Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

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

Band: 12 (1959)

Heft: 3

Artikel: Photométrie en trois couleurs du corps noir : effets de la largeur de la

bande passante des filtres sur l'excès de couleur

Autor: Golay, M.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739067

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.12.2025

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

PHOTOMÉTRIE EN TROIS COULEURS DU CORPS NOIR

Effets de la largeur de la bande passante des filtres sur l'excès de couleur

PAR

M. GOLAY

 $R\acute{e}sum\acute{e}.$ — Nous avons calculé: les magnitudes, les indices de couleur, les longueurs d'onde effectives, les excès de couleur, les rapports $\frac{Eu}{Ey}$ et $\frac{A\,v}{Ey}$ pour des étoiles rayonnant comme des corps noirs à différentes températures et dont le rayonnement traverse diverses épaisseurs de matière interstellaire. Le système photométrique est proche du système U, B, V, mais pas identique. Nous avons étudié l'effet de la largeur de la bande passante des filtres utilisés et nous signalons une condition que doivent remplir les filtres pour que les rapports $\frac{Eu}{Ey}$ et $\frac{Av}{Ey}$ varient le moins possible avec la température des étoiles et la quantité de matière interstellaire traversée.

1. Introduction.

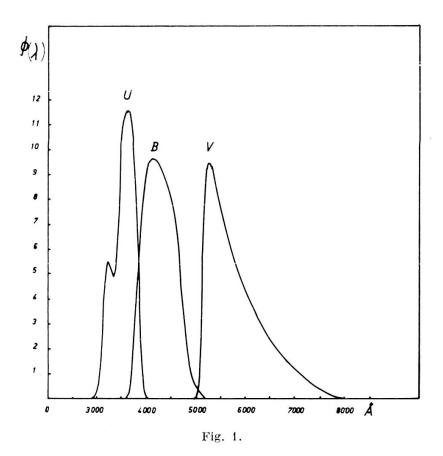
Nous nous proposons, dans ce travail, d'étudier le diagramme à deux indices de couleur U-B/B-V de corps noirs à différentes températures et placés derrière diverses épaisseurs de matière interstellaire. Les couleurs U, B, V sont proches de celles de Johnson et Morgan [1] mais pas absolument identiques et cela peut conduire à des différences sensibles dans le comportement des excès de couleur. Il est important de connaître l'ordre de grandeur de la courbure des lignes de rougissement car le grand intérêt des photométries en plusieurs couleurs réside dans la possibilité de déterminer, à l'aide de ces lignes, un type spectral approché et de pouvoir estimer la quantité de matière absorbante traversée par le rayonnement.

TABLEAU 1.

Couleurs	U	I	3	v	
Filtres λ (Å)	UG2 2 mm Φ (λ)	Filtres λ (Å)	BG12 2 mm + GG13 2 mm Φ (λ)	Filtres	OG 4 2 mm Φ (λ)
2900 2950 3000 3050 3100 3150 3200 3250 3300 3350 3400 3450 3500 3600 3650 3700 3750 3800 3950 4000 4050	0,00 0,05 0,22 0,74 1,97 3,60 5,00 5,55 5,27 4,92 5,35 6,90 10,35 11,15 11,50 11,60 11,18 10,20 8,40 5,88 3,07 1,06 0,17 0	3600 3650 3700 3750 3800 3850 3900 3950 4000 4150 4200 4250 4360 4450 4500 4650 4600 4650 4700 4750 4800 4850 4900	0,00 0,19 0,85 2,17 3,73 5,18 6,60 7,68 8,65 9,67 9,62 9,65 9,62 9,47 9,24 8,97 8,68 8,35 7,98 7,54 6,94 6,08 4,97 3,95 2,87 1,91 1,23	5000 5040 5070 5100 5130 5170 5200 5250 5300 5450 5400 5600 5700 5800 5900 6000 6100 6200 6300 6400 6500 6800 7100 7400 7700	0 0,42 1,11 2,96 5,49 8,00 8,90 9,49 9,36 9,00 8,55 8,11 7,68 6,83 6,07 5,40 4,81 4,28 3,82 3,40 3,01 2,65 2,39 1,60 1,01 0,52 0,15
		4950 5000 5050 5100 5200	0,74 0,44 0,29 0,13 0,00	8000	0,00
$\lambda_0 = \frac{\int \Lambda \Phi(\lambda) d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda}$	3542 Å	426	5 Å	5818	3 Å

2. Matériel utilisé.

Les filtres sont ceux que nous avons employés lors d'une étude de l'absorption interstellaire dans la région de NB 144 et décrits dans [2]. La cellule est à multiplication d'électrons de Lallemand; nous avons utilisé la courbe de sensibilité spectrale publiée dans l'ouvrage de Surugue [3].



