

Zeitschrift:	Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber:	Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band:	66 (1954-1957)
Heft:	291
Artikel:	La longueur d'onde effective et la sensibilité des récepteurs d'énergie rayonnante
Autor:	Flückiger, Maurice
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-274724

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: 11.01.2026

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

La longueur d'onde effective et la sensibilité des récepteurs d'énergie rayonnante

PAR

Maurice FLUCKIGER

(Séance du 16 novembre 1955)

La comparaison des éclats de deux sources lumineuses colorées est un des problèmes fondamentaux de l'astronomie physique. Pour ce genre de travail l'idéal serait de disposer d'un récepteur intégral (radiomètre, bolomètre, couple thermoélectrique, etc.) dont la sensibilité est la même quelle que soit la longueur d'onde de la lumière reçue. De tels récepteurs ont déjà été employés en astronomie. Les premières tentatives dans ce sens furent faites par HUGGINS (1) qui employait une ou deux paires d'éléments bismuth-antimoine au foyer d'un réfracteur. STONES (2) appliqua une méthode analogue. Ces mesures très délicates n'ont donné des résultats satisfaisants que pour des étoiles brillantes. Pour la comparaison des étoiles plus faibles, force nous est d'employer l'œil, la plaque photographique associée ou non à des filtres, la cellule photoélectrique. Quel que soit le récepteur et le mode de travail adopté, la même question est posée : comment désigner, aussi simplement que possible et cependant le mieux possible, les caractéristiques du récepteur employé ? Dans ce qui va suivre, nous ne nous occuperons que du récepteur photographique ; mais on peut facilement étendre nos conclusions aux autres types de récepteurs sélectifs, étant donné l'allure identique des courbes de réponse de ces appareils.

Les sources stellaires n'étant pas monochromatiques, il importe de caractériser leur spectre d'émission en même temps qu'on mesure leur éclat. Plusieurs équivalents de couleur ont été proposés, en particulier l'indice de couleur photovisuel (défini comme la différence des magnitudes photographiques et photovisuelles) et la longueur d'onde effective apparente. Notre propos est de préciser les différentes grandeurs qui

ont été proposées sous le nom de « longueur d'onde effective » et de trouver les relations entre ces différentes grandeurs et les caractéristiques du récepteur d'énergie moyennant certaines hypothèses sur les récepteurs et sur le rayonnement des étoiles.

A. Sensibilité chromatique des récepteurs.

Faisons tout d'abord quelques remarques et quelques hypothèses sur les récepteurs d'énergie rayonnante employés. Ces hypothèses ne sont probablement pas entièrement vérifiées en pratique, mais elles le sont en tout cas mieux que celles qui les remplacent habituellement en astrophysique.

L'expérience montre que les émulsions photographiques ne sont pas également sensibles aux radiations de longueurs d'onde différentes et on caractérise un récepteur par sa courbe de sensibilité chromatique. Alors que la plaque dite ordinaire, non chromatisée, n'est sensible qu'aux rayonnements de courte longueur d'onde (bleu et violet) et ne présente qu'un maximum de sensibilité, les plaques ortho-, iso-, ou panchromatiques sont sensibles au jaune et au rouge et présentent souvent plus d'un maximum de sensibilité. Ces courbes de sensibilité sont quelquefois déterminées par le fabricant, mais malheureusement elles ne sont pas d'une grande utilité en astronomie. En effet, ces courbes sont obtenues en enregistrant sur la plaque à étudier un spectre continu fourni par un spectrographe à réseau dont la fente est recouverte d'un coin absorbant gris-neutre. La source lumineuse employée est très intense de façon que les durées d'exposition soient courtes et qu'ainsi les conditions d'étude du matériel sensible se rapprochent de celles de l'emploi pratique. La courbe obtenue est alors dépendante de la répartition spectrale de l'énergie de la source, des propriétés du spectrographe, de celles du coin absorbant et évidemment de celles de l'émulsion et des traitements chimiques nécessaires à l'apparition de l'image. Si de telles courbes sont très utiles pour caractériser commercialement une émulsion, elles ne peuvent évidemment pas servir de courbes d'étalonnage. Celles-ci sont à établir spécialement au moyen de l'optique astronomique employée et, si possible, simultanément à la prise du cliché sur le ciel. Si cette dernière condition ne peut être remplie il faut veiller à laisser vieillir suffisamment l'émulsion avant son développement de façon que l'évolution de toutes les images latentes, celles des spectres de contrôle comme celles des étoiles, soit pratiquement terminée. Nous supposerons cette étude faite dans les

conditions optima et nous définirons la courbe de sensibilité chromatique $s(\lambda)$ du récepteur (optique, filtre et plaque) de la façon suivante :

