 0,73 - 1,25 - 0,44 - 1,65 - 1,74/- 1,74
- 0,08 + 0,73 + 0,78/0,79 + 1,33 + 0,76 + 1,34 + 1,25 + 1,30 + 1,08 - 0,92	+ 0,60 + 0,15/+ 0,14 + 0,13 - 0,21 + 0,94 - 0,23/- 0,26 - 0,17 - 0,19 - 0,06 + 1,03	- 0,43 - 0,80/- 0,79 - 0,77 - 0,92 + 0,18 - 0,94 - 0,92 - 0,93 - 0,94 - 0,03	- 0,21 - 0,73 - 0,75/- 0,74 - 1,06 + 0,26 - 1,11 - 1,04 - 1,05 - 0,89 + 0,33	- 0,07 - 0,26 - 0,29/- 0,27 - 0,47 + 0,28 - 0,47 - 0,44 - 0,47 - 0,38 + 0,31	+ 0,07 - 0,38 - 0,41 - 0,74 + 0,45 - 0,75 - 0,68 - 0,73 - 0,60 + 0,55	+ 0,05 - 0,39 - 0,41/- 0,42 - 0,65 + 0,33 - 0,65 - 0,63 - 0,62 - 0,53 + 0,40	- 0,16 - 1,12 - 1,16 - 1,71 + 0,59 - 1,76 - 1,67 - 1,67 - 1,42 + 0,73
+ 0,47 + 0,23 + 1,28 + 1,21 + 0,25 + 1,38 + 1,16 + 1,08 + 0,10 + 1,00 + 0,96 + 1,00	+ 0,30 + 0,40 - 0,20 - 0,17/- 0,18 + 0,38 + 1,25 - 0,15 - 0,12/- 0,11 + 0,47 - 0,10 - 0,03 - 0,05	- 0,52 - 0,46 - 0,68 - 0,68/- 0,67 + 0,36 + 0,20 - 0,57/- 0,58 - 0,38/- 0,36 - 0,33 - 0,32 - 0,69 - 0,06	- 0,55 - 0,42 - 1,06/- 1,05 - 1,02 - 0,44 + 0,58 - 1,02 - 0,95 - 0,33 - 0,92 - 0,89 - 0,87	- 0,16 - 0,11 - 0,46 - 0,43 - 0,08 + 0,45 - 0,45 - 0,39 - 0,05 - 0,42 - 0,36 - 0,38	- 0,22 - 0,11 - 0,70 - 0,64 - 0,11 + 0,83 - 0,51 - 0,53 - 0,03 - 0,50 - 0,54 - 0,42	- 0,29 - 0,13 - 0,64 - 0,64 - 0,17 + 0,60 - 0,60 - 0,60 - 0,08 - 0,54 - 0,45 - 0,53	- 0,84 - 0,55 - 1,70/- 1,69 - 1,66 - 0,61 + 1,18 - 1,62 - 1,55 - 0,41 - 1,46 - 1,34 - 1,40
+ 0,94 + 0,93 + 0,89 + 0,94 + 1,02 + 0,92 + 0,97 + 0,72 + 0,91 + 0,94 + 0,83 + 0,84 + 0,76 + 0,74 + 0,68	- 0,02 0,00 0,00 0,00 + 0,01 + 0,04 - 0,02 + 0,09 + 0,03 + 0,02 + 0,08 + 0,09 + 0,13 + 0,14/0,13 + 0,23/0,22	- 0,02 - 0,01 + 0,01/0,02 + 0,01 - 0,08 + 0,02 + 0,02 - 0,25 + 0,06 + 0,04 + 0,07 + 0,12 + 0,10/0,12 + 0,07/0,08	- 0,84 - 0,88 - 0,82 - 0,83 - 0,82 - 0,80 - 0,83 - 0,78 - 0,78 - 0,79 - 0,74 - 0,70 - 0,69 - 0,66 - 0,61	- 0,37 - 0,40 - 0,38 - 0,37 - 0,38 - 0,37 - 0,38 - 0,32 - 0,34 - 0,36 - 0,33 - 0,30 - 0,31 - 0,30 - 0,29	- 0,47 - 0,44 - 0,43 - 0,47 - 0,54 - 0,47 - 0,49 - 0,36 - 0,45 - 0,48 - 0,40 - 0,42 - 0,37 - 0,36 - 0,37	- 0,52 - 0,53 - 0,50 - 0,52 - 0,53 - 0,49 - 0,53 - 0,38 - 0,52 - 0,51 - 0,48 - 0,48 - 0,43 - 0,42 - 0,32	- 1,36 - 1,41 - 1,32 - 1,35 - 1,35 - 1,29 - 1,36 - 1,16 - 1,30 - 1,30 - 1,22 - 1,18 - 1,12 - 1,08 - 0,93
+ 0,44 + 0,40 + 0,48 + 0,69 + 0,39 + 0,21/0,22 + 0,10/+ 0,09 + 0,21 + 0,22 + 0,13 + 0,11 + 0,12 + 0,13 + 0,10/0,11	+ 0,37/0,36 + 0,35 + 0,32 + 1,02 + 0,40 + 0,48/0,49 + 0,68 + 0,54/0,55 + 0,51 + 0,56 + 0,61 + 0,59 + 0,60 + 0,63	0,00/+ 0,01 + 0,25 + 0,04 + 0,73 - 0,01 + 0,34/0,38 (+ 0,53) + 0,10 0,00 + 0,01 + 0,13 + 0,06 + 0,10 + 0,12	- 0,40 - 0,42 - 0,46 + 0,37 + 0,35 - 0,26 - 0,02/- 0,09 - 0,16 - 0,23 - 0,18/- 0,17 - 0,09 - 0,11 - 0,10 - 0,12	- 0,14 - 0,17 - 0,17 + 0,27 - 0,11 - 0,09 - 0,01/- 0,06 - 0,03 - 0,06 - 0,04/- 0,05 + 0,01 - 0,01 - 0,01 0/- 0,01	- 0,25 - 0,18 - 0,25 + 0,42 - 0,22 - 0,08/- 0,09 - 0,06/0,00 - 0,11 - 0,12 - 0,09/- 0,08 - 0,08 - 0,09 - 0,08 - 0,05/- 0,06	- 0,21 - 0,25 - 0,26 + 0,27 - 0,20 - 0,15 - 0,07/- 0,05 - 0,12 - 0,12 - 0,05/- 0,04 - 0,05 - 0,04 - 0,07 - 0,07	- 0,61 - 0,67 - 0,72 + 0,64 - 0,55 - 0,41 - 0,09/- 0,14 - 0,28 - 0,35 - 0,22/- 0,23 - 0,14 - 0,15 - 0,17 - 0,19