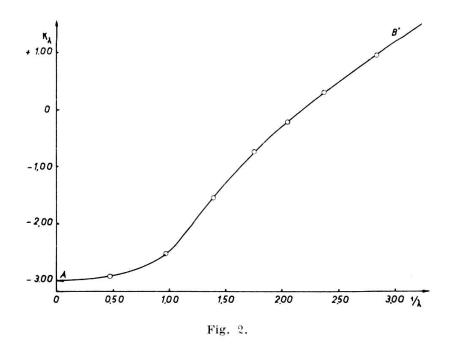
Nous avons tenu compte de deux réflexions sur surfaces aluminiées et d'une absorption dans une lentille de Fabry en uviol WG 7 de 6 mm d'épaisseur. La courbe exprimant la fraction de lumière réfléchie à diverses longueurs d'onde des surfaces aluminiées a été empruntée à l'ouvrage de Danjon et Couder [4]. Le tableau 1 donne la réponse Φ (λ) en unités arbitraires des filtres envisagés pour une répartition uniforme de l'énergie. Ces courbes sont représentées dans la figure 1.

La loi d'absorption interstellaire adoptée entre 3129 Å et 6113 Å, est celle de M^{11e} Divan (la courbe utilisée a été très

légèrement lissée). Pour les longueurs d'onde plus grandes, nous avons extrapolé en suivant la courbe de Whitford [6]. La figure 2 représente la variation du coefficient d'absorption interstellaire telle que la présente M^{11e} Divan, page 66 de [5]. Nous avons admis que $K_{\lambda} \rightarrow -3$ pour $\lambda \rightarrow \infty$. Nous avons aussi fait l'hypothèse qu'il n'y a pas d'absorption neutre et nous avons posé:

$$a_{\lambda} = \frac{\mathrm{K}_{\lambda} + 3}{1,086} \tag{1}$$

ce qui nous permettra de calculer l'absorption totale.



Le coefficient K_{λ} est tel que si I est le flux reçu, I_0 le flux initial émis par une étoile.

$$\log_{10}\,I_{0} - \log_{10}\,I \,=\, M\;(K_{\lambda}\,+\,3) \;.$$

D'où:

$$\log_{10} e (\log_{e} I_{0} - \log_{e} I) = M (K_{\lambda} + 3)$$

$$I = I_{0} e^{-\frac{M (K_{\lambda} + 3)}{\log_{10} e}}$$
(2)

Formons l'excès de couleur:

$$(B - V)_{abs} - (B - V)_{intr} = 2.5 M (K_B - K_V) = E_y$$

Désignons par d une quantité que nous appellerons l'épaisseur de matière interstellaire:

$$d = 2.5 \text{ M}$$

M est la masse de matière interstellaire de [5]. La différence $K_B - K_V$ étant proche de 1, nous avons d proche de E_y . En introduisant d, l'expression (2) s'écrit:

$$I = I_0 e^{-a_{\lambda} d} \tag{3}$$

Le tableau 2 donne les valeurs de a_{λ} utilisées.

λ (Å)	a_{λ}	λ (Å)	a_{λ}	λ (Å)	a_{λ}	λ (Å)	a_{λ}
2900 3000 3100 3200 3300 3400 3500 3600 3700 3800 3900	4,542 4,350 4,180 4,030 3,900 3,792 3,688 3,579 3,471 3,370 3,289	4100 4200 4300 4400 4500 4600 4700 4800 4900 5000 5100	3,140 3,053 2,981 2,902 2,821 2,750 2,679 2,612 2,540 2,473 2,409	5300 5400 5500 5600 5700 5800 5900 6000 6100 6200 6300	2,278 2,221 2,161 2,108 2,050 1,995 1,942 1,885 1,855 1,808 1,768	6500 6800 7100 7400 7700 8000	1,690 1,582 1,482 1,395 1,313 1,240

TABLEAU 2.