Soient $E(\lambda)$ l'énergie rayonnée pour la longueur d'onde λ et $E'(\lambda_0)$ l'énergie apparente indiquée par l'appareil de mesure. Le rapport :

$$s(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{E'(\lambda_0)}$$

est la sensibilité du récepteur pour la longueur d'onde λ relativement à la longueur d'onde d'étalonnage λ_0 . Pour que cette expression ait un sens, il faut que la fonction $s(\lambda)$ ne dépende que de la longueur d'onde λ et pas de l'énergie $E(\lambda)$. Autrement dit, il faut que l'énergie indiquée soit proportionnelle à l'énergie vraie reçue. Cela n'est généralement pas le cas et on dit alors que le récepteur présente le phénomène de Purkinje généralisé. Cependant, à condition de limiter convenablement le domaine de variation de $E(\lambda)$, donc de faire l'étalonnage dans des conditions très voisines de celles de l'emploi habituel, la sensibilité $s(\lambda)$ est suffisamment bien définie.

La courbe $s(\lambda)$ présente en général plusieurs maxima et on choisit habituellement comme longueur d'onde d'étalonnage celle qui correspond au maximum principal. Dans ce cas la sensibilité est exprimée par un nombre compris entre 0 et 1.

Afin de simplifier les calculs, nous nous limiterons au cas où la fonction $s(\lambda)$ ne présente qu'un seul maximum et où la forme de la courbe se rapproche de celle de la courbe de sensibilité de l'œil humain. Parmi les différentes formes analytiques proposées pour $s(\lambda)$, nous choisirons celle qui fut employée par YVES, puis par ROSSIER dans le problème de l'index de couleur (3 à 11). Cette expression est :

$$[1] \quad s(\lambda) = \left[\frac{\lambda_s}{\lambda} \cdot e^{1 - \frac{\lambda_s}{\lambda}} \right]^a$$

Dans cette expression λ_s et a sont des constantes. La forme de cette fonction se rapproche suffisamment de celle de Planck pour rendre faciles les diverses intégrations nécessaires.

La fonction $s(\lambda)$ jouit des propriétés suivantes :

1° elle est nulle pour $\lambda = 0$ et $\lambda = \infty$

$$s(0) = 0 \quad s(\infty) = 0$$

2^o elle vaut 1 pour $\lambda = \lambda_s$

$$s(\lambda_s) = 1$$

λ_s est alors la *longueur d'onde du maximum de sensibilité chromatique* du récepteur.

3^o Le maximum est d'autant plus aigu que l'exposant a est plus grand, ce qui fait que l'on désigne cet exposant par le terme : *exposant d'acuité*.

4^o Le maximum s'aplatit quand λ_s augmente, a restant constant.

5^o Le maximum s'aplatit quand λ_s et a diminuent.

Enfin si l'exposant d'acuité a augmente indéfiniment nous nous rapprochons de la sensibilité concentrée sur une longueur d'onde unique. A la limite, lorsque $a = \infty$, la fonction $s(\lambda)$ est nulle pour toute valeur de λ différente de λ_s . Pour cette dernière valeur $s(\lambda)$ est maximum et vaut 1. Ce cas de sensibilité concentrée et d'acuité infinie correspond à l'hypothèse faite en astrophysique lorsqu'on tente de relier l'indice de couleur à la température de couleur de l'étoile.

Dans divers mémoires, PAUL ROSSIER a comparé les courbes de sensibilité de plusieurs plaques aux courbes représentées par la fonction $s(\lambda)$. D'une façon générale on peut admettre, pour le moment du moins, que la représentation de la sensibilité chromatique du récepteur par une courbe du type indiqué est une bonne première approximation.