indices (U-B), (B-V) sont connus.

revient à dire que des modifications du fond continu, même brutales (de l'ordre de grandeur du maximum de la discontinuité

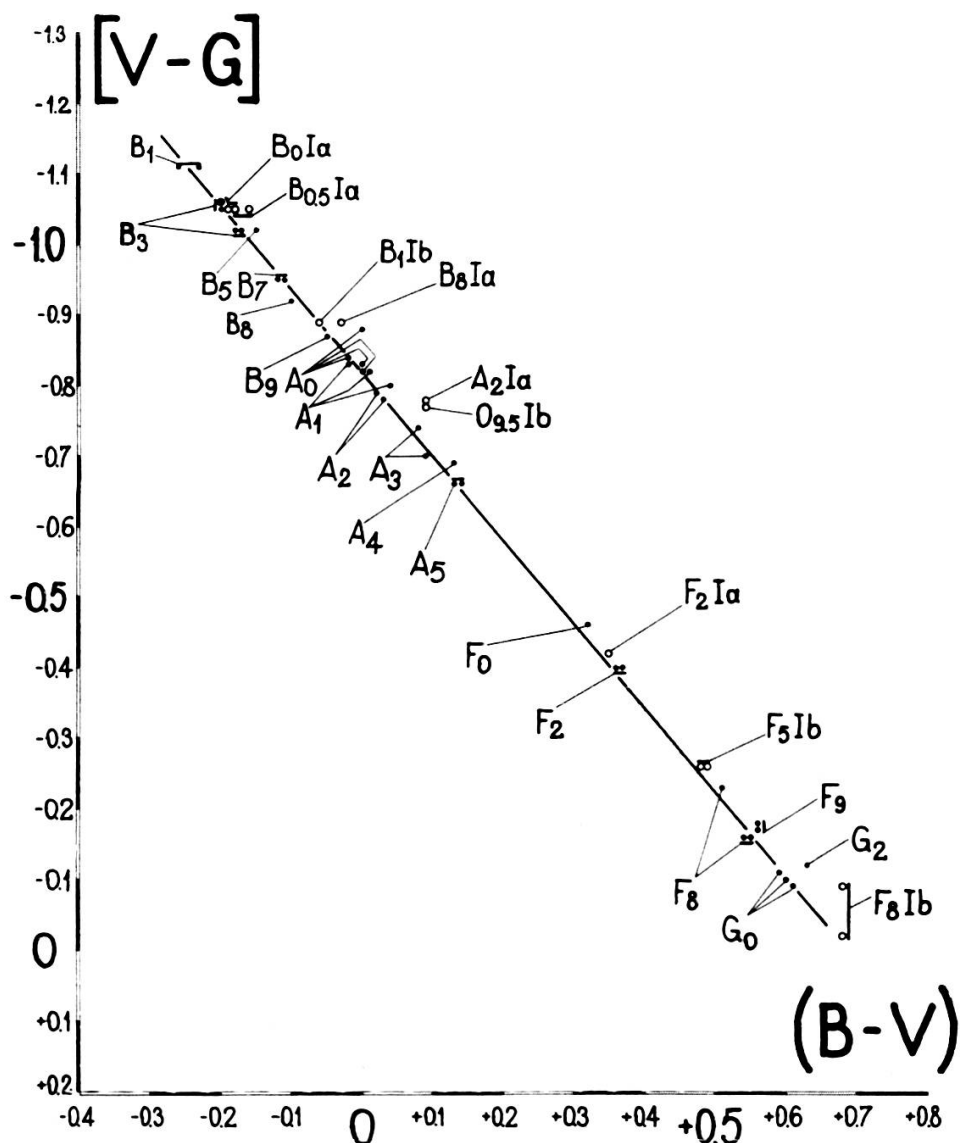


Fig. 9.

Les étoiles de classe V sont représentées par un point. Celles de classe I par un cercle. Un trait relie les points relatifs à une même étoile et provenant de déterminations différentes.

de Balmer), pour les longueurs d'onde où la transmission des filtres décroît rapidement, ne change pas la relation linéaire entre les indices — si elle existe — pour autant que l'accident se produise sur les deux filtres correspondants de chaque indice. Donc le filtre (B) doit transmettre aussi du rayonnement

ultraviolet de longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde moyenne de la discontinuité de Balmer des étoiles de classe V. On peut s'assurer qu'il n'en transmet pas autant que le filtre [V] et que son coefficient de transmission s'annule pour une longueur d'onde plus grande que celle de la limite inférieure du filtre [V]. En effet, examinons sur la figure 9 la position des supergéantes peu rougies. Nous remarquons qu'elles s'écartent progressivement de la séquence moyenne, l'écart maximum

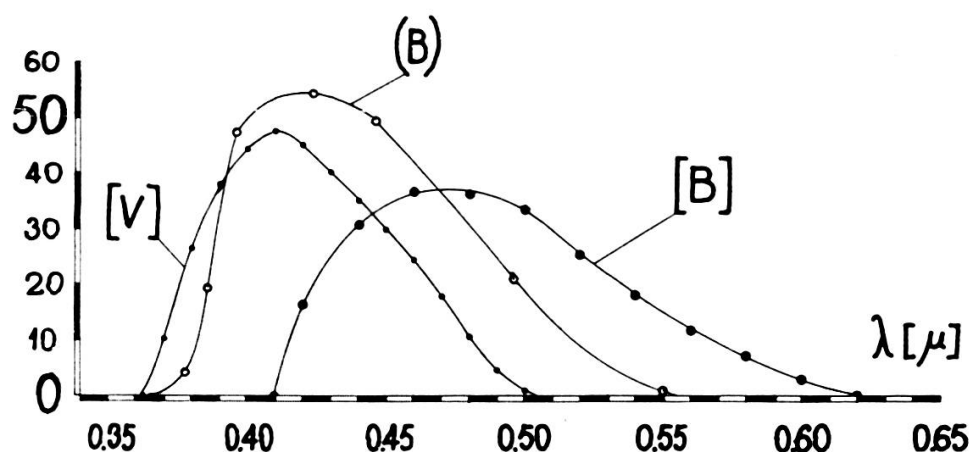


Fig. 10.

L'échelle des ordonnées n'est pas la même pour (B) et pour les filtres [V] et [B].