3. Magnitudes. Indices de couleur. Excès de couleur. Absorption totale. Longueurs d'onde effectives.

Les calculs ont été effectués par M^{1le} F. Ravier et MM. J.-F. Zuber et J.-P. Imhof. Les magnitudes sont à une constante près. Les épaisseurs de matière interstellaire vont jusqu'à d=7, ce qui correspond à un excès de couleur de sept magnitudes environ, cette valeur de d est pratiquement exagérée; mais nous sommes allés jusque-là afin de mettre en évidence les tendances éventuelles des droites de rougissement.

TABLEAU 3.

Les magnitudes.

			_			
	Λ	$egin{array}{c} -19,189 \\ -20,012 \\ -20,930 \\ -21,538 \\ -22,080 \\ -22,595 \\ -22,595 \end{array}$			Λ	7,611 8,346 9,183 9,749 10,263 10,758
1	В	$egin{array}{c} -18,546 \\19,595 \\20,720 \\21,433 \\22,046 \\22,611 \end{array}$		7	В	- 0,113 1,095 2,158 2,839 3,431 3,980
	Ω	$\begin{array}{c} -17,734 \\ -18,970 \\ -20,267 \\ -21,068 \\ -21,740 \\ -22,346 \\ \end{array}$			Ŋ	++++++ $2,017$ $2,017$ $1,814$ $1,161$ $0,568$
	Λ	$\begin{array}{c} -20,283 \\ -21,113 \\ -22,037 \\ -22,649 \\ -23,193 \\ -23,710 \\ \end{array}$			Λ	
1/3	В			5	В	0,608 7,082 8,162 8,851 9,449 10,003
	n	— 19,691 — 20,934 — 22,239 — 23,043 — 23,718 — 24,325			U	2,453
	Λ				Λ	
0	В	$\begin{array}{c} -21,791 \\22,854 \\23,991 \\24,710 \\25,327 \\25,895 \\ \end{array}$		G ∼	В	
	n	- 21,662 22,913 24,225 25,034 25,711 26,320			n	
q =	H	9000° 12000° 18000° 25000° 35000° 50000°		= p	Т	9000° 12000° 18000° 25000° 35000° 50000°

5862,6 5833,1 5807,2 5794,3 5785,7 5779,7

>

TABLEAU 4.

4324,8 4308,5 4293,5 4285,9 4280,8 4277,3 B 3593,4 3581,2 3569,4 3563,3 3559,1 \Box 5789,3 5762,4 5738,8 5721,2 5719,4 5713,9 > Les longueurs d'onde effectives (A). 4292,7 4276,4 4261,5 4254,0 4248,9 4245,5 7. В 3571,3 3558,2 3545,6 3539,1 3534,6 \supset 5722,6 5698,3 5671,1 5666,7 5659,8 5654,9 > 4260,9 4244,9 4230,2 4222,8 4217,9 4214,5 В 0 3547,6 3533,7 3520,3 3513,5 3508,8 9000° 12000° 18000° 25000° 35000° 50000° 11 T σ

	Λ	6835,2 6811,0 6788,3 6776,4 6768,2 6762,4
7	В	4655,1 4645,4 4636,3 4631,5 4628,3 4628,3
	n	3757,1 3752,6 3748,1 3745,9 3744,3 3744,3
	Λ	6554,2 6521,9 6491,8 6476,4 6465,7 6458,2
5	В	4563,4 4551,0 4539,3 4533,3 4529,2 4526,4
	n	3719,0 3712,8 3706,8 3703,6 3701,5 3700,0
	Λ	6026,3 5992,6 5962,6 5947,6 5937,4 5930,3
લ	В	4389,0 4373,1 4358,3 4350,8 4345,7 4342,2
	n	3633,0 3622,6 3612,5 3607,2 3603,6 3601,1
d = 0	Ţ	9000° 12000° 18000° 25000° 35000° 50000°

Tableau 5. Les indices de couleur.

