THÈSES DE L'ENTRE-DEUX-GUERRES

HENRI GROUILLER

Sensitométrie spectrale et photométrie photographique astronomique. Application à la méthode photographique de Ch. Fabry

Thèses de l'entre-deux-guerres, 1939

<http://www.numdam.org/item?id=THESE_1939__233__1_0>

L'accès aux archives de la série « Thèses de l'entre-deux-guerres » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (http://www.numdam.org/conditions). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Thèse numérisée dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
http://www.numdam.org/

N° D'ORDRE
144

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Lyon

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES MATHÉMATIQUES

PAR

Henri GROUILLER
Astronome adjoint à l'Observatoire de Lyon.

1re THÈSE : Sensitométrie spectrale et Photométrie photographique astronomique. Application à la méthode photographique de Ch. Fabry.

2e THÈSE : Les spectres des étoiles variables de type avancé.

Soutenues le devant la Commission d'Examen

MM. Henri DULAC, *Président.*
Georges DÉJARDIN, Jean DUFAY } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE
165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur.
PARIS 15e
1939

UNIVERSITÉ DE LYON

FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen honoraire.....	M. LONGCHAMBON, ✻, ✠, ✪ I., ✠,
Doyen.....	M. DOUIN, ✻, ✠, ✪ I.
Assesseur	M. VANEY, ✻, ✪ I., ✠.
Professeurs honoraires	MM. VESSIOT, C. ✻, ✪ I. RIGOLLOT, ✻, ✪ I. COUTURIER, ✻, ✪ I., ✠.
Professeurs.....	MM. DULAC, ✻, ✪ I.. *Calcul différentiel et intégral.* DOUIN, ✻, ✠, ✪ I., *Botanique.* MEUNIER, O. ✻, ✪ I., *Chimie industrielle.* SIRE, ✻, ✪ I., ✠, *Mécanique rationnelle et appliquée.* VANEY, ✻, ✪ I., ✠, *Zoologie.* CARDOT, ✻, ✪ I., *Physiologie générale.* ROMAN, ✻, ✪ I., *Géologie.* LOCQUIN, ✻, ✪ I., *Chimie générale.* LONGCHAMBON, ✻, ✠, ✪ I., ✠, *Minéralogie.* DÉJARDIN, ✻, ✪ I., *Physique générale.* SOLLAUD, ✪ I., *Zoologie.* THIBAUD, ✪ A., *Physique expérimentale.* LEMARCHANDS, ✻, ✪ I., *Chimie appliquée.* EYRAUD, ✪ I., *Mathématiques.* FROMAGEOT, ✪ A., *Chimie biologique.* AUMÉRAS, ✪ A., *Chimie physique.*
Maîtres de conférences et chargés de cours.	MM. DŒUVRE, ✪ I., *Chimie organique.* PRETTRE, *Chimie.* KUHNER, *Botanique.* LAVAL *Minéralogie.*
Maître de conférences adjoint	M. BONNET, ✻, ✪ I., *Zoologie générale et agricole.*
Chargés de cours complémentaires	Mlle BACHRACH, ✪ I., *Physiologie.* MM. DUFAY, ✪ I., *Astronomie et Physique supérieure.* VIRET, ✪ I., *Etude des roches.* RANSON, *Géométrie supérieure.* TRONCHET, ✪ A., *Botanique.* MAYET, ✻, ✪ I., ✠, *Anthropologie.* PELOSSE, ✪ I., *Sériciculture.* DARESTE DE LA CHAVANNE, ✪ I., *Géographie physique.* SEYEWETZ, ✻, ✪ I., *Matières colorantes artificielles*
Secrétaire	M. ROUX, ✪ A.

A MONSIEUR CHARLES FABRY

Membre de l'Institut
Directeur général de l'Institut d'Optique

Hommage de respectueuse reconnaissance.

A MONSIEUR JEAN DUFAY

Directeur de l'Observatoire de Lyon

Hommage d'affectueuse gratitude.

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
BIBLIOTHÈQUE

SENSITOMÉTRIE SPECTRALE ET PHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE ASTRONOMIQUE APPLICATION A LA MÉTHODE PHOTOGRAPHIQUE DE CH. FABRY

par Henri GROUILLER

INTRODUCTION

Ayant été appelé à utiliser l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon en vue de poursuivre les belles séries d'observations de Michel Luizet sur les étoiles variables, observations effectuées jusqu'alors par la méthode d'Argelander, je me suis trouvé conduit à moderniser les conditions d'emploi de cet instrument et à améliorer la précision et le sens de ces observations.

Le champ des applications était limité par les particularités de l'instrument. Il n'était, notamment, pas possible de lui adjoindre une lunette guide. Par contre, la grande longueur focale de l'objectif (8 mètres) le rendait particulièrement propre à la photométrie stellaire par la méthode des plages pupillaires de Ch. Fabry.

Tandis que la méthode visuelle était largement appliquée à Lyon par J. Dufay [**1**], la méthode photographique n'avait pas encore été utilisée sur une grande échelle. Je me suis donc proposé d'en faire une longue expérimentation [**2**].

Une telle méthode ne s'applique évidemment qu'à des étoiles relativement brillantes. En raison de la faible étendue du champ utile de l'instrument (30′), il était presque toujours impossible d'y trouver simultanément les astres à comparer photométriquement. On était donc conduit à l'emploi d'un photomètre procédant par poses successives, et non du type dit différentiel, dans le genre de celui qui fut ensuite décrit par J. J. Lagrula [**3**].

Certes, avec le photomètre du premier type, on peut craindre l'effet des variations de la transparence atmosphérique, mais d'autre part on évite bien des inconvénients inhérents à la méthode des plages simultanées. Les plages à comparer sont obtenues dans des conditions optiques rigoureusement identiques et on peut les grouper très étroitement sur la plaque photographique, de manière à réduire au minimum l'effet des inégalités de sensibilité de cette dernière. Enfin, l'instrument est toujours prêt à fonctionner, sans nécessiter la mise en place préliminaire d'objectifs différents et la mise au point préalable de ces derniers.

Au cours de cette étude, je me suis constamment mis en garde contre une tendance assez fréquente à annoncer des records de précision souvent illusoires, soit parce qu'ils ne résultent que d'applications trop restreintes, soit parce qu'on a négligé certaines données importantes du problème.

L'interprétation physique des mesures de photométrie hétérochrome est toujours difficile, en raison de l'indétermination des données. Dans beaucoup d'observations faites par le passé, cette indétermination était encore augmentée par l'absence de renseignements suffisamment précis sur les conditions dans lesquelles elles étaient effectuées. Cette imprécision a d'ailleurs souvent préoccupé les chercheurs engagés dans les recherches de photométrie photographique astronomique et récemment encore, en 1935, au Congrès de l'Union Astronomique, une longue discussion [4] sur ce problème était close sur une recommandation, proposée par Harlow Shapley, conseillant aux observateurs de bien faire connaître les caractéristiques de leurs instruments, de leurs filtres, de leurs plaques, etc.

Pour répondre à une telle préoccupation, je me suis imposé de définir aussi soigneusement que possible tous les éléments mis en jeu dans la méthode expérimentée.

L'insuffisance que j'ai rencontrée des données sur la sensibilité spectrale des plaques photographiques m'a conduit à en étudier très complètement leurs propriétés d'une manière simple et précise. Une généralisation de cette étude à un assez grand nombre de plaques, après m'avoir fourni un ensemble de données d'utilisation générale, m'a permis de choisir en toute connaissance de cause les émulsions qui me paraissaient les plus aptes aux observations à réaliser.

La question de l'étalonnage de la plaque photographique, c'est-

à-dire de la détermination de la loi du noircissement, est des plus fondamentales et l'une de celles qui dissimulent beaucoup de difficultés. Très souvent, cependant, on l'a esquivée dans les travaux de photométrie astronomique, où l'on s'est contenté de donner aux mesures la forme d'une interpolation par rapport à des magnitudes, plus ou moins bien déterminées, d'étoiles de comparaison. J'ai fait de ce point l'objet d'une étude spéciale, en vue d'arriver à un procédé rationnel de graduation.

Mais une méthode nouvelle ne présente tout son intérêt qu'autant que de larges applications en sont faites. Souvent de telles méthodes, malgré tout le bien que l'on en a dit à leur présentation, sont restées mort-nées et elles n'ont jamais contribué d'une manière importante aux progrès des questions pour lesquelles on les avait créées. Ce sont ces applications surtout qui ont été le but final de mes recherches et je n'ai pas voulu publier ce travail sans avoir mis au point quelques-unes des longues séries d'observations d'étoiles variables que j'avais entreprises dès le début. Ces observations effectuées tandis que méthodes et instruments étaient soumis à leur mise au point faisaient ressortir des causes d'erreurs que l'on s'efforçait de corriger. La nécessité de pousser l'expérience dans les conditions les plus diverses m'a conduit à travailler avec des conditions atmosphériques très défavorables : certains clichés ont même été tirés par temps fortement brumeux, au voisinage de la pleine Lune. Ces premières séries d'observations ne peuvent donc pas, dans leur ensemble, réaliser toute la précision et toute l'homogénéité que la méthode peut comporter. Elles fixent plutôt une limite inférieure de la précision que l'on est en droit d'attendre. Même dans ces conditions expérimentales défavorables, les séries d'observations publiées marquent cependant un progrès très sensible sur la documentation antérieure. En ne présentant que de courtes séries, effectuées dans des conditions aussi adéquates que possible, on eût sans doute plus aisément battu un record de précision, mais j'ai jugé plus importante encore la constitution d'un ensemble de données formant un tout d'une utilisation immédiate.

L'exposé des résultats n'est pas rigoureusement conforme à l'ordre chronologique des recherches, mais plutôt à un classement méthodique de leur utilisation progressive. Il se divise en quatre parties.

On a donné d'abord des indications sur l'examen sensitométrique d'un assez grand nombre d'émulsions françaises et étrangères. Le

matériel utilisé était assez réduit : nécessité imposée par le fait qu'un observatoire ne peut disposer de toutes les ressources d'un laboratoire de physique ou des abondants moyens spécialisés des laboratoires des grandes firmes de produits photographiques. On recherchait d'autre part des renseignements particulièrement adaptés à l'utilisation astronomique que l'on avait en vue, systématisant notamment la détermination des données spectrales sans lesquelles beaucoup de caractères sensitométriques conservent une très grande indétermination.

Dans la deuxième partie, on a traité la question de l'étalonnage de la couche sensible, développement nécessité surtout par le fait que, trop souvent jusqu'ici, la courbe de noircissement n'était pas déterminée dans des conditions comparables à celles qui avaient présidé à l'enregistrement des flux à mesurer. Il s'introduit alors des erreurs systématiques analogues à celles que l'on rencontre dans la photométrie visuelle et qui sont dues à l'effet bien connu dit de Purkinje. Mais, ici, il est plus aisé de tenir compte des particularités spéciales de la véritable rétine artificielle que constitue la couche sensible et dont l'étude avait précisément fait l'objet de la première partie.

C'est seulement dans la troisième partie que se trouve la description du dispositif qui est utilisé sur l'équatorial coudé de Lyon et qui, nous le rappelons, est une variante du photomètre sans écran diffusant de Ch. Fabry. L'amélioration apportée à l'utilisation de l'instrument astronomique se traduit par le fait qu'ici une détermination individuelle comporte une erreur ne dépassant généralement pas $\pm 0^m,02$, six fois plus faible, au moins, que celle qui affectait les observations antérieures. Il s'agit, en outre, de mesures comportant leur propre graduation, pouvant être répétées en toute indépendance, autant qu'on le veut, et non plus d'interpolations à conditions assez mal définies et sujettes à de nombreuses causes d'erreurs subjectives. On bénéficie, enfin, de la souplesse de la méthode photographique, qui comporte la faculté d'opérer sur des tranches spectrales limitées du proche ultraviolet à l'infrarouge.

La quatrième et dernière partie donne des résultats d'une application étendue à la binaire à éclipses β Lyrae, fournissant la courbe de lumière pour deux domaines spectraux complémentaires et précisant la variation colorimétrique qui, dans le cas de cette étoile, présente une importance particulière en vue de la fixation, encore incertaine, du type spectral de l'une des composantes.

Je tiens à exprimer mon affectueuse gratitude à Mr. Jean Dufay, Directeur de l'Observatoire de Lyon : c'est grâce à son souci constant de perfectionner et d'améliorer l'outillage de son établissement qu'il me fut permis d'entreprendre les expériences et recherches dont les résultats sont exposés ici. Chaque fois qu'un besoin instrumental particulier s'est présenté, j'ai toujours rencontré auprès de lui la plus compréhensive sollicitude. Souvent, aussi, ses conseils judicieux et clairvoyants m'ont facilité la solution de difficultés rencontrées au cours de ce travail.

Mr. Georges Déjardin, Directeur de l'Institut de Physique Générale, a laissé à ma disposition des instruments qui m'ont été du plus grand secours. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma vive reconnaissance.

Mr. le Professeur Henri Dulac, qui fut mon premier maître à l'Université de Lyon, a bien voulu me faire l'honneur d'accepter la présidence de mon jury de thèse et c'est pour moi une grande satisfaction, pour laquelle je ne saurais trop lui exprimer ma gratitude.

Enfin, je suis heureux de faire hommage de ce travail à notre éminent maître, Mr. le Professeur Charles Fabry, membre de l'Institut qui a toujours témoigné du plus bienveillant intérêt pour des recherches, d'ailleurs directement inspirées de ses propres travaux.

PREMIÈRE PARTIE

SENSITOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE SPECTRALE

1. Généralités.

L'utilisation de la plaque photographique comme récepteur photométrique se trouve compliquée par la diversité des réponses de l'émulsion aux radiations de longueurs d'onde différentes. Cette complexité s'est beaucoup accrue par suite des progrès réalisés depuis quelques années dans la technique de fabrication.

On ne connaissait, au début, que la plaque sensible à l'extrémité bleue du spectre visible, plus ou moins prolongée dans l'ultraviolet. La sensibilité était uniquement fonction de celle du composé argentique, chlorure, bromure ou iodure, incorporé dans le support (albumine, collodion ou plus généralement gélatine).

Dès 1873, Vogel découvrait que l'addition à l'émulsion d'une substance à absorption sélective la rendait sensible aux rayons absorbés. Le grand développement de la chimie des matières colorantes organiques ouvrit la voie à des progrès qui sont loin d'avoir dit leur dernier mot.

On a vu se généraliser l'emploi de plaques dites orthochromatiques, à sensibilité étendue jusqu'aux radiations jaunes. Une troisième étape a fourni des plaques très sensibles à l'extrémité rouge du spectre visible, avec prolongement dans l'infrarouge. Il est actuellement possible de fabriquer des émulsions susceptibles d'enregistrer sur chaque type particulier une portion plus ou moins étendue d'un vaste domaine spectral s'étendant de l'extrême ultraviolet vers 580 Å, jusqu'aux régions de l'infrarouge situées vers 14 000 Å.

Toutefois les caractéristiques des plaques fournies par l'industrie sont, en général, trop sommairement définies par les fabricants. Avant de les utiliser pour les recherches photométriques, il faut, au laboratoire, les soumettre à un examen détaillé, qui fait connaître comment

on peut les employer dans les conditions les meilleures et qui donne les éléments nécessaires à l'interprétation physique de leurs réponses.

Cette étude a, certes, déjà donné lieu à de très nombreux travaux et l'on pourrait se demander si la littérature courante n'est pas susceptible de fournir les données nécessaires. Mais, d'une part, l'évolution des fabrications est si rapide qu'il ne s'écoule pas d'année où une même marque ne se trouve conduite à améliorer les types de plaques existants ou à en créer de nouveaux. D'autre part, et ceci est la remarque la plus importante, la majorité des travaux sont inspirés par des préoccupations d'ordre industriel ou commercial (cinématographie et travaux d'amateurs). Les tendances des applications scientifiques et notamment astronomiques sont très différentes. Ici, en effet, les flux lumineux sont presque toujours très faibles et les temps de pose très longs, tandis que là, au contraire, il s'agit de réaliser des rapidités toujours plus grandes avec des durées d'impression prodigieusement courtes. Or, on a reconnu depuis longtemps que, dans des conditions aussi différentes, les réponses de la couche sensible n'obéissent pas aux mêmes lois. Enfin les variations de ces réponses avec la longueur d'onde importent généralement beaucoup moins aux techniciens qu'aux physiciens et aux astronomes et la documentation sur ce sujet est très insuffisante. C'est la raison pour laquelle je me suis trouvé conduit à apporter ma propre contribution à cette documentation.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

2. Choix d'une source étalon.

Toute étude de sensitométrie spectrale exige l'emploi d'une source de rayonnement bien constante et d'une distribution énergique connue. Mon choix s'est trouvé influencé par les préoccupations qui résultent des conditions spéciales, rappelées ci-dessus, de la photographie astronomique.

On trouve bien, en effet, chez les constructeurs, des étalons absolus constitués par des lampes à ruban de tungstène, en verre ou en quartz, consommant 18 A sous la tension de 6 V. Chacun de ces étalons est accompagné d'un graphique d'étalonnage donnant la relation intensité de courant-température et des indications fournies avec la lampe permettent de calculer simplement la répartition de l'énergie pour toute intensité de courant utilisée. On peut ainsi se procurer des lampes de verre étalonnées de 4 000 à 20 000 Å et des lampes de quartz étalonnées de 2 500 à 20 000 Å. Ces étalons absolus sont assez coûteux et d'un emploi délicat : ils exigent, notamment, de très grosses batteries d'accumulateurs, surtout si l'on veut maintenir une constance durant de longues durées de pose.

J'ai donc trouvé plus commode et plus simple d'utiliser des lampes à filament rectiligne de tungstène dans le vide, alimentées en régime normal à 2,3 A sous une tension de 4 V. Ces lampes à enveloppe de verre sont de forme tubulaire : la métallisation s'y produit surtout dans le dôme, hors du faisceau utile ; leur température de couleur est, par suite, moins soumise à la variation lente résultant de la condensation du métal volatilisé [**5**].

3. Contrôle de la source étalon.

L'énergie est fournie avec toute la stabilité désirée par une batterie d'accumulateurs de 100 ampères-heures de capacité. L'alimentation se fait à résistance constante [**6**]. Ce dispositif a été étudié avec détail dans le cas des lampes pyrométriques, mais ici l'énergie consommée est 10 fois plus grande et il est nécessaire de vérifier la précision sur laquelle on est en droit de compter dans ce cas spécial.

La lampe constitue, comme d'habitude (fig. 1), l'une des branches d'un pont de Wheatstone, dont les trois autres branches comportent des résistances de constantan d'une valeur ohmique convenablement choisie :

$$R_1 = 0\omega,85 \qquad R_2 = 12\omega,5 \qquad R_3 = 26\omega,5.$$

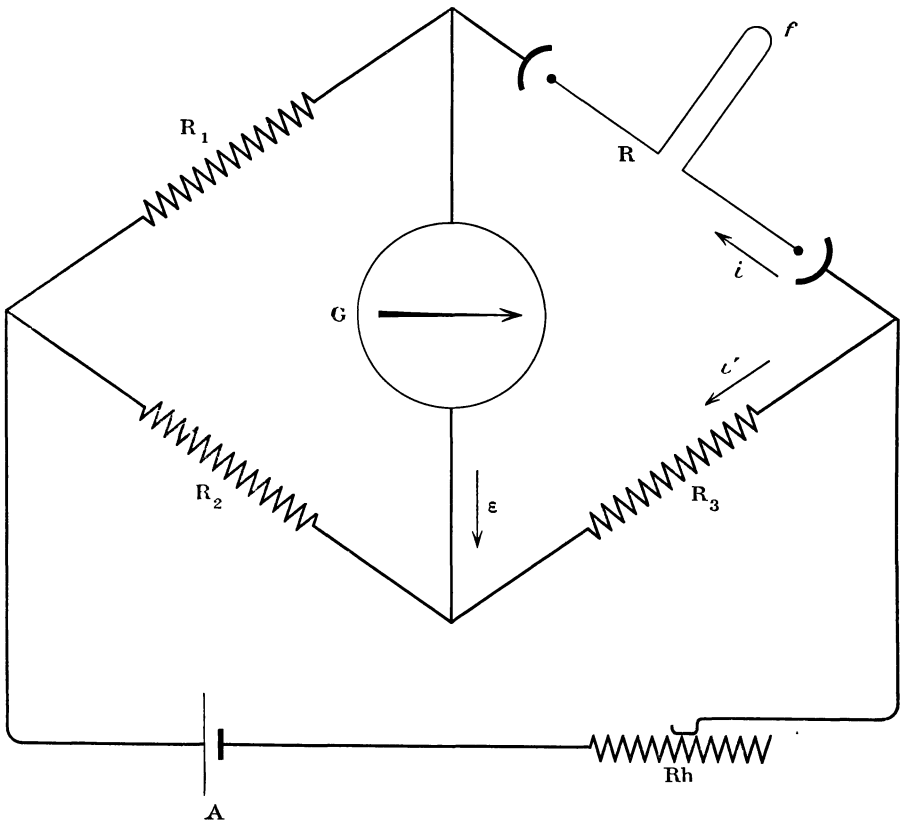

FIG. 1. — Alimentation d'un filament à résistance constante.
(f, filament ; G, galvanomètre de zéro ; R_1, R_2, R_3, résistances.)

L'instrument de contrôle de l'équilibre du pont est un galvanoscope de zéro Siemens G, chez lequel un courant de 50.10^{-6} A produit un déplacement de 1 division de l'aiguille. Sa résistance ρ est voisine de $10\,\omega$. L'équilibre du pont est établi avec un rhéostat de précision R_h, en maillechort, à variation continue. Le pont n'est équilibré que lorsque la température du filament correspond à une résistance R($1\omega,8$ environ) donnée par l'égalité :

$$\frac{R}{R_1} = \frac{R_3}{R_2}.$$

Soit dR la variation de résistance correspondant à une variation di du courant. On a, pratiquement :

$$\frac{di}{i} = \frac{dR}{R}.$$

Si le pont est légèrement déséquilibré et si i est le courant dans le filament, ε le courant dans le galvanoscope, on a [7] :

$$\varepsilon = i\,\frac{di}{i}\,\frac{1}{1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{R_1} + \frac{R_2}{R_1}}.$$

Si l'on établit l'équilibre du pont à 1 dixième de division près, on a alors :

$$\varepsilon \leqslant 5.10^{-6}\,A,$$

d'où :

$$\frac{di}{i} \leqslant \frac{1}{i}\left(1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{R_1} + \frac{R_2}{R_1}\right).5.10^{-6}\,A.$$

Dans les conditions d'emploi, $i = 2{,}2$ A et l'on a finalement :

$$\frac{di}{i} \leqslant 0{,}75.\,\frac{1}{10^4}.$$

Or, la variation relative de la brillance b d'un corps de température apparente T est donnée par la formule (équation de Wien) :

$$\frac{db}{b} = \frac{C_2}{\lambda T}\cdot\frac{dT}{T}.$$

En prenant, en première approximation, $T = 2000^{\circ}$ K et $\lambda = 0\mu{,}4$ (cas le plus défavorable), il vient :

$$\frac{db}{b} = \frac{14\,320}{0{,}4 \times 2\,000}\cdot\frac{dT}{T} = 18\,\frac{dT}{T}.$$

D'autre part, la loi de variation de la température apparente du filament, en fonction du courant i, est approximativement donnée par la relation [8] :

$$\frac{di}{i} = 1{,}8\,\frac{dT}{T},$$

d'où :

$$\frac{db}{b} = 10\,\frac{di}{i}.$$

On a donc, dans le cas considéré :

$$\frac{db}{b} \leqslant 0{,}75.\,\frac{1}{10^3}.$$

La constance de la brillance se trouve facilement assurée à 1 /1 000 près.