Nous ajouterons à nos hypothèses concernant les récepteurs la condition qu'ils satisfassent à la loi de l'additivité, c'est-à-dire que les énergies apparentes de deux ou plusieurs rayonnements de longueurs d'onde différentes s'ajoutent, même lorsque leur nombre est infini.

B. *Les sources lumineuses.*

Nous supposerons que le rayonnement d'une étoile est assimilable à celui d'un corps noir à température T. Dans ces conditions la répartition de l'énergie dans le spectre de l'étoile peut se représenter par la formule de Planck

$$[2] \quad I(\lambda) = c \cdot \lambda^{-5} (e^{b/\lambda T} - 1)^{-1}$$

On peut souvent se contenter de l'approximation de Wien :

$$[3] \quad I'(\lambda) = c \cdot \lambda^{-5} e^{-b/\lambda T}$$

et la différence entre les deux distributions d'énergie ne dépasse pas 1 %. L'emploi de la formule de Wien a l'énorme avantage de faciliter les calculs en limitant les développements en série à leur premier terme. La différence de 1 % entre les deux équations spectrales correspond à une différence de magnitude de 0,01 qui est la limite de précision actuelle des opérations photométriques.

La loi du déplacement de Wien nous donne la longueur d'onde du maximum d'émission; cette longueur d'onde λ_m vaut :

$$\lambda_m = \frac{b}{4,965 T} \text{ pour la répartition de Planck}$$

$$\lambda_m = \frac{b}{5 T} \text{ pour la répartition de Wien}$$

Cette longueur d'onde λ_m a quelquefois été désignée par le terme « *longueur d'onde effective vraie* » par opposition à la « *longueur d'onde effective apparente* » que nous verrons plus loin.

C. Longueur d'onde effective de Brill ou longueur d'onde isophote λ_i .

En première approximation on raisonne souvent comme si les mesures photométriques étaient faites en lumière monochromatique. Le récepteur est alors caractérisé par sa longueur d'onde effective, ou mieux *isophote*, définie ainsi : la longueur d'onde isophote λ_i de la comparaison de deux étoiles est la longueur d'onde de travail d'un récepteur à sensibilité concentrée et acuité infinie qui indique une même différence de magnitude que le récepteur employé.

Si notre récepteur indique pour deux étoiles les magnitudes m_1 et m_2 et si le récepteur à sensibilité concentrée sur la longueur d'onde λ_i indique pour les mêmes étoiles respectivement m'_1 et m'_2 , on doit avoir

$$m_1 - m_2 = m'_1 - m'_2$$

et la longueur d'onde λ_i est la longueur d'onde isophote de la comparaison des deux étoiles. Il est évident qu'un système photométrique n'est pas défini par une longueur d'onde isophote unique; on trouve une valeur de λ_i pour chaque paire d'étoiles et parmi toutes ces valeurs on peut en trouver une qui convienne, au moins en première approximation, pour toutes les étoiles. Cette valeur de λ_i est la longueur d'onde

isophote du système de magnitudes. Comme l'ont montré STRÖMGREN (12) et WESSELINK (13), cette longueur d'onde est donnée par la relation

$$[4] \quad \lambda'_i = \frac{\int_0^{\infty} \lambda s(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} s(\lambda) d\lambda}$$

Remplaçons la fonction $s(\lambda)$ par celle proposée au début [1] et effectuons les calculs. On obtient pour λ'_i :

$$[5] \quad \lambda'_i = \frac{a}{a-2} \lambda_s$$

La longueur d'onde isophote d'un système de magnitudes est proportionnelle à la longueur d'onde du maximum de sensibilité de l'émulsion employée.

Cette longueur d'onde isophote ne dépend que des caractéristiques de la plaque, soit de son exposant d'acuité et de la longueur d'onde du maximum de sensibilité chromatique.

Nous pouvons aussi partir directement de la définition formulée par BRILL et calculer la longueur d'onde isophote de la comparaison de deux étoiles. Nous admettrons pour cela la répartition spectrale de l'énergie proposée par Wien

$$I(\lambda) = c \cdot \lambda^{-5} e^{-b/\lambda T}$$

et la quantité totale d'énergie émise par l'étoile est :

$$L(\lambda) = 4\pi R^2 I(\lambda)$$

L'éclat apparent est alors

$$\epsilon(\lambda) = 4\pi R^2 I(\lambda) s(\lambda)$$

en admettant que la transparence atmosphérique est constante et égale à 1. La magnitude élémentaire est fournie par application de la loi de Pogson :

$$m(\lambda) = 2,5 \log \epsilon_0 - 2,5 \log \epsilon(\lambda)$$

ϵ_0 étant l'éclat d'une étoile de magnitude 0.