étant atteint pour les types $A_2 I_a$ puis rejoignent la séquence moyenne dès le type $F_2 I_a$. Le même phénomène se présente si nous portons la position des supergéantes rougies, leur position moyenne est nettement au-dessus de la séquence des étoiles de classe V. La variation de l'écart pour les supergéantes, en fonction du type spectral, n'est valable qu'en moyenne, l'absorption interstellaire apportant une dispersion importante des indices de couleur. Si nous prenons le paramètre λ_1 de [1] comme caractéristique de la position de la discontinuité de Balmer (bien que la discontinuité s'étende en réalité sur plusieurs dizaines d'angström), nous voyons que λ_1 vaut en moyenne 3.700 Å pour les classes I et 3.770 Å pour les classes V. Admettons alors que le filtre (B) ait une transmission notable à 3.770 Å mais négligeable à 3.700 Å, tandis que le filtre [V] transmet bien jusqu'à des longueurs d'onde plus courtes mais proches

de 3.700 Å. Les supergéantes des premiers types spectraux, B₁, et celles des derniers, F₅-F₈ ayant une discontinuité négligeable, ne manifestent aucun effet et ne se séparent pas des étoiles de même type mais de classe V. Envisageons le cas d'une étoile A₂ I_a. Le graphique de la figure 4 montre que la frontière des λ_1 diminue quand la discontinuité augmente (jusqu'à A₅₋₆ I_a). λ_1 vaut environ 3.700 Å pour l'étoile A₂ I_a, donc le filtre [V] ne va pas réagir à l'absorption introduite par la discontinuité de