4. Distribution énergétique spectrale de la source étalon.

Pour connaître, en toute rigueur, la composition spectrale du rayonnement de la lampe étalon, il faudrait la comparer à un corps noir ou à un de ces étalons dont il fut question ci-dessus. Ne disposant ni de l'un ni de l'autre, j'ai utilisé une détermination indirecte d'une précision suffisante pour le but poursuivi. J'ai adopté, comme courbe de distribution énergétique spectrale du filament, la courbe d'énergie du corps noir de même température de couleur. On sait qu'une telle assimilation est correcte [**9**], avec des écarts de brillance ne dépassant guère 1 pour 100 aux extrémités du spectre visible.

J'ai pu disposer de trois lampes étalons analogues (I, II et III), de manière à pouvoir les remplacer l'une par l'autre en cas d'accident et les contrôler mutuellement. La lampe I, en particulier, est celle qui a été constamment utilisée, jusqu'à ce jour, dans ces expériences sensitométriques.

5. Mesure de la température de couleur.

La température de brillance, dans les conditions d'emploi, des lampes I, II et III a été mesurée à l'aide de micropyromètres optiques à disparition de filament, mis à notre disposition par Mr. Déjardin. Une première série de mesures a été faite en 1934 avec un micropyromètre de Siemens. Ces mesures ont été répétées, à titre de contrôle, en 1936, avec un micropyromètre de Cambridge. Les deux séries de mesures figurent dans le tableau I. La lampe I, en particulier, est celle dont la température est la mieux déterminée. La moyenne des mesures avec les deux types d'instruments est très voisine : 1 796° C et 1 799° C. La température de la lampe III est encore bien déterminée : Siemens 1 977° C, avec une seule mesure, et Cambridge 1 970° C, moyenne de trois mesures. Les déterminations relatives à la lampe II sont moins concordantes, ceci provenant sans doute du fait qu'elle fonctionne sous un régime assez poussé et présente, par suite, moins de stabilité. Le pont de Wheatstone utilisé, spécialement adapté à la lampe I, convient moins bien aux deux autres lampes : il y aurait évidemment intérêt à munir deux des lampes de résistances d'appoint, de telle

sorte qu'elles prennent sensiblement même température lorsqu'elles sont montées sur le pont en équilibre.

TABLEAU I

TEMPÉRATURES DES LAMPES ÉTALONS

MICROPYROMÈTRE	LAMPE I	LAMPE II	LAMPE III
—	—	—	—
Siemens	1 791°C	1 966°C	1 977°C
	1 806		
	1 792		
Cambridge	1 787	2 044	1 973
	1 813	2 037	1 952
	1 798	2 006	1 984
		1 991	
Moyennes	1 798	2 009	1 972
	± 4	± 15	± 7
Températures :			
absolues	2 071°K	2 282°K	2 245°K
vraies	2 254	2 510	2 465
de couleur	2 299	2 568	2 520

Les nombres des deux dernières lignes du tableau I ont été calculés à partir des données relatives au tungstène [**10**].

6. CALCUL DE LA RADIANCE SPECTRALE (1).

Connaissant la température de couleur T' du filament, on calcule la radiance spectrale r_λ du corps noir correspondant à l'aide de l'équation de Planck :

$$r_\lambda = C_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}.$$

(1) On rappelle ici une fois pour toutes que, dans le cas d'une source rayonnant selon la loi de Lambert, la brillance est liée à la radiance par la relation $r_\lambda = \pi b_\lambda$. On admet généralement qu'un filament incandescent rayonne sensiblement selon la loi de Lambert. Comme l'on n'utilise par la suite que des radiances ou brillances relatives, ces deux termes seront équivalents.

La longueur d'onde et la radiance spectrale du maximum sont données par les formules de Wien :

$$\lambda_m = \frac{2\,886}{T}, \qquad r_m = 1{,}301 \left(\frac{T}{1\,000}\right)^5.$$

D'autre part, d'après l'équation de Planck, on a :

$$r_m = \frac{C_1}{\lambda^5{}_m} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda_m T}} - 1},$$

d'où, en tenant compte de la formule de Wien :

$$\frac{r_\lambda}{r_m} = \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^5 \frac{e^{\frac{C_2}{A}} - 1}{e^{\frac{\lambda_m}{\lambda} \cdot \frac{C_2}{A}} - 1}, \qquad (A = 2\,886)$$

ou, en posant :

$$y = \frac{r_\lambda}{r_m}, \qquad x = \frac{\lambda}{\lambda_m},$$

la forme réduite de l'équation de Planck :

$$y = x^{-5} \frac{e^{\frac{C_2}{A}} - 1}{e^{\frac{1}{\lambda} \frac{C_2}{A}} - 1}.$$

Le calcul étant fait, pour les diverses longueurs d'onde λ, des valeurs de $x = \frac{\lambda}{\lambda_m}$, une table (**11**) donne les valeurs correspondantes de $y = r/r_m$, d'où celles de r. Le tableau II donne les valeurs ainsi calculées de la radiance spectrale du corps noir à 2296° K équivalant à la lampe I. Ce sont ces valeurs qui ont été utilisées par la suite pour fixer les radiances énergétiques spectrales du rayonnement de cette source.

7. Clichés sensitométriques.

On éclaire la fente d'un spectrographe avec la lampe étalon, par l'intermédiaire d'un verre dépoli. J'ai surtout utilisé, pour ces expériences, un spectrographe à réseau construit pour d'autres fins par MMrs. G. Déjardin et J. Dufay. Muni d'une fente Bouty, ses objectifs

TABLEAU II

COURBE D'ÉNERGIE DU CORPS NOIR POUR T = 2 296°K
(lampe étalon N° 1)

$$\lambda_m = \frac{2\,886}{2\,296} = 1\mu,2570 \qquad r_m = 1,301.(2,296)^5 = 83,011$$

λ	$x = \lambda/\lambda_m$	y	$r_\lambda = yr_m$	$\Delta_1 r_\lambda$
—	—	—	—	—
0μ,3500	0,2784	$0,1524.10^{-2}$	$12,651.10^{-2}$	$5,686.10^{-2}$
3600	2864	0,2209	18,337	7,247
3700	2943	0,3082	25,584	9,206
3800	3023	0,4191	34,790	11,240
3900	3102	0,5545	46,030	14,875
4000	3182	0,7337	60,905	18,171
4100	3262	0,9526	79,076	21,434
4200	3341	1,2108	100,51	25,54
4300	3421	1,5185	126,05	29,18
4400	3500	1,870	155,23	35,86
4500	3580	2,302	191,09	40,34
4600	3659	2,788	231,43	46,16
4700	3739	3,344	277,59	50,88
4800	3818	3,957	328,47	57,53
4900	3898	4,650	386,00	64,92
5000	3978	5,432	450,92	70,56
5100	4057	6,282	521,48	77,78
5200	4137	7,219	599,26	82,92
5300	4216	8,218	682,18	90,32
5400	4296	9,306	772,50	96,63
5500	4375	10,47	869,13	104,59
5600	4455	11,73	973,72	108,74
5700	4534	13,04	1 082,46	116,22
5800	4614	14,44	1 198,68	120,36
5900	4693	15,89	1 319,04	128,67
6000	4773	17,44	1 447,71	134,48
6100	4853	19,06	1 582,19	136,97
6200	4932	20,71	1 719,16	143,61
6300	5012	22,44	1 862,77	145,27
6400	5091	24,19	2 088,04	152,74
6500	5171	26,03	2 160,78	153,57
6600	5250	27,88	2 314,35	158,55
6700	5330	29,79	2 472,90	158,55
6800	5409	31,70	2 631,45	164,36
6900	5489	33,68	2 795,81	166,02
7000	5569	35,68	2 961,83	164,36
7100	5648	37,66	3 126,19	168,52
7200	5728	39,69	3 294,71	166,85

achromatiques ont 50 cm de longueur focale et 57 mm d'ouverture utile. L'objectif du collimateur est diaphragmé à 32 mm. Il comporte un réseau moulé d'Annequin de 5 870 traits au centimètre. La dispersion est voisine de 33 Å au millimètre vers 5 850 Å. Cet instrument s'est montré d'une utilisation très commode pour les buts poursuivis : il donne d'assez bons spectres de 3 500 Å à 7 000 Å et la dispersion normale est très favorable à la précision des mesures photométriques, surtout vers la partie rouge du spectre visible. Cette dispersion s'est trouvée bien représentée par la formule

$$\lambda = (5\,852 - 330{,}409\ d - 0{,}12\,796\ d^3)\text{Å},$$

d désignant la distance, en centimètres, à la raie 5 852 Å du néon, comptée positivement vers le bleu et négativement vers le rouge.

Pour les expériences sur des plaques plus lentes, pour lesquelles le spectrographe à réseau manquait de luminosité, on utilisait aussi un petit spectrographe Kruss, à deux prismes de verre, qui donnait d'assez bons spectres dans les mêmes limites que le premier et dont la dispersion est d'environ 65 Å au millimètre vers 5 000 Å.

8. Graduation de la source étalon.

On a d'abord examiné la possibilité d'effectuer la graduation par l'emploi d'un échelon de platine obtenu par pulvérisation cathodique et, dans ce but, au laboratoire de Mr. G. Déjardin, un spécimen en fut préparé, qui fut utilisé par la suite par Mr. Tien-Kiu dans ses recherches sur la sensibilisation des plaques photographiques par les substances fluorescentes [**12**]. Les essais effectués ont soulevé des difficultés attribuées au défaut de neutralité d'un tel échelon. Des mesures ultérieures [**13**] de MMrs. Déjardin et Cavassilas ont, en effet, montré que de tels écrans présentent des variations de transparence spectrale très différentes d'un spécimen à l'autre. On ne peut les utiliser sans un étalonnage spectral minutieux.

On obtient une meilleure neutralité avec des écrans réalisés par voie photographique à l'aide d'émulsions convenablement impressionnées, développées et fixées [**14**]. On a, toutefois, de la difficulté à obtenir des écrans parfaitement libres de grains et poussières, lesquels, devant la fente du spectrographe, donnent des stries gênantes dans les spectres.

On peut songer aussi à utiliser la graduation par diaphragmes placés sur le réseau ou sur le prisme, mais, dans ces expériences, on s'est heurté à la difficulté d'éclairer très uniformément ces diaphragmes. Ceci eût exigé l'emploi d'un diffuseur orthotrope et, par suite, d'une source intense, plus difficile à contrôler avec précision.

De même, la graduation par variation de distance conduit encore, pour ne pas entraîner certaines erreurs systématiques inévitables, à placer un diffuseur orthotrope près de la fente du spectrographe.

On s'est enfin résolu à l'emploi de grilles de laiton noirci disposées entre la source et le spectrographe. Un diffuseur à forte transmission est alors placé entre la grille et la lampe. Si l'on éclairait directement la fente avec la lampe, le faisceau utile serait trop étroit. Si l'on utilise un dispositif de projection du filament sur la fente, la présence des grilles donne lieu à des phénomènes d'ombres ou de diffraction, qui nuisent beaucoup à la précision de la graduation. La présence du diffuseur (verre dépoli), donnant à la source une assez grande étendue, réduit beaucoup ces effets. Un tel diffuseur a l'avantage de laisser passer beaucoup de lumière au voisinage du centre du faisceau et, par suite, de permettre l'emploi d'une source relativement faible. Son indicatrice de diffusion est très anormale, mais cela n'a pas grande importance dans les conditions de ces expériences. Un faible effet d'ombre persiste toujours : la densité des grilles varie un peu quand elles tournent dans leur plan. On peut leur imprimer un mouvement de rotation uniforme, ou, comme on l'a fait dans ces expériences, repérer à l'étalonnage la position de plus grande densité.

9. Étalonnage des grilles.

Les grilles utilisées, construites par Mr. L. Herman pour ses recherches sur l'absorption de l'oxygène [**15**], ont été étalonnées dans les conditions d'emploi. On admettait la neutralité d'un tel dispositif de graduation et l'on s'est contenté d'effectuer des mesures d'absorption globale.

Les déterminations ont été effectuées sur les deux appareils dispersifs différents. Une cellule à couche d'arrêt était placée dans le spectrographe, dont la fente était éclairée, à travers les grilles, par la lampe munie de son verre dépoli. Les élongations du galvanomètre de Moll étaient lues avec et sans grille. Dans les conditions de l'expérience, ces

élongations étaient sensiblement proportionnelles aux flux [**16**]. Les densités ainsi obtenues figurent dans les deux premières lignes du tableau III. La troisième ligne donne les valeurs que Mr. Herman m'a aimablement communiquées. Leur accord est remarquable, malgré des conditions d'expérience un peu différentes.

TABLEAU III

DENSITÉ DES GRILLES.

Nos DES GRILLES	1	2	3	4	5	6
1re mesure	0,20	0,43	0,625	0,71	0,87	
2me mesure	0,20	0,43	0,605	0,72	0,88	1,19
Herman	0,20	0,435	0,635	0,725	0,885	1,195

10. VARIATIONS SPECTRALES DE LA BRILLANCE DU VERRE DÉPOLI.

En vue de tenir compte de l'influence du verre dépoli interposé devant la lampe étalon, la variation spectrale de sa brillance a été étudiée par photométrie photographique. Ce verre s'est montré sensiblement neutre dans toute l'étendue du spectre visible, ainsi qu'en témoignent les rapports de brillance ainsi déterminés, qui figurent dans le tableau IV.

TABLEAU IV

VARIATIONS SPECTRALES DE LA BRILLANCE DU VERRE DÉPOLI INTERPOSÉ DEVANT LA LAMPE ÉTALON.

λ	BRILLANCE RELATIVE	λ	BRILLANCE RELATIVE	λ	BRILLANCE RELATIVE
3 742 Å	1,14 ?	4 927 Å	0,95	6 087 Å	1,05
3 914	1,01	5 094	1,06	6 252	0,90
4 085	1,05	5 260	1,00	6 418	0,97
4 255	1,01	5 426	1,06	6 584	1,00
4 425	1,01	5 591	1,01	6 650	1,09
4 593	0,97	5 756	0,95	6 717	0,95
4 760	1,05	5 921	0,97		

Dans la deuxième colonne figurent les brillances relatives calculées en adoptant pour unité la brillance relative moyenne pour toutes les longueurs d'onde. On a négligé, pour le calcul de cette moyenne, la première valeur qui, déterminée en sous-exposition, est plus incertaine. L'écart moyen des brillances relatives est de $\pm$ 5 %. Il ne dépasse guère ce que l'on peut attendre des erreurs de mesure, et la distribution des déterminations individuelles par rapport à leur moyenne montre bien que l'on peut considérer le verre dépoli comme pratiquement neutre et négliger son influence sur la répartition spectrale de la source étalon.

11. Étude de la transparence spectrale du spectrographe.

L'appareil dispersif modifie la composition du flux transmis par la fente : il intervient soit par l'absorption sélective de son optique,

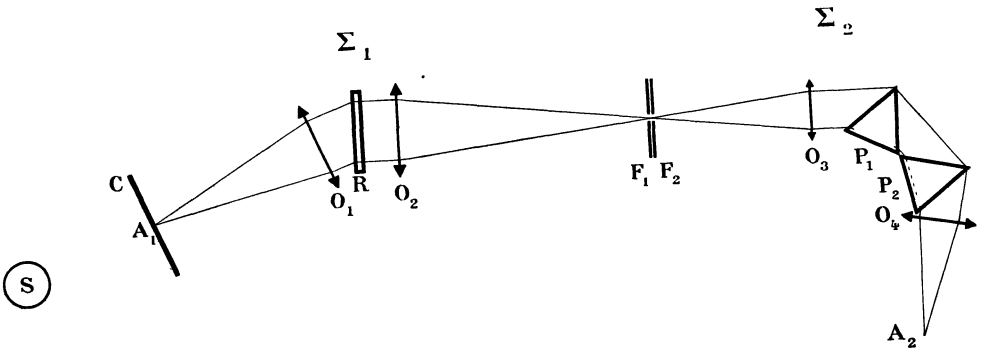

Fig. 2. — Étude de la transparence d'un spectrographe.

soit en diaphragmant inégalement certaines parties du faisceau déjà dispersé. On a étudié de la manière suivante la transparence spectrale de l'instrument.

Une source S éclairait (fig. 2) uniformément un diffuseur par transmission sensiblement orthotrope (verre opalin), situé sur le spectrographe étudié Σ_1 à la place de la plaque photographique C. En tout point A_1 du diffuseur, correspondant, du fait de la loi de dispersion de Σ_1, à la longueur d'onde λ, la source produit un éclairement qui comporte toutes les radiations fournies par S. Autrement dit, si l'on éclairait la fente F_1 du spectrographe avec de la lumière de longueur d'onde λ, A_1 serait le point où viendrait se former l'image monochro-

matique de F_1. Mais, selon le principe du retour des rayons, seule la radiation r_λ, de longueur d'onde λ, est admise à traverser la fente F_1. Cette radiation r_λ éclaire la fente F_2, qui vient former son image sur la plaque du spectrographe auxiliaire Σ_2. Les axes des collimateurs de Σ_1 et de Σ_2 ont été placés en coïncidence aussi parfaite que possible. L'image A_2 de F_2 correspond aussi, par son emplacement dans le spectre de Σ_2, à la même longueur d'onde λ. L'éclairement monochromatique E_2 en A_2 est égal à l'éclairement monochromatique de même longueur d'onde λ en A_1, multiplié par les facteurs de transmission $\tau_{1\lambda}$, $\tau_{2\lambda}$ des deux spectrographes :

$$E_2 = E_1 . \tau_{1\lambda} . \tau_{2\lambda}.$$

On éclaire ensuite directement le spectrographe auxiliaire par la source S, en enlevant Σ_1 et en interposant, devant F_2, le diffuseur précédemment utilisé. L'éclairement E'_2, en A_2, n'est plus affecté que par la transparence $\tau_{2\lambda}$ de Σ_2 :

$$E'_2 = k . E_1 . \tau_{2\lambda},$$

k étant une constante, la même pour toutes les longueurs d'onde, qui dépend du rapport des éclairements du diffuseur dans les deux expériences. On en déduit :

$$\tau_{1\lambda} = \frac{1}{k} \frac{E_2}{E'_2}.$$

Soient, sur les spectrogrammes correspondants, d_1 et d_2 les noircissements pour la longueur d'onde λ. La courbe de noircissement fait connaître la quantité $\log (E_2/E'_2)$, d'où $\tau_{1\lambda}$ à un facteur constant près, que l'on élimine en prenant la transmission égale à l'unité pour une longueur d'onde arbitraire et en traduisant les résultats en transmissions relatives.

L'expérience exige une source intense : on a utilisé une lampe opaline à filament de tungstène de 200 watts survoltée de 120 à 130 volts. On a ainsi déterminé la transparence du spectrographe à réseau en utilisant le spectrographe Kruss comme spectrographe auxiliaire. Quelques tâtonnement préalables sont nécessaires pour obtenir dans les deux phases de l'expérience des spectrogrammes de noircissement peu différents.

Les résultats donnés ci-contre (tableau V, figure 3) ont été calculés en prenant la transmission pour 5 000 Å égale à l'unité. Ils montrent

que, dans le spectrographe à réseau utilisé, la transmission varie progressivement du simple au double quand on passe de 6700 Å à

TABLEAU V

TRANSMISSIONS SPECTRALES RELATIVES DU SPECTROGRAPHE A RÉSEAU.

λ	Clichés 1	Clichés 2	Clichés 3	λ	Clichés 1	Clichés 2	Clichés 3
3 760 Å		1,12		5 125 Å	0,98		
3 950		1,21		5 295			0,89
4 058		1,07		5 528		0,74	
4 064	1,30			5 555	0,95		
4 194		1,37		5 725		0,72	
4 202	1,13			5 785			0,83
4 354		1,05		5 895			0,80
4 363	1,07			5 941		0,79	
4 457			0,98	6 020			0,80
4 558		1,25		6 110	0,90		
4 571	1,02			6 155			0,71
4 667			1,28	6 301			0,71
4 795		1,09		6 419	0,85		
4 808	1,09			6 466			0,66
4 942			0,99	6 631			0,59
5 105		0,95					

RÉCAPITULATION

λ	Nombre de mesures	$\tau_{1\lambda}$	Log $\tau_{1\lambda}$	λ	Nombre de mesures	$\tau_{1\lambda}$	Log $\tau_{1\lambda}$
3 855 Å	2	1,17	0,068	5 263 Å	4	0,89	—0,051
4 125	4	1,22	0,086	5 780	5	0,82	— 0,086
4 433	4	1,09	0,037	6 147	4	0,78	—0,108
4 757	5	1,09	0,037	6 505	3	0,70	—0,155

4000 Å. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que les radiations rouges étant, dans l'instrument, plus déviées que les bleues, elles doivent être progressivement plus diaphragmées.

Les valeurs trouvées ont été résumées dans la deuxième partie

du tableau V, où chaque nombre résulte de la moyenne de 2 à 5 déterminations individuelles. Sur la courbe représentative, on a lu la valeur

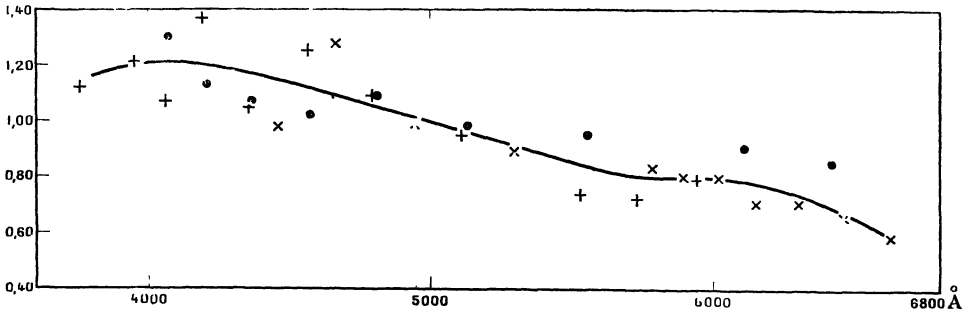

FIG. 3. — Variations spectrales de la transparence du spectrographe à réseau. En abscisses, les longueurs d'onde : en ordonnées, les facteurs de transmission relative.

de la transmission de 100 en 100 Å. La table auxiliaire VI permet de lire à vue les valeurs de la transparence $\tau_{1\lambda}$ ou de son logarithme, en vue des corrections à appliquer du fait de sa variation.

TABLEAU VI

VALEURS DE 100 EN 100 Å DES TRANSMISSIONS DU SPECTROGRAPHE A RÉSEAU ET DE LEURS LOGARITHMES.