La magnitude globale est obtenue en appliquant la loi de Pogson à l'éclat global

$$\epsilon = 4\pi R^2 \int_0^{\infty} I(\lambda) s(\lambda) d\lambda$$

Remplaçons les différentes fonctions par les expressions indiquées plus haut et nous obtenons :

pour la magnitude élémentaire :

$$m(\lambda) = \text{Cte} - 5 \log R + 1,08574 \frac{a \lambda_s}{\lambda} + 2,5(a+4) \log \lambda + \frac{1,560}{\lambda T}$$

pour la magnitude globale :

$$m = \text{Cte} - 5 \log R + 2,5(a+4) \log \left(a \lambda_s + \frac{b}{T} \right).$$

Calculons maintenant la différence des magnitudes élémentaires (récepteur à sensibilité concentrée) et des magnitudes globales (récepteur employé).

$$m'_1(\lambda_i) - m'(\lambda_i) = 5 \log \frac{R_2}{R_1} + \frac{1,560}{\lambda_i} \left[\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right]$$

$$\text{et } m_1 - m_2 = 5 \log \frac{R_2}{R_1} + 2,5(a+4) \log \frac{\frac{a \lambda_s + \frac{b}{T_1}}{a \lambda_s + \frac{b}{T_2}}}{\frac{b}{T_2}}$$

Lorsque ces deux différences sont égales, λ_i est la longueur d'onde isophote de la comparaison des deux étoiles de température T_1 et T_2 . On a :

$$[6] \quad \lambda_i = \frac{1,560 \left[\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right]}{2,5(a+4) \log \frac{\frac{a \lambda_s + \frac{b}{T_1}}{a \lambda_s + \frac{b}{T_2}}}{\frac{b}{T_2}}}$$

Si les deux étoiles sont de la même classe spectrale, elles ont même température de couleur; on a :

$$T_1 = T_2 = T$$

et la formule [6] devient :

$$[7] \quad \lambda = \frac{a}{a+4} \lambda_s + \frac{b}{a+4} \cdot \frac{1}{T}$$

Au lieu de la température de couleur des étoiles on peut introduire la longueur d'onde λ_m du maximum d'émission et on a :

$$[7'] \quad \lambda_i = \frac{a}{a+4} \lambda_s + \frac{5}{a+4} \lambda_m$$

On constate immédiatement que la longueur d'onde isophote ainsi obtenue dépend de la température de couleur des étoiles, donc de leur classe spectrale, ainsi que des caractéristiques chromatiques du récepteur.

En admettant l'hypothèse de la sensibilité concentrée sur une longueur d'onde, on a $\lambda_i = \lambda_s$ ce qui est évident.

D. Longueur d'onde effective apparente λ_a .

Certains auteurs appellent longueur d'onde effective, non plus une grandeur devant caractériser un récepteur ou un système de magnitudes, mais une grandeur dépendant de la classe spectrale de l'étoile et pouvant remplacer l'indice de coloration comme mesure indirecte de la température. La longueur d'onde ici envisagée correspond alors à la longueur d'onde du maximum de densité du spectre enregistré; c'est la longueur d'onde pour laquelle l'énergie apparente est maximum et nous l'appellerons « *longueur d'onde effective apparente* ». On obtient sa valeur en annulant la dérivée de $\varepsilon(\lambda)$ par rapport à la longueur d'onde. Nous avons :

$$\varepsilon(\lambda) = 4\pi R^2 I(\lambda) s(\lambda)$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = 4\pi R^2 \left[I(\lambda) \frac{ds}{d\lambda} + s(\lambda) \frac{dI}{d\lambda} \right]$$

et

$$\frac{dI}{d\lambda} = \lambda^{-1} \left[\frac{b}{\lambda T} - 5 \right] I(\lambda)$$

$$\frac{ds}{d\lambda} = a \lambda^{-1} \left[\frac{\lambda_s}{\lambda} - 1 \right] s(\lambda)$$

d'où :