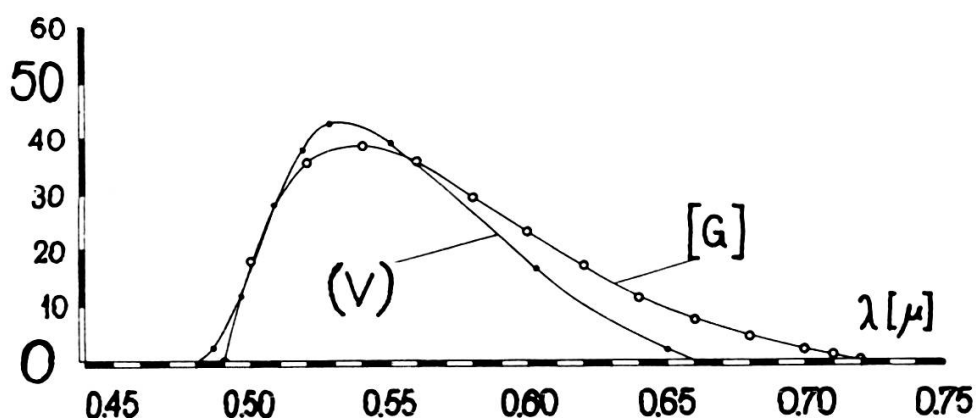


Fig. 11.

L'échelle des ordonnées n'est pas la même pour le filtre (V) et pour le filtre [G].

Balmer mais uniquement à l'augmentation d'ultraviolet provenant du déplacement de la discontinuité. Donc par rapport à l'étoile naine correspondante, l'étoile A₂ I_a sera plus bleue en [V-G]. Un effet semblable, mais plus petit et indépendant de la grandeur de la discontinuité et du type spectral, se manifeste sur le filtre (B). Statistiquement il en résulte que les supergéantes se trouvent au-dessus de la séquence moyenne.

Le filtre (B) a une transmission qui n'est pas négligeable du côté des longueurs d'onde plus grandes que 4.800 Å. Il risque donc d'être sensible à l'excès de visible montré dans les figures 5 et 6. Cependant son effet est très certainement négligeable car le filtre (B) ne transmet que pour les longueurs d'onde qui correspondent à la naissance du décrochement. Si un effet se manifestait, il se présenterait par un bleuissement des supergéantes selon (B-V).

V. EFFETS DU DÉCROCHEMENT A 4.800 Å.

Dans la figure 10 se trouve aussi reportée la courbe de transmission du filtre [B] de la photométrie en six couleurs et nous voyons que le maximum se trouve vers 4.800 Å. Donc une moitié de la surface de la courbe de transmission se trouve dans la région où se produit l'excès de visible. Les filtres (V) et [G]

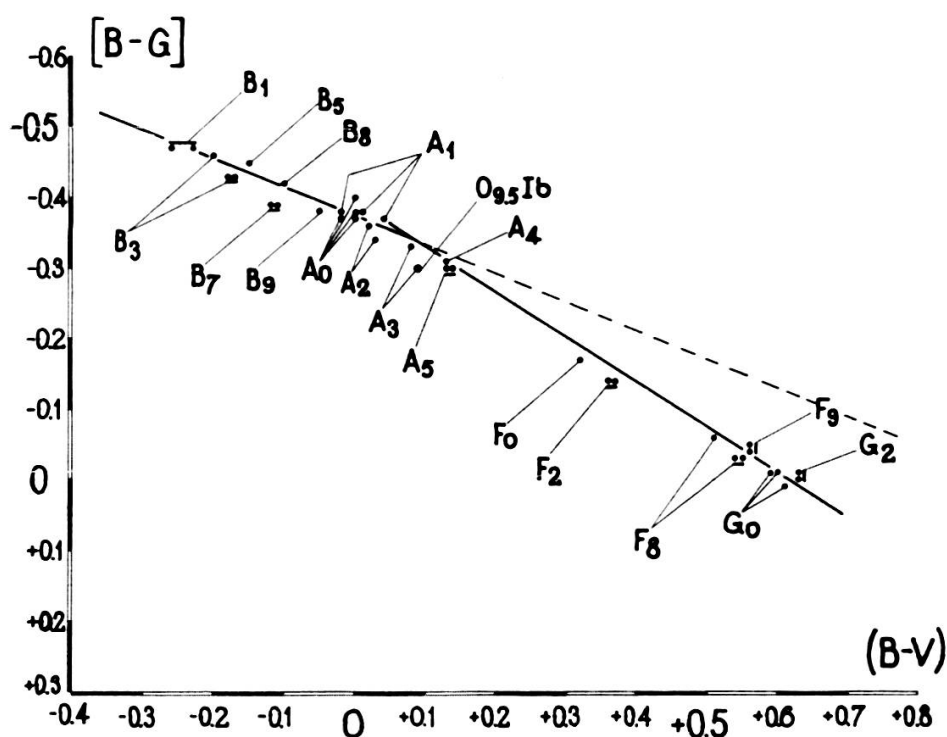


Fig. 12.

ont des courbes de transmission pratiquement identiques (figure 11). Il faut donc s'attendre à ce que dans un diagramme ayant [B-G] en ordonnée et (B-V) en abscisse il se manifeste un effet de l'excès de visible. Dans la figure 12 nous n'avons reporté que les étoiles naines non rougies de type spectral compris entre B_1 et G_2 . Nous constatons que l'on peut tracer deux droites moyennes, l'une pour les types B_1 - A_0 , l'autre pour les types A_0 - G_2 . Ce tracé s'explique fort bien en admettant que l'excès de visible sur le filtre [B] en est la cause. En effet, les filtres (V) et [G] étant identiques, ils n'introduisent aucune perturbation dans le tracé. Par contre, le filtre [B] transmettant

plus d'excès de visible que le filtre (B), l'indice [B-G] va donc présenter un excès de couleur négatif. Cet excès est pratiquement constant, comme le montre la figure 5, jusqu'au type A_0 . Puis l'excès de visible diminuant, l'excès de couleur devient moins négatif, la pente de la caractéristique va donc augmenter: la caractéristique est alors représentée par une droite moyenne entre A_0 et G_2 .

Si nous prolongeons la droite moyenne liant les types spectraux B_1-A_0 , nous pouvons voir que l'écart en ordonnée atteint 0,1 magnitude vers le type G_0 . Cet ordre de grandeur est bien celui que l'on peut attendre. Remarquons encore que l'effet étudié ci-dessus ne peut pas avoir pour cause la variation de la discontinuité de Balmer transmise partiellement par le filtre (B). Ceci aurait apparu dans le graphique précédent qui lie [V-G] à (B-V). En admettant qu'il y ait dans ce dernier cas exacte compensation des effets, cette compensation devrait aussi avoir lieu pour les supergéantes.

VI. ESTIMATION DE L'ORDRE DE GRANDEUR DU DÉCROCHEMENT A 4.800 Å.

Ainsi que nous l'avons montré dans [11] et [12], il est possible de déterminer la discontinuité de Balmer à l'aide des deux indices de couleur (U-B), (B-V). Nous pouvons tenter de le faire pour le décrochement à 4.800 Å en étudiant un graphique ayant (B-V) en ordonnée et [G-R] en abscisse (figure 13). Le filtre (B) de Morgan convient particulièrement bien car, comme nous l'avons vu précédemment, il transmet peu d'ultraviolet (en tout cas l'effet est au plus de 0,02 à 0,03 magnitude) et très peu de rayonnement de longueur d'onde supérieure à 4.800 Å. Le filtre (V) coïncide pratiquement avec le filtre [G] et ils ne transmettent que du rayonnement de longueur d'onde plus grande que 4.800 Å. Donc (B-V) sera un indice particulièrement sensible aux variations d'amplitude du décrochement.

Nous remarquons que, comme précédemment, nous pouvons tracer deux droites de régression pour les étoiles naines, l'une pour les types B_1-A_3 , l'autre pour les types F_0-G_2 . Ces deux droites sont pratiquement parallèles et si nous prolon-

geons celle relative aux types F_0 - G_2 nous voyons qu'elle est distante de la première d'environ 0,15 magnitude en (B-V). C'est à peu près l'ordre de grandeur de l'écart que nous permettaient de prévoir les courbes de la figure 5. A cause du décrochement le filtre (V) présente un excès de rayonnement