λ	$\tau_{1\lambda}$	Log $\tau_{1\lambda}$	λ	$\tau_{1\lambda}$	Log $\tau_{1\lambda}$
3 800 Å	1,16	+ 0,06	5 300 Å	0,91	— 0,04
3 900	1,19	+ 0,08	5 400	0,88	— 0,06
4 000	1,20	+ 0,08	5 500	0,85	— 0,07
4 100	1,21	+ 0,08	5 600	0,82	— 0,09
4 200	1,20	+ 0,08	5 700	0,80	— 0,10
4 300	1,18	+ 0,07	5 800	0,80	— 0,10
4 400	1,16	+ 0,06	5 900	0,80	— 0,10
4 500	1,14	+ 0,06	6 000	0,80	— 0,10
4 600	1,11	+ 0,05	6 100	0,78	— 0,11
4 700	1,08	+ 0,03	6 200	0,76	— 0,12
4 800	1,06	+ 0,03	6 300	0,74	— 0,13
4 900	1,02	+ 0,01	6 400	0,70	— 0,15
5 000	1,00	0,00	6 500	0,66	— 0,18
5 100	0,97	— 0,01	6 600	0,60	— 0,22
5 200	0,94	— 0,03	6 700	0,54	— 0,27

12. Uniformité de brillance du diffuseur.

Il est essentiel de choisir un diffuseur sensiblement orthotrope. A défaut d'une étude détaillée au goniophotomètre, une expérience préliminaire a donné des renseignements suffisants. On éclairait le diffuseur avec la lampe opaline située, comme dans les conditions précédentes, à 35 centimètres de distance. Le diamètre de l'ampoule est de 15 centimètres ; elle est enfermée dans une boîte à lumière, à parois internes peintes en blanc mat.

Une lame de verre opale assez épaisse aurait très bien satisfait à la condition d'orthotropie, mais, en raison de son facteur de diffusion assez faible, on aurait, dans l'expérience précédente, été conduit à des temps de pose prohibitifs. On a donc fait porter les essais sur un verre plaqué d'opale, qui ne paraissait laisser passer aucune lumière directement transmise. On a photographié la surface diffusante (longueur 12 cm) avec un objectif d'assez longue distance focale et un faible rapport d'ouverture pour éviter tout effet de lucarne. Les mesures des densités du cliché, avec en regard celles obtenues dans les mêmes conditions avec un verre dépoli, sont données dans le tableau VII. Tandis que ce dernier présente, comme on pouvait s'y attendre, une forte concentration de lumière dans la direction du faisceau incident, la brillance du verre plaqué d'opale paraît très sensiblement uniforme sur toute sa surface. Tenant compte de ce que le facteur de contraste de la plaque Opta utilisée est en moyenne supérieur à 2, on voit, en effet, que les écarts à la moyenne de la transmission diffuse ne dépassent guère 1 centième.

D'ailleurs, la dispersion moyenne des densités photographiques est égale à $\pm$ 0,015 : la dispersion correspondante des logarithmes des brillances est donc voisine de $\pm$ 0,007, et l'on peut bien, dans les conditions de l'expérience, compter sur une uniformité de brillance voisine du centième.

Les propriétés des divers diffuseurs utilisés au cours de ce travail ont été précisées, par la suite, en déterminant leurs indicatrices de diffusion à l'aide de mesures photométriques. L'étude complète des diffuseurs est extrêmement complexe et demande un matériel spécial et des mesures assez laborieuses. Mais, en l'occurrence, le renseignement le plus utile était le suivant : le diffuseur étant éclairé en rayons

dirigés parallèles, quelle est sa brillance lorsqu'il est vu par transmission dans une direction quelconque ?

TABLEAU VII

VARIATION DE LA BRILLANCE DE VERRES DÉPOLIS ET PLAQUÉS D'OPALE.

Verre dépoli				Verre plaqué d'opale			
Distance au centre	D. phot.	Distance au centre	D. phot.	Distance au centre	D. phot.	Distance au centre	D. phot.
+ 3,7 cm	2,635	— 0,3 cm	2,742	+ 4,3 cm	1,555	— 0,2 cm	1,540
+ 3,2	2,700	— 0,8	2,762	+ 3,8	1,568	— 0,7	1,564
+ 2,7	2,694	— 1,3	2,764	+ 3,3	1,581	— 1,2	1,573
+ 2,2	2,715	— 1,8	2,707	+ 2,8	1,570	— 1,7	1,566
+ 1,7	2,714	— 2,3	2,651	+ 2,3	1,587	— 2,2	1,556
+ 1,2	2,748	— 2,8	2,553	+ 1,8	1,581	— 2,7	1,564
+ 0,7	2,718	— 3,3	2,515	+ 1,3	1,581	— 3,2	1,582
+ 0,2	2,777	— 3,8	2,472	+ 0,8	1,550	— 3,7	1,569
				+ 0,3	1,538	— 4,2	1,574

Les mesures ont été effectuées avec un photomètre universel de Fabry et Buisson monté sur une alilade permettant de repérer les angles de la ligne de visée avec la normale. Le diffuseur était éclairé par la lampe étalon à filament rectiligne, ce dernier étant perpendiculaire au plan de rotation du photomètre. Dans une première série de mesures, le diffuseur avait une position invariable par rapport à la source et normale au plan de rotation : on déterminait ainsi l'indicatrice sous incidence normale et ligne de visée variable. Puis le diffuseur était invariablement lié au photomètre, pour avoir l'indicatrice sous visée normale et incidence variable. Les mesures étaient conduites de manière à donner le rapport de la brillance mesurée à la brillance sous incidence et visée normales.

Trois sortes de diffuseurs ont été examinés : un verre dépoli sur l'une de ses faces, un verre plaqué d'une couche opalescente de 0,2 mm, et un verre opalinisé dans la masse de 2,5 mm d'épaisseur. Les résultats sont donnés dans le tableau VIII et résumés dans la figure 4.

Comme l'ont déjà remarqué de nombreux expérimentateurs, le verre dépoli présente une diffusion absolument anormale. Le flux directement transmis a une importance énorme par rapport au flux proprement diffusé. Même sous des incidences et des visées très voi-

TABLEAU VIII

RAPPORT DE LA BRILLANCE D'UN DIFFUSEUR PAR TRANSMISSION, POUR UNE INCIDENCE ET UNE DIRECTION DE VISÉE DONNÉES, A LA BRILLANCE POUR L'INCIDENCE ET LA VISÉE NORMALES.

a) *Incidence normale et ligne de visée variable.*

	5°	10°	15°	20°	25°	30°
Verre dépoli	0,820	0,441	0,199	0,109	0,066	0,047
Opalin plaqué.....	0,995	1,009	1,021	0,995	0,984	0,973
Opalin dans la masse .	1,023	1,005	1,005	0,991	0,982	0,989

	35°	40°	45°	50°	55°	60°
Verre dépoli	0,027	0,018	0,012	0,008		
Opalin plaqué.....	0,955	0,966	0,966	0,948	0,904	0,847
Opalin dans la masse ..	0,955	0,968	0,959	0,942	0,904	0,855

b) *Incidence variable et visée normale.*

	5°	10°	15°	20°	25°	30°
Verre dépoli	0,723	0,367		0,070		0,012
Opalin plaqué.....	0,975	0,973	0,946	0,873	0,830	0,764
Opalin dans la masse ..	0,986	0,966	0,908	0,869		0,743

	35°	40°	45°	50°	55°	60°
Verre dépoli		0,003		0,002		0,001
Opalin plaqué.....	0,708	0,661	0,603	0,543	0,438	0,367
Opalin dans la masse .		0,635	0,512			0,356

sines de la normale, un tel verre ne peut jouer le rôle de diffuseur orthotrope. Aussi ne l'avons-nous utilisé que dans des expériences où l'orthotropie ne jouait aucun rôle (§ 8).

Les indicatrices relatives aux deux opalins sont pratiquement superposables. Les propriétés diffusantes de ces deux verres sont donc

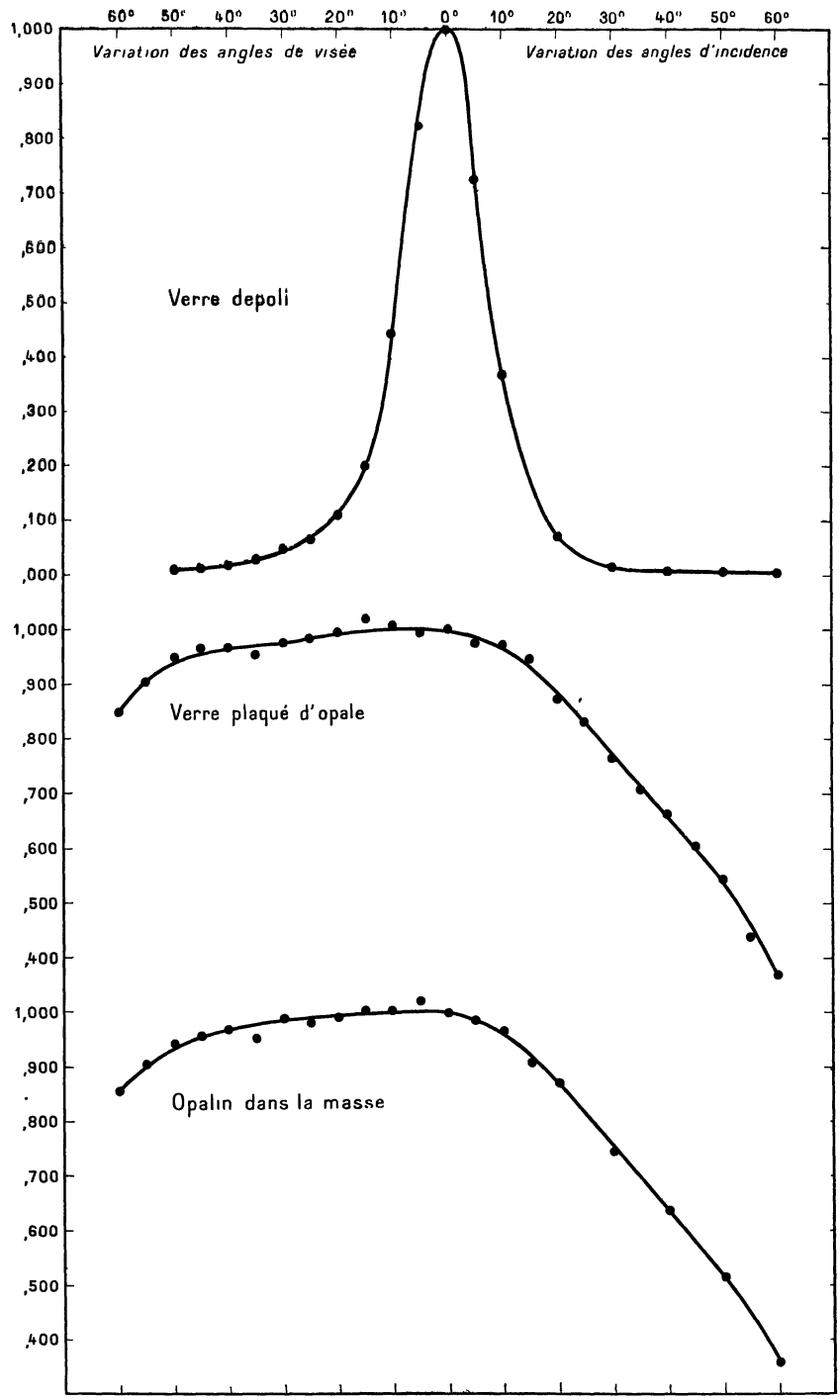

FIG. 4. — Indicatrices de diffusion de divers diffuseurs par transmission.

sensiblement les mêmes, mais comme la brillance de l'opalin plaqué, sous incidence et visée normales et dans les mêmes conditions d'éclairement, vaut plus du double de celle de l'opalin dans la masse (rapport des brillances = 2,42), il y a intérêt à utiliser le premier de préférence.

Dans le cas de l'incidence normale et des angles de visée variables, la condition d'orthotropie se traduit par la constance de la brillance. Les indicatrices correspondantes, celles de gauche de la figure, montrent qu'il faut dépasser 25° d'inclinaison de visée pour que la brillance diminue de 1 centième.

Les indicatrices à incidence variable indiquent une diminution plus rapide de la brillance, comme on peut s'y attendre en raison des divers facteurs qui interviennent alors. Les plus importants sont la variation de l'éclairement sur la face antérieure de l'opalin, qui est proportionnelle au cosinus de l'angle d'incidence i, et l'épaisseur efficace de la couche d'opale, qui est proportionnelle à séc i. Les facteurs de réflexion augmentent aussi avec l'incidence et leur valeur pour un angle de 60° est à peu près double de celle relative à l'incidence normale. Enfin la lumière du filament peut être partiellement polarisée par le verre de la lampe, ce qui modifierait encore les facteurs de réflexion. En liaison avec ce qui précède, on trouve la brillance plus faible de quelques millièmes si les visées sont faites sur la face polie et non sur la face mate, comme ce fut le cas pour les mesures du tableau VIII. Les deux premières causes de diminution de la brillance sont de beaucoup les plus importantes et l'on éliminerait sans doute beaucoup les dernières en utilisant des opalins soigneusement dépolis sur les deux faces.

L'étude complète de toutes ces particularités dépassait d'ailleurs l'objet du présent examen, qui avait surtout pour but, en vue de l'utilisation pratique, de mettre en évidence la grandeur de la variation de la brillance en fonction de celle des angles de visée et d'incidence. Les nombres du tableau VIII montrent que, si l'on veut être assuré d'une orthotropie approximative, on devra, comme on pouvait s'y attendre, se montrer beaucoup plus sévère pour l'inclinaison du faisceau incident que pour celle du faisceau transmis par diffusion. Tandis que ce dernier peut être admis dans un système optique d'une assez grande ouverture relative, il faut s'arranger pour que le faisceau incident reste toujours aussi voisin que possible de la normale.

PROPRIÉTÉS SENSITOMÉTRIQUES DES ÉMULSIONS

13. Loi générale d'action photographique.

La densité d'un dépôt photographique dépend d'un très grand nombre de facteurs : sensibilité particulière de l'émulsion et hétérogénéité de cette sensibilité, composition et intensité de la source lumineuse, temps de pose, température et degré hygrométrique de l'air, conditions du développement, etc.

La formule générale de la densité peut donc s'écrire :

$$D = F(I, t, a, b, c, d, \ldots), \tag{1}$$

les paramètres de la parenthèse correspondant aux divers facteurs qui entrent en jeu.

De nombreuses recherches [**17**] ont été effectuées pour donner une forme analytique à cette expression, mais elles n'ont pas abouti complètement, parce qu'on connaît trop mal encore les lois physiques de l'action photographique. De telles expressions ne sont jamais utilisées dans la pratique. On préfère recourir à une représentation graphique de la fonction (1). On simplifie le plus possible les conditions du problème en rendant constants le plus grand nombre de paramètres.

On peut, par exemple, opérer longueur d'onde par longueur d'onde, sur le même type d'émulsion, dans des conditions de développement identiques. On élimine ainsi les facteurs les plus importants, et les autres joueront le rôle d'erreurs accidentelles que l'on compensera, autant que possible, par la répétition des mesures.

On suppose donc ainsi que D n'est plus fonction que de I et de t :

$$D = F(U) \qquad U = \Phi(I.t).$$

14. Défaut de réciprocité de l'action photographique.

Les chercheurs les plus anciens admettaient pour U la forme

$$U = It.$$

C'était la loi de réciprocité, qui fut vite reconnue en défaut, notamment par Fizeau et Foucault. Schwarzschild lui a substitué la forme :

$$U = It^p,$$

où p était une constante généralement inférieure à 1. La loi de Schwarzschild, qui convient très bien pour les faibles intensités que l'on rencontre dans le cas des sources astronomiques, devient très erronée pour les sources plus intenses, plus erronée même que la simple

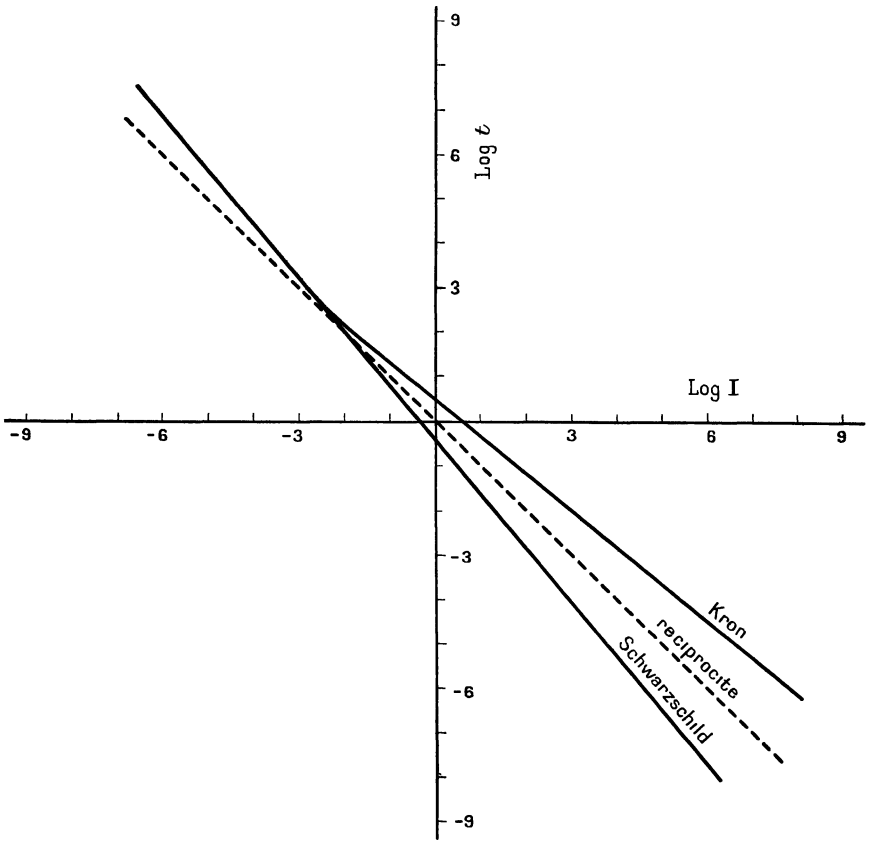

FIG. 5. — Comparaison pour un noircissement déterminé des lois de réciprocité, de Schwarzschild et de Kron.

loi de réciprocité. Kron [**18**] lui a substitué la formule plus complexe :

$$U = It.10^{-a\sqrt{\left(\mathrm{Log}\,\frac{I}{I_0}\right)^2 + 1}},$$

où a et I_0 sont des paramètres qui dépendent de l'émulsion considérée.

La relation entre log I et log t, dans le cas d'un noircissement constant (U = constante), est représentée par la figure 5 pour les trois lois, de réciprocité, de Schwarzschild et de Kron. Les courbes ont été tracées pour le cas particulier U = 1. Aux lois de réciprocité et

de Schwarzschild correspondent des droites passant par l'origine, de pente — 1 et — $1/p$. La formule de Kron donne une branche de l'hyperbole

$$(\text{Log } t + \text{Log I})^2 = a^2 \left[\left(\text{Log} \frac{\text{I}}{\text{I}_0} \right)^2 + 1 \right],$$

dont les asymptotes sont les deux droites

$$\text{Log } t + \text{Log I}.(1 \pm a) = \pm a \text{ Log I}_0.$$

La première représente précisément la loi de Schwarzschild en faisant :

$$p = \frac{1}{1 + a}.$$

Si, par contre, cet astronome avait expérimenté sur des sources très intenses, au lieu de sources très faibles, il eût trouvé une loi de même forme, mais avec

$$p = \frac{1}{1 - a},$$

cet exposant, alors supérieur à 1, étant le coefficient angulaire de la deuxième asymptote.

Si l'on ne considère qu'une gamme plus ou moins restreinte des intensités, on peut toujours, dans cet intervalle, représenter la fonction U par une expression de Schwarzschild, p étant alors la pente moyenne, dans le même intervalle, de la tangente à la courbe de Kron. Il ne faut donc pas, comme on a souvent tendance à le faire, perdre de vue le sens restreint de la formule de Schwarzschild, qui ne représente qu'un aspect fragmentaire de la loi générale d'action photographique.

La forme géométrique de la courbe de Kron ne doit d'ailleurs pas être prise rigoureusement à la lettre. La partie centrale pourrait très bien se représenter par une chaînette ou autre courbe analogue, et les parties extrêmes, les plus difficiles à préciser (temps de pose très longs ou intensités extrêmes), s'écartent généralement beaucoup des asymptotes.

15. Conséquence du défaut de réciprocité ; éclairement optimum.

On peut encore représenter la formule de Kron d'une manière un peu différente, mettant en évidence une propriété importante de la loi qui lie, dans l'action de la lumière sur la couche sensible, les inten-

sités aux temps de pose. On porte en ordonnées les valeurs de log It et en abscisses celles de log I :

$$\text{Log } \mathrm{I}t = a\sqrt{\left(\text{Log } \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}_0}\right)^2 + 1}.$$

La courbe représentative est encore une branche d'hyperbole, mais d'axes parallèles aux axes de coordonnées (fig. 6). Cette courbe montre qu'il existe une certaine valeur I_0 de l'intensité pour laquelle est minimum l'excitation nécessaire pour obtenir une valeur déterminée du noircissement. Cette intensité est l'intensité optimum pour l'émul-

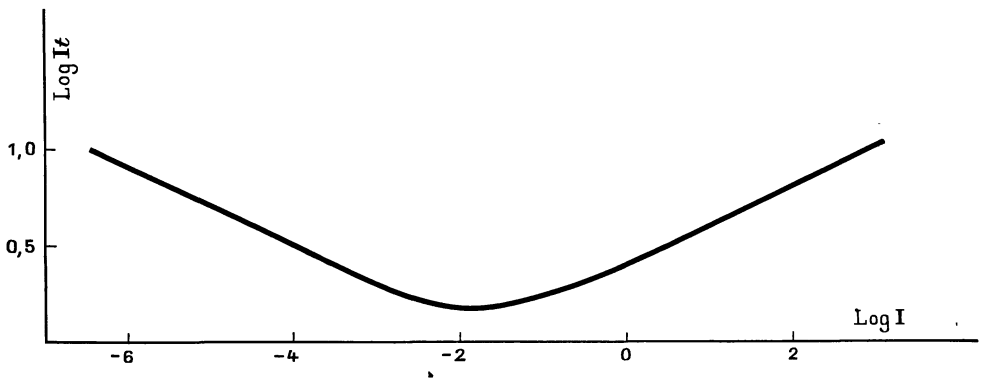

FIG. 6. — Loi de noircissement de Kron : forme de cette loi obtenue en portant Log I en abscisses et Log It en ordonnées. La position du minimum sur la courbe fait connaître l'éclairement optimum.

sion considérée. Un éclairement inférieur ou supérieur à l'optimum exige une excitation plus grande pour produire le même noircissement. Le temps de pose est donc alors toujours supérieur à celui qui résulterait de la loi de réciprocité.

De nombreuses expériences ont été entreprises pour vérifier la loi de Kron et elles l'ont en général confirmée. Les courbes expérimentales ont été trouvées sensiblement différentes d'un type d'émulsion à un autre, mais presque toujours, comme on l'attendait d'après la formule, symétriques, dans un intervalle étendu, par rapport à l'ordonnée du point d'éclairement optimum. Toutefois, comme on l'indiquait déjà ci-dessus, cette symétrie ne s'étend pas aux très faibles éclairements, région dans laquelle les courbes se relèvent brusquement. Il est donc très difficile, aux très faibles éclairements, de donner à une graduation en temps de pose le sens d'une graduation d'éclairements.