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = 4\pi R^2 I(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot \lambda^{-1} \left[\frac{a\lambda_s}{\lambda} - a + \frac{b}{\lambda T} - 5 \right]$$

La dérivée s'annule lorsque le crochet est nul. La valeur correspondante de λ est celle de la longueur d'onde effective apparente; elle vaut :

$$[8] \quad \lambda_a = \frac{a}{a+5} \lambda_s + \frac{b}{a+5} \frac{1}{T}$$

ou

$$[8'] \quad \lambda_a = \frac{a}{a+5} \lambda_s + \frac{5}{a+5} \lambda_m$$

Cette longueur d'onde effective se mesure en général au microphotomètre sur des spectres à faible dispersion obtenus au moyen d'un réseau. Si l'on emploie un spectrographe à prisme, il faut encore tenir compte de la dispersion du prisme. Cette longueur d'onde effective permet de caractériser l'étoile puisqu'elle dépend de T , mais elle peut aussi caractériser le récepteur par a et λ_s .

E. Longueur d'onde effective de Seares ou longueur d'onde colorimétrique λ_c .

Quelques auteurs, parmi lesquels nous signalons SEARES, ont désigné par longueur d'onde effective une quantité différente des précédentes. Nous l'appellerons avec ROSSIER « longueur d'onde colorimétrique », et elle est définie comme longueur d'onde du centre de gravité optique de l'image du spectre. Avec nos notations, elle répond à la définition suivante :

$$\lambda_c = \frac{\int_0^{\infty} \lambda I(\lambda) s(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I(\lambda) s(\lambda) d\lambda}$$

Remplaçons les différentes fonctions par les valeurs proposées et effectuant les calculs nous trouvons :

$$[9] \quad \lambda_c = \frac{a}{a+3} \lambda_s + \frac{b}{a+3} \cdot \frac{1}{T}$$

$$[9'] \quad \lambda_c = \frac{a}{a+3} \lambda_s + \frac{5}{a+3} \cdot \lambda_m$$

Comme la longueur d'onde effective apparente, la longueur d'onde colorimétrique caractérise aussi bien le spectre de l'étoile que le récepteur employé.

F. Comparaison des différentes grandeurs.

Parmi les différentes grandeurs définies précédemment, trois ont des formes analytiques semblables. Toutes trois dépendent de la couleur de l'étoile ainsi que de la longueur d'onde du maximum de sensibilité et de l'exposant d'acuité du récepteur. Aucune n'est plus avantageuse qu'une autre pour caractériser une étoile.

Pour un récepteur à sensibilité concentrée et à acuité infinie, les trois grandeurs précédentes s'identifient avec la longueur d'onde du maximum de sensibilité de la plaque ce qui est évident.

Pour un récepteur normal, associé ou non à un filtre, les trois grandeurs indiquées sont différentes et leur différence est une quantité mesurable, même sur un spectre à faible dispersion.

Afin de se faire une idée de l'ordre de grandeur de ces différences, calculons-les pour un récepteur photographique admettant les caractéristiques suivantes :

$$a = 50 \quad \lambda_s = 4500 \text{ UA}.$$

Les valeurs obtenues sont consignées dans le tableau suivant :

TABLEAU I.

Température de couleur de la source T	Longueur d'onde colorimétrique λ_c	Longueur d'onde isophote λ_i	Longueur d'onde effective apparente λ_a
18 300°	4 393	4 312	4 233
13 700	442	361	280
11 000	491	408	325
9 100	543	459	377
7 700	597	512	429
6 700	649	563	479
5 900	704	617	531
5 300	758	667	581
4 600	834	744	656
4 200	890	799	709
3 800	4 950	4 865	4 774

avec :

$$\lambda_c = \frac{a}{a+3} \lambda_s + \frac{b}{a+3} \cdot \frac{1}{T}$$

$$\lambda_i = \frac{a}{a+4} \lambda_s + \frac{b}{a+4} \cdot \frac{1}{T}$$

$$\lambda_a = \frac{a}{a+5} \lambda_s + \frac{b}{a+5} \cdot \frac{1}{T}$$

Les différences entre ces trois grandeurs pour une même température de couleur ne sont pas très grandes, mais certaines mesures de longueur d'onde effective étant faites avec une précision de l'ordre de 20 UA il est nécessaire d'indiquer de quelle grandeur il s'agit.

G. Magnitudes internationales de la séquence polaire nord.

A titre de curiosité appliquons nos relations précédentes aux magnitudes internationales de la séquence polaire nord, qui, comme on le sait, sont une moyenne pondérée de plusieurs catalogues, établie par la Commission de photométrie stellaire de l'UAI. Le récepteur employé n'étant pas unique nous allons calculer les caractéristiques du récepteur donnant les mêmes variations de longueur d'onde colorimétrique. SEARES et Miss JOYNER (14) ont signalé que la longueur d'onde effective, entendue ici dans le sens de longueur d'onde colorimétrique, des magnitudes photographiques internationales varie beaucoup avec la température de couleur de l'étoile et qu'elle passe de 4163 à 4559 UA lorsque la température décroît de 30 000 à 3000° K. Les valeurs de λ_c observées pour différentes valeurs de la température sont données dans le tableau II.

Au moyen des indications données on peut calculer les caractéristiques d'un récepteur à un maximum de sensibilité qui fournissent les mêmes valeurs de la longueur d'onde colorimétrique. On trouve :

$$a = 107 \quad \lambda_s = 4244 \text{ UA}$$

Les valeurs de λ_c correspondant à ces conditions sont données dans la troisième colonne du tableau II.

TABLEAU II.

T	λ_c obs.	λ_c cal.	$o - c$
30 000° K	4 163 UA	4 172 UA	-- 9
22 000	182	188	-- 6
17 000	198	205	-- 7
13 700	216	223	-- 7
11 000	242	246	-- 4
9 000	272	272	0
7 000	318	313	+ 5
6 000	351	344	+ 7
5 000	398	387	+ 11
4 000	465	451	+ 14
3 500	508	497	+ 11
3 000	559	559	0

L'écart $o - c$ entre les valeurs observées par SEARES et celles calculées n'est pas très grand, au maximum 14 UA, mais présente une allure systématique. En examinant la courbe de sensibilité chromatique de la plaque Eastman 40 qui a l'avantage de donner des images ne présentant pas d'équation de couleur par rapport au système de magnitudes de la séquence polaire nord, courbe de sensibilité obtenue en laboratoire par C.-E.-K. MEES, nous constatons que l'émulsion en question présente deux maxima de sensibilité, l'un vers 3800 UA et l'autre vers 4500 UA, le second maximum étant légèrement inférieur au premier. La courbe d'étalonnage ayant été obtenue en laboratoire à une époque différente de la prise du cliché nous ne pouvons y attacher une importance énorme. Nous nous contenterons donc des caractéristiques de l'émulsion signalée au début.

Le même travail peut être fait pour les magnitudes photovisuelles de la même séquence polaire nord. Les variations de la longueur d'onde colorimétrique de ce système de magnitudes sont plus faibles; les limites extrêmes sont 5415 et 5478 UA pour des températures correspondantes de 30 000 et 3000° K. Le récepteur type correspondant peut être caractérisé par :

$$a = 678 \quad \lambda_s = 5440 \text{ UA}$$

La valeur du coefficient d'acuité peut paraître excessive. Il ne faut cependant pas oublier que les magnitudes photovisuelles sont obtenues avec une plaque orthochromatique associée à un filtre jaune de sorte que la courbe de sensibilité chromatique du récepteur peut présenter un maximum très aigu. Il suffit par exemple de calculer les exposants d'acuité a de quelques filtres colorés pour se convaincre que des exposants de l'ordre de 700 sont acceptables.

Dans le cas qui nous occupe et avec une plaque orthochromatique ordinaire dont la courbe de sensibilité est très plate dans le vert et le jaune, le filtre à associer pour obtenir le système photovisuel international devrait laisser passer les radiations de la bande [4900-6100 UA]. Les publications de l'observatoire du Mont Wilson, ainsi que celles de l'observatoire d'Yerkes signalent que l'un des filtres employés pour l'établissement des magnitudes photovisuelles de la séquence polaire nord laissait passer la bande [4950-5900 UA]. La concordance avec nos valeurs est satisfaisante (15-18).

En conséquence, nous pouvons conserver pour les magnitudes de la séquence polaire nord les caractéristiques suivantes des récepteurs employés :

<i>Magnitudes photographiques</i>	<i>Magnitudes photovisuelles</i>
$a = 107$	$a = 678$
$\lambda_s = 4244 \text{ UA}$	$\lambda_s = 5440 \text{ UA}$

Il peut être intéressant de calculer, à partir de la courbe de sensibilité des plaques Eastman 40 donnée par SEARES (14), la longueur d'onde isophote des magnitudes de la séquence polaire nord. Nous pouvons effectuer le calcul en appliquant la relation [4] et nous obtenons

$$\lambda'_i = 4025 \text{ UA}$$

Or l'étude des longueurs d'onde colorimétriques nous a permis d'assigner à ce récepteur les caractéristiques

$$a = 107 \quad \lambda_s = 4244 \text{ UA}$$

En lui appliquant notre formule [5] nous obtenons

$$\lambda'_i = 4234 \text{ UA}$$

Le désaccord entre ces deux valeurs est grand, ce qui ne nous étonne pas étant donné l'allure particulière de la courbe de sensibilité de ces plaques (deux maxima, d'importance presque égale).

H. Remarques sur les mesures de longueur d'onde effective en vue de l'établissement d'équivalents de couleur.

En 1933, H.-L. VANDERLINDEN publiait une étude de l'amas de Praesepe basée sur les magnitudes photographiques et les longueurs d'onde effectives de 1821 étoiles (19). Ce travail effectué avec le réflecteur de 60" de l'observatoire du Mont Wilson, équipé d'un réseau grossier, fournit les renseignements suivants :

La longueur d'onde effective mesurée au moyen de la machine à mesurer de l'observatoire d'Uccle dépend de l'intensité de l'image centrale — donc de la lumination reçue par la plaque —. Les mesures ont toutes été rapportées à une image de 0,1 mm de diamètre et les corrections apportées aux mesures de longueur d'onde effective se situent entre $+14 \mu$ et $-3,2 \mu$ pour des diamètres allant de 50 à 250 μ .

L'auteur signale d'autre part qu'il ne semble pas que la couleur des étoiles ait une influence marquée.

HERTZSPRUNG, de son côté, signale que les variations de la longueur d'onde effective avec l'intensité apparente de l'image centrale couvrent un intervalle de 125 UA. Cette variation dépend encore de la classe spectrale bien que cette dépendance ne soit pas établie de façon sûre. D'autre part l'épaisseur de la couche atmosphérique traversée joue un rôle (20).

Les longueurs d'onde effectives des étoiles des Pléiades présentent une augmentation constante vers le rouge lorsque l'éclat décroît. Entre la 6^e et la 11^e magnitude, le taux de l'augmentation est de 13 UA par magnitude.

Pour l'amas ouvert NGC 1647, HERTZSPRUNG arrive à relier la longueur d'onde effective mesurée à la magnitude de l'étoile. Il propose la relation

$$\lambda_{\text{eff}} = 4340 + 30,5 (m - 12,76)$$

le taux d'augmentation est ici de 30,5 UA par magnitude.

Les longueurs d'onde effectives dont il est question dans ces études sont probablement les longueurs d'onde colorimétriques. En admettant que les récepteurs employés possèdent une courbe de sensibilité chromatique représentée par la fonction employée jusqu'à maintenant, la longueur d'onde colorimétrique est donnée par notre relation [9]. Une variation de cette longueur d'onde en fonction de l'intensité de l'image pourrait provenir d'une variation du maximum de sensibilité de la plaque en fonction de la lumination. La plaque présenterait le phénomène de Purkinje et celui-ci serait loin d'être négligeable.

GEORGES TIERCY à propos de l'indice de coloration signalait déjà (22) que la longueur d'onde isophote variait avec la magnitude de la source : il admettait un taux de 30 UA par magnitude.

Des mesures convenables de la longueur d'onde colorimétrique pourraient conduire, avec des récepteurs spécialement étudiés, à une estimation des effets du phénomène de Purkinje en photométrie astronomique.

Une confirmation de notre formule [9] sur la longueur d'onde colorimétrique nous est apportée par les mesures de longueurs d'onde effectives effectuées par LINDBLAD (20). Cet auteur a cherché un rattachement de ses mesures de longueurs d'onde effectives, probablement longueurs d'onde colorimétriques, aux indices de couleur de la Göttinger Aktinometrie, donc en définitive aux températures de couleur.

LINDBLAD propose alors une relation liant la longueur d'onde effective aux températures, relation qui est du type indiqué par nous. Cette relation est la suivante :

$$\lambda_{eff} = 4034 + 114 \cdot \frac{10^4}{T}$$

qui rapprochée de notre formule [9] :

$$\lambda_e = \frac{a}{a+3} \lambda_s + \frac{b}{a+3} \cdot \frac{1}{T}$$

fournit pour le récepteur employé

$$\begin{aligned} a &= 122 \\ \lambda_s &= 4133 \text{ UA} \end{aligned}$$

Valeurs parfaitement acceptables pour un récepteur photographique.

I. Remarques finales.

Il nous semble préférable, dans l'état actuel de nos connaissances, de caractériser un récepteur d'énergie rayonnante par la longueur d'onde du maximum de sensibilité chromatique et par l'exposant d'acuité. La longueur d'onde isophote employée jusqu'à maintenant ne fournit que trop peu de renseignements. La forme de la fonction adoptée pour représenter la sensibilité chromatique se prête bien aux intégrations spécialement pour le calcul des magnitudes et de l'indice de coloration. Si la plaque employée présente une courbe de sensibilité s'écartant trop du type indiqué, on peut toujours l'associer à un filtre convenable. Cette façon de caractériser les récepteurs aurait encore l'énorme avantage de permettre le calcul de la magnitude bolométrique et de faciliter les passages d'un récepteur à un autre. Une des conditions essentielles est de déterminer la courbe de sensibilité au moment de l'emploi.

Observatoire Universitaire de Lausanne.

BIBLIOGRAPHIE

1. *Proc. R. S. London* 17, 309 (1868-1869).
2. *id.* 18, 159 (1869-1870).
3. ROSSIER PAUL. — Le problème de l'index de couleur en astrophysique. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 11.
4. — De la longueur d'onde effective apparente, extension de la loi du déplacement à quelques cas de récepteurs non intégraux. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 16.
5. — Sur la sensibilité spectrale des plaques photographiques, *Publ. Obs. Genève*, fasc. 17.
6. — Etude sur quelques définitions de photométrie astronomique. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 23/24.
7. — Généralisation de la formule de Russel pour le calcul de l'index de couleur. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 26.
8. — Relation entre la longueur d'onde effective et l'index absolu d'une étoile. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 26.
9. — Sensibilité spectrale des récepteurs d'énergie rayonnante. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 27/29.
10. — Sur la représentation analytique de la sensibilité chromatique des plaques ordinaires. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 31.
11. — Sur la représentation analytique de la sensibilité chromatique des plaques orthochromatiques. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 31.
12. Handbuch der Experimentalphysik, Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1937.
13. *Trans. I. A. U.* 7, 269 (1950).
14. SEARES F.-H. and Miss JOYNER. — Effective wave lengths of standard magnitudes. *Mt Wilson Contr.* 685.
15. ZUG R.-S. — A comparison of the Revised Harvard photometric and the International photovisual systems between the sixth and the tenth magnitude. *Ap. J.* 73, 26.
16. ROSS F.-E. and ZUG R.-S. — Magnitudes and colors of the Eros comparison stars. *A. N.* 239, 289.
17. CARR F.-E. — Magnitudes and color indices of certain stars of classes B and A, *Ap. J.* 76, 70.
18. FARNSWORTH A.-H. — *Lick Bull.* 16, 456.
19. VANDERLINDEN H.-L. — Etude de l'amas de Praesepe (1933).
20. Handbuch der Astrophysik, Vol. V, 2/1, 403.
21. HERTZSPRUNG E. — Ueber die Verwendung photographischer Effektiver Wellenlängen zur Bestimmung von Farbenäquivalenten. *Publ. Obs. Potsdam* 63 (1911).
22. TIERCY GEORGES. — Le calcul de l'index de couleur. *Publ. Obs. Genève*, fasc. 6, 7, 9, 12.