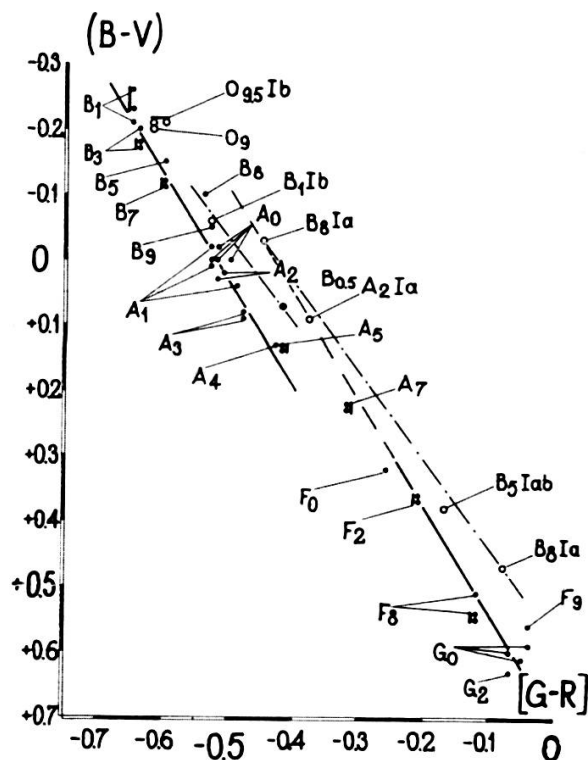


Fig. 13.

qui se manifeste bien par un déplacement positif de l'indice (B-V) et négatif de [G-R]. Les petits effets résiduels de la discontinuité de Balmer sur le filtre (B) introduisent aussi un léger déplacement positif mais négligeable pour l'instant. Nous voyons qu'à partir du type A_5 , l'écart diminue et si nous avons assez d'étoiles intermédiaires nous pourrions relier les deux droites par une ligne continue.

VII. EFFETS DU CHANGEMENT DE GRADIENT A 4.800 Å.

Portons sur la figure 13 la position des étoiles supergéantes peu rougies et les quatre étoiles de type B_1 Ia, $B_{0.5}$ V, B_5 Iab,

B_8 Ia rougies par l'absorption interstellaire. Nous voyons que les supergéantes se placent systématiquement en dehors de la séquence des naines et tendent à se rapprocher de la séquence des types F_0 - G_2 . Il n'est pas possible d'expliquer cet écart par le fait que le décrochement à 4.800 \AA est plus grand pour les