L'influence du développement est généralement faible, quelques révélateurs provoquant une minime translation de l'éclairement optimum et des variations dans la durée du développement modifiant un peu la courbure.

L'éclairement optimum est d'autant plus faible que l'émulsion est plus rapide, ainsi qu'il résulte des indications résumées dans le tableau ci-dessous : renseignements relatifs à une source de température de couleur voisine de 2 500° K.

Type d'émulsion	Éclairement optimum	Intervalle de réciprocité approchée
—	—	—
Panchromatique très rapide.	0,1 lux	0,0050 à 50 lux
Orthochromatique ou non non chromatisée, rapide..	0,2 à 0,3 lux	0,0100 à 20 lux
Émulsion lente, à reproduction	2 à 4 lux	0,10 à 100 lux

Jones et ses collaborateurs [**19**], qui ont examiné beaucoup d'émulsions diverses, ont trouvé que, pour le plus grand nombre d'entre elles, la région des courbes en log I*t* et log I qui entoure l'éclairement optimum est plus aplatie que ne l'avait indiqué Kron. Cet éclairement est, par suite, assez mal déterminé et, pour un palier étendu, s'étendant sur 3 ou 4 unités de logarithme d'éclairement, l'action photographique suit très sensiblement la loi de réciprocité. Dans cet intervalle, où les éclairements varient de 1 à 1 000 au moins, on peut, sans erreur sensible, graduer l'excitation en faisant varier indifféremment les éclairements ou les temps de pose. La 3e colonne du tableau précédent donne les limites approximatives de la région d'application de la loi de réciprocité.

Il est donc très important, quand on se propose d'effectuer des mesures de photométrie photographique avec une émulsion donnée, de déterminer autant que possible, tout au moins d'une manière approchée, l'éclairement de la source sur l'émulsion dans les conditions de l'expérience.

On peut examiner, à titre d'exemple, le cas des mesures discutées plus loin, qui ont été effectuées par la méthode de Ch. Fabry à l'aide de l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon. L'ouverture libre de l'instrument est de 32 cm et les plages pupillaires photographiques, images de l'objectif éclairé par un astre, ont 0 mm, 4 de diamètre.

Ainsi qu'on le démontre aisément, l'éclairement produit sur l'émulsion par une étoile de magnitude M serait, en négligeant l'absorption atmosphérique, l'indice de couleur, et les pertes dans l'instrument :

$$E = \frac{0{,}00000213.(320/0{,}4)^2}{10^{M/2.5}}.$$

D'où les valeurs particulières suivantes :

M	Log E	E
0	+ 0,14	1,39 lux
3	— 1,07	0,0851
6	— 2,27	0,00538
9	— 3,47	0,000339

Un simple coup d'œil sur ce tableau montre que, si l'on tient compte des facteurs négligés ci-dessus et du fait que les temps de pose les plus courts que l'on puisse tolérer sont de 30 secondes (étoile de 5e magnitude photographiée sur une émulsion non chromatisée rapide), les mesures tombent toujours hors du palier de réciprocité approchée, sur la branche des faibles éclairements de la courbe en log It et log t. Il y aura donc lieu de prendre des précautions pour éviter les erreurs provenant du défaut de réciprocité. Il faudra veiller, par exemple, à ce que les poses d'étalonnage de l'émulsion soient très sensiblement de même durée que les poses sur les astres à étudier.

16. Étude expérimentale du défaut de réciprocité d'une émulsion.

On donne à cette émulsion une série d'excitations d'énergie E.t constante, en faisant varier en sens inverse l'éclairement E et le temps de pose t. Soient D_1, D_2, ... les densités résultant de l'effet des éclairements E_1, E_2, ...durant des temps de pose t_1, t_2, ... tels que les produits $E_i t_i$ restent constants et égaux à Et. Portant en abscisses log E_1, log E_2, ... et en ordonnées D_1, D_2, ... on obtient une courbe qui traduit l'effet, sur la densité, du défaut de réciprocité de l'émulsion. Si la loi de réciprocité était satisfaite, les densités D_1, D_2, ... seraient constantes et la courbe obtenue une droite horizontale. A la valeur maximum de la densité correspond l'éclairement optimum E_0.

En répétant l'opération pour une certaine gamme (Et), (Et)′, (Et)″, ... de valeurs de Et, on détermine les données des diverses lignes

du tableau suivant. Les éclairements gradués E_1, E_2, ... restent les mêmes pour chaque ligne ; seuls les temps de pose varient, augmentant, par exemple, en progression géométrique d'une ligne à l'autre :

	Log E_1	Log E_2	Log E_3	Log E_4	Log E_5 .....
(Et) Log t	D_1	D_2	D_3	D_4	D_5 .....
(Et)′ Log t^a	D'_1	D'_2	D'_3	D'_4	D'_5 .....
(Et)″ Log t^{2a}	D''_1	D''_2	D''_3	D''_4	D''_5 .....

.....

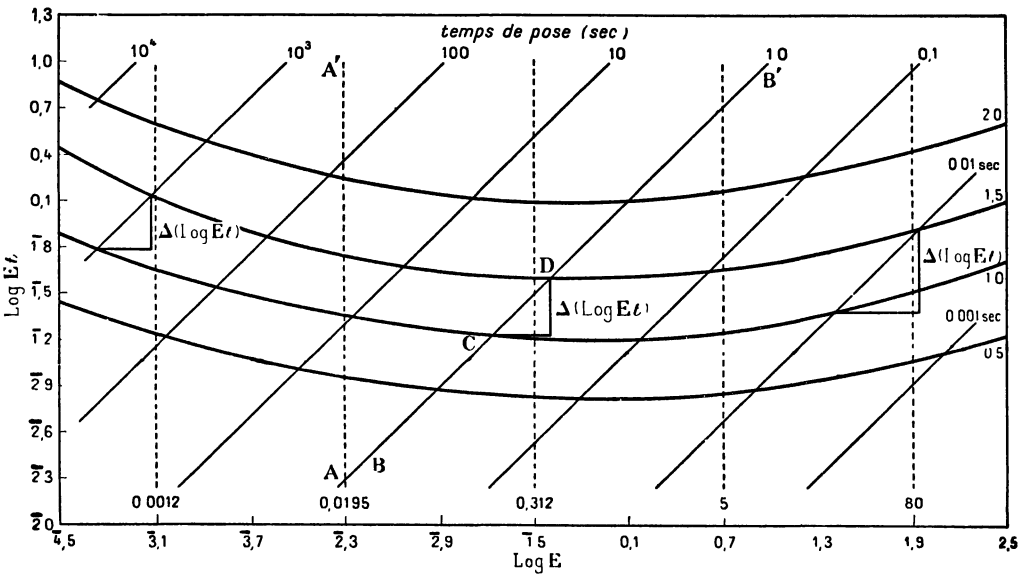

FIG. 7. — Courbes traduisant, pour une émulsion déterminée, l'effet du défaut de réciprocité de l'action photographique. Les quatre courbes sont relatives aux noircissements 0,5, 1,0, 1,5 et 2,0 (voir l'extrémité droite de chaque courbe). En abscisses, les logarithmes de l'éclairement E ; en ordonnées, les logarithmes des quantités d'énergie Et nécessaires pour produire le noircissement considéré.

On peut alors construire une série de courbes de noircissement à éclairement constant et à énergie (Et) variable : chaque colonne du tableau fournit une telle courbe. En lisant sur chacune d'elles les valeurs de (Et) correspondant à certains noircissements choisis $D_1{}^0$, $D_2{}^0$..., par exemple les densités maxima sur les courbes qui, précédemment, traduisaient l'effet du défaut de réciprocité sur la densité, et en pointant les valeurs de (Et) ainsi trouvées en regard des éclairements correspondants E_1, E_2..., on obtient le réseau des courbes liant, à densité constante, l'éclairement E et la quantité d'énergie (Et) nécessaire pour obtenir un noircissement donné D. Un tel réseau est représenté sur la figure 7. Il est préférable d'opérer en lumière mono-

chromatique et de répéter l'expérience pour diverses longueurs d'onde dans le domaine de sensibilité spectrale de l'émulsion. On peut utiliser des écrans colorés ou un spectrographe, mais il est plus difficile alors d'opérer sur une gamme aussi étendue d'éclairements : c'est la raison pour laquelle la plupart des travaux de ce genre ont été exécutés en lumière globale.

17. Facteurs de contraste et défaut de réciprocité.

L'étude des courbes de la figure 7 est très instructive du point de vue des applications pratiques. Sur ce graphique, toute verticale est une ligne d'éclairement constant. Sur l'une de ces verticales, AA′ par exemple, les valeurs rencontrées de la densité et de log Et donnent les divers points d'une courbe de noircissement à temps de pose variable. La pente de cette courbe est le coefficient de contraste γ' à éclairement constant et temps de pose variable. On peut l'obtenir directement à partir des données du graphique en divisant la différence de densité de deux courbes successives (ΔD) par la différence d'ordonnées correspondante (Δ log Et). Si les deux valeurs choisies de la densité sont comprises sur la portion rectiligne de la courbe de noircissement, on trouve ainsi la valeur maximum du coefficient de contraste ; sinon il ne s'agit que de la pente moyenne dans l'intervalle considéré.

Les droites à 45° du graphique sont des lignes à temps de pose constant, car l'équation log Et = log E + log t représente bien une telle droite quand t est constant. Sur une de ces droites, BB′ par exemple, les valeurs rencontrées de la densité D et de log Et donnent les points d'une courbe de noircissement à éclairement variable. La valeur du facteur de contraste correspondant γ, en un point quelconque, s'obtient d'une manière analogue à celle du cas précédent. On divise, par exemple, la différence de densité ΔD, correspondant aux points C et D, par la différence Δ log Et de leurs ordonnées.

Un simple coup d'œil sur ce graphique fait apparaître des propriétés importantes des facteurs de contraste. A éclairement constant et temps de pose variable, le facteur γ' doit rester sensiblement constant quel que soit l'éclairement : en effet, dans l'expression $\gamma' = \Delta D / \Delta \log Et$ (E = constante), les deux termes de la fraction sont constants, puisque les courbes d'égale densité sont sensiblement parallèles. Par contre, le facteur γ, à éclairement variable et temps de

pose constant, diminue constamment quand l'éclairement croît. Ceci résulte du fait que, dans l'expression $\gamma = \Delta D / \Delta \log Et$ (t = constante), $\log Et$, qui est fixé par les intersections des courbes parallèles d'égale densité et des droites à 45° à temps de pose constant, croît manifestement en même temps que E.

Bien entendu, dans la région de réciprocité approchée, γ conserve une valeur sensiblement constante. Dans les régions de défaut de réciprocité, sa variation est susceptible d'entraîner des erreurs déjà signalées précédemment, dont l'origine se trouve ici précisée. Si, par exemple, le temps de pose à l'étalonnage est plus long que dans le cas des poses normales sur les astres à étudier, ce qui veut dire qu'à densité égale l'éclairement est plus faible, la variation de densité en fonction de l'éclairement est plus rapide à l'étalonnage, et les différences de magnitude mesurées seront affectées d'une erreur systématique qui les rendra intérieures à leur valeur réelle.

18. Courbes de noircissement isochromatiques.

L'étude des courbes de noircissement isochromatiques et de la variation des facteurs de contraste en fonction de la longueur d'onde est très importante, de divers points de vue. Elle est notamment indispensable pour l'interprétation correcte des données fournies par les spectrogrammes. De même, la photométrie hétérochrome, dont il est fait application par la suite, n'a de sens que dans les régions où ces facteurs conservent une valeur sensiblement constante et, si c'est nécessaire, dans de telles mesures, on doit limiter le rayonnement de la source étudiée par des écrans sélectifs appropriés.

Pour le tracé des courbes de noircissement isochromatiques à éclairement variable, il ne faut pas manquer de remarquer que, si l'on veut que ces courbes soient strictement comparables, il faut porter en abscisses l'éclairement énergétique effectif reçu par l'émulsion.

C'est ainsi que, dans le cas du dispositif expérimental décrit précédemment, on dispose, à l'origine, du rayonnement énergétique mesuré par la brillance spectrale b_λ de la source étalon. Celui-ci est gradué par les grilles de densités D_1, D_2, ... dont les facteurs de transmission supposée neutre sont $\tau_1 = 10^{-D_1}$, ... Le rayonnement ainsi gradué est alors modifié par la transparence de l'appareil dispersif et par sa dispersion même. La première est caractérisée par un facteur

de transmission τ_λ qui a été défini précédemment (§ 11). Si, d'autre part, la dispersion du spectrographe a pour expression $\lambda = f(d)$, d désignant la distance mesurée sur le spectrogramme parallèlement à la dispersion, l'éclairement incident doit être multiplié par le facteur $\lambda'_d = f'(d)$.

En définitive, la brillance énergétique efficace correspondant à l'échelon de densité D de la graduation a pour expression :

$$b'_\lambda = b_\lambda . 10^{-D} . \tau_\lambda . f'_d,$$

d'où

$$\text{Log } b'_\lambda = \text{Log } b_\lambda - D + \text{Log } \tau_\lambda + \text{Log } f'_d,$$

restant entendu que b'_λ, ainsi que l'éclairement correspondant, sont déterminés à un coefficient constant près, le même pour toutes les longueurs d'onde, par suite, notamment, du fait que la transparence du spectrographe n'est déterminée qu'en unités relatives. On construira donc les courbes de noircissements isochromatiques en portant en abscisses les diverses valeurs de log b'_λ correspondant aux divers échelons de la graduation, et en ordonnées, les densités photographiques correspondantes.

S'il ne s'agissait, toutefois, que de la comparaison des facteurs de contraste, il suffirait de porter en abscisses les quantités $-D_1$, $-D_2$, ... Les trois autres termes de l'expression de log b'_λ ne changent pas au cours de la graduation et ils n'ont pas d'autre effet que d'imprimer à la courbe une translation parallèle à l'axe des éclairements.

19. Sensibilité spectrale des émulsions photographiques.

Soient, dans le spectre, deux radiations de longueurs d'onde λ et λ'. En choisissant convenablement leurs brillances énergétiques b_λ et $b_{\lambda'}$, on pourrait arriver à ce que, sur une émulsion donnée, elles produisent la même impression photographique, toutes les autres conditions (temps de pose, développement, etc.) restant les mêmes.

Si la loi de noircissement est la même pour les deux radiations que l'on compare, c'est-à-dire si les courbes de noircissement à éclairement variable et temps de pose constant sont identiques, à une translation horizontale près, le rapport $b_{\lambda'}/b_\lambda$ donne le rapport des sensibilités de l'émulsion aux deux radiations λ et λ'. Alors si, pour produire le même noircissement, il faut une brillance 2 fois plus grande

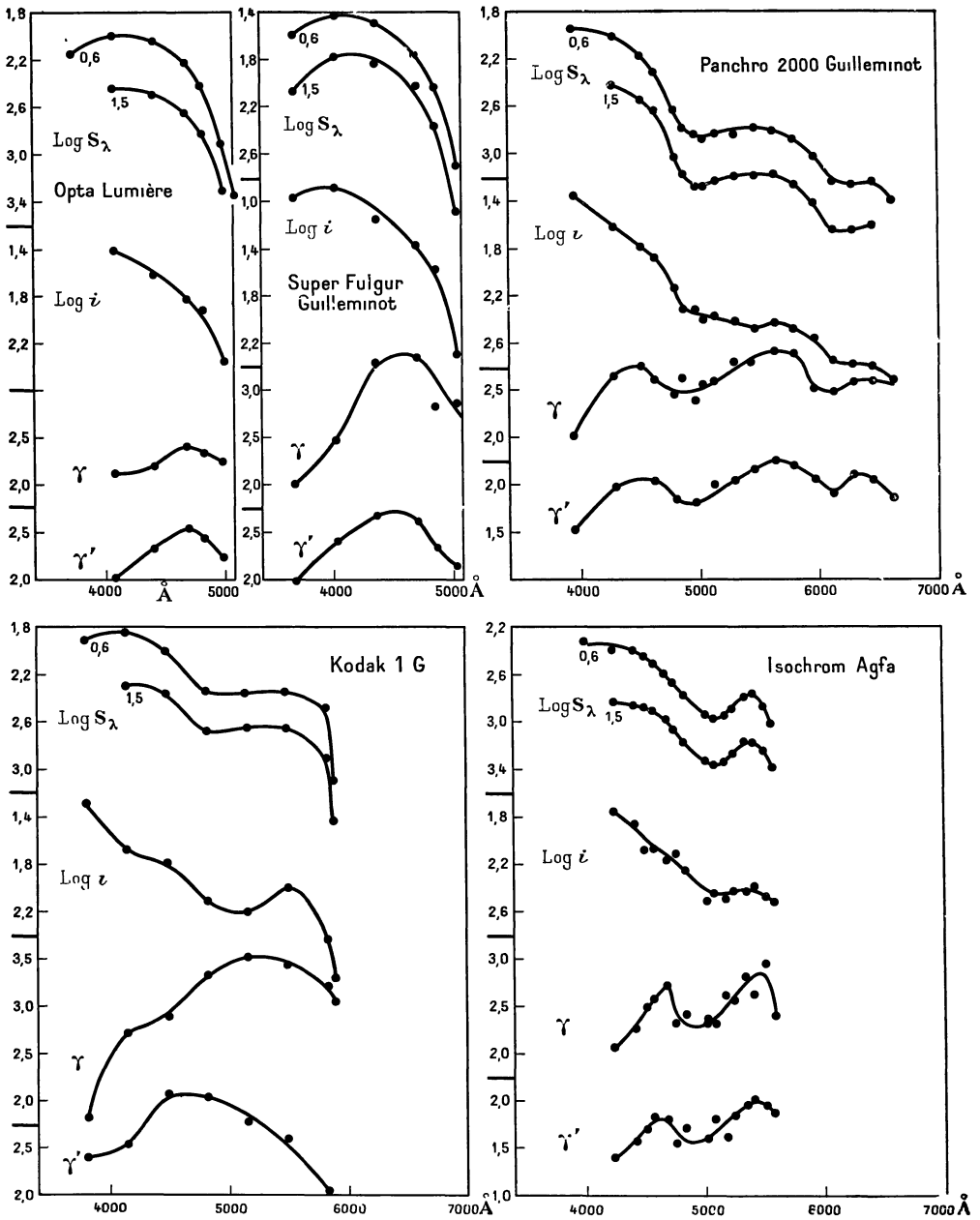

FIG. 8. — Sensibilité, inertie et facteurs de contraste d'émulsions photographiques diverses.

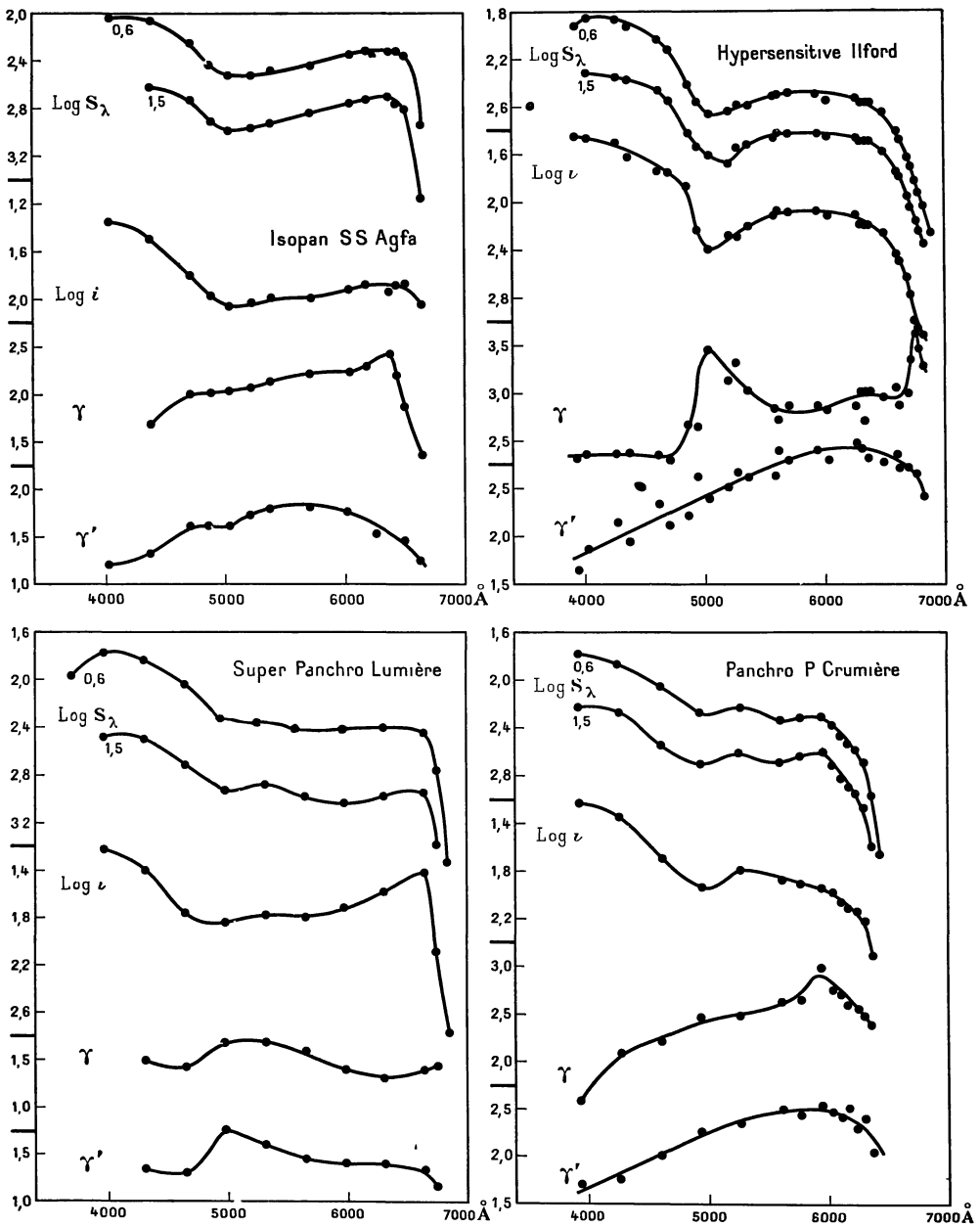

FIG. 8. — Sensibilité, inertie et facteurs de contraste d'émulsions photographiques diverses (*suite et fin*).

pour la longueur d'onde λ que pour λ', on pourra dire que l'émulsion est 2 fois moins sensible à la radiation λ qu'à λ'.

Il s'en faut toutefois que la condition nécessaire soit réalisée d'une manière générale. La définition précédente ne peut donc être utilisée que dans les domaines spectraux plus ou moins restreints où le coefficient de contraste garde une valeur sensiblement constante.

Dans le cas plus général où l'on veut comparer la sensibilité spectrale de diverses émulsions dans des domaines quelconques, il n'est pas possible de définir cette sensibilité par un paramètre unique. Il faut, en fait, se donner le réseau des courbes de noircissement isochromatiques, qui seul permet de fixer, pour toute longueur d'onde, la quantité d'énergie nécessaire pour produire un noircissement déterminé.

Si l'on admet, avec J. H. Webb [**20**], que l'on n'a pas à tenir compte des erreurs de réciprocité, qui sont indépendantes de la longueur d'onde quand on compare des points de même temps de pose et de même densité, il sera commode et correct de construire, à partir des courbes de noircissement isochromatiques, les courbes de sensibilité relative à des niveaux de noircissement déterminés. On les obtiendra donc en portant, en abscisses, les longueurs d'onde, et en ordonnées, l'inverse de la brillance spectrale b_λ nécessaire pour obtenir le noircissement donné. Les caractères de sensibilité spectrale d'une émulsion seront donc aussi donnés par un réseau de ces courbes à noircissement constant.

On peut considérer, toutefois, du point de vue de la photométrie et de la spectroscopie, deux niveaux de noircissement qui présentent un intérêt spécial : ce sont les noircissements correspondant aux densités 0,6 et 1,5 au-dessus du voile de fond. Le premier constitue un minimum [**21**], à partir duquel on commence à déceler et à mesurer les raies d'absorption. C'est aussi à son voisinage que l'on aborde la portion rectiligne de la courbe de noircissement. Le second est à peu près au centre de cette partie rectiligne et c'est la région où les mesures de photométrie photographique s'effectuent avec le plus de précision.

Ces deux données particulières de sensibilité figurent dans les deuxième et troisième colonnes du tableau IX pour les trois groupes d'émulsions qui ont été examinées au cours de ce travail. Ces trois catégories comprennent respectivement des émulsions non chromatisées rapides, des émulsions orthochromatiques et panchromatiques.

Le nombre qui figure dans le tableau est le logarithme de la sensibilité, log S_λ, soit le logarithme de l'inverse de la brillance spectrale qui est requise pour produire le noircissement considéré. Cette dernière est déterminée à simple lecture sur les courbes de noircissement isochromatiques, telles qu'elles ont été définies au paragraphe précédent.

TABLEAU IX

SENSIBILITÉ ET FACTEURS DE CONTRASTE DE DIVERSES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES.

I. — ÉMULSIONS NON CHROMATISÉES.

λ	Log S_λ 0,6	Log S_λ 1,5	Log i	γ	γ'
		Opta Lumière.			
3 728 Å	— 2,150				
4 072	2,000	— 2,440	1,42	2,12	2,00
4 411	2,046	2,499	1,62	2,20	2,31
4 680	2,224	2,645	1,83	2,41	2,54
4 814	2,420	2,830	1,92	2,33	2,43
4 981	2,910	3,314	2,36	2,25	2,23
5 081	3,350?				
		Super Fulgur Guilleminot.			
3 676	— 1,600	— 2,078	0,99	2,00	1,98
4 020	1,416	1,798	0,90	2,46	2,40
4 360	1,500	1,840	1,16	3,28	2,68
4 697	1,770	2,038	1,38	3,34	2,60
4 864	2,048	2,376	1,59	2,82	2,34
5 031	2,708	3,098	2,31	2,84	2,14
		II. — ÉMULSIONS ORTHOCHROMATIQUES.			
		Kodak I — G			
3 804	— 1,902		1,30	1,84	2,39
4 147	1,852	— 2,304	1,68	2,71	2,53
4 485	1,998	2,374	1,80	2,89	3,05
4 821	2,338	2,678	2,11	3,33	3,03
5 154	2,360	2,664	2,20	3,52	2,77
5 485	2,360	2,658	2,04	3,43	2,59
5 816	2,480	2,906	2,43	3,21	2,04
5 882	3,108	3,430	2,76	3,05	

λ	Log S_λ 0,6	Log S_λ 1,5	Log i	γ	γ′
		Isochrom Agfa.			
3 996 Å	— 2,332				
4 235	2,402	— 2,842	1,76	2,06	1,38
4 404	2,400	2,866	1,87	2,27	1,57
4 502	2,458	2,888	2,08	2,48	1,70
4 573	2,520	2,912	2,07	2,57	1,83
4 670	2,604	2,982	2,17	2,71	1,79
4 740	2,674	3,082	2,12	2,31	1,56
4 837	2,780	3,178	2,26	2,40	1,70
5 004	2,950	3,332	2,52	2,36	1,59
5 074	2,980	3,372	2,45	2,32	1,84
5 170	2,958	3,356	2,50	2,61	1,61 ?
5 240	2,896	3,272	2,43	2,56	1,84
5 336	2,804	3,180	2,44	2,81	1,96
5 406	2,784	3,176	2,40	2,62	2,00
5 502	2,884	3,252	2,49	2,93	1,95
5 571	3,020	3,398	2,52	2,40	1,90
		III. — Émulsions panchromatiques.			
		Isopan Super Special Agfa.			
4 020					1,20 ?
4 038	— 2,038		1,35		
4 360					1,32
4 377	2,066	— 2,619	1,50	1,69	
4 697					1,62
4 714	2,259	2,740	1,80	2,00	
4 864					1,62
4 881	2,441	2,910	1,97	2,01	
5 031					1,62
5 047	2,520	2,980	2,06	2,04	
5 197					1,73
5 213	2,522	2,962	2,03	2,07	
5 363					1,79
5 380	2,480	2,920	2,00	2,14	
5 693					1,81
5 710	2,446	2,842	2,00	2,22	
6 024					1,76

λ	Log S_λ 0,6	Log S_λ 1,5	Log i	γ	γ′
6 040 Å	2,363	2,761	1,92	2,24	
6 182	2,334	2,732	1,89	2,28	
6 354					1,53
6 372	2,339	2.700	1,94	2,42	
6 431	2,344	2,760	1,89	2,19	
6 487					1,45
6 504	2,368	2,808	1,89	1,86	
6 621					1,25
6 638	2,938	3,558	2,05?	1,36	
		Hypersensitive Ilford.			
3 928	— 1,920		1,46	2,32	1,68
4 020	1,856	— 2,324	1,47	2,35	1,86
4 269	1,872	2,346	1,50	2,36	2,14
4 360	1,926	2,382	1,62	2,37	1,94
4 608	2,042	2,474	1,74	2,34	2,32
4 697	2,120	2,550	1,75	2,30	2,12
4 864	2,418	2,820	2,07	2,66	2,22
4 940	2,574	2,938	2,24	2,64	2,62
5 031	2,670	3,014	2,40	3,45	2,38
5 197	2,646	3,084	2,29	3,13	2,50
5 273	2,598	2,948	2,29	3,32	2,66
5 363	2,598	2,922	2,21	3,01	2,60
5 578	2,522	2,862	2,11	2,83	2,70
5 604	2,508	2,850	2,09	2,72	2,88
5 693	2,494	2,838	2,09	2,86	2,78
5 935	2,500	2,842	2,08	2,86	2,90
6 024	2,558	2,862	2,12	2,83	2,79
6 265	2,544	2,882	2,12	2,86	2,96
6 298	2,580	2,900	2,19	3,01	2,90
6 332	2,580	2,900	2,19	3,01	3,20
6 355	2,580	2,900	2,19	3,01	2,81
6 487	2,660	2,986	2,26	2,94	2,77
6 596	2,822	3,158	2,44	3,06	2,84
6 621	2,890	3,200	2,50	2,87	2,71
6 687	3,034	3,358	2,63	2,99	2,71
6 713	3,114	3,454	2,78	3,35	
6 754	3,226	3,558	3,00	3,64	2,65

λ	Log S_λ 0,6	Log S_λ 1,5	Log *i*	γ	γ′
6 780 Å	— 3,330	— 3,640	3,06	3,46	
6 820	3,444	3,746	3,12	3,28	2,40
6 887	3,664				
		Super Panchro Lumière.			
3 691	— 1,960				
3 966	1,776	— 2,480	1,22		
4 306	1,834	2,503	1,40	1,50	1,35
4 643	2,040	2,714	1,76	1,43	1,31
4 977	2,364	2,930	1,83	1,69	1,77
5 310	2,360	2,880	1,78	1,69	1,61
5 641	2,420	2,978	1,80	1,60	1,46
5 971	2,422	3,038	1,71	1,41	1,40
6 302	2,414	2,980	1,59	1,31	1,38
6 634	2,450	2,948	1,42	1,41	1,34
6 733	2,770	3,386	2,08	1,43	1,17
6 833	3,540		2,76		
		Panchro P Crumière.			
3 928	— 1,80	— 2,33	1,24	1,58	1,70
4 269	1,88	2,37	1,35	2,09	1,76
4 606	2,06	2,55	1,70	2,21	2,01
4 941	2,28	2,71	1,94	2,46	2,27
5 273	2,25	2,62	1,80	2,48	2,35
5 604	2,34	2,70	1,89	2,62	2,49
5 769	2,32	2,65	1,92	2,64	2,44
5 935	2,32	2,62	1,95	2,98	2,54
6 034	2,40	2,72	1,99	2,75	2,47
6 098	2,48	2,83	2,06	2,69	2,41
6 166	2,54	2,90	2,11	2,58	2,51
6 232	2,59	2,95	2,14	2,54	2,32
6 298	2,70	3,08	2,22	2,47	2,40
6 364	2,98	3,40	2,52	2,38	2,05
6 430	3,46				
		Panchro 2 000 *Guilleminot.*			
3 945	— 1,94		1,37	2,02	1,53
4 276	2,02	— 2,42	1,62	2,65	1,98
4 505	2,18	2,55	1,80	2,75	

λ	Log S_λ		Log i	γ	γ'
	0,6	1,5			
4 623 Å	— 2,32	— 2,65	1,88	2,60	2,04
4 791	2,63	3,04	2,14	2,45	1,83
4 857	2,79	3,18	2,31	2,62	
4 957	2,85	3,28	2,32	2,38	1,81
5 024	2,88	3,28	2,40	2,55	
5 124	2,83	3,23	2,38	2,59	2,00
5 290	2,84	3,20	2,41	2,79	2,03
5 455	2,79	3,20	2,48	2,79	2,16
5 621	2,81	3,18	2,43	2,91	2,25
5 786	2,89	3,26	2,49	2,87	2,20
5 951	3,03	3,42	2,56	2,51	2,05
6 116	3,24	3,64	2,74	2,48	1,90
6 281	3,26	3,64	2,79	2,58	2,12
6 446	3,25	3,62	2,80	2,58	2,05
6 610	3,41		2,92	2,56	1,85

Les courbes représentatives (fig. 8) montrent que toutes les émulsions examinées, chromatisées ou non, ont un maximum accusé de sensibilité vers 4 000 Å environ. Les deux émulsions non chromatisées Superfulgur Guilleminot et Opta Lumière ont, à 5 000 Å, une sensibilité déjà 10 fois plus faible qu'au maximum. Sa décroissance est à ce moment très rapide. A 5 200 Å la sensibilité est au moins 100 fois plus faible qu'au maximum.

Chez les émulsions chromatisées, la sensibilité, comme chez les précédentes, décroît assez rapidement à partir de 4 000 Å, pour atteindre un premier minimum vers 5 000 Å. C'est la lacune de sensibilité dans le vert, qui est surtout accusée chez l'Hypersensitive Ilford et l'Isopan Super-Special Agfa, et qui, dans les spectres prismatiques, est encore renforcée par l'effet de la loi de dispersion. Chez les émulsions panchromatiques, on trouve ensuite deux faibles maxima de sensibilité, séparés par un minimum peu accentué, leur position dans le spectre étant variable selon les émulsions.

Le tableau X donne la position approximative de ces maxima dans le spectre, ainsi que celle de la région où la sensibilité est devenue 50 fois plus faible qu'au maximum principal de 4 000 Å.

La plupart de ces émulsions ont une sensibilité atténuée assez

longuement prolongée vers le proche infrarouge, dépassant notamment largement 7 000 Å chez les quatre dernières émulsions du tableau.

TABLEAU X

Émulsion	1er Max.	2e Min.	2e Max.	S < 1/50
Kodak I-G	5 500 Å			5 950 Å
Crumière Panchro-P	5 300	5 600 Å	5 900 Å	6 450
Agfa Super-Special Isopan	5 400	5 600	6 300	6 700
Guilleminot Panchro 2 000	5 500	6 200	6 400	6 700
Ilford Hypersensitive	5 700	6 100	6 300	6 870
Lumière Super Panchro	5 300	6 000	6 500	6 840

Les deux courbes de sensibilité relatives aux densités 0,6 et 1,5 au-dessus du voile de fond, et à une même émulsion, présentent assez d'analogie, sauf en ce qui concerne la lacune de sensibilité du vert, qui est d'autant plus accusée que le noircissement est plus élevé. Ceci est une conséquence de la variation spectrale du facteur de contraste, sur laquelle on reviendra plus en détail dans un proche paragraphe. Ce facteur est, en effet, généralement plus faible dans le vert que dans le jaune et le rouge : il en résulte une déficience de la densité photographique, qui est d'autant plus accusée que le niveau du noircissement est plus élevé.

20. Sensibilité et inertie.

Considérons la portion rectiligne d'une courbe de noircissement. Elle rencontre l'axe des éclairements au point C. L'éclairement i qui correspond à OC est l'inertie au sens de Hurter et Driffield. La sensibilité en unités H et D se calcule par la formule conventionnelle suivante :

$$S = \frac{34}{i},$$

i étant exprimé en lux.

Cette définition de la sensibilité, très employée dans le commerce, ne présente que peu d'intérêt du point de vue scientifique. Il s'agit d'une définition en lumière globale et l'on a vu précédemment que, même si l'on spécifie la composition de la lumière éclairant la couche sensible, une telle définition n'est pas susceptible d'une interprétation

simple, en raison de la variation de la loi de noircissement avec la longueur d'onde.

On peut, cependant, retenir la définition de l'inertie relative à une longueur d'onde déterminée, si la courbe de noircissement considérée est une courbe isochromatique. Il est alors possible de donner, en fonction de l'inertie i et du facteur de contraste γ relatif à la portion rectiligne de la courbe de noircissement, une équation approchée simple de cette dernière. On a, en effet :

$$D = \gamma\,(\mathrm{Log}\,E - \mathrm{Log}\,i),$$

d'où :

$$\mathrm{Log}\,E = \mathrm{Log}\,i + \frac{D}{\gamma}.$$

Si, comme précédemment, la sensibilité S, relative à un niveau de noircissement D, est égale à l'inverse de l'éclairement énergétique nécessaire pour produire ce noircissement, on a :

$$\mathrm{Log}\,S = -\,\mathrm{Log}\,E = -\,\mathrm{Log}\,i - \frac{D}{\gamma}.$$

Cette expression de la sensibilité, qui n'est évidemment valable que pour la partie rectiligne de la courbe de noircissement, met bien en évidence l'impossibilité de définir cette sensibilité en fonction d'un seul paramètre, sauf dans les régions spectrales où le facteur de contraste γ est sensiblement constant.

En vue de permettre l'application de la formule précédente au calcul rapide de S_λ pour tout noircissement donné sur la partie rectiligne de la courbe de noircissement, on a déterminé la valeur du logarithme de l'inertie i à partir des courbes de noircissement isochromatiques pour toutes les émulsions qui ont été examinées. C'est cette donnée qui figure dans la quatrième colonne du tableau IX. Elle se trouve aussi représentée (fig. 8) en regard des courbes figurant les variations spectrales des sensibilités S_λ pour D = 0,6 et 1,5. On a pointé les ordonnées en sens inverse pour les log i et, sous cette forme, les courbes représentatives présentent une assez grande analogie avec les courbes de sensibilité, surtout avec la première (D = 0,6). L'identité serait évidemment complète si toutes les courbes de noircissement pouvaient se déduire les unes des autres par une translation parallèle à l'axe des éclairements, ce qui n'est pas le cas. C'est par suite aussi,

d'ailleurs, de la variation de ces courbes avec la longueur d'onde, qu'il n'y a pas parallélisme entre les courbes de sensibilité relatives aux divers niveaux de noircissement.

21. Variations spectrales des facteurs de contraste.

Parmi les effets qui tendent à modifier la forme des courbes de noircissement, celui qui accon pagne la variation de longueur d'onde de la lumière excitatrice est certainement le plus important. On connaît depuis longtemps, notamment, les grandes variations des facteurs de contraste (souvent du simple au triple) [**22**] que l'on rencontre quand on passe de l'ultraviolet au spectre visible.

Pour étudier toutes les modalités de ces variations, il serait nécessaire de construire, pour chaque émulsion et pour un assez grand nombre de longueurs d'onde, les courbes d'écart à la loi de réciprocité. L'expérience présente quelques difficultés pratiques. Elle exige l'enregistrement d'un grand nombre de spectres qui ne peuvent trouver place sur le même cliché. On doit prendre les plus grandes précautions pour ne pas introduire d'erreurs dues au développement et au défaut d'uniformité de la sensibilité des diverses plaques qu'il est nécessaire d'utiliser. Mais on peut remarquer que le facteur de contraste γ', à éclairement constant et temps de pose variable, ne dépend pratiquement pas des écarts de réciprocité : les renseignements obtenus pour un éclairement déterminé seront valables pour des éclairements largement différents. Pour simplifier et pour grouper toutes les opérations sur la même plaque, pour chaque type d'émulsion, nous n'avons enregistré sur celle-ci que deux séries de spectres, les uns avec temps de pose déterminé (2 minutes) et éclairements gradués, les autres avec un éclairement fixe et temps de pose variable. Les conditions choisies d'éclairement et de temps de pose étaient sensiblement les mêmes que celles des observations astronomiques, en vue desquelles sont spécialement conduites ces expériences.

Douze spectres sont ainsi photographiés sur la même plaque. Les sept premiers sont gradués avec les grilles. Le premier, sans grille, est commun aux deux séries et constitue avec les cinq derniers un groupe de six poses à temps variables échelonnés de 2 minutes à 5 secondes.

Les valeurs des facteurs de contraste γ et γ' ainsi déterminées figurent dans les 5e et 6e colonnes du tableau IX et elles ont été repré-

sentées en regard des courbes qui figurent, pour chaque émulsion, les données de sensibilité et d'inertie (figure 8).

Une remarque s'impose relativement à la manière selon laquelle ont été déterminés ces facteurs. On avait à choisir, pour les fixer, entre la pente maximum de la courbe de noircissement ou la pente moyenne pour un noircissement donné. On a préféré la deuxième méthode : la pente maximum n'est connue avec certitude que dans le cas où toutes les courbes de noircissement dépassent nettement la région d'exposition normale ; or, ce n'est pratiquement pas possible avec des poses sensitométriques spectrales, en raison de la variation du noircissement maximum consécutive à la variation de la brillance de la source le long de son spectre, et aussi à celle de la sensibilité de l'émulsion. On a, en conséquence, choisi, pour représenter les facteurs de contraste, la pente moyenne de la courbe de noircissement au voisinage du point de noircissement de densité 2. On a d'ailleurs, ainsi, l'avantage de recueillir des données relatives au même noircissement, ce qui pourrait ne pas être le cas pour le maximum de pente.

L'examen des courbes représentatives montre que, dans l'étendue du domaine étudié, de 4 000 Å environ à la limite de sensibilité, vers les grandes longueurs d'onde, des émulsions considérées, les facteurs de contraste croissent lentement et assez régulièrement jusqu'à une valeur maximum située, en général, un peu avant cette limite de sensibilité. Puis ils décroissent plus rapidement au delà. Il y a quelques exceptions et, d'autre part, la variation de γ' est généralement plus régulière que celle de γ ; celle-ci présente parfois des accidents, qui consistent principalement en augmentations locales des valeurs de γ.

Souvent le maximum principal se produit en même temps pour γ et γ'. C'est le cas notamment des émulsions non chromatisées Lumière, Opta et Guilleminot Super-Fulgur, dont les deux maxima de contraste se trouvent respectivement vers 4 700 Å pour la première et 4 500 Å pour la seconde ; de l'émulsion orthochromatique Kodak I-G, dont les maxima sont voisins de 5 500 Å ; et de l'émulsion panchromatique Crumière Panchro-P, dont les maxima sont vers 6 000 Å.

Chez l'émulsion Agfa Isopan Super Special, le maximum de γ' se trouve vers 5 700 Å, tandis que le maximum de γ est repoussé vers 6 400 Å.

Chez les émulsions Ilford Hypersensitive, Lumière Super-Panchro, et Guilleminot Panchro 2 000, le phénomène est plus complexe.

Ilford Hypersensitive présente une variation très régulière de γ' avec maximum très plat vers 6 300 Å, tandis que γ présente deux maxima locaux assez brusques vers 5 000 et 6 750 Å.

Lumière Super Panchro a un maximum de γ et γ' vers 5 100 Å, après quoi ces deux coefficients décroissent lentement vers le rouge.

Enfin Guilleminot Panchro 2 000 présente une très grande analogie de variation de γ et γ', avec trois maxima vers 4 500, 5 700 et 6 400 Å.

Donc, à part la croissance assez rapide, de 4 000 à 4 500 Å, que l'on retrouve chez toutes les émulsions et qui n'est autre que la fin de l'augmentation importante de contraste entre l'ultraviolet et le spectre visible, les variations sont très diverses dans la partie centrale du spectre visible. Le fait qu'elles sont plus régulières et moins importantes pour γ' que pour γ montre, comme on l'a déjà reconnu à propos des écarts de réciprocité, que les modifications de l'intensité de l'excitation ont, sur le contraste, une influence plus grande que celles de sa durée.

Chez aucune des émulsions examinées on n'a retrouvé de ces variations considérables de contraste indiquées par quelques auteurs [**23**] pour certaines émulsions panchromatiques, au voisinage de leur limite de sensibilité vers le proche infrarouge. Mais l'un au moins de ces auteurs utilisait un spectrographe à prisme, conjugué avec une source à température de couleur assez basse (1 973° K), qui produisaient une forte concentration de l'énergie vers les grandes longueurs d'onde ; il se peut que cette circonstance ait introduit un effet systématique d'accroissement des facteurs de contraste, qui d'ailleurs présenterait la singularité d'être opposé à celui que l'on pourrait attendre des écarts de réciprocité.

22. Effet de Purkinje photographique.

Les mesures de photométrie photographique hétérochrome embrassent des groupes plus ou moins étendus de radiations monochromatiques et elles n'auraient un sens parfaitement défini que si, dans le domaine considéré, les courbes de noircissement isochromatiques étaient des droites parallèles. Or, même si l'on fait abstraction

de la région de sous-exposition, la partie rectiligne de ces courbes est loin d'avoir une pente uniforme pour les diverses radiations. Il y a au moins deux sortes de variations importantes du facteur de contraste γ à éclairement variable et temps de pose constant.

La première provient du défaut de réciprocité de l'émulsion photographique. Dans un exemple typique donné par Jones et Webb [**19**], γ varie, chez la même émulsion, de 1,60 pour un éclairement de 0,0012 lux à 1,25 pour 0,312 lux (éclairement optimum) et 1,00 pour 80 lux. De manière générale, plus faible est l'éclairement, plus grande est la valeur de γ, et ce coefficient décroît constamment quand l'éclairement augmente. Pour l'éclairement optimum, on a sensiblement $\gamma = \gamma'$. Pour les éclairements plus faibles, γ est supérieur à γ', et pour les éclairements plus intenses, inférieur à γ'. Or, les diverses radiations qui composent un flux incident global n'ont pas toutes la même intensité : il en résulte qu'en raison du défaut de réciprocité les facteurs de contraste de ces radiations ne sont pas les mêmes. Toutefois, si l'on a soin de limiter l'étendue des domaines spectraux efficaces, l'hétérogénéité de ces facteurs produite par cette cause n'est pas très importante, car les variations de la brillance spectrale dans de tels domaines ne sont, en général, pas assez considérables.

En particulier, dans le cas des mesures par la méthode de Ch. Fabry ultérieurement décrites, l'un des domaines spectraux est limité par la sensibilité des émulsions non chromatisées et par la transparence de l'instrument et celle de l'atmosphère : la bande spectrale efficace ne dépasse guère un millier d'angstroms, de 4 000 à 5 000 Å. L'autre domaine résulte de l'adjonction du filtre orangé Wratten n° 15 à l'émulsion panchromatique Agfa Isopan Super Special. Il résulte d'expériences et de calculs ultérieurs (§ 36) que dans ces domaines la brillance spectrale varie tout au plus de 1 à 10 dans le cas extrême d'une étoile du type M, et les courbes de défaut de réciprocité montrent que la variation correspondante du facteur de contraste est, dans cet intervalle, certainement inférieure à 10 pour 100.

Les variations spectrales intrinsèques de ce facteur sont beaucoup plus importantes, puisque dans le seul spectre visible elles peuvent atteindre parfois 100 pour 100.

Enfin, d'autre part, la courbe de noircissement n'est pas rectiligne dans toute son étendue et il en résulte une cause d'indétermination analogue à la précédente. Dans la formation d'un noircissement inter-

viennent des radiations d'intensités diverses, dont la loi d'action est très différente : pour telles d'entre elles cette action se situe dans la région de sous-exposition, tandis que pour d'autres la densité élémentaire sera d'un niveau correspondant à la partie rectiligne de la courbe de noircissement. La composition de ces actions élémentaires diverses ne peut se prêter à une interprétation simple et la courbe de noircissement moyenne n'a pas de signification physique bien déterminée.

La résultante de toutes ces causes d'indétermination produit ce que l'on a coutume d'appeler l'effet de Purkinje photographique. L'une des conséquences les plus directes est la suivante : si deux groupes de radiations différentes produisent le même effet photographique, il n'en sera plus de même si leurs intensités sont multipliées par un facteur constant. En toute rigueur, il serait nécessaire de n'opérer que dans des domaines spectraux où la sensibilité de l'émulsion et ses facteurs de contraste seraient pratiquement uniformes et où les sources à comparer auraient une brillance spectrale à peu près constante. On réalise approximativement les deux premières conditions en isolant par des écrans appropriés les deux parties les plus importantes de la sensibilité de l'émulsion, celle qui est plus spécifiquement propre à l'halosel d'argent ($\lambda < 5\,000$ Å) et celle qui résulte de l'adjonction des colorants sensibilisateurs ($\lambda > 5\,000$ Å). L'emploi de ces écrans a d'ailleurs l'avantage de limiter beaucoup les variations de la brillance spectrale de la source. C'est ainsi que dans le cas d'une étoile de type K0 filtrée par l'atmosphère et l'instrument (§ 36), la brillance qui varie de 1 à 50 dans le domaine d'utilisation efficace (4 000-6 700 Å) de l'émulsion panchromatique Agfa Isopan Super Special ne subira plus que des fluctuations de 1 à 10 et 1 à 5 dans ces deux domaines. C'est évidemment encore beaucoup ; on pourrait diminuer l'étendue des domaines, mais on réduirait l'efficacité de la méthode : dans des conditions d'application ainsi restreintes, il pourrait devenir préférable de remplacer la photométrie par la spectrophotométrie proprement dite.

Il est en tout cas très important qu'il y ait identité spectrale aussi complète que possible des sources à comparer. Dans le cas des étoiles, il faut les choisir de types spectraux aussi voisins que possible et, si l'étalonnage de l'émulsion doit se faire avec une source de laboratoire, il faut que, par un artifice approprié, celle-ci reproduise la distribution spectrale des sources stellaires. Un dispositif de ce genre sera décrit

par la suite et l'on pourra, à cette occasion, effectuer une détermination expérimentale de la grandeur des erreurs que peut entrainer l'effet de Purkinje photographique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] J. Dufay, La méthode des plages lumineuses en photométrie stellaire, *Revue d'Optique*, **8**, pp. 321 331 (1929).

[2] H. Grouiller, Photométrie stellaire photographique par la méthode de Ch. Fabry, *C. R.*, **199**, n° 26, pp. 1583-1585 (26 déc. 1934).

[3] J. Lagrula, Contribution au perfectionnement des méthodes photographiques en photométrie astronomique différentielle, *Thèse de doctorat*, Paris (1937).

[4] *Transactions of the International Astronomical Union*, **2**, pp. 331-332 (1935).

[5] D. D. Judd. *Journal Optical Society of America*, **56** (1936).

[6] G. Ribaud, *Traité de Pyrométrique Optique*, p. 335.

[7] G. Ribaud, *Traité de Pyrométrique Optique*, p. 337.

[8] G. Ribaud, *Traité de Pyrométrique Optique*, p. 195, tableau 45.

[9] G. Ribaud, *Traité de Pyrométrique Optique*, p. 128.

[10] G. Ribaud, *Traité de Pyrométrique Optique*, p. 448, tableau 67.

[11] Ch. Fabry, *Introduction générale à la photométrie*, p. 21.

[12] Tien Kiu, Recherches sur la sensibilisation des plaques photographiques, *Publ. Observatoire de Lyon*, **2** (1937), série 1. Astronomie, pp. 173 240.

[13] G. Déjardin et D. Cavassilas, Transmission spectrale d'écrans absorbants utilisés pour l'étalonnage des plaques en photométrie photographique, *Revue d'Optique*, **17**, pp. 41 58 (1938).

[14] J. Dufay, Sur la fabrication et l'étalonnage des écrans absorbants, *Thèse* p. 171 (1928). — J. Dufay et H. Grouiller, Mesures spectrales de la proportion de lumière polarisée dans la couronne solaire (Éclipse totale du 31 août 1932), *Journal Phys.*, **7**, p. 481 (1936).

[15] L. Herman, Spectre d'absorption de l'oxygène, *Thèse*, Paris (1939).

[16] E. Ferencz et J. Urbanek, Sensibilité et variation de sensibilité des cellules à couches d'arrêt, *Revue d'Optique*, **14**, p. 315 (1935). — G. Marchal et L. Marton, Quelques observations sur les propriétés des cellules photoélectriques à couche d'arrêt au sélénium, *Revue d'Optique*, **15**, p. 1 (1936).

[17] F. E. Ross, *The physics of the developed photographic image*, pp. 28 60. — G. Moreau, *La sensitométrie photographique et ses applications*, pp. 139 441.

[18] E. Kron, Ueber das Schwarzungsgesetz photographischer Platten, *Jahrb. Phot.*, **28**, p. 6 (1914) ; — *Publ. Astroph. Observ. zu Potsdam*, n° 67 (1913).

[19] L. A. Jones et J. H. Webb, Reciprocity law failure in photographic exposures, *Journ. of the Society of mot. Pict. Engin*, **23**, n° 9 (1934).

[20] J. H. Webb, The photographic reciprocity law failure for radiations for different wawe length, *Journ. of the Optical Society of America*, **23**, pp. 316 323 (1933).

[21] Th. Dunham Jr, Die Anwendung der Photographie in der Astrophysik, *Bericht über den VIII*e *Internationalen Kongress für Photographie*, Dresden, p. 287 (1931).

[22] H. Buisson et Ch. Fabry, Les lois du noircissement des plaques photogra phiques, *Revue d'Optique*, **3**, pp. 1 27 (1924).

[23] F. E. Ross, *loc. cit.*, 74 et N. Perakis, Contribution à l'étude des plaques panchromatiques, *Journ. de Physique*, sér. VII, **2**, pp. 341 352 (1931).

DEUXIÈME PARTIE

DÉTERMINATION DE LA COURBE DE NOIRCISSEMENT EN PHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE ASTRONOMIQUE

23. Généralités.

Une des questions fondamentales de la photométrie photographique astronomique est celle de la détermination de la courbe de noircissement liant les noircissements de l'émulsion développée aux intensités des rayonnements incidents qui l'ont impressionnée.

Cette détermination a fait l'objet de nombreuses recherches au laboratoire, mais, en astronomie, elle présente des difficultés spéciales, inhérentes aux conditions dans lesquelles sont effectuées les observations.

On y élude souvent la solution directe en se contentant d'adopter comme repères de graduation les magnitudes connues d'étoiles de comparaison. Ce procédé ne peut convenir toutefois à l'étalonnage des mesures précises. Ce n'est, en effet, que dans le cas des mesures monochromatiques que la courbe de noircissement est susceptible d'une interprétation simple. Les déterminations astronomiques, qui sont généralement du ressort de la photométrie hétérochrome, dépendent notamment de la transparence sélective de l'atmosphère, de celle de l'instrument récepteur et de la sensibilité spectrale de l'émulsion utilisée. Ces conditions sont trop variables pour que l'on puisse utiliser comme données de base des mesures faites dans d'autres conditions.

Pour la même raison, on ne peut prendre comme base une loi de noircissement établie *a priori* d'une manière théorique ou empirique. Une telle loi dépendrait de trop de facteurs encore mal connus et son adaptation à toute émulsion donnée serait trop laborieuse et trop incertaine. Le procédé le plus direct consiste à enregistrer sur chaque cliché particulier une gamme connue d'éclairements, les conditions étant sensiblement les mêmes à l'étalonnage que pour les poses sur les

sources à comparer. On trace donc la courbe de noircissement propre à chaque plaque ; une simple lecture sur cette courbe fait connaître les rapports d'intensité d'éclairement et, par suite, la différence de magnitude des sources comparées.

24. Choix du procédé de graduation de la lumière.

Le problème consiste donc à faire un choix judicieux parmi les nombreux procédés connus de graduation de la lumière. Tous se rattachent plus ou moins à quelques dispositifs généraux, parmi lesquels figurent le plus souvent la variation de distance de la source ou celle de la grandeur de la surface rayonnante, la réflexion de la lumière sur une surface diffusante dont on modifie l'orientation par rapport à la source et à la couche sensible, l'emploi de polariseurs croisés dont on fait varier l'angle des sections principales, l'absorption par des coins ou des échelons gris neutre, etc. En photométrie hétérochrome, leur emploi est compliqué par le fait que l'on opère sur un mélange de rayonnements de diverses longueurs d'onde. Il faut donc utiliser une graduation neutre, ou tout au moins dont la variation spectrale de transmission soit bien étudiée. De plus, l'étalonnage de l'émulsion photographique devrait s'effectuer en employant, si possible, le rayonnement mesuré lui-même, ou à défaut, un rayonnement de composition sensiblement analogue.

La première méthode, plus rationnelle dans son principe, présente des difficultés en raison desquelles elle fut peu appliquée jusqu'ici. Il faut, en effet, procéder par poses successives, d'où une perte de temps préjudiciable à la rapidité et à la précision des mesures, ou utiliser un dispositif dispersant le flux lumineux en plages de graduation, ce qui diminue la sensibilité efficace du procédé. A. Danjon [**24**] et J. Dufay ont, notamment, proposé d'utiliser, dans le cas de la méthode de Ch. Fabry, un biréfringent ou un petit bi-prisme de faible écartement angulaire, dont le rôle est de dédoubler le cercle oculaire. On s'arrange pour que les deux cercles oculaires se chevauchent, de manière à avoir trois plages. La plage centrale est éclairée en pleine lumière, tandis que les deux plages latérales ne reçoivent que 50 % du faisceau. On a ainsi deux points de la courbe de noircissement, encadrant un intervalle sensiblement égal à 0,75 magnitude. Il faut évidemment que le cercle oculaire soit assez grand pour que chacune des

trois plages partielles se prête bien à l'analyse microphotométrique. On pourrait aussi dédoubler le faisceau à l'aide de réseaux de diffraction analogues à ceux qui, sur les indications de Hertzsprung, ont été utilisés avec tant de succès dans la photométrie focale ou extrafocale.

L'étalonnage au laboratoire, à l'aide d'une source artificielle, fut beaucoup plus employé, mais presque toujours sous la forme du dispositif sur lequel nous dirons quelques mots ci-dessous.

25. Le sensitomètre a tubes.

Cet instrument, beaucoup utilisé à la suite de Parkhurst et Jordan, se rattache au deuxième procédé général de graduation de la lumière, savoir la variation de l'étendue d'une surface diffusante. Il consiste, en principe, en une plaque percée de trous circulaires de divers diamètres, que l'on peut mesurer au comparateur. Les trous sont éclairés par l'intermédiaire d'un diffuseur et ils jouent le rôle de sources auxiliaires dont les intensités sont liées aux diamètres des trous.

Le principal avantage du sensitomètre à tubes réside dans le fait que le mode de graduation est neutre. Mais cet avantage perd de sa signification du moment que l'on ne peut que difficilement utiliser une source identique, en composition spectrale, aux sources étudiées. Il est incommode, aussi, parce qu'il exige l'emploi de plaques d'assez grandes dimensions, d'une source intense d'un contrôle malaisé.

26. Étalonnage par écran gradué gris neutre.

Ce dispositif, qui a été très utilisé en photométrie et spectrophotométrie, est considéré généralement comme très commode et très souple, à condition d'effectuer une étude préliminaire soignée des écrans utilisés.

Les clichés qui ont été obtenus à l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon et qui ont fourni les mesures discutées ultérieurement sont étalonnés, notamment par inscription sur ces clichés de copies de coins photométriques de gélatine fumée. Immédiatement après leur exposition à l'équatorial, les clichés sont placés dans un châssis-presse spécial, comportant une fente d'une dizaine de centimètres de longueur et de 4 millimètres de largeur, sur laquelle est ajusté le

coin. Le tout est éclairé par une lampe à filament de tungstène alimentée sous régime constant (3,8 A, 7 V). Devant la lampe se trouve un verre opalin et un diaphragme circulaire, dont le diamètre est choisi de manière à avoir le même temps de pose à l'étalonnage et à l'instrument astronomique.

Le cliché, dans son châssis, est placé successivement, normalement au faisceau lumineux, aux deux distances de 95 et 135 centimètres, après avoir été retourné de 180° entre les deux poses : à la distance la plus courte, et en admettant que la longueur utile du coin soit de 6 centimètres, le rapport des éclairements au centre et aux extrémités de ce dernier est égal à 1,0001.

On obtient ainsi, avec le même temps de pose, deux copies du coin, qui prennent place dans le sens de la longueur de la plaque 6,5 × 9 cm entre les deux séries de poses faites sur le ciel. Sur ces copies de coin le sens des densités croissantes est inverse. Il en résulte deux courbes de noircissement, qui doivent être parallèles, sauf dans le cas où la sensibilité de l'émulsion n'est pas uniforme dans le sens de la longueur de la plaque [**25**]. On a donc ainsi un moyen de contrôler cette uniformité : si le défaut de parallélisme est faible, on le compense en partie en prenant la moyenne des déterminations fournies par les deux courbes. Sinon, on n'aurait d'autre ressource que de rejeter un cliché trop défectueux par suite de ce défaut de sensibilité.

Sous la forme décrite ci-dessus, on retrouve le défaut déjà signalé précédemment à propos du sensitomètre à tubes : la distribution spectrale de la source utilisée est très différente de celle des astres photographiés à l'équatorial. Cette difficulté a été spécialement étudiée ultérieurement et le dispositif d'éclairage du coin a été modifié de manière à obtenir une complète similitude entre les rayonnements mis en œuvre.

27. Étude des coins photométriques.

Deux coins photométriques ont été utilisés. Ils sont désignés sous les noms de coins Calmels et Bouzard, selon leur origine. Ils sont de gélatine fumée, coulée entre glaces. Le premier est constitué par une bande de 2 cm de largeur et 10 cm de longueur. Le second, de mêmes dimensions, à une variation plus rapide, environ 3 unités de densité en 10 cm. A la demande, la moitié de la largeur de la bande a été

surchargée d'une couche uniforme de même gélatine fumée d'une densité égale à 0,3 environ.

28. Transmission spectrale.

Tous les coins de cette espèce sont assez loin d'être rigoureusement neutres. Leur transparence augmente de l'ultraviolet vers le début du visible, puis reste à peu près constante au centre du spectre visible pour croître à nouveau, plus lentement qu'au début, vers le rouge et l'infrarouge. Il existe bien une gélatine Wratten, Neutral Gray n° 96, qui est sensiblement neutre de 4 000 à 7 000 Å, et de même le verre de Schott NG4*b* est à peu près neutre dans l'intervalle 4 000-24 000 Å, mais je n'ai pu encore avoir à ma disposition des coins de l'une ni l'autre de ces origines.

Le coin Calmels a été étudié photographiquement. On le plaçait devant la fente du spectrographe à réseau, perpendiculairement à l'axe optique, les tranches d'égale densité étant parallèles à la fente.

Le coin était monté sur une glissière graduée en millimètres et pouvait être déplacé perpendiculairement à la fente. Un coin de même origine était placé en opposition, de manière à former compensateur. On était ainsi à l'abri des inconvénients qui résultent du fait que, le coin ne pouvant être placé très près de la fente, le faisceau lumineux le traversant ne pouvait être considéré comme très étroit et la tranche absorbante aurait été mal définie. Grâce à l'emploi du coin compensateur, on avait, en définitive, un écran de densité uniforme, mais variable avec les déplacements du coin mobile. On photographiait ainsi le spectre de la lampe étalon dans quatre ou cinq positions du coin mobile, en déplaçant chaque fois ce dernier de 1 centimètre. Le cliché était étalonné comme d'habitude à l'aide des grilles.

Si l_1, l_2, ... sont les lectures, en centimètres, pour les diverses positions du coin mobile, les courbes de noircissement font connaître directement les différences de densité d_λ du coin correspondant à deux positions quelconques l_i, l_k et la constante C_λ ou variation de densité pour un déplacement de 1 cm a pour expression :

$$C_\lambda = \frac{d_\lambda}{l_i - l_k}.$$

Quatre clichés ont été ainsi tirés, un sur Super-Fulgur Guilleminot et

trois sur Isopan Super-Special Agfa. Les mesures individuelles de C_λ ainsi obtenues sont groupées dans le tableau XI. L'examen de l'accord interne de ces mesures résultant de quatre clichés différents a donné, pour une mesure individuelle, une erreur moyenne qui ne dépasse guère 0,01 en densités.

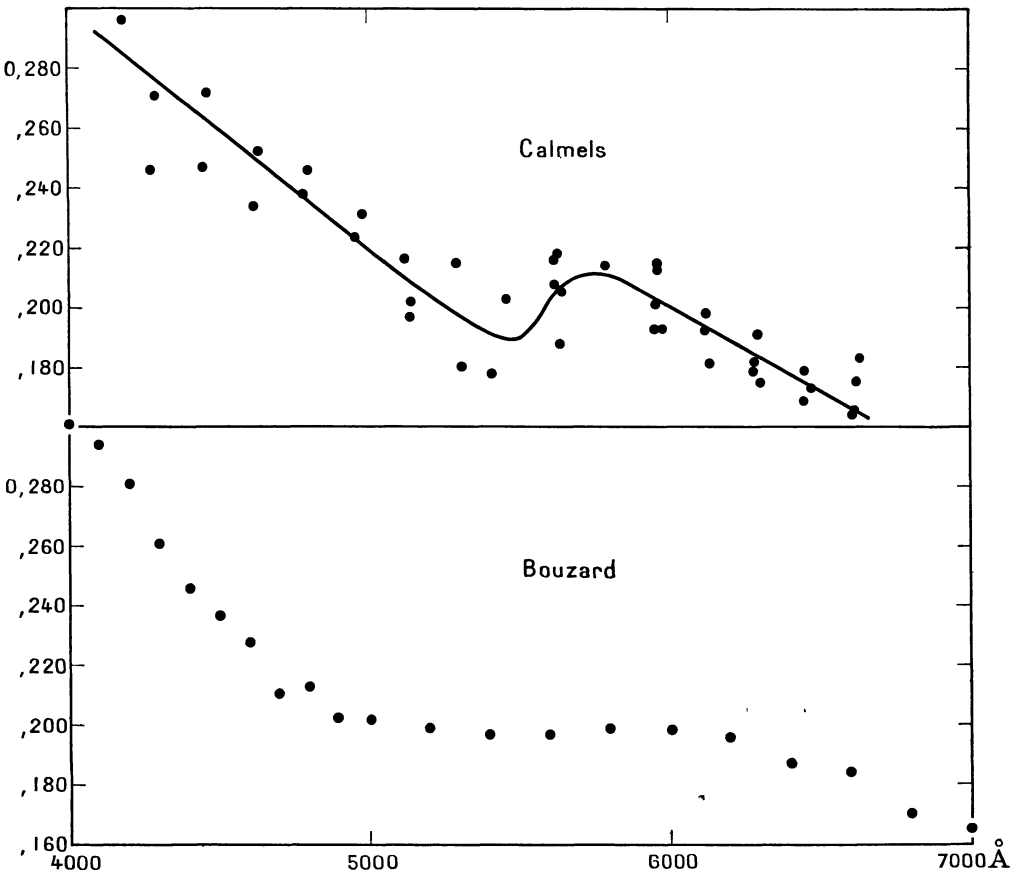

FIG. 9. — Variations spectrales de la transmission des coins Calmels et Bouzard. En abscisses, les longueurs d'onde ; en ordonnées, les densités monochromatiques.

Afin de faciliter le tracé de la courbe (fig. 9) de variation spectrale de C_λ, on a groupé les déterminations individuelles par intervalles d'environ 100 Å. Les moyennes ainsi obtenues figurent dans la deuxième partie du tableau XI, avec, pour chaque moyenne, l'indication du nombre de mesures individuelles utilisées.

Le coin Bouzard avait fait l'objet d'une étude photoélectrique par Mlle R. Schwégler [**26**] au laboratoire de Mr. G. Déjardin. La fente

TABLEAU XI

VARIATION SPECTRALE DE LA CONSTANTE C_λ DU COIN CALMELS.
(Détermination photographique).

λ	C_λ	λ	C_λ	λ	C_λ
4 122 Å	0,296	5 292 Å	0,215	6 117 Å	0,193
4 278	0,246	5 304	0.180	6 122	0,198
4 292	0,271	5 304	0,180	6 137	0,182
4 450	0,247	5 407	0,178	6 279	0,181
4 464	0,272	5 460	0,203	6 282	0,179
4 619	0,234	5 617	0,216	6 289	0,191
4 633	0,252	5 620	0,208	6 301	0,175
4 787	0,238	5 627	0,218	6 448	0,169
4 799	0,246	5 641	0,206	64 53	0,179
4 955	0,224	5 641	0,188	6 467	0,173
4 969	0,263?	5 792	0,214	6 608	0,164
4 980	0,231	5 950	0,193	6 611	0,166
4 980	0,231	5 952	0,201	6 618	0,175
5 124	0,216	5 960	0,215	6 632	0,183
5 141	0,197	5 960	0,213	6 783	0,187?
5 141	0,202	5 972	0,193		

VALEURS MOYENNES

λ	C_λ	n	λ	C_λ	n
4 122 Å	0,296	1	5 434 Å	0,191	2
4 285	0,259	2	5 629	0,207	5
4 457	0,260	2	5 792	0,214	1
4 626	0,243	2	5 959	0,203	5
4 793	0,242	2	6 125	0,191	3
4 971	0,237	4	6 288	0,182	4
5 135	0,205	3	6 456	0,174	3
5 300	0,192	3	6 617	0,172	4
			6 783	0,187?	1

d'entrée d'un monochromateur à prisme recevait le rayonnement d'une petite lampe à incandescence fonctionnant sous un régime contrôlé et maintenu rigoureusement constant. Le coin était placé contre la fente de sortie. Après traversée du coin, le faisceau monochromatique émergent tombait sur le récepteur constitué par une cellule

photoélectrique associée à un amplificateur à une seule lampe. La cellule avait une cathode de potassium sur argent oxydé. Elle donnait de bonnes mesures entre 7 200 Å et la limite inférieure du spectre visible. Leur précision était de 1 pour 100 environ sur la transmission. Pour

TABLEAU XII

VARIATION SPECTRALE DE L'ABSORPTION DU COIN BOUZARD.
(Détermination photo-électrique Schwegler, densités de la bande surchargée).

λ	D.		λ	D.		λ	D.	
4 000 Å	(0,301)	0,479	4 700 Å	(0,211)	0,336	5 800 Å	(0,199)	0,317
4 100	(0,294)	0,467	4 800	(0,213)	0,338	6 000	(0,198)	0,314
4 200	(0,281)	0,446	4 900	(0,202)	0,321	6 200	(0,196)	0,311
4 300	(0,261)	0,415	5 000	(0,202)	0,321	6 400	(0,187)	0,298
4 400	(0,246)	0,391	5 200	(0,199)	0,316	6 600	(0,184)	0,293
4 500	(0,237)	0,376	5 400	(0,197)	0,313	6 800	(0,170)	0,270
4 600	(0,228)	0,362	5 600	(0,197)	0,313	7 000	(0,165)	0,262
						7 200	(0,148)	0,236

VARIATION DES DENSITÉS DU COIN BOUZARD (λ = 5 350 Å)
EN FONCTION DES LONGUEURS.

DISTANCES A L'EXTRÉMITÉ DU COIN	DENSITÉS		DISTANCES A L'EXTRÉMITÉ DU COIN	DENSITÉS	
	Bande non surchargée	Bande surchargée		Bande non surchargée	Bande surchargée
0,92	0,400	0,720	5,92	1,788	2,091
1,92	0,658	0,968	6,92	2,072	2,395
2,92	0,920	1,232	7,92	2,404	2,701
3,92	1,167	1,507	8,92	2,696	2,998
4,92	1,466	1,784			

chaque longueur d'onde choisie, on mesurait la transparence d'une région étroite de la première bande du coin, puis celle de la région adjacente de la bande surchargée.

Les résultats de ces mesures photoélectriques sont donnés dans le tableau XII. En vue de les comparer aux mesures photographiques du coin Calmels, on les a multipliés par un facteur constant (0,629), de manière à avoir même densité monochromatique pour 5 500 Å : les

nombres ainsi trouvés figurent entre parenthèses à côté des données d'origine. Les deux séries de mesures sont ainsi représentées sur la figure 9, qui montre que les deux coins sont assez peu différents : l'augmentation de transparence des courtes vers les plus grandes longueurs d'onde est plus régulière dans le coin Bouzard et le palier, au centre du spectre visible, est mieux accusé et plus large.

29. Variation de la densité en fonction des longueurs de coin.

Une première comparaison du coin Calmels fut faite à travers le filtre Wratten n° 58 (longueur d'onde effective 5 350 Å), avec un coin antérieurement utilisé par J. Dufay [**27**], dont la courbe de densité avait été reconnue bien rectiligne. Elle avait montré qu'il n'y avait pas lieu de douter de l'uniformité de variation, en fonction de la longueur, des densités du premier.

Une nouvelle comparaison fut effectuée avec le coin du microphotomètre de Fabry et Buisson, en utilisant une lampe à vapeur de mercure Westinghouse et le filtre monochromatique n° 5 de la Corning Glass C° (raie verte du mercure 5 461 Å). Ces dernières mesures (tableau XIII), comme les premières, indiquent que, tout le long du coin Calmels, les densités sont très sensiblement proportionnelles aux longueurs. Le coin du microphotomètre de Fabry et Buisson avait été lui-même vérifié à l'aide de la surcharge étalonnée fournie par le constructeur. On utilisait la même source et le même filtre que précédemment. Un coin auxiliaire étant placé sur la platine du microphotomètre, on en mesurait les diverses tranches avec et sans la surcharge étalonnée. Par différence, on obtenait une série de déterminations de la densité de la surcharge correspondant aux divers points du coin vérifié. Ces valeurs (tableau XIV, fig. 10) montrent qu'il n'y a pas de raison de douter de l'uniformité de ce coin.

Les densités D du coin Calmels (tableau XIII) sont très bien représentées, en fonction des distances d, en centimètres, à l'extrémité la plus sombre, par la relation linéaire :

$$D = 2{,}115 - 0{,}183 . d. \tag{2}$$

Le coefficient de d, pris en valeur absolue, est la *constante* du coin pour la longueur d'onde 5 461 Å. Cette valeur est en très bon accord avec les déterminations photographiques du tableau XI.

TABLEAU XIII

VARIATIONS DES DENSITÉS DU COIN CALMELS ($\lambda = 5\,461$ Å)
EN FONCTION DES LONGUEURS.
(Mesures au microphotomètre de Fabry et Buisson).

Distance a l'extrémité du coin	Densité	Distance a l'extrémité du coin	Densité	Distance a l'extrémité du coin	Densité
0,36 cm	2,082	3,34 cm	1,496	6,36 cm	0,950
0,86	1,950	3,86	1,398	6,86	0,856
1,36	1,875	4,36	1,316	7,36	0,761
1,86	1,754	4,86	1,232	7,86	0,664
2,36	1,688	5,36	1,132	8,38	0,571
2,86	1,582	5,87	1,054	8,86	0,488
				9,36	0,393

TABLEAU XIV

CONTRÔLE DE L'UNIFORMITÉ DU COIN DU MICROPHOTOMÈTRE
DE FABRY ET BUISSON.

Lecture sur le coin		Densité de la surcharge	Lecture sur le coin		Densité de la surcharge
avec surcharge	sans surcharge		avec surcharge	sans surcharge	
1,489	0,460	1,029	2,734	1,714	1,020
1,358	0,324	1,034	2,762	1,721	1,041
1,579	0,556	1,023	2,985	1,980	1,005
1,746	0,717	1,029	3,011	1,953	1,058
1,755	0,732	1,023	3,049	1,997	1,052
1,909	0,889	1,020	3,164	2,112	1,052
2,006	0,994	1,012	3,171	2,160	1,011
2,093	1,051	1,042	3,228	2,207	1,021
2,271	1.246	1,025	3,374	2,344	1,030
2,301	1,249	1,052	3,454	2,439	1,015
2,443	1,410	1,033	3,499	2,453	1,046
2,537	1,507	1,037	3,694	2,661	1,033
2,563	1,545	1,018	3,856	2.830	1,026
2,705	1,660	1,045		Moyenne.....	1,031
					± 0,0027

Écart moyen d'une détermination individuelle..... ± 0,0141

On peut craindre, toutefois, avec le microphotomètre de Fabry et Buisson, que des mesures *absolues* de densités soient très légèrement faussées, notamment par les réflexions sur les nombreuses pièces d'optique. Le résultat précédent a donc été vérifié par une mesure photoélectrique plus directe. Une lampe à ruban de tungstène est alimentée sous régime constant (6 V, 15 A) par une batterie d'accumulateurs de forte capacité. Le ruban est projeté sur la fente d'un petit spectroscope fonctionnant comme monochromateur. Au foyer

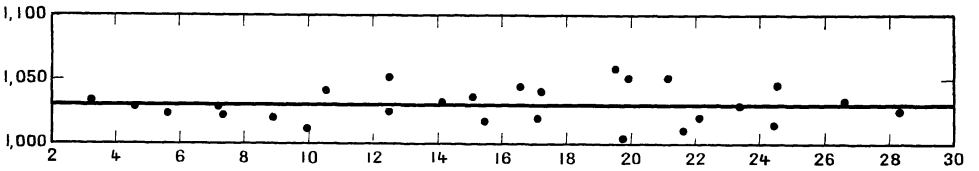

FIG. 10. — Contrôle de l'uniformité du coin du microphotomètre de Fabry et Buisson. En abscisses, les longueurs de coin ; en ordonnées, les valeurs mesurées de la surcharge étalon.

de l'objectif de chambre se trouve une fente sélectrice centrée sur une longueur d'onde déterminée (raie 5 852 Å du néon). Le faisceau ainsi sélectionné est à nouveau délimité par une nouvelle fente, avant de traverser le coin monté sur une glissière parallèle à la dispersion du spectroscope. Il est alors reçu par une cellule à couche d'arrêt connectée à un galvanomètre de Moll. On lit les élongations du galvanomètre sur deux tranches consécutives du coin, dont la distance d est lue sur la glissière. Soient E_1 et E_2 ces élongations. La constante C du coin pour $\lambda = 5\,852$ Å est fournie par la relation :

$$C = \frac{1}{d} \cdot (\text{Log } E_1 - \text{Log } E_2),$$

E_1 et E_2 étant respectivement les élongations relatives aux tranches plus et moins dense. Quatre séries de 10 doubles pointés ont donné pour C les valeurs 0,191, 0,187, 0,186, 0,187. En donnant demi-poids à la première détermination, pour laquelle la distance d était la plus faible et qui fut effectuée dans de moins bonnes conditions, on peut adopter la valeur 0,187, supérieure de 4 millièmes à celle résultant des mesures au microphotomètre de Fabry et Buisson : différence en plus qui est d'ailleurs conforme à celle indiquée par la variation spectrale (tableau XI).

Il ne faut pas omettre de remarquer que, dans les conditions d'emploi de la cellule à couche d'arrêt, on pouvait compter sur une

proportionnalité sensiblement correcte des éclairements et des courants galvanométriques [**16**].

Un examen de la variation des densités le long du coin Bouzard a montré que celles-ci étaient loin d'être rigoureusement proportionnelles aux longueurs. Ces densités ont été mesurées au microphotomètre de Fabry et Buisson à travers l'écran vert de Wratten n° 58 (longueur d'onde effective 5 350 Å). Les nombres obtenus (tableau XII, 2e partie, fig. 11) sont, par ailleurs, en bon accord avec les mesures photoélectriques de Mlle Schwégler. En effet, les différences de la

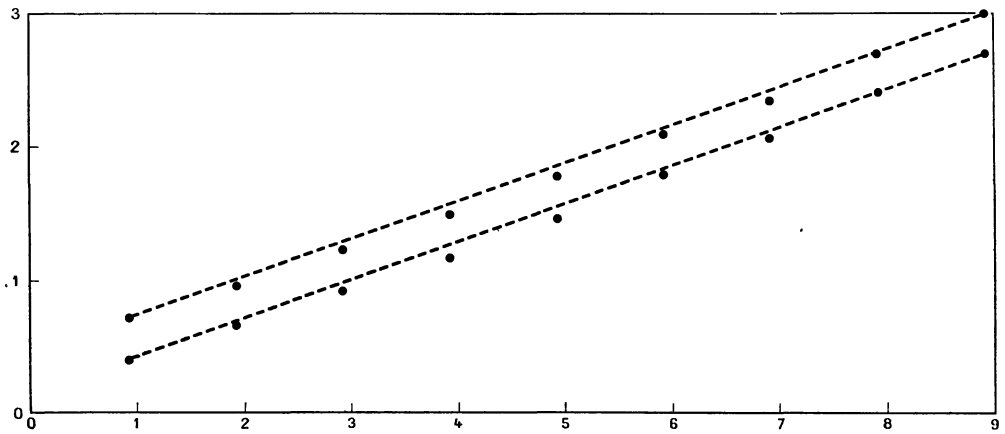

Fig. 11. — Variation de la densité en fonction des longueurs du coin Bouzard. En abscisses, les longueurs de coin en centimètres ; en ordonnées, les densités. Les droites en pointillé font ressortir le défaut d'uniformité du coin.

quatrième colonne, entre les densités des deux bandes du coin, ont pour valeur moyenne 0,314 ± 0,005 : Mlle Schwégler trouve 0,327 pour la même région spectrale, avec une légère différence en plus, de l'ordre des erreurs de mesure. Toutefois l'examen de la figure 11 montre que les points obtenus ne se placent pas sur une droite, mais sur une courbe légèrement convexe vers le bas. La *constante* du coin varie de 0,24 unités de densité à l'extrémité la moins dense, à 0,33 à l'extrémité la plus dense. Ce défaut d'uniformité peut provenir d'un fléchissement, à la coulée du coin, des glaces supports qui sont beaucoup moins épaisses que celles du coin Calmels. Ce défaut est d'ailleurs confirmé par l'examen du graphique d'étalonnage fourni par le constructeur : ce graphique figure bien la variation générale par deux droites, mais les points individuels s'en écartent systématiquement dans le sens indiqué par les nombres du tableau XII. En raison de

l'incommodité résultant de ce manque d'uniformité, le coin Calmels, un peu moins satisfaisant par ailleurs du point de vue transmission spectrale, a été presque exclusivement utilisé pour l'étalonnage des clichés tirés à l'équatorial.

30. Constante moyenne d'un coin associé a une émulsion photographique déterminée.

On suppose que le domaine de sensibilité spectrale *efficace* de l'émulsion est limité, en utilisant, s'il y a lieu, un filtre coloré approprié, aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2, de sorte que l'on puisse admettre, en première approximation, que dans ce domaine le facteur de contraste soit peu différent d'une valeur moyenne γ.

Soit b_λ la brillance spectrale de la source éclairant le coin, C_λ la constante de ce dernier pour la longueur d'onde λ, τ_λ le facteur de transmission de l'écran coloré. Si l'on déplace le coin de 1 cm devant la source filtrée par l'écran coloré, le flux efficace est multiplié par le facteur 10^{-C_λ}.

Si, d'autre part, S_λ est la sensibilité énergétique de l'émulsion, c'est-à-dire l'inverse de l'énergie R_λ nécessaire pour atteindre un noircissement déterminé, soit la densité $d = 1{,}5$ au-dessus du voile de fond qui est au centre de la partie rectiligne de la courbe de noircissement, on peut admettre, avec la convention simplificatrice adoptée ci-dessus, que l'émulsion se comporte à peu près comme si sa sensibilité était uniforme et si l'on plaçait devant elle un écran sélectif de facteur de transmission S_λ.

Pour une position déterminée du coin, la tranche considérée étant, par exemple, à la distance d en centimètres de l'extrémité la plus dense, le flux efficace a pour expression :

$$\varphi_{\lambda,\,d} = b_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot S_\lambda \cdot 10^{-C_\lambda(d_0-d)},$$

d_0 étant la distance, à l'extrémité la plus dense, de la tranche de densité nulle. Si l'on déplace le coin de 1 cm dans le sens des densités croissantes, le flux efficace devient :

$$\varphi_{\lambda,\,d+1} = b_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot S_\lambda \cdot 10^{-C_\lambda(d_0-d-1)}.$$

Le facteur de transmission totale correspondant T a pour expression :

$$T = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda \tau_\lambda S_\lambda 10^{-C(d_0-d-1)} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda \tau_\lambda S_\lambda 10^{-C(d_0-d)} d\lambda}$$

et l'on peut adopter, comme constante moyenne du coin pour l'intervalle λ_1, λ_2, la valeur :

$$C = - \text{Log } T.$$

En fait, T, et par suite C, sont fonctions de d et varient avec la position, sur le coin, de la tranche utilisée. Autrement dit, si la densité le long du coin est, en lumière monochromatique, fonction linéaire des longueurs de coin, il n'en est plus de même en lumière complexe. Toutefois, comme on le vérifie plus loin, la variation est faible, au plus de l'ordre de 0 m, 01, pour toute l'étendue du coin.

On peut donc, pour simplifier, utiliser la valeur de T relative à la tranche médiane ($d = 5$). Dans le cas du coin Calmels, par exemple, la distance d_0 à l'extrémité la plus dense, de la tranche de densité nulle, peut se déduire de l'équation (2) du § 29 : on a alors :

$$2{,}115 - 0{,}183 . d_0 = 0 \qquad d_0 = 11 \text{ cm}, 526.$$

On adopte finalement pour ce coin, en prenant $d\lambda$ égal à 100 Å :

$$T = \frac{\Sigma b_\lambda . \tau_\lambda . S_\lambda . 10^{-C_\lambda . 5{,}526}}{\Sigma b_\lambda . \tau_\lambda . S_\lambda . 10^{-C_\lambda . 6{,}526}}.$$

31. Applications pratiques.

1° *Plaque Opta Lumière utilisée sans écran avec la lampe à filament de tungstène* (7 V, 3,8 A) *et verre opalin.*

Les brillances spectrales b_λ sont lues de 100 en 100 Å sur la courbe de la figure 12, et les sensibilités spectrales S_λ sur la figure 8, § 19. Les valeurs de C_λ sont celles du tableau XI, fig. 9, § 28. Le calcul de T a été fait dans les trois cas $d = 0$ (tranche la plus dense), $d = 5$ (tranche médiane) et $d = 10$ cm (tranche la moins dense). Les valeurs correspondantes sont 0,586 ; 0,587 ; 0,581. L'écart extrême des transpa-

rences est de 1 centième en valeur relative. Les constantes moyennes sont, en densités :

0,232 ; 0,231 ; 0,236

et en magnitudes :

0,580 ; 0,578 ; 0,590.

L'écart extrême est alors de 2 centièmes en valeur relative. En

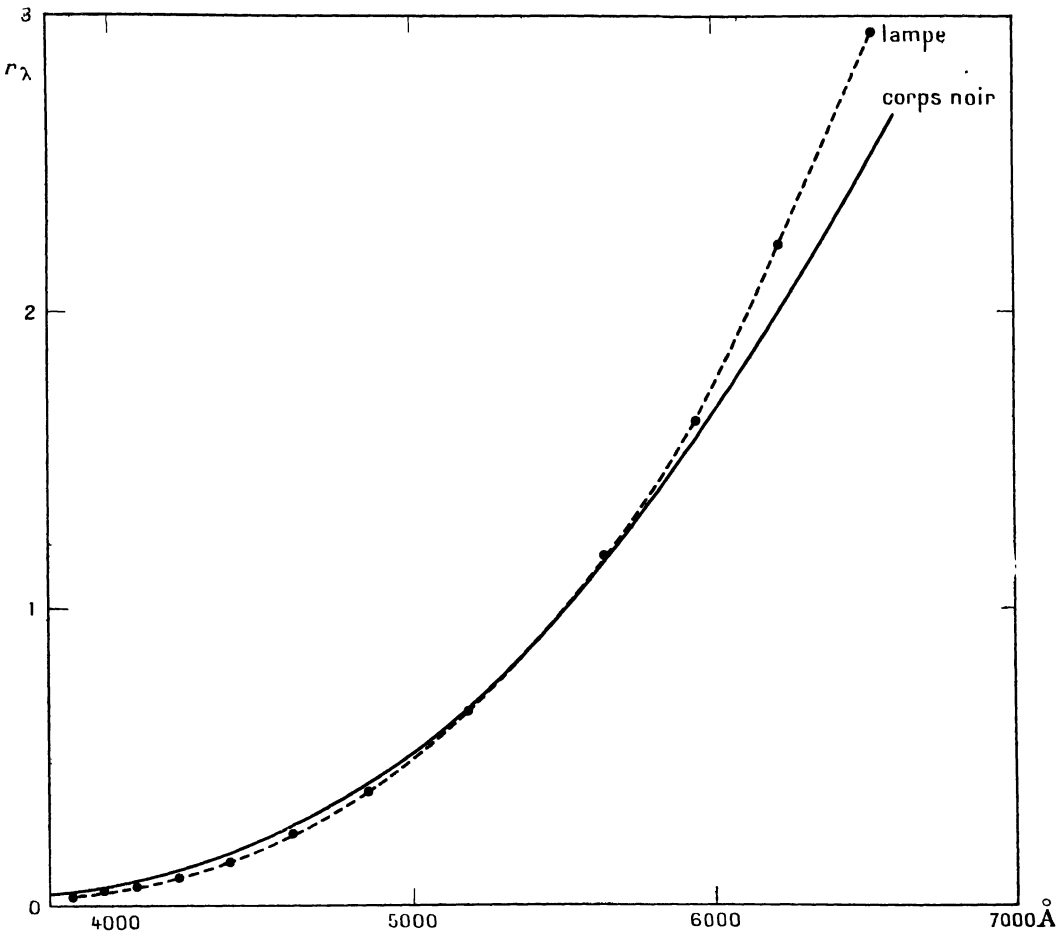

FIG. 12. — Brillance énergétique relative d'une lampe à filament de tungstène (7 V, 3,8 A) vue à travers un verre opalin.
——————— corps noir à 2 296°K,
--------.--------- lampe et verre opalin.

adoptant une valeur moyenne de la constante C, on doit donc s'attendre à introduire une cause d'erreur qui est progressive, mais qui, en vérité, doit toujours rester faible, inférieure en moyenne à 1 /2 centième pour un intervalle mesuré de 1 magnitude. La variation de la

constante C est d'ailleurs très réduite dans la première moitié du coin, la plus dense. On peut donc atténuer cette variation en s'arrangeant pour éliminer le plus possible l'emploi de l'extrémité la moins dense.

TABLEAU XV

BRILLANCE ÉNERGÉTIQUE SPECTRALE, DÉTERMINÉE PAR PHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE, D'UNE LAMPE A FILAMENT DE TUNGSTÈNE (7 V, 3,8 A) VUE A TRAVERS UN VERRE OPALIN : LES BRILLANCES RELATIVES ONT ÉTÉ CALCULÉES EN PRENANT ÉGALE A L'UNITÉ LA BRILLANCE RELATIVE A 5 500 Å (fig. 12).

λ	BRILLANCE RELATIVE	λ	BRILLANCE RELATIVE	λ	BRILLANCE RELATIVE
3 870 Å	0,032	4 393 Å	0,144	5 633 Å	1,175
3 975	0,050	4 599	0,242	5 943	1,629
4 084	0,064	4 850	0,381	6 217	2,222
4 223	0,096	5 180	0,657	6 528	2,940

2° *Plaque Opta Lumière éclairée par un corps noir à* 13 500° K *filtré par une atmosphère normale d'air pur* (Étoile du type spectral A0).

Les brillances du corps noir à 13 500° K sont calculées de 100 en 100 Å, comme il est indiqué § 6. Soit b_λ cette brillance, b'_λ la brillance spectrale du même corps noir après filtration par une atmosphère normale d'air pur. Si D_λ est la densité optique de l'atmosphère d'air pur, on a :

$$b'\lambda = b\lambda . 10^{-D_\lambda}.$$

D_λ peut se calculer à partir de la formule suivante déduite de celle donnée par J. Cabannes et J. Dufay [**28**] :

$$D_\lambda = 4{,}0536 . 10^5 . p_z . (\mu_0{}^2 - 1)^2 . \lambda^{-4} . n_0{}^{-1},$$

où p_z est la pression moyenne, en centimètres de mercure, au lieu d'observation, μ_0 l'indice de réfraction de l'air et n le nombre de molécules contenues dans 1 cm³ de gaz ($2{,}70 . 10^{19}$). On donne ci-après, tableau XVI, les valeurs de D_λ au niveau de la mer ($p_z = 76$). La quatrième colonne de ce tableau donne directement les transmissions spectrales correspondantes 10^{-D_λ}.

On trouve alors pour la tranche médiane du coin :

$$T = 0{,}572.$$
$$C = 0{,}243 \text{ densités} = 0{,}608 \text{ magnitudes}.$$

Ces valeurs diffèrent, en plus, d'environ 5 % des précédentes. Cet

écart est de l'ordre de grandeur de l'erreur systématique que l'on commettrait sur l'évaluation de la graduation en étalonnant des mesures photométriques sur émulsions non chromatisées ordinaires, et relatives à des étoiles blanches, avec une source de laboratoire à température de couleur assez basse (environ 2 000° K).

TABLEAU XVI

DENSITÉS OPTIQUES AU ZÉNITH ET FACTEUR DE TRANSPARENCE DE L'ATMOSPHÈRE NORMALE D'AIR PUR (Diffusion moléculaire).

λ	μ	D_λ	τ_λ	λ	μ	D_λ	τ_λ
3 500 Å	1,000 300 6	0,274	0,532	5 300 Å	1,000 292 8	0,050	0,892
3 600	299 5	244	570	5 400	292 6	046	900
3 700	299 0	218	606	5 500	292 4	043	906
3 800	298 5	195	638	5 600	292 2	040	913
3 900	298 0	175	668	5 700	292 0	037	919
4 000	297 5	158	695	5 800	291 8	034	924
4 100	297 0	142	720	5 900	291 7	032	929
4 200	296 5	129	743	6 000	291 5	030	933
4 300	296 0	117	764	6 100	291 4	028	938
4 400	295 5	106	783	6 200	291 3	026	941
4 500	295 1	097	800	6 300	291 1	025	945
4 600	294 8	089	815	6 400	291 0	023	948
4 700	294 5	081	830	6 500	290 9	022	951
4 800	294 2	074	843	6 600	290 8	020	954
4 900	293 9	068	854	6 700	290 8	019	957
5 000	293 6	063	865	6 800	290 7	018	959
5 100	293 3	058	875	6 900	290 6	017	962
5 200	293 0	054	884	7 000	290 6	016	964

3° *Plaque Super Fulgur Guilleminot utilisée sans écran avec la lampe de tungstène* (7 V, 3,8 A) *et le verre opalin.*

On trouve alors :

$$T = 0{,}584$$

et

$$C = 0{,}234 \text{ densités} = 0{,}585 \text{ magnitudes.}$$

L'écart avec les résultats obtenus sur plaque Opta dans les mêmes conditions d'éclairement ne dépasse guère 1 %. On peut donc, sans grand inconvénient, combiner des mesures faites indifféremment sur l'une ou l'autre de ces émulsions.

4° *Plaque Isopan Super-Special Agfa avec la lampe de tungstène, l'opalin et le filtre orangé Wratten G* (n° 15).

Le filtre borne l'efficacité de l'émulsion aux longueurs d'onde supérieures à 5 100 Å. Son facteur de transmission τ_λ est donné dans le tableau XVII :

TABLEAU XVII

FACTEURS DE TRANSMISSION DU FILTRE ORANGÉ WRATTEN G (N° 15).

λ	τ_λ	λ	τ_λ	λ	τ_λ
5 100 Å	0,026	5 800 Å	0,788	6 500 Å	0,794
5 200	0,290	5 900	0,788	6 600	0,794
5 300	0,576	6 000	0,794	6 700	0,794
5 400	0,745	6 100	0,794	6 800	0,794
5 500	0,788	6 200	0,794	6 900	0,794
5 600	0,788	6 300	0,794	7 000	0,794
5 700	0,788	6 400	0,794		

On a dans ce cas :

$$T = 0{,}670$$

et

$$C = 0{,}174 \text{ densités} = 0{,}435 \text{ magnitudes.}$$

La même plaque traitée dans le cas où elle serait éclairée par un corps noir à 13 500° K filtré par l'atmosphère d'air pur fournit les valeurs :

$$T = 0{,}663$$

$$C = 0{,}178 \text{ densités} = 0{,}446 \text{ magnitudes.}$$

L'écart entre les constantes relatives aux deux sources n'est que de 2 %, au lieu de l'écart de 5 % trouvé dans le cas des plaques non chromatisées ordinaires. On retrouve ici une indication de l'intérêt que présentent, du point de vue de la photométrie photographique, les radiations de grande longueur d'onde du spectre visible.

SOURCE LUMINEUSE DE DISTRIBUTION ÉNERGÉTIQUE SPECTRALE DONNÉE

32. Généralités.

Les résultats numériques des chapitres précédents ont montré combien il importe que les conditions d'enregistrement des noircissements soient sensiblement les mêmes lors des poses sur les sources à comparer et lors de l'étalonnage au laboratoire, en vue d'établir la courbe de noircissement de l'émulsion photographique utilisée.

La disparité des sources agissant sur la couche sensible dans l'un et l'autre cas peut entraîner des erreurs systématiques de graduation provenant du défaut d'uniformité spectrale de la loi de noircissement et aussi, dans certains cas, du défaut de neutralité du procédé de graduation de la lumière.

C'est ainsi que les clichés photométriques de l'équatorial coudé étaient primitivement étalonnés en éclairant le coin avec la lampe à filament de tungstène (7 V, 3,8 A) à travers un verre opalin. On avait estimé, tout d'abord, que le domaine spectral efficace, de 4000 à 5000 Å pour les émulsions non chromatisées ordinaires, et de 5000 à 7000 Å pour les émulsions panchromatiques associées à l'écranr Wratten orangé n° 15, était assez restreint pour n'avoir pas à redouter d'erreurs systématiques sensibles. Les nombres donnés précédemment ont montré qu'il n'en était pas ainsi et qu'il convenait d'adopter un dispositif d'éclairage plus rationnel.

En première approximation, on pourrait adopter, pour la courbe d'énergie d'une étoile d'un type spectral donné, celle du corps noir de même température de couleur, bien que cette assimilation, assez correcte pour les étoiles de type avancé, F à K, le soit beaucoup moins pour les types A et B.

33. Le leucoscope, production de la distribution spectrale visible d'un corps noir de température quelconque.

On pourrait se proposer, dans cet ordre d'idées, d'utiliser un vieil instrument remis en honneur par I. G. Priest [**29**], le leucoscope, qui permet de produire à volonté la distribution spectrale visible d'un corps noir de température quelconque.

Des représentations très exactes du corps noir s'obtiennent par cette méthode. Les courbes instrumentales approchent étroitement la forme des courbes de corps noirs, les seuls écarts notables se présentant à l'extrémité du spectre visible (4 300 Å $> \lambda >$ 7 000 Å). Au-dessus de 5 000° K, la reproduction est fidèle à 100° près. Aux températures plus basses, on peut compter sur une précision de 10 à 20°.

On a donc là un dispositif assez simple qui, dans certains cas, peut fournir une approximation suffisante, mais qui toutefois ne peut guère dépasser 7 000° K, température notoirement insuffisante pour les étoiles A et B de 10 000 à 20 000° K. D'autre part, on ne tiendrait pas compte de l'influence importante de l'absorption de l'atmosphère et de celle de l'instrument astronomique utilisé.

34. Aspect général du problème.

Soit une étoile d'un type spectral déterminé, dont b_λ est la brillance énergétique spectrale apparente, c'est-à-dire sa brillance effective affectée de l'absorption sélective de l'atmosphère. Cette brillance est modifiée par l'instrument récepteur, équatorial et photomètre, qui intervient à la manière d'un filtre sélecteur de transmission t_λ. On ne tient pas compte de l'écran éventuellement utilisé pour limiter le domaine spectral d'efficacité de l'émulsion, dont le facteur de transmission est τ'_λ et qui joue le même rôle à l'étalonnage. En définitive, chaque noircissement résulte de l'action d'un flux d'énergie qui a pour expression :

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda t_\lambda \tau'_\lambda d\lambda.$$

Si l'on effectue la graduation au laboratoire avec un dispositif qui n'est pas rigoureusement neutre, et dont le facteur de transmission pour un éclairement donné est τ_λ, les conditions seront les mêmes, à l'instrument et au laboratoire, si l'on a :

$$b_\lambda t_\lambda = b'_\lambda \tau_\lambda t'_\lambda \tag{1}$$

en désignant par b'_λ la brillance énergétique spectrale de la source étalon et t'_λ un certain facteur qui sera précisément déterminé par l'égalité (1). Il faut donc, en somme, filtrer le rayonnement de la source étalon suivant une loi déterminée, qui change avec le type spectral des astres étudiés.

35. Dispositif instrumental.

On ne peut songer à effectuer ce filtrage avec des écrans colorés, car il est peu vraisemblable que l'on puisse trouver des combinaisons réalisant les conditions variées fixées par la relation (1). Il est plus simple d'utiliser un monochromateur, qui, pour le but que l'on se propose, n'a pas besoin d'être un instrument de grande précision. On projette le filament ou ruban de la lampe étalon sur la fente largement ouverte d'un petit spectrographe, de manière à obtenir, au foyer de l'objectif de chambre, un spectre continu d'une certaine hauteur et très uniformément éclairé dans toute sa largeur. A l'aide d'un diaphragme approprié, on limite sur ce spectre une bande parallèle à la dispersion, mais dont les hauteurs variables sont, pour chaque longueur d'onde, proportionnelles aux facteurs t'_λ fixés par l'égalité (1). Un verre diffusant sensiblement orthotrope, placé sur le diaphragme, éclaire le coin photométrique et l'émulsion à étalonner. On s'arrange pour que la longueur du spectre diffusé soit négligeable par rapport à la distance au coin et l'on devrait tenir compte de la transmission du diffuseur, de la loi de dispersion et de la transmission du monochromateur. La multiplicité de ces facteurs pourrait augmenter les causes d'inexactitude, mais on peut en éliminer un grand nombre en orientant convenablement l'expérience. Avec le spectrographe utilisé comme monochromateur, on pourrait se proposer de déterminer sur l'instrument astronomique utilisé des courbes spectrales apparentes d'énergie de quelques étoiles brillantes des types spectraux les plus usuels. Ces courbes d'énergie seraient ainsi affectées de l'absorption atmosphérique et de celle de l'instrument astronomique. Soient B_λ les brillances spectrales fournies par ces courbes. On déterminerait aussi les brillances spectrales apparentes B'_λ de la lampe d'étalonnage vue à travers l'opalin et le monochromateur. Il suffirait alors que l'on ait :

$$B_\lambda = B'_\lambda \tau_\lambda t'_\lambda, \tag{2}$$

τ_λ et t'_λ ayant la même signification que précédemment.

36. Brillance spectrale apparente d'une étoile de type spectral donné.

Une difficulté pratique provient du fait que l'instrument astronomique utilisé est un réfracteur à grande longueur focale (800 cm) pourvu d'un objectif achromatique visuel. L'aberration chromatique d'un tel objectif, qui atteint des valeurs de l'ordre du centimètre dans la partie utile du spectre visible [**30**], s'amplifie rapidement du côté des plus courtes longueurs d'onde. Il n'est donc pas possible, comme on l'a d'ailleurs vérifié directement, d'obtenir, en conjuguant avec un tel réfracteur un spectrographe de courte distance focale, un spectre photométriquement correct d'une étoile dans un domaine spectral assez étendu. Même avec un spectrographe à fente, les images monochromatiques de l'étoile ne peuvent se former en même temps sur la fente et les radiations de diverses longueurs d'onde sont inégalement diaphragmées. En même temps, ces radiations éclairent des longueurs de fente variables avec la longueur d'onde. Il en résulte un spectre à bords non parallèles, où la répartition des éclairements monochromatiques diffère complètement de la distribution spectrale de l'étoile.

On élude cette difficulté, tout au moins pour les étoiles du type G, en photographiant le spectre du Soleil. Une image de ce dernier est projetée à l'aide de l'équatorial sur un diffuseur blanc en plâtre de Paris : une telle surface diffuse d'une manière sensiblement uniforme les rayons de toutes fréquences, à condition toutefois [**31**] que l'angle d'incidence ne dépasse pas 45° et que l'angle d'émission ne soit pas trop grand, conditions réalisées au cours de l'expérience. Le cliché est étalonné, ensuite, au laboratoire par la technique habituelle des grilles, en utilisant *le même spectrographe*, afin d'éviter toutes causes d'erreurs dues à l'emploi d'un appareil dispersif différent.

Soit B'_λ la brillance spectrale apparente relative du Soleil, telle qu'elle résulte directement de l'observation. Si D_λ est la densité optique au zénith de l'atmosphère et ζ la distance zénithale du Soleil au moment de l'observation, la brillance spectrale apparente relative B_λ du Soleil au zénith a pour valeur, en supposant la distance zénithale inférieure à 65° au moment de l'observation :

$$B_\lambda = B'_\lambda \left[10^{-D_\lambda(\text{séc}\zeta-1)}\right]^{-1}.$$

En toute rigueur, D_λ devrait être déterminée en observant le Soleil à diverses distances zénithales et en construisant les droites de Bouguer correspondantes. Mais on peut, en première approximation, utiliser les valeurs de D_λ qui résultent de l'absorption moléculaire de l'atmosphère d'air pur et de l'absorption moyenne de l'ozone dans la région des bandes de Chappuis. On néglige ainsi l'absorption par la vase atmosphérique, dont une partie importante est sensiblement neutre, et l'absorption par la vapeur d'eau, très variable mais pas très importante dans le domaine spectral ici considéré : l'absorption totale ne représente, en moyenne, que 8 % pour l'ensemble du spectre solaire, et des 11 bandes telluriques de la vapeur d'eau 3 seulement sont dans ce domaine (3 500-7 000 Å).

La densité optique de l'atmosphère normale d'air pur a déjà été calculée précédemment (tableau XVI, § 31). On trouve, d'autre part, ci-contre, tableau XVIII, de 200 en 200 Å, les coefficients K_λ d'absorption de l'ozone, dans la région des bandes de Chappuis, résultant des mesures de Mme A. Vassy [**32**]. La colonne suivante donne la densité optique Δ_λ d'une couche d'ozone de 0 cm, 3, dans les conditions normales, qui représente approximativement la teneur moyenne en ozone de la haute atmosphère. Les densités Δ_λ s'obtiennent en multipliant par 0,3 les valeurs correspondantes des coefficients K_λ.

TABLEAU XVIII

COEFFICIENTS D'ABSORPTION DE L'OZONE DANS LA RÉGION DES BANDES DE CHAPPUIS. TEMPÉRATURE MOYENNE 18°C. (D'après Mme A. Vassy.)

λ	K_λ	Δ_λ	λ	K_λ	Δ_λ
4 400 Å	0,001	0,000	5 800 Å	0,061	0,018
4 600	0,004	0,001	6 000	0,067	0,020
4 800	0,010	0,003	6 200	0,052	0,016
5 000	0,016	0,005	6 400	0,038	0,011
5 200	0,024	0,007	6 600	0,028	0,008
5 400	0,038	0,011	6 800	0,018	0,005
5 600	0,052	0,016	7 000	0,011	0,003

Pratiquement, le spectre du Soleil a été photographié dans les conditions indiquées, le 20 janvier 1938 à 12 h. de temps local, l'objectif de 320 mm était diaphragmé à 60 mm. Une image du Soleil de

20 cm de diamètre était projetée sur le diffuseur de plâtre de Paris à l'aide de l'oculaire (grossissement 75) sur lequel est précisément monté le photomètre photographique. Le spectrographe était pointé sur le centre de l'image solaire.

Les courbes de noircissement ont fourni directement les logarithmes du rapport de la *brillance* du Soleil à celle de la source étalon (corps

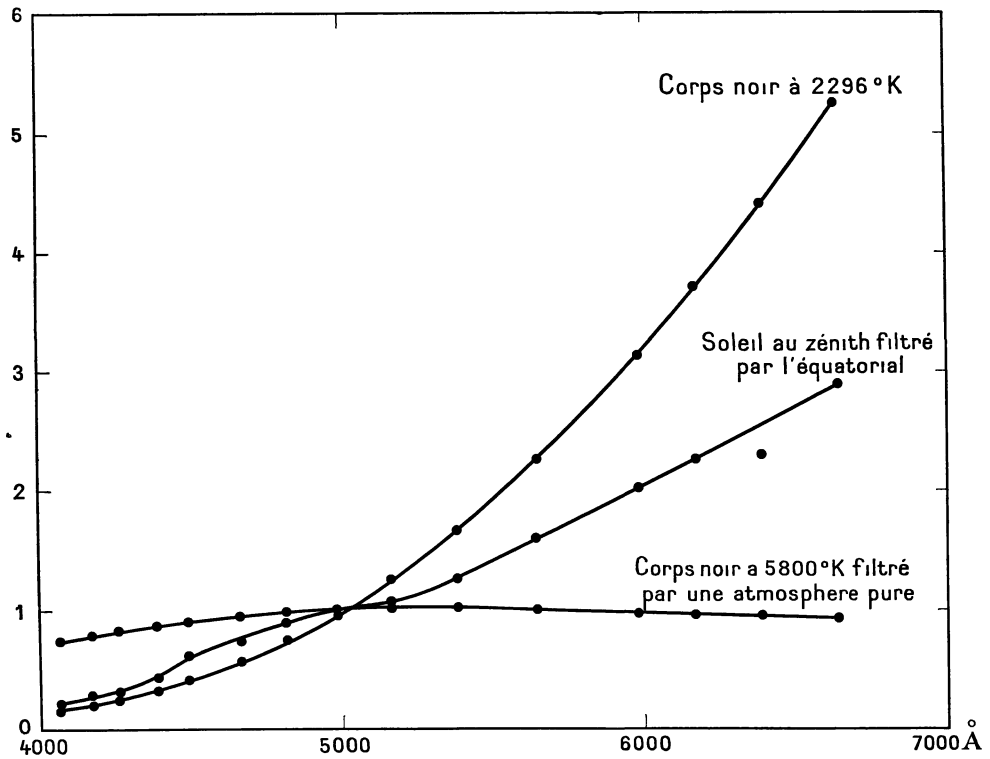

FIG. 13. — Courbe d'énergie du Soleil au zénith filtré par l'équatorial coudé, comparée à celles du corps noir à 2 296°K et du corps noir à 5 800°K filtré par une atmosphère pure. En abscisses, les longueurs d'onde ; en ordonnées, les brillances relatives.

noir à 2 296° K). On en déduit la *brillance* spectrale apparente du Soleil dans les conditions d'observation et, à l'aide des données des tableaux XVI et XVIII, on l'a corrigée des différences d'absorption au zénith et à la distance zénithale observée : cette correction est, ainsi qu'on l'a déjà observé, un peu sous-estimée, puisqu'on ne tient pas compte de l'absorption *sélective* de la vase.

Les brillances spectrales au zénith ainsi obtenues, réduites en unités relatives à la valeur pour 5 000 Å prise comme unité, figurent

dans la troisième colonne du tableau XIX. Elles résultent d'une double détermination sur deux spectres différents : la comparaison des valeurs individuelles a fait ressortir un accord assuré à ± 3 ou 4 %, soit environ ± 2 à 3 % pour les déterminations de la colonne 3 du tableau XIX, sous la réserve faite ci-dessus pour la correction d'absorption atmosphérique.

Dans les deuxième et quatrième colonnes du même tableau figurent, pour comparaison, les *brillances* spectrales du corps noir à 2 296° K (lampe étalon) et celles du corps noir à 5 800° K (étoile de type G0) filtré par une atmosphère pure au zénith (fig. 13).

TABLEAU XIX

BRILLANCE ÉNERGÉTIQUE SPECTRALE RELATIVE DU SOLEIL FILTRÉ PAR L'ÉQUATORIAL COUDÉ

(Brillance spectrale pour 5 000 Å prise comme unité).

λ	Brillances spectrales relatives		
	Corps noir à 2 296°K	Soleil filtré par l'équatorial coudé	Corps noir à 5 800° K filtré par une atmosphère pure au zénith
—	—	—	—
4 062 Å	0,159	0,218	0,746
4 168	0,208	0,295	0,793
4 252	0,253	0,323	0,826
4 382	0,333	0,434	0,875
4 488	0,415	0,624	0,908
4 662	0,576	0,744	0,952
4 810	0,740	0,897	0,980
4 976	0,964	0,991	0,998
5 160	1,259	1,054	1,007
5 374	1,661	1,260	1,012
5 640	2,255	1,601	1,001
5 974	3,135	2,016	0,976
6 166	3,709	2,268	0,963
6 384	4,401	2,302	0,963
6 634	5,250	2,897	0,931

Le Soleil vu dans l'équatorial est sensiblement plus rouge que l'étoile de même type spectral filtrée par une atmosphère pure. Certes l'étoile et le Soleil ont été sous-corrigés en sens inverse de l'absorption atmosphérique, d'où des températures de couleur un peu trop élevées

pour l'étoile et un peu trop basses pour le Soleil. Mais deux autres effets contribuent, pour la plus grande partie, à diminuer la température de couleur apparente du Soleil : la double réflexion sur les miroirs de l'instrument et la faible dispersion du spectrographe utilisé.

Le facteur de réflexion de l'argent fraichement poli croît [**33**] de 0,84 à 0,96 de 4 000 à 7 000 Å, soit, pour une double réflexion, de 0,71 à 0,92. Une surface plus ou moins ancienne comporte des sulfurations qui augmentent beaucoup cet effet.

On sait, d'autre part, que la température attribuée au Soleil varie avec le pouvoir de résolution de l'appareil dispersif, la courbe d'énergie étant tracée à l'aide des portions mesurées du spectre continu extérieures aux dépressions des innombrables raies de Fraunhofer. Plus grande est la définition, plus élevée est la température mesurée. C'est ainsi que Mulders [**34**], en tenant convenablement compte des raies des Tables de Rowland, parvient à une température de corps noir de 7 140° K, sensiblement supérieure aux valeurs voisines de 6 000° K antérieurement trouvées. Mais, ici, ce n'est pas la distribution énergétique théorique résultant de l'élimination de l'absorption de Fraunhofer que l'on doit utiliser, mais, au contraire, la distribution effective avec compensation des raies trop voisines, par suite de la faible dispersion du spectrographe utilisé. Il est donc normal de trouver une distribution énergétique correspondant à une température plus basse et ceci montre bien tout l'intérêt qu'il y a, dans de telles déterminations, à tenir compte, par une expérience directe, des propriétés sélectives particulières des instruments employés.

Après avoir obtenu la distribution spectrale énergétique *apparente* du Soleil, il reste à passer du Soleil (étoile du type G) aux étoiles des divers types spectraux. Pour un type spectral déterminé, on peut calculer le rapport de la brillance spectrale b_1 à la brillance b_2 d'une étoile de type G à l'aide de la formule de Planck :

$$\frac{b_1}{b_2} = \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda T_2}} - 1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T_1}} - 1}.$$

On effectue le calcul en adoptant les températures qu'a conclues Brill [**35**] à la suite d'une discussion d'ensemble des diverses données spectrophotométriques et qui figurent dans le tableau XX.

Traduisant les nombres ainsi trouvés en rