

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 15 (1962)
Heft: 3

Artikel: Essai de classification stellaire bidimensionnelle à l'aide d'une photométrie à large bande
Autor: Golay, M.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738677>

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: 13.01.2026

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

ESSAI DE CLASSIFICATION STELLAIRE BIDIMENSIONNELLE A L'AIDE D'UNE PHOTOMÉTRIE A LARGE BANDE

PAR

M. GOLAY

Note n° 1

Résumé.

Un système photométrique de 5 filtres, U , B_1 , B_2 , V_1 , G , dont les longueurs d'onde moyennes sont 3450 \AA — 4030 \AA — 4500 \AA — 5400 \AA — 5850 \AA et de 500 \AA de bande passante, permet une représentation stellaire bidimensionnelle (paramètres Δ , g) pratiquement indépendante de l'absorption interstellaire. Une représentation tridimensionnelle peut être établie à l'aide des paramètres Δ , g et d'un indice de couleur.

1. INTRODUCTION

L'étude de la structure de la galaxie, ainsi que celle des amas galactiques nécessitent l'établissement de divers diagrammes couleur-luminosité. Si la couleur est caractérisée par un indice alors il faut le corriger d'une quantité proportionnelle à l'épaisseur de matière interstellaire traversée. Cette correction n'existe pas lorsque l'on peut établir la classe spectrale et la luminosité à l'aide d'un spectre assez dispersé. La méthode spectroscopique, pour pouvoir fournir l'information nécessaire à la détermination de la position d'une étoile dans le diagramme couleur-luminosité, exige une dispersion sur une grande surface du récepteur de l'énergie stellaire reçue. H. C. Arp [1] remarque que la méthode spectroscopique est basée sur les raies d'absorption dont la largeur est d'environ 1 \AA , tandis que les méthodes de photométrie utilisent des

largeurs de bande passante des filtres de l'ordre de 700 Å. Soit pour le même récepteur monté sur le même télescope et un même temps d'exposition un gain d'environ 7 magnitudes. Toujours selon H. C. Arp, l'intervalle en indice de couleur compris entre une étoile BO et une M5 est de 2,01 magnitudes. Les indices de couleur pouvant être établis avec une précision de l'ordre de 0,01 magnitude, la méthode photométrique offre donc la possibilité de distinguer 200 types stellaires là où la méthode spectroscopique n'en distingue que 53 classes. Il est clair cependant qu'un spectre nous apporte aussi en plus de la magnitude absolue et de la température des informations sur la structure fine de l'étoile qu'il ne serait pas possible d'obtenir d'un indice de couleur. Mais l'établissement d'un diagramme couleur-luminosité (dont nous n'attendons qu'une information sur la structure et l'état d'évolution du milieu étudié) ne faisant appel qu'à des mesures photométriques à large bande est d'un grand intérêt car de tels diagrammes peuvent être établis pour des objets très faibles exigeant en spectroscopie des temps d'exposition impossibles. La classification bidimensionnelle développée par D. Chalonge et ses collaborateurs [2] représente un effort de classification stellaire faisant appel à une faible dispersion en utilisant les propriétés du spectre continu stellaire. Les deux paramètres utilisés par D. Chalonge, la discontinuité de Balmer, et λ_1 , la longueur d'onde d'un point médian défini arbitrairement sur la discontinuité de Balmer, sont indépendants de l'absorption par la matière interstellaire. Nous pouvons tenter d'obtenir ces deux paramètres par voie photométrique [3] [4]. Une telle solution ne serait pas satisfaisante car la définition du continu stellaire et son extrapolation comprennent une part d'empirisme, ce qui a pour conséquence que λ_1 et D ne correspondent pas exactement à des grandeurs théoriques.

Il nous paraît plus indiqué de ne pas hésiter à définir des paramètres à l'aide de mesures photométriques effectuées avec des filtres à large bande sans essayer d'établir une relation avec d'autres données telles que la discontinuité de Balmer ou un gradient. L'analogie, ou la corrélation, existant avec des paramètres connus permet de guider les raisonnements développés lors de l'interprétation des divers diagrammes.

Une précédente recherche [5] effectuée à l'aide de la photométrie en 6 couleurs de Stebbins et Whitford [6, 7] et de la photométrie en 3 couleurs de Johnson et Morgan [8] nous avait montré qu'il était possible de faire une classification bidimensionnelle des étoiles à l'aide de filtres à large bande à condition de choisir judicieusement ces filtres.

2. CHOIX DES FILTRES

Le choix des filtres doit être établi en vue de mettre en évidence les variations avec le type spectral et la luminosité des irrégularités du

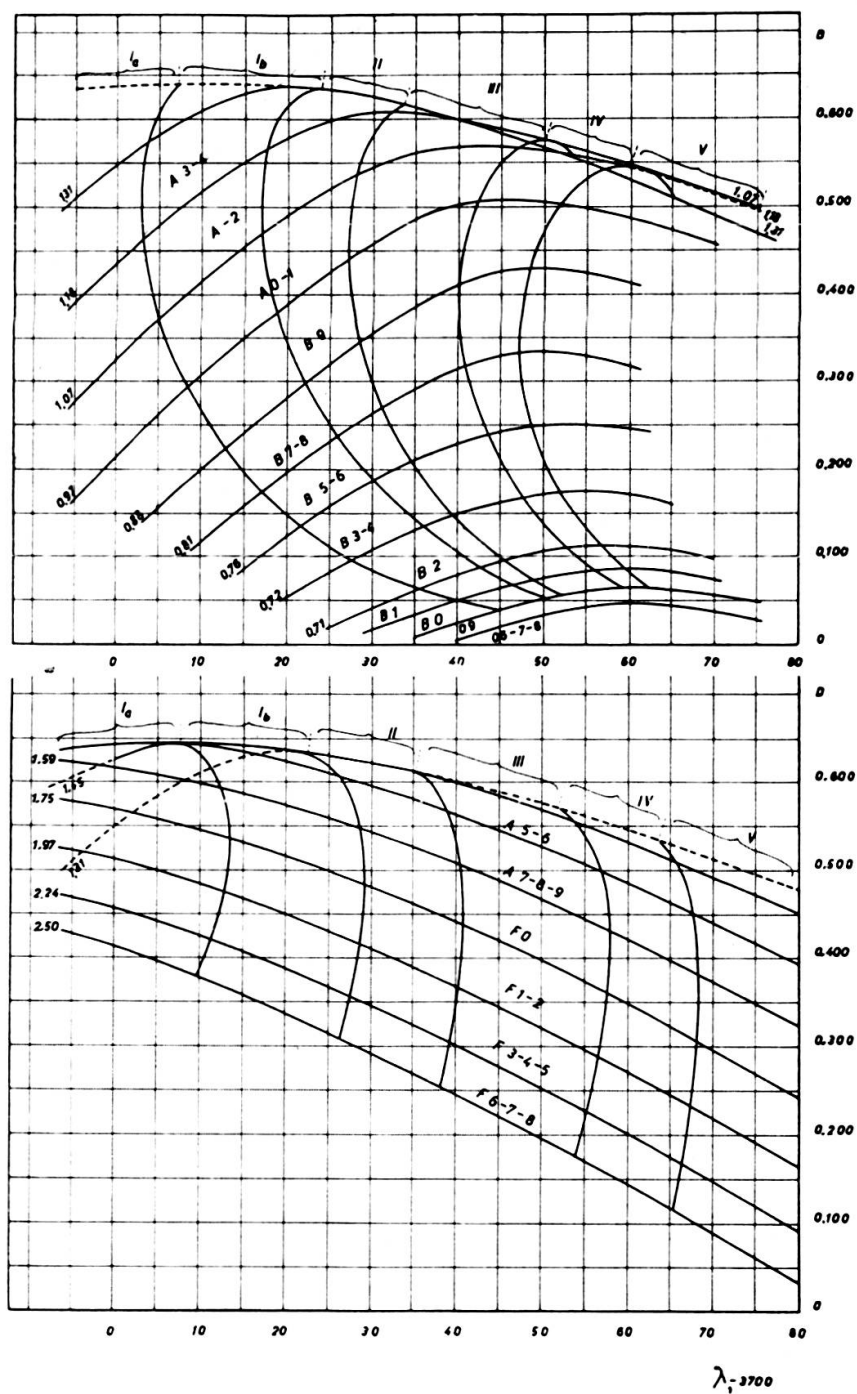


Fig. 1.

spectre stellaire. Une combinaison linéaire d'indices de couleur comprenant un filtre ultra-violet permet d'établir un paramètre semblable à la discontinuité de Balmer. Les coefficients de cette combinaison sont calculés afin que ce paramètre que nous appellerons Δ soit aussi indépendant que possible de la quantité de matière interstellaire traversée. Le diagramme λ_1, D de *D. Chalonge*, figure 1, montre comment varie la discontinuité de Balmer et approximativement aussi la variation de Δ avec le type spectral et la classe de luminosité. Pour établir une représentation bidimensionnelle il faut trouver encore une autre combinaison linéaire caractérisant une autre irrégularité du spectre stellaire. Là encore nous utilisons un fait mis en évidence par *D. Chalonge* [2], le décrochement du fond continu à 4800 Å. Les figures 2 et 3 donnent la forme du fond continu du côté des longueurs d'onde plus grandes que 4800 Å ($\frac{1}{\lambda} < 2,08$). Nous savons maintenant à la suite de l'article de *A. Unslöd* [9] que cette variation ne correspond pas à une variation du fond continu mais que c'est un effet de cumulation de raies. Du point de vue de la photométrie à large bande, la cause du phénomène observé importe peu, l'essentiel est que sa grandeur varie avec le type spectral et la classe de luminosité de façon différente de celle de Δ . Nous avons le choix entre la mesure du décrochement ou celle du changement de gradient apparent. Nous avons choisi la deuxième solution car le changement de gradient apparent nous a paru recouvrir un phénomène physique plus simple que la mesure du décrochement.

Les figures 2 et 3 nous montrent que:

a) Classe V

- 1° de 07V à AOV la pente augmente
- 2° de AOV à FOV la pente paraît constante
- 3° de FOV à GOV la pente diminue

b) Classes Ia, Ib

- 1° Jusqu'à B9Ia la pente paraît identique à celle de 07V
- 2° de B9Ia à A5Ia la pente augmente
- 3° de A5Ia à F5Ib la pente diminue tout en restant plus grande que pour B9Ia.

En comparant les variations de la pente et celles de D avec le type spectral et la classe de luminosité, nous constatons qu'elles ne sont pas

corrélatives. Une représentation bidimensionnelle à l'aide de deux paramètres, l'un caractérisant le changement de pente à 4800 Å, l'autre la grandeur de la discontinuité de Balmer, paraît donc possible.

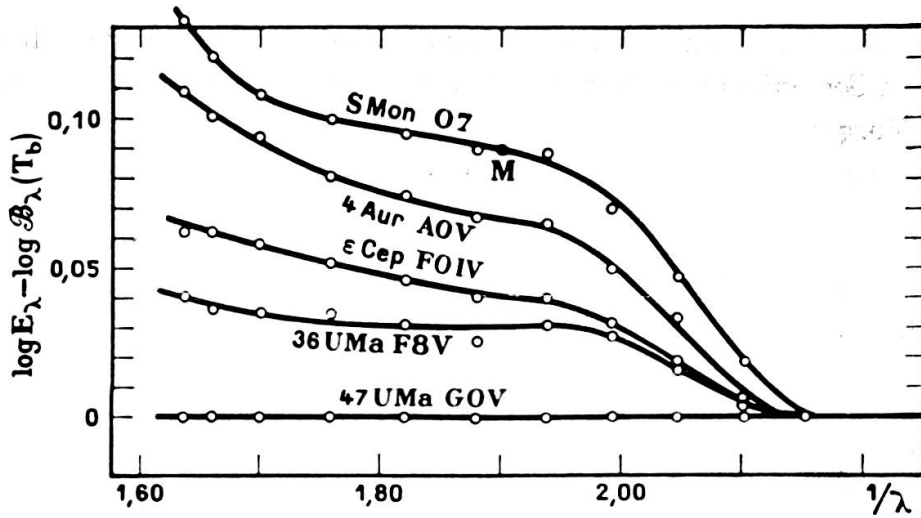


Fig. 2.

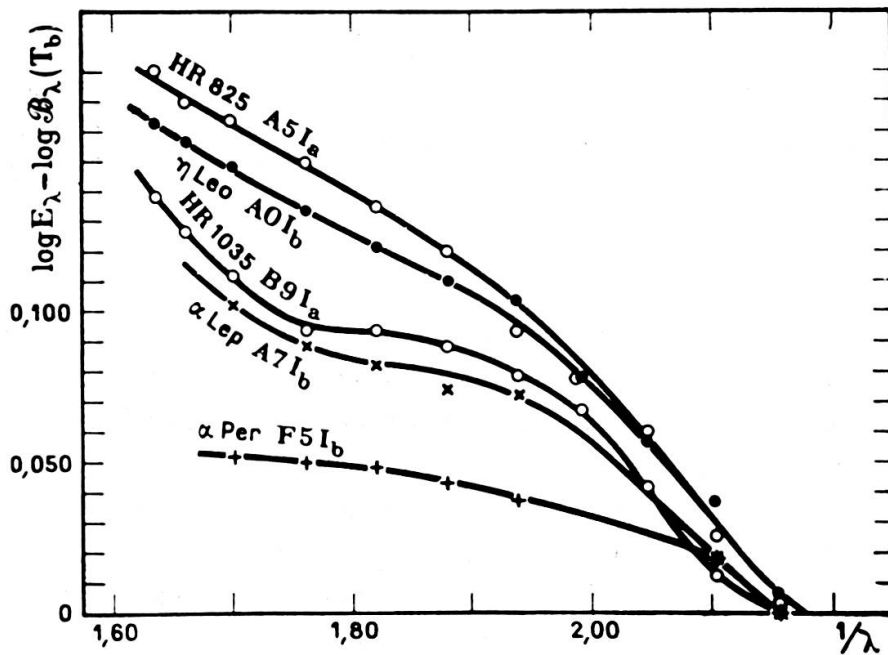


Fig. 3.

Le système photométrique adopté comprend 5 couleurs, soit:

- U* filtre ultra-violet transparent pour des longueurs d'onde
 < 3700 Å.

B_1 et B_2 deux filtres compris dans l'intervalle de longueur d'onde habituellement couvert par le filtre B de la photométrie en 3 couleurs de Johnson-Morgan. Domaine des longueurs d'onde compris entre 3700 et 4800 Å.

V_1 et G deux filtres compris dans l'intervalle de longueur d'onde habituellement couvert par le filtre V de la photométrie de Johnson-Morgan.

Domaine des longueurs d'onde > 4800 Å.

Réponse électrique

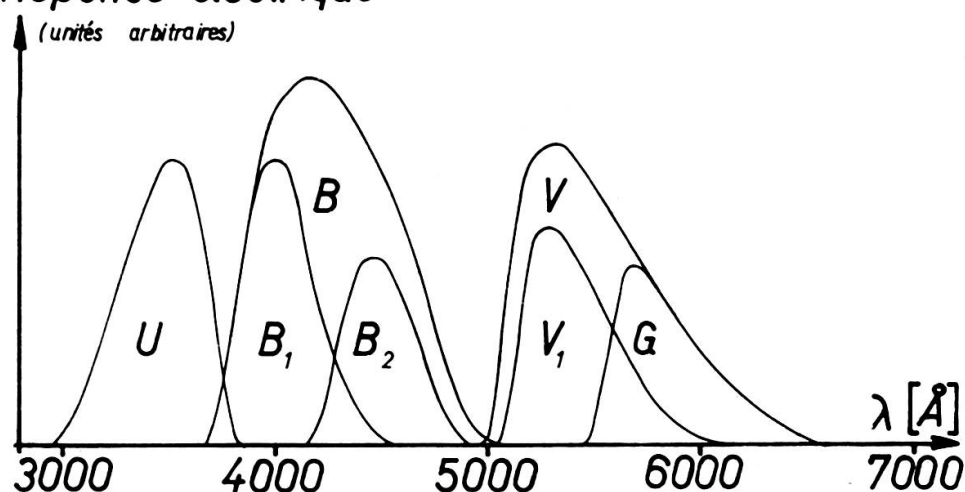


Fig. 4.

La figure 4 donne les courbes de réponse du système photométrique constitué par les filtres ci-dessus associés à une cellule à multiplication d'électron de Lallemand (cathode Antimoine-Césium, paroi de verre). Le rayon lumineux subit encore deux réflexions sur des miroirs aluminés recouverts de silice et traverse une lentille de Fabry en quartz fondu. A ce système photométrique U , B_1 , B_2 , V_1 , G nous avons momentanément ajouté les filtres B et V donnant des courbes de réponse proches de celles du système $U B V$ de Johnson et Morgan.

La quantité $\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$ est une grandeur que nous utilisons pour caractériser un filtre et qui s'introduit dans les formules qui permettent de prévoir les effets du déplacement de la longueur d'onde effective provenant de la température de l'étoile et de la quantité de matière interstellaire tra-

versée [10]. La dernière colonne donne le coefficient d'absorption par la matière interstellaire de L. Divan [11].

TABLEAU 1.

n°	Cou- leur	Filtres	λ	$1/\lambda$	$\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$	K_λ
1	<i>U</i>	<i>UG11</i> 4 mm	3451 Å	2,898	$2,57 \cdot 10^{-3}$	+1,060
2	<i>B</i>	<i>BG12</i> 2 mm + <i>GG13</i> 2 mm	4270 Å	2,342	$4,12 \cdot 10^{-3}$	+0,260
3	<i>V</i>	<i>OG4</i> 2 mm	5532 Å	1,808	$3,32 \cdot 10^{-3}$	-0,679
4	<i>B₁</i>	<i>GG13</i> 2 mm <i>UG3</i> 4 mm <i>BG23</i> 1 mm	4028 Å	2,483	$1,51 \cdot 10^{-3}$	+0,470
5	<i>B₂</i>	<i>BG25</i> 3 mm <i>GG3</i> 4 mm	4494 Å	2,225	$1,06 \cdot 10^{-3}$	+0,046
6	<i>V₁</i>	<i>OG4</i> 2 mm <i>BG18</i> 3 mm	5408 Å	1,849	$1,28 \cdot 10^{-3}$	-0,606
7	<i>G</i>	Corning 3-67 1,5 mm	5850 Å	1,709	$1,41 \cdot 10^{-3}$	-0,870

3. LES PARAMÈTRES g ET Δ

Le paramètre Δ doit exprimer une grandeur variant approximativement comme la discontinuité de Balmer. Sa définition est semblable à celle de Q dans la photométrie en 3 couleurs de Johnson et Morgan.

$$\Delta = U - B_2 - 1,110 (B_2 - G). \quad (1)$$

Le coefficient 1,110 est donné par

$$\frac{K_{\lambda U} - K_{\lambda B_2}}{K_{\lambda B_2} - K_{\lambda G}}.$$

Ce paramètre dépend peu de la quantité de matière interstellaire traversée et de la température de l'étoile. Nous examinerons plus loin dans quelle mesure ces effets peuvent être négligés.

Pour établir le paramètre g , nous comparons en principe les variations de magnitude par intervalle $\Delta \frac{1}{\lambda}$ unité de part et d'autre de $\lambda = 4800 \text{ \AA}$.

Au lieu de prendre $\Delta \frac{1}{\lambda} = 1$ nous pouvons prendre $\Delta K_{\lambda} = 1$, car K_{λ} varie presque comme $\frac{1}{\lambda}$. Nous obtenons

$$g = (B_1 - B_2) - 1,633 (V_1 - G). \quad (2)$$

Le coefficient 1,633 est donné par $\frac{K_{\lambda_{B_1}} - K_{\lambda_{B_2}}}{K_{\lambda_{V_1}} - K_{\lambda_G}}$.

4. MESURES DES PARAMÈTRES Δ , g

Depuis 1959 de nombreuses étoiles ont été mesurées en 7 couleurs à l'aide d'un photomètre photoélectrique placé au foyer Cassegrain du télescope de 40 cm de l'Observatoire de Genève. Ce télescope est installé à la station scientifique du Jungfraujoch. Une brève description de cet équipement est donnée dans [12]. L'ensemble des mesures effectuées sera publié et discuté prochainement par F. Rufener [13].

Les étoiles mesurées ont déjà été étudiées soit par Johnson et Morgan en $U B V$, soit par Chalonge et ses collaborateurs en D , λ_1 . Les étoiles membres d'amas galactiques seront publiées dans un autre travail [18]. Quelques étoiles d'associations appartenant à la liste de Morgan, Whitford et Code [14] ont aussi été mesurées. Le nom de l'association est précisé dans la colonne remarques. Le tableau 2 donne les paramètres Δ , g des étoiles utilisées pour établir le diagramme. Les étoiles sont classées selon le type spectral $M K$ croissant, à défaut du type $M K$ le type spectral adopté pour le classement est celui donné ou établi à partir du diagramme $\lambda_1 D$ de D. Chalonge. La 3^e colonne donne le type spectral $M K$ et le type spectral donné par Chalonge et ses collaborateurs. Nous mettons entre parenthèses le type spectral déterminé par nous-mêmes, en reportant sur le diagramme publié dans [15], les paramètres λ_1 , D , φ_b publiés par Chalonge. La 8^e colonne donne le nombre de mesures (l'abréviation « abs » veut dire que l'étoile a été mesurée un très grand nombre de fois afin d'être utilisée comme étoile de référence pour la détermination de l'extinction atmosphérique.)

TABLEAU 2

Etoiles	n°	Sp M _K	C	λ ₁ —3700	D	Δ	g	n	Remarques
HD 46223	1	05		—	—	—0,725	—0,057	1	I Mon
λ Cep	2	06		32	0,014	—0,736	—0,060	3	
HD 46150	3	06		—	—	—0,725	—0,079	1	I Mon
68 Cyg	4	07		67	0,027	—0,698	—0,068	3	
15 S Mon	5	07		54	0,042	—0,568	—0,036	7	
ξ Per	6	07		38	0,042	—0,691	—0,079	1	II Per
HD 46149	7	08		—	—	—0,722	—0,064	1	I Mon
10 Lac	8	09 V		64	0,048	—0,596	—0,039	3	I Lac
HD 46202	9	09 V		—	—	—0,642	—0,041	1	I Mon
ι Ori	10	09 III	(0678)	62	0,037	—0,531	—0,021	1	
HD 188209	11	09,5 Ia		31	0,038	—0,663	—0,070	1	
HD 36960	12	B0 V	B0 IV	55	0,070	—0,484	—0,034	1	
ν Ori	13	B0 V	(09)	68	0,047	—0,563	—0,037	2	
26 Cep	14	B0 II		—	0,036	—0,717	—0,061	3	
69 Cyg	15	B0 Ib	(B1Ia)	31	0,047	—0,629	—0,049	1	a
40 Per	16	B0, 5V	(B1V)	65	0,085	—0,539	—0,039	3	II Per
HD 46106	17	B0, 5V		—	—	—0,582	—0,046	1	I Mon
ε Per	18	B0, 5V	(B0V)	54	0,075	—0,532	—0,020	abs.	
κ Ori	19	B0,5 Ia		—	—	—0,582	—0,055	2	
β Cep	20	B0—1 III—IV		53	0,10	—0,431	—0,006	1	
HD 36959	21		B1 V	62	0,115	—0,401	—0,023	1	
κ Cas	22	B0,5 Ia		—	—	—0,582	—0,055	2	
ρ Leo	23	B1 Ib	(B1 Ib)	36	0,058	—0,564	—0,058	2	a
ζ Per	24	B1 Ib	(B1 Ib)	43	0,060	—0,596	—0,041	2	a
HD 36591	25	B1 V		—	—	—0,414	+0,011	1	
HR 2222	26	B1 V	(B1 V)	64	0,084	—0,444	+0,006	2	a
8 Lac A	27	B1 (V)e	B1—2V	61	0,115	—0,393	+0,011	1	I Lac
HD 47887	28		(B1 V)	65	0,084	—0,419	—0,009	1	
HD 190603	29	B1, 5 Ia		—	0,026	—0,656	—0,093	1	
10 Per	30	B2 Ia		—	0,066	—0,616	—0,073	3	
9 Cep	31	B2 Ib	(B2 Ia)	27	0,089	—0,521	—0,039	4	I Cep
HD 14143	32	B2 Ia		—	0,072	—0,695	—0,093	2	I Per
HD 37744	33		(B2 V)	65	0,125	—0,356	+0,033	2	
ζ Cas	34	B2V	(B2IV—B2V)	54	0,142	—0,323	+0,001	2	
HD 35299	35	B2V		—	—	—0,323	+0,024	1	
1 Per	36		(B2 V)	65	0,148	—0,304	+0,038	3	
ε Cas	37	B2p	(B5—6IV)	45	0,251	—0,016	+0,036	3	
χ ² Ori	38	B2Ia	(B2Ia)	27	0,035	—0,720	—0,057	1	a
HD 37481	39		(B2V)	62	0,127	—0,373	+0,035	1	
HD 37209	40		(B2V)	59	0,107	—0,350	+0,046	1	
9 Gem	41	B3Iab		—	—	—0,490	—0,071	2	I Gem
HD 14134	42	B3Ia		—	0,108	—0,542	—0,083	2	I Per
55 Cyg	43	B3Ia	(B3—4Ia)	17	0,096	—0,587	—0,083	4	
ι Her	44	B3V	(B3—4V—IV)	52	0,195	—0,141	+0,030	abs.	
ν Ori	45	B3V	B3—4V	55	0,216	—0,105	+0,028	4	
η Hya	46	B3V (B2V—B3—4V)		54	0,179	—0,181	+0,036	2	
η Aur	47	B3V	B3V	62	0,230	—0,096	+0,042	2	
HD 47961	48		(B3—4V)	66	0,172	—0,171	+0,051	1	
HD 77770	49		(B3—4IV)	47	0,175	—0,208	+0,017	2	a
χ Aur	50	B5Iab	(B3Ia)	16	0,102	—0,469	—0,059	2	a
ν And	51	B5V	(B3—4V)	58	0,248	—0,012	+0,046	3	I Aur
κ Hya	52	B5V		—	—	—0,002	+0,054	2	
π And A	53		B5IV	49	0,265	—0,004	+0,037	2	a
HD 42400	54	B5II	(B5—6Ib)	26	0,196	—0,183	—0,016	1	I Gem
ν Gem A	55		B5—6IV	44	0,275	+0,124	+0,041	1	
α Leo	56	B7V		—	—	+0,284	+0,069	9	
HD 47964	57		(B7—8IV)	45	0,345	+0,278	+0,039	1	
β CMi	58		(B7—8V)	51	0,397	+0,414	+0,101	1	
ι And	59		(B7—8IV)	44	0,380	+0,336	+0,040	2	
β Ori	60	B8Ia		17	0,19	—0,274	—0,012	1	a
β Lib	61	B8V	(B7—8V)	45	0,37	+0,293	+0,044	3	
β Cyg B	62	B8V		—	—	+0,283	+0,073	3	
HR 1035	63	B9Ia		—	—	—0,225	—0,063	3	

Etoiles	n°	Sp M _K	C	$\lambda_1 - 3700$	D	Δ	g	n	Remarques
ψ_1 Psc B	64		B9—A0V	65	0,450	+0,520	+0,130	1	
HD 46180	65	A0		—	—	+0,621	+0,175	1	b
α Dra	66	A0III		—	—	+0,697	+0,121	2	
ω Aur	67	A0V	(A0IV)	77	0,494	+0,669	+0,205	1	
30 Mon	68	A0V	(A0V)	74	0,492	+0,683	+0,164	1	
ψ_1 Psc A	69		A1—2V	67	0,480	+0,589	+0,147	1	
λ U Ma	70	A2IV	(A0IV)	67	0,515	+0,765	+0,159	2	
γ U Mi	71		(A2III)	35	0,562	+0,904	+0,073	4	a
ϕ And	72	A2V	(A3—4V)	72	0,482	+0,726	+0,182	3	
9 Per	73	A2Ia	(B9Ib)	12	0,288	+0,070	—0,038	3	I Per
δ U Ma	74	A3V	(A2V)	75	0,492	+0,712	+0,177	abs.	
ϕ Gem	75	A3III	(A2V)	65	0,520	+0,798	+0,170	1	
λ Gem	76	A3V	(A3—4V)	74	0,494	+0,727	+0,178	1	
10 Aql	77	A3p		—	—	+0,553	+0,213	2	b
β Ari	78	A5V	(A3—4V)	75	0,469	+0,671	+0,202	3	
α Oph	79	A5III	(A3—4V)	70	0,483	+0,624	+0,138	2	
δ Cas	80	A5V	(A3—4V)	68	0,503	+0,735	+0,174	3	a
19 Aur	81	A5II	A6Ib	23	0,626	+0,972	+0,035	2	b
HR 825	82	A5Ia	(A5—6Ia)	—1	0,556	+0,431	—0,070	4	a
β Tri	83	A5III	(A5—6V)	69	0,494	+0,693	+0,180	3	a
80 UMa	84	A5V	(A789V)	73	0,429	+0,600	+0,188	3	
ι UMa	85	A7V	(A5—6V)	78	0,415	+0,507	+0,187	2	a
21 L Min	86	A7V	(A789V)	72	0,409	+0,548	+0,195	2	
ϕ Cas	87	F0Ia	(F0Ia)	4	0,540	+0,660	—0,010	3	
α Lep	88	F0Ib	A7Ib	26	0,594	+1,018	+0,102	2	a
ζ Leo	89	F0III	(F12III)	47	0,401	+0,581	+0,161	2	a
ρ Gem	90	F0V	(F12IV)	65	0,260	+0,212	+0,143	3+	a
ν Her	91		(F12III)	41	0,364	+0,438	+0,105	abs.	
β Cas	92	F2IV	(F12IV)	61	0,308	+0,362	+0,142	1	a
16 Per	93	F2III	(F12IV)	62	0,305	+0,366	+0,147	3	
22 And	94	F2II	(F12II)	29	0,410	+0,568	+0,097	3	a
37 U Ma	95		(F345IV)	66	0,222	+0,182	+0,149	4	
HD 90089	96		(F345IV)	66	0,180	+0,039	+0,137	4	a
θ U Ma	97		(F345V)	69	0,162	+0,018	+0,152	2	
45 Boo	98		(F345V)	72	0,158	+0,025	+0,150	1	
10 U Ma	99	F5V	(F345V)	77	0,180	+0,092	+0,167	4	a
ι Peg	100	F5V	F345V	75	0,168	+0,050	+0,176	3	
44 Cyg	101	F5Iab		—	—	+0,422	+0,101	1	
α Per	102	F5Ib	(F345II)	29	0,395	+0,656	+0,177	1	a
ν Per	103	F5II	F4II	33	0,369	+0,540	+0,149	1	
γ Ser	104	F6V	F678V	67	0,128	0,00	+0,167	4	
ι Virg	105		F678V	69	0,137	+0,027	+0,153	2	
40 Leo	106	F6IV	(F345V)	70	0,155	+0,054	+0,170	2	a
τ Boo	107	F7V	F678V	71	0,133	+0,057	+0,193	2	
ϵ Boo	108	F7V	F678V	71	0,117	+0,012	+0,177	abs.	
χ Dra	109	F7V	F678V	69	0,099	—0,142	0,115	5	

Notes.

a) Le type spectral de quelques étoiles obtenu à l'aide des paramètres λ_1 , D, φ_b n'est pas défini avec précision car le point représentatif se trouve très proche d'une frontière entre 2 types spectraux ou entre 2 classes de luminosité. Nous donnons ci-dessous les types spectraux qui pourraient être attribués en plus de celui indiqué dans le tableau 2. (Ces cas spéciaux sont marqués d'une lettre « a » dans la colonne « remarques » du tableau 2).

n° de l'étoile	Autres types spectraux possibles
15	B2Ia
23	B1Ia
24	B0Ib

<i>n° de l'étoile</i>	<i>Autres types spectraux possibles</i>
26	B0V
38	B1Ia
49	B3—4III B2III B2IV
50	entre B3Ia et B5Ia
53	B5V
60	B78Ia
71	A01III
80	A5—6V
82	A5—6Ia—A3—4Ia
83	A3—4V
85	A789V
88	A5—6Ib—A789II
89	F0III
90	F345IV
91	F1—2II—F345III—F345II
94	F345II
96	F678IV—F345V
99	F1—2V
102	F1—2II
106	F678V
b) 65	Spectre H D
77	Spectre H D
81	Ultra-violet particulier

Les résultats donnés dans le tableau 2, portés dans un diagramme Δ , g , conduisent à la figure 5. Afin de ne pas charger inutilement le graphique, nous n'avons reporté que quelques étoiles caractéristiques. Les divisions dessinées dans ce diagramme sont encore approximatives et seront précisées lorsque nous ajouterons les 200 étoiles supplémentaires en cours de dépouillement actuellement. C'est le type spectral donné par les paramètres D , λ_1 qui a été adopté pour les étoiles utilisées à établir les divisions.

La partie du diagramme consacrée aux étoiles plus avancées que FO et pour les classes de luminosité III, II, I, se superpose à celle relative aux types spectraux plus précoces que FO (les divisions de cette partie du diagramme sont en pointillés sur la figure 5. Les étoiles sont représentées par un petit cercle). Dans cette région commune il y a donc deux solutions possibles pour chaque point de coordonnées Δ , g . Ce fait se produit déjà avec le diagramme λ_1 , D . Il est possible de lever l'incertitude en introduisant un 3^e paramètre. D. Chalonge a introduit le gradient Φ_b . Nous introduirons une grandeur corrélative, soit l'indice de couleur B_2-G . Malheureusement l'indice de couleur est sensible à

La relation entre les diagrammes λ_1 , D et Δ , g n'est pas simple. Il est facile d'établir des relations linéaires qui lient D à Δ . Par contre, il n'y en a pas entre λ et g . Nous trouvons en effet que $\lambda = f(\Delta, g)$, est une fonction assez compliquée et nous n'avons pas encore assez d'étoiles mesurées pour nous permettre d'en faire une représentation spatiale convenable.

5. EFFET DU ROUGISSEMENT INTERSTELLAIRE SUR LES PARAMÈTRES Δ , g

Soient E_{UB_2} , E_{B_2G} , $E_{B_1B_2}$, E_{V_1G} les excès de couleur des indices $(U-B_2)$, (B_2-G) , (B_1-B_2) , (V_1-G) . Les paramètres Δ , g , intrinsèques subiront donc un déplacement que nous appellerons respectivement E_Δ et E_g .

Nous obtenons, en introduisant les excès de couleur dans les formules 1 et 2.

$$\begin{cases} E_\Delta = E_{UB_2} - 1,110 E_{B_2G} \\ E_g = E_{B_1B_2} - 1,633 E_{V_1G} \end{cases} \quad (3)$$

Selon [10] l'excès de couleur peut être mis sous la forme:

$$\begin{aligned} E_{\lambda_1\lambda_2} = E_{\lambda_1\lambda_2}^0 + 0,543\alpha d \left\{ [2\varphi(T) + \alpha d] \left[\frac{1}{\lambda_2^2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 - \frac{1}{\lambda_1^2} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + 12 \left[\frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 - \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

avec $E_{\lambda_1\lambda_2}^0 = d (K_{\lambda_1} - K_{\lambda_2})$

où d est l'épaisseur de matière interstellaire qui vaut environ $0,8 E_{B-V}$ ($B-V$ de Johnson Morgan) ou $0,9 E_{B-V}$ ($B-V$ Observatoire).

K_λ le coefficient d'absorption donné dans [11]

$\varphi(T)$ le gradient

Posons $E_{\lambda_1\lambda_2} = E_{\lambda_1\lambda_2}^0 + \delta E_{\lambda_1\lambda_2}$

En vertu du choix des coefficients 1,110 et 1,633 des expressions 2 et 3, il vient

$$\begin{cases} E_\Delta = \delta E_{UB_2} - 1,110 \delta E_{B_2G} \\ E_g = \delta E_{B_1B_2} - 1,633 \delta E_{V_1G} \end{cases} \quad (5)$$

En introduisant les valeurs numériques données dans le tableau 1, nous obtenons:

$$\begin{cases} E_A = -9\alpha d [(2\varphi(T) + \alpha d) - 3,45] \cdot 10^{-3}, \\ E_g = -1,95\alpha d [(2\varphi(T) + \alpha d) - 4,85] \cdot 10^{-3}. \end{cases} \quad (6)$$

Ces relations nous permettent de vérifier que l'effet du rougisement ne se fait sérieusement remarquer que pour les valeurs élevées de d ($d \cong 3$) associé à des étoiles ayant une valeur élevée de $\varphi(T)$ ($\varphi(T) \cong 3$). A l'aide des expressions 6 il est possible d'effectuer une correction aux valeurs de g et de A sachant que $\varphi(T)$ est donné déjà par les valeurs approchées de g et A et qu'une grandeur approximative de d peut aussi être obtenue en utilisant les propriétés d'un diagramme en 3 couleurs UB_2G . (Les corrections à effectuer dans les cas les plus défavorables sont de 15/1000 sur g et de 0,1 sur A).

6. EFFET DE LA DISCONTINUITÉ DE BALMER SUR LE PARAMÈTRE A

Le paramètre A est une grandeur présentant une étroite corrélation avec la discontinuité de Balmer. Dans le § précédent nous avons montré que A et g sont très légèrement sensibles à l'absorption interstellaire et que cet effet est lié aux largeurs des bandes passantes des filtres utilisés. Il y a encore à tenir compte du fait que la longueur d'onde effective du filtre U est modifiée par la présence de la discontinuité de Balmer. Il est possible d'établir avec une approximation suffisante l'effet de la discontinuité de Balmer sur l'expression de E_A de la formule 6. Nous avons établi dans [16] les expressions qui peuvent être utilisées en réduisant le filtre à un filtre idéal ayant une courbe de transmission rectangulaire. Sous l'effet d'une discontinuité D , le filtre idéal, de longueur d'onde moyenne λ_0 , prend une longueur d'onde effective

$$\lambda_{eu} = \frac{1}{2} \frac{[(3700^2 - \lambda_1^2) + 10^D (\lambda_2^2 - 3700^2)]}{(3700 - \lambda_1) + 10^D (\lambda_2 - 3700)},$$

$$\text{avec } \lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \quad \mu_0 = \frac{1}{2\sqrt{3}} (\lambda_2 - \lambda_1),$$

$$\text{d'où } \Delta\lambda_U = \lambda_{eU} - \lambda_{oU}.$$

Ce déplacement de longueur d'onde effective introduit une modification de l'excès de couleur $\Delta E_U = \Delta A_U$

$$\Delta E_U = \Delta A_U \cong 1,086 \frac{\alpha d}{\lambda_{0U}} \cdot \frac{\Delta \lambda_u}{\lambda_{0U}}$$

$$\left(\text{avec une loi d'absorption approchée en } \frac{\alpha}{\lambda} \right).$$

Les effets des différentes causes de déplacement de la longueur d'onde effective peuvent être additionnés s'ils sont en nombre très restreint et d'importance très réduite. La formule 6 relative à l'effet sur le paramètre Δ de l'absorption interstellaire doit donc être corrigée en y ajoutant l'expression ci-dessus,

$$E_\Delta = -\alpha d \left[9(2\varphi(T) + \alpha d) - 31 + \frac{1,086}{\lambda_{0u}} \cdot \frac{\Delta \lambda_u}{\lambda_{0u}} \right]. \quad (7)$$

Dans les cas les plus défavorables ($D = 0,5$) la correction à effectuer est légèrement supérieure à celle exigée par un rougissement important.

Ces corrections peuvent être facilement introduites car une valeur approchée de D peut être obtenue en utilisant une relation approchée entre Δ et la discontinuité de Balmer d'une part, et, d'autre part, les paramètres Δ , g , et les indices de couleur $U-B_2$ et B_2-G nous informent sur les types spectraux approchés et sur l'absorption interstellaire approximative.

7. CONCLUSION

Une représentation à deux paramètres des étoiles établie à l'aide d'une photométrie faisant usage de filtres à large bande est donc possible. Un troisième paramètre, un indice de couleur, nous permet de distinguer les étoiles des types $O-A$ de celles des types $A-F$. De nombreuses mesures restent à faire pour mieux définir les divisions de type spectral et de classe de luminosité. Il serait intéressant de répéter sur le diagramme Δ, g , le travail effectué par J. Berger [17] et de tracer les lignes d'égale évolution et celles d'égale magnitude absolue.

Observatoire de Genève

Le 9 décembre 1962

BIBLIOGRAPHIE

1. H. C. ARP, The Hertzsprung-Russell diagram, dans *Handbuch der Physik*, Band L, 1, p. 86.
 2. D. CHALONGE, Problèmes de populations stellaires et de structure de la galaxie, CNRS, Paris, 1957, p. 29.
 3. D. BARBIER, *Annales d'astrophysique*, 15, 1952, p. 13.
 4. B. WESTERBUND, *Uppsala Astron. Obs. Annale*, 3 n° 6, 1951.
 5. M. GOLAY, *Publications Observatoire de Genève*, série A, fasc. 59.
 6. J. STEBBINS, A. E. WHITFORD, *Ap. j.*, 123-3.
 7. — *Ap. j.*, 102-3.
 8. H. L. JOHNSON, W. W. MORGAN, *Ap. j.*, 114-3.
 9. A. UNSÖLD, *Zeitschrift für Astrophysik*, 49, 1-7, 1960.
 10. M. GOLAY, *Publications Obs. de Genève*, série A, fasc. 60.
 11. L. DIVAN, *Annales d'Astrophysique*, 17, 1954, p. 456.
 12. M. GOLAY, *Orion*, n° 64, p. 578-581, 1959.
 13. F. RUFENER, *Publications Obs. de Genève*, sous presse.
 14. W. W. MORGAN, A. E. WHITFORD, A. D. CODE, *Ap. j.*, 118-2, p. 318.
 15. D. CHALONGE, *Annales d'astrophysique*, tome 19 (1956).
 16. M. GOLAY, *Publications Obs. de Genève*, série A, fasc. 62.
 17. J. BERGER, *Annales d'astrophysique*, 25, n° 2 et 3, 1962.
 18. M. GOLAY, *Publications Obs. de Genève*, série A, sous presse.
-