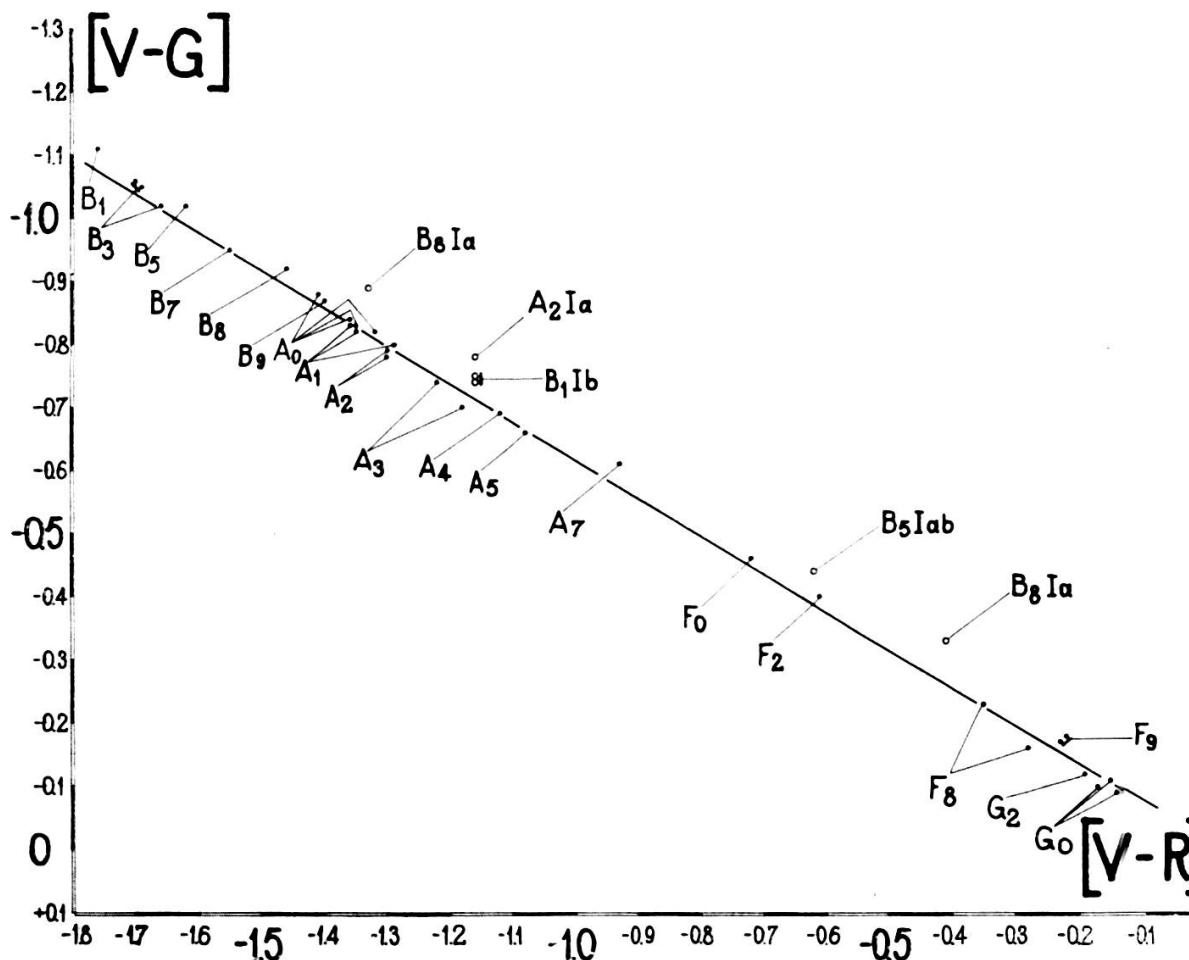


Fig. 14.

supergéantes (entre B_9 et A_7) que pour les naines ainsi que le montre la figure 6. En effet, cet excès de visible par rapport aux naines entraînerait un rougissement selon $(B-V)$ et les étoiles supergéantes de types compris entre B_8 et A_7 devraient être intrinsèquement plus rouges que les naines de type spectral correspondant. Or nous remarquons que les supergéantes peu rougies n'ont un excès de couleur positif en $(B-V)$ (par rapport au type de classe V correspondant) que de 0,03 à 0,04 magnitude que l'on peut aussi attribuer à l'absorption interstellaire.

Selon H. Johnson [13], l'indice de couleur intrinsèque d'une $B_8 I_a$ serait $-0,01$ et celui d'une $A_2 I_a$ $0,00$. Ainsi l'étoile $B_8 I_a$ portée sur la figure 13 ne serait pas rougie, tandis que l'étoile $A_2 I_a$ présenterait un rougissement par l'absorption inter-stellaire de $0,09$ magnitude. Il y a donc trois possibilités pour expliquer la situation particulière des supergéantes $B_8 I_a$ et $A_2 I_a$. La première c'est d'admettre que ces étoiles sont très rougies. Dans ce cas la droite qui lie les deux $B_8 I_a$ serait une droite de rougissement et nous serions conduits à admettre que les supergéantes B_8 ont le même indice de couleur intrinsèque que les naines de type B_0 ou B_1 , ce qui serait très peu probable et en flagrante contradiction avec les récents résultats de H. Johnson. Cette hypothèse peut être rejetée. La deuxième serait que les supergéantes n'ont pas de décrochement à 4.800 \AA , et là encore nous serions d'une part en contradiction avec la figure 6 et, d'autre part, avec la situation de l'étoile sur le diagramme. On est donc conduit à la troisième possibilité, c'est-à-dire à admettre que les indices de couleur intrinsèques des supergéantes B_8 , A_2 , et probablement B_5 , peut-être même dès les premiers types spectraux, ne présentent pas le même indice de couleur $[G-R]$. En examinant la figure 6, nous pouvons voir que la forme du continu des supergéantes est différente après 4.800 \AA de la forme du continu des naines. Il semble que l'énergie varie beaucoup plus vite en fonction de la longueur d'onde que chez les naines. En extrapolant les courbes données dans la figure 6, nous arrivons à des écarts entre supergéantes et naines qui seraient bien de l'ordre de $0,1$ magnitude. Nous pouvons trouver une confirmation de la différence entre les indices de couleur des supergéantes et des naines dans la figure 14 qui montre la relation entre les deux indices de couleur $[V-G]$ et $[V-R]$.

VIII. EFFETS DE LA DISCONTINUITÉ DE PASCHEN.

On peut mettre en évidence l'effet de la discontinuité de Paschen en établissant le diagramme $[R-I]/[G-R]$ (figure 15), $[R]$ et $[I]$ étant de part et d'autre de la discontinuité de Paschen,

il en résulte que cet indice est particulièrement sensible aux variations de cette discontinuité. Sur le même diagramme portons aussi quelques étoiles O, B₀ rougies afin de déterminer la position de leur droite de rougissement. Cette droite peut approximativement (pour autant que le gradient infrarouge soit constant et puisse être défini entre [G] et [I]) représenter le lieu des étoiles de discontinuité nulle. L'écart en ordonnée entre un point de la séquence moyenne et le point de même abscisse de la droite de rougissement est une fonction de la grandeur de la discontinuité de Paschen. La loi de variation est bien celle que l'on peut attendre mais il est exclu de tenter de faire ainsi une mesure de la discontinuité tant que le continu infrarouge n'est pas mieux déterminé.

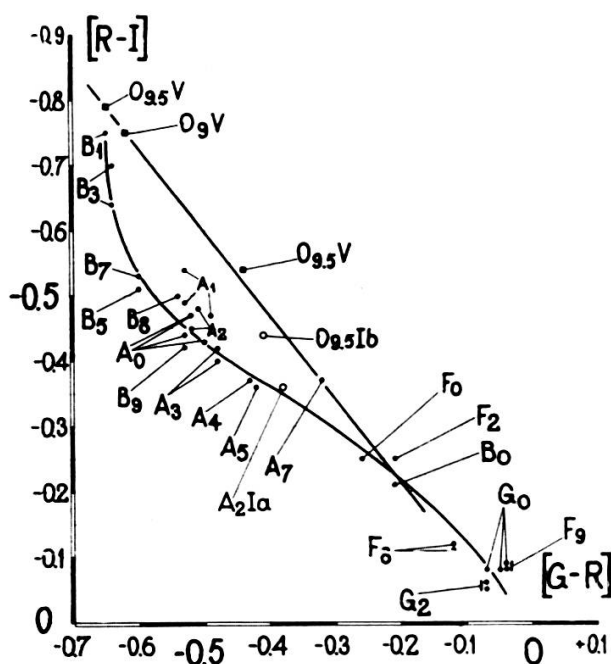


Fig. 15.

En admettant une discontinuité de Balmer moyenne de 0,47 pour le groupe d'étoiles A₀-A₁ V, la flèche de l'arc soutenu par la corde O_{9,5}-B₀ nous conduirait à une discontinuité de Paschen de 0,06. D'où, en faisant l'hypothèse de la proportionnalité, nous aurions :

$$D_{\text{Paschen}} = 0,13 D_{\text{Balmer}}$$

coefficient bien inférieur à celui de M^{lle} Bloch et M. Tcheng-Mao-lin [14]. Le gradient doit donc subir des variations importantes dans l'infrarouge.

IX. CONCLUSIONS.

La photométrie photoélectrique en plusieurs couleurs qui a déjà permis d'obtenir une courbe d'absorption interstellaire bien approchée, fournit également la possibilité de mettre en évidence les différents accidents du spectre continu. En particulier, nous avons pu faire apparaître les effets du décrochement à 4.800 Å et les variations des gradients de part et d'autre de cette longueur d'onde. Cette variation de gradient dépendant de la classe de luminosité, il serait donc d'un grand intérêt d'augmenter le nombre d'étoiles étudiées tant par la photométrie photoélectrique que par la spectrophotométrie. Les effets particuliers qui se produisent avec les filtres [V] et (B) et ceux de [B] et [G] ou (V) nous montrent qu'il faut être extrêmement prudent dans le choix des filtres d'un système photométrique fondamental. Il est très probable que l'on peut améliorer considérablement la photométrie en six couleurs établie par Stebbins et Whitford en choisissant des filtres de telle sorte que les accidents du spectre continu, qui sont maintenant beaucoup mieux connus, deviennent mesurables. Il faut en tout cas éviter systématiquement les filtres qui sont à cheval sur un accident du spectre continu.

BIBLIOGRAPHIE

1. CHALONGE, D. et L. DIVAN, divers articles dans *Problèmes de populations stellaires et de structure de la galaxie*, publications du C.N.R.S., 1957.
2. STEBBINS et WHITFORD, *Ap. j.*, 123-3.
3. STEBBINS et WHITFORD, *Ap. j.*, 102-3.
4. JOHNSON et MORGAN, *Ap. j.*, 117-3.
5. STEBBINS et WHITFORD, *Ap. j.*, 98-1.
6. JOHNSON et MORGAN, *Ap. j.*, 114-3.
7. STEBBINS, J. et C. M. HUFFER, *Publ. Washburn Obs.*, vol. 15, part. V, 1934.
8. MORGAN, W. W., D. L. HARRIS, H. L. JOHNSON, *Ap. j.*, 118-1.

9. ROZIS-SAULGEOT, M^{me} A. M., *Constr. I.A.P.*, sér. A, n° 237.
 10. HILTNER, W. A., *Ap. j.*, supplément n° 24, vol. 1, 1956.
 11. GOLAY, M., *Publ. Obs. Genève*, fasc. 51, p. 19, 1955.
 12. GOLAY, M., *Memorie Soc. Astr. Ital.*, vol. XXVI-4, 1955.
 13. JOHNSON, H., *Lowell Obs.*, bulletin n° 90, 1958.
 14. BLOCH, M^{lle}, M. Tcheng MAO-LIN, *Principes de classification stellaire*. C.N.R.S., 1955.
-