= p			•	\ RI	_		3,					
T	U-B	В-V	U-B	B-V	U-B	B-V	n-B	B-V	U-B	B-V	U-B	B-V
°0006		$+$ 0,130 $\left -0,396\right $ $+$ 0,471	+ 0,471	+ 0,121	+ 0,812	$+\ 0.121 \ +\ 0.812 \ +\ 0.643 \ +\ 1.498 \ +\ 1.705 \ +\ 3.629 \ +\ 5.092 \ +\ 5.130 \ +\ 7.499$	+ 1,498	+ 1,705	+3,629	+5,092	+ 5,130	+ 7,499
12000°	0,059	-0.059 -0.622 $+0.284$	+0,284	-0,105	+0,625	0,105 + 0,625 + 0,417 + 1,311 + 1,477 + 3,435 + 4,850 + 4,929 + 7,251	+ 1,311	+ 1,477	+3,435	+4,850	+4,929	+7,251
18000°		-0.234 -0.829 $+0.110$	+0,110	-0,312	+0,453	$0.312 \ +\ 0.453 \ +\ 0.210 \ +\ 1.139 \ +\ 1.268 \ +\ 3.257 \ +\ 4.630 \ +\ 4.747 \ +\ 7.025$	+ 1,139	+1,268	+3,257	+ 4,630	+ 4,747	+7,025
25000°	- 0,323	-0.934 + 0.022	+0,022	-0,416	+0,365	0,416 + 0,365 + 0,105 + 1,052 + 1,162 + 3,167 + 4,518 + 4,653 + 6,910	+ 1,052	+1,162	+3,167	+4,518	+4,653	+6,910
35000°	-0.383	-0,383 — $1,005$	-0,038	-0,487	+0,306	$0,487 \left +0,306 \right +0,034 \left +0,993 \right +1,021 \left +3,106 \right +4,443 \left +4,591 \right +6,833$	+ 0,993	+ 1,021	+3,106	+ 4,443	+4,591	+6,833
50000°	0,425	-0.425 -1.055 -0.079	-0,079	$-0.537 \left +0.266 \right $	+ 0,266	$\begin{bmatrix} -0.016 & +0.952 & +1.041 & +3.064 & +4.390 & +4.548 & +6.778 \end{bmatrix}$	+ 0,952	+ 1,041	+3,064	+4,390	+4,548	+ 6,778

PHOTOMÉTRIE EN TROIS COULEURS DU CORPS NOIR 383

Tableau 6.
Les excès de couleur.

d =		1/2	a e	ĺ	2		Ę	6	,	7
Т	\mathbf{E}_{u}	$\mid E_y \mid$	\mathbf{E}_{u}	E_y	\mathbf{E}_{u}	E_y	\mathbf{E}_{u}	E_y	\mathbf{E}_{u}	$\mid E_y \mid$
9000° 12000° 18000° 25000° 35000° 50000°	0,341 0,343 0,344 0,345 0,346 0,346	0,517 0,517 0,517 0,518 0,518 0,518	0,682 0,684 0,687 0,689 0,690 0,690	1,039 1,038 1,038 1,039 1,039 1,039	1,368 1,370 1,373 1,375 1,376 1,377	2,101 2,098 2,097 2,096 2,096 2,095	3,500 3,494 3,491 3,490 3,490 3,490	5,487 5,471 5,459 5,452 5,448 5,445	5,000 4,988 4,981 4,977 4,975 4,973	7,894 7,872 7,853 7,844 7,838 7,833

TABLEAU 7.

Le rapport $\frac{\mathrm{E}_u}{\mathrm{E}_y}$

$oxed{T} d$	1/2	1	2	5	7
9000°	0,660	0,657	0,651	0,638	0,633
12000°	0,663	0,659	0,652	0,639	0,634
18000°	0,665	0,662	0,654	0,640	0,634
25000°	0,667	0,663	0,656	0,640	0,634
35000°	0,668	0,664	0,657	0,641	0,636
50000°	0,669	0,665	0,657	0,641	0,635

Tableau 8. $L'absorption \ totale \ A_v.$

9000° 1,112				
$egin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	2,206	4,336	10,222	13,784
	2,220	4,365	10,300	13,886
	2,233	4,392	10,371	13,980
	2,239	4,405	10,407	14,027
	2,243	4,414	10,431	14,059

Tableau 9.

	A_v
rapport	$\overline{\mathrm{E}_y}$
	rapport

T d	1/2	1	2	5	7
9000°	2,152	2,124	2,064	1,863	1,746
12000°	2,164	2,139	2,081	1,883	1,764
18000°	2,174	2,150	2,095	1,900	1,780
25000°	2,179	2,155	2,101	1,909	1,788
35000°	2,182	2,159	2,106	1,915	1,794
50000°	2,184	2,162	2,109	1,919	1,798

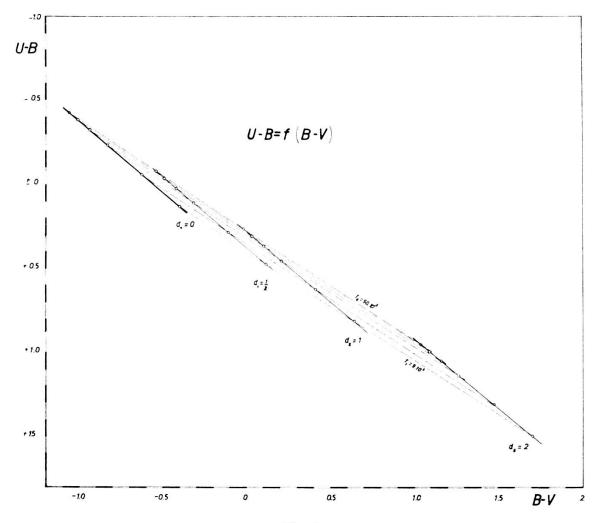


Fig. 3.

4. Remarques sur le diagramme U-B = f (B-V).

La figure 3 présente ce diagramme en deux couleurs, limité à l'épaisseur d=2 (pour des raisons d'encombrement). L'étude à très grande échelle des diagrammes et des tableaux précédents pour les températures comprises entre 9000 et 50.000° , nous apprend que:

- a) La relation entre U—B et B—V est linéaire quel que soit
 d compris entre 0 et 7;
- b) Les lignes de rougissement sont pratiquement des droites pour d compris entre 0 et 2;

En allant jusqu'à d=7, nous constatons une très légère tendance à s'incurver.

- c) Les lignes de rougissement sont pratiquement parallèles;
- d) Les droites qui expriment la relation entre U-B et B-V pour diverses valeurs de d sont pratiquement parallèles jusqu'à d=2. Pour d>2, la pente de la droite diminue légèrement; $\frac{\Delta (\mathrm{U}-\mathrm{B})}{\Delta (\mathrm{B}-\mathrm{V})}=0.917$ pour d=0 et $\frac{\Delta (\mathrm{U}-\mathrm{B})}{\Delta (\mathrm{B}-\mathrm{V})}=0.806$ pour d=7.

5. Remarques sur le diagramme
$$\frac{Av}{Ey} = f(E_y)$$
.

Ce diagramme fait l'objet de la figure 4. Nous voyons que le rapport $\frac{Av}{Ey}$ décroît alors que la température diminue ou que la matière interstellaire augmente. Les lieux des points à d= constante sont des droites pratiquement perpendiculaires à l'axe des E_y jusqu'à d=1 puis de pente négative à partir de d=2. Les diverses dourbes présentent un point d'inflexion entre d=2 et d=5. Ces variations sont à l'inverse de celles calculées pour le système U, B, V de Johnson et Morgan et publiées dans Astronomische Gesellschaft [9].

6. Remarques sur les diagrammes
$$\mathbf{E}_u = f\left(\mathbf{E}_y\right)$$
 et $\mathbf{E}_u = f\left(d\right)$ ou $\mathbf{E}_y = f\left(d\right)$.

La figure 5 montre que ni E_u , ni E_y ne sont proportionnels à l'épaisseur de matière interstellaire traversée. E_u et E_y

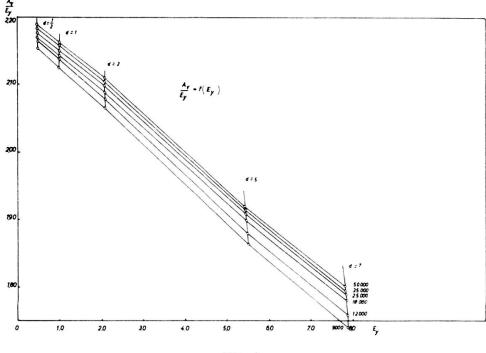


Fig. 4.

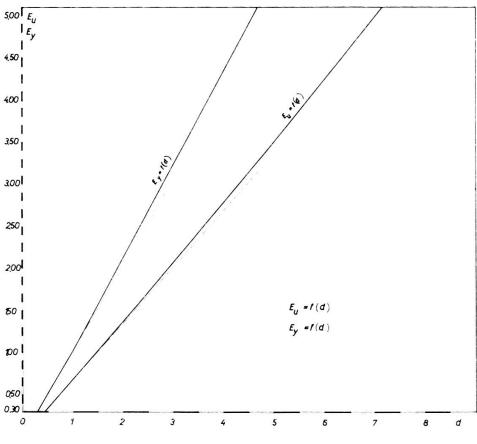
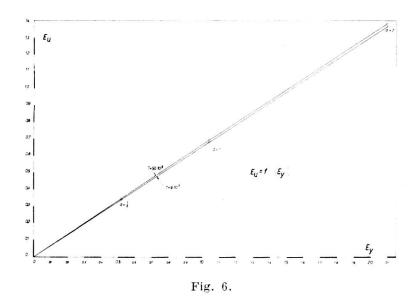


Fig. 5.

croissent plus vite que la droite tangente à l'origine de la courbe $\mathbf{E}_u = f(d)$ ou de $\mathbf{E}_y = f(d)$. Il est inutile de préciser à quelle température se rapporte la figure 4 car les courbes relatives aux différentes températures sont comprises dans l'épaisseur du trait. Contrairement au graphique identique établi par \mathbf{M}^{me} Rozis-Saulgeot [7] pour le système de Johnson et Morgan les courbes $\mathbf{E}_u = f(d)$ et $\mathbf{E}_y = f(d)$ tournent leur courbure du même côté par rapport à leur tangente à l'origine.



La figure 6 donne $E_u=f(E_y)$ pour deux températures 9000 et 50.000° (le dessin est limité à d=2). Pour ces deux températures, les relations sont pratiquement linéaires. Il faut aller jusqu'à d=7 pour constater une légère incurvation qui tend à faire diriger la concavité des courbes vers l'axe des E_y . La pente à 50.000° est légèrement plus grande qu'à 9000° . Là encore nous avons des résultats notoirement différents de ceux de M^{me} Rozis-Saulgeot dont les courbes s'éloignent nettement d'une droite et qui tournent leur concavité vers l'axe des E_u . De plus, c'est la courbe relative à 50.000° qui manifeste la pente la plus faible.

7. Etude des divergences constatées.

Les filtres décrits au début de ce travail avaient été choisis par F. Lenouvel et devaient assurer un raccordement simple avec ceux de Johnson et Morgan [1]. L'application a montré [2] que le filtre B introduisait quelques perturbations dues à la discontinuité de Balmer mais qui n'ont pas de conséquences pour le présent travail. Si nous calculons les longueurs d'onde moyennes du système photométrique utilisé et celles du système décrit par Johnson et Morgan, nous trouvons:

Système		λ ₀ (Å)		μ² (unités μ²)			
photométrique	U	В	V	U	В	V	
(A) Johnson et Morgan [1] (B) Golay [2]	3499 3542	4425 4265	5539 5818	4,605 · 10 ⁻⁴ 4,443 · 10 ⁻⁴	$1,360 \cdot 10^{-3}$ $8,34 \cdot 10^{-4}$	$\begin{vmatrix} 1,381 & 10^{-3} \\ 3,275 & 10^{-3} \end{vmatrix}$	

Système	,	$\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$	
photométrique	U	В	V
(A) Johnson et Morgan [1] (B) Golay [2]	$3,76 \cdot 10^{-3}$ $3,54 \cdot 10^{-3}$	$6,95 \cdot 10^{-3} $ $4,584 \cdot 10^{-3}$	$45,0 \cdot 10^{-3}$ $9,67 \cdot 10^{-3}$

οù

$$\mu^{2} = \frac{\int (\lambda - \lambda_{0})^{2} \Phi(\lambda) d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda}$$
(4)

La non linéarité des relations $E_y = f(d)$, $E_u = f(d)$ et la variation du rapport $\frac{Eu}{Ey}$ sont des effets des bandes passantes des divers filtres utilisés. Nous avons étudié dans un précédent travail [8] les effets des différences entre les bandes passantes des filtres.

Nous avons obtenu l'expression suivante pour l'indice de couleur établi à partir de deux filtres dont les longueurs d'onde moyennes (voir définition dans le tableau 1) sont λ_1 et λ_2 :

$$C_{\lambda_{1} \lambda_{2}}^{0} = m_{\lambda_{1}} - m_{\lambda_{2}} - 0.543 \ \mu_{1}^{2} \frac{B_{\lambda_{1}}^{"}}{B_{\lambda_{1}}} + 0.543 \ \mu_{2}^{2} \frac{B_{\lambda_{2}}^{"}}{B_{\lambda_{2}}} - 2.5 \left[\log_{10} \int \Phi_{1}(\lambda) \ d\lambda + \log_{10} \int \Phi_{2}(\lambda) \ d\lambda \right]$$
(5)

où: μ₁ et μ₂ sont les paramètres caractéristiques de la largeur de bande des filtres;

 $\Phi(\lambda_1)$ et $\Phi_2(\lambda)$ les courbes de transmission;

 m_{λ_1} et m_{λ_2} les magnitudes monochromatiques aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ;

 $B_{\lambda_1} = B(\lambda_1, T)$ la fonction de Planck;

$$B_{\lambda_1}^{"}=\left[\frac{\partial^2 B\left(\lambda,\,T\right)}{\partial\,\lambda^2}\right]_{\lambda_1}$$
 la dérivée seconde.

Le même procédé que celui utilisé pour obtenir (5) peut être employé pour établir l'expression de l'indice de couleur C_{λ_1, λ_2} du rayonnement d'un corps noir ayant passé à travers une épaisseur d de matière interstellaire, il suffit d'introduire la fonction B (λ , T) $e^{-a_{\lambda}d}$ à la place de B (λ , T). L'excès de couleur est alors donné par:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = C_{\lambda_1 \lambda_2} - C_{\lambda_1 \lambda_2}^0$$

d'où:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = 1,086 d \left[a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2} + \frac{1}{2} \mu_1^2 \alpha_{\lambda_1}' \beta_{\lambda_1} - \frac{1}{2} \mu_2^2 \alpha_{\lambda_2}' \beta_{\lambda_2} \right]$$
 (6)

où:

$$eta_{\lambda} = \left(2\,rac{\mathrm{B}'\,(\lambda,\,\mathrm{T})}{\mathrm{B}\,(\lambda,\,\mathrm{T})} + rac{a_{\lambda}^{'}}{a_{\lambda}^{'}} - a_{\lambda}^{'}d
ight)$$

La loi d'absorption interstellaire est différente d'une loi en λ^{-1} ; mais comme nous nous proposons d'étudier seulement l'effet de la largeur de la bande passante des filtres qui ne fait intervenir que les dérivées première et seconde de a_{λ} , nous pouvons donc adopter pour ces dérivées une expression approchée donnée par la loi $a_{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda}$. Appelons $E_{\lambda_1 \lambda_2}^0$ l'excès de couleur monochromatique:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2}^0 = 1.086 d (a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2})$$

En introduisant les dérivées de $a_{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda}$, l'expression (6) devient:

$$\mathbf{E}_{\lambda_1 \lambda_2} = \mathbf{E}_{\lambda_1 \lambda_2}^0 + \frac{\alpha}{2} \left[\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 \beta_{\lambda_2} - \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 \beta_{\lambda_1} \right]$$
 (7)

avec:

$$eta_{\lambda} = \left(2\,rac{\mathrm{B}'\,(\lambda,\,\mathrm{T})}{\mathrm{B}\,(\lambda,\,\mathrm{T})} - rac{2}{\lambda} + rac{lpha}{\lambda^2}\,d\,
ight)$$

Exprimons $\frac{B'(\lambda, T)}{B(\lambda, T)}$ à l'aide du gradient absolu; nous obtenons:

$$\frac{\mathrm{B}'\left(\lambda,\,T\right)}{\mathrm{B}\left(\lambda,\,T\right)}=\,-\,\frac{5}{\lambda}\,+\,\frac{\phi\left(T\right)}{\lambda^{2}}$$

D'où:

$$\beta_{\lambda} = -\frac{12}{\lambda} + \frac{1}{\lambda^2} \left(2\varphi \left(\lambda, T \right) + \alpha d \right) \tag{8}$$

Le gradient absolu varie peu avec la longueur d'onde et l'on peut considérer que:

$$\varphi(\lambda_1, T) \cong \varphi(\lambda_2, T)$$

pour autant que λ_1 et λ_2 ne soient pas trop différents. Cette condition est généralement remplie, ce qui nous permet d'écrire l'expression (7) sous la forme suivante:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = E_{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{\alpha}{2} \left\{ (2 \varphi (T) + \alpha d) \left[\frac{1}{\lambda_2^2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 - \frac{1}{\lambda_1^2} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 \right] + 12 \left[\frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 - \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 \right] \right\}$$
(9)

Il est donc possible de rendre linéaire la relation entre l'excès de couleur et l'épaisseur de matière interstellaire en choisissant un système photométrique qui satisfait à la condition:

$$rac{1}{\lambda_2^2} \left(rac{\mu_2}{\lambda_2}
ight)^2 = rac{1}{\lambda_1^2} \left(rac{\mu_1}{\lambda_1}
ight)^2$$

PHOTOMÉTRIE EN TROIS COULEURS DU CORPS NOIR 391

ou encore:

$$\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 \frac{\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2} = r = 1 \tag{10}$$

Choisissons $\lambda_1 < \lambda_2$ afin d'avoir les excès de couleur positifs. Pour l'excès de couleur E_{ν} le système photométrique (A) a une valeur de $r_{\rm A}=0.42$ et pour le système photométrique (B), $r_{\rm B}$ vaut 1,1. La courbure des relations E = f(d) sera donc plus faible et moins dépendante de la température dans le système (B) que dans le système (A). Remarquons que si r < 1, la relation E = f(d) tourne sa courbure dans le sens contraire du cas r > 1. C'est ce que nous pouvons observer avec le système (A), où le rapport $r_{\rm A}^u=1.15$ pour l'excès de couleur ${\rm E}_u$. Ces résultats confirment ceux obtenus par Mme Rozis-Saulgeot. Dans le système (B), nous trouvons $r_{\rm B}^u=0.90$, ce qui entraînerait une courbure de $E_u = f(d)$ opposée à celle de $E_u = f(d)$, or les calculs détaillés montrent une très légère courbure de même sens que celle de $E_{\nu} = f(d)$. Il faut rappeler que l'expression (10) est une approximation utile et qui est assez proche de la réalité dans l'intervalle de longueur d'onde où la courbe d'absorption peut être considérée de la forme $\frac{\alpha}{\lambda}.$ Or dans l'ultraviolet, elle s'en éloigne suffisamment pour que les résultats de (10), quant au sens de la courbure, deviennent douteux lorsque r est voisin de 1.

Les mêmes développements peuvent être faits pour le rapport $\frac{\mathrm{A} v}{\mathrm{E} y}$.

8. Conclusions.

Dans le cas idéal où les étoiles rayonnent comme des corps noirs et où l'absorption interstellaire suit une loi en $\frac{\alpha}{\lambda}$, il est possible de trouver un système photométrique où l'excès de couleur est pratiquement proportionnel à la quantité de matière interstellaire traversée. Il suffit que les filtres utilisés remplissent la condition:

$$\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 \frac{\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2} = 1$$

Dans le cas réel, la discontinuité de Balmer, la loi d'absorption interstellaire différente d'une loi en λ^{-1} , rendent la condition énoncée ci-dessus moins impérative. Cependant il nous paraît utile de tenir compte de la relation (10) lors de l'établissement d'un système photométrique. Les calculs effectués ici, relatifs à un système photométrique qui en apparence paraît proche du système fondamental U, B, V, montrent que les excès de couleur, les rapports $\frac{Eu}{Ey}$ et $\frac{Av}{Ey}$ peuvent avoir des variations très différentes en fonction de la température et de la quantité de matière interstellaire.

BIBLIOGRAPHIE

- 1. Johnson et Morgan, Ap. j., 114, nº 3.
- 2. Golay, M., Publ. Obs. de Genève, série A, nº 57.
- 3. Surugue, J., Technique générale du laboratoire de physique, 1, 386.
- 4. DANJON et COUDER, Lunettes et télescopes, 565.
- 5. DIVAN, L., Annales d'astrophysique, 17, 1954.
- 6. WHITFORD, A. E., Ap. j., 107, 1948, 102.
- 7. Rozis-Saulgeot, A. M., Annales d'astrophysique, 19, nº 5, 1956.
- 8. Golay, M., Publ. Obs. de Genève, série A, nº 59.
- 9. Astro. Gesellschaft, 1951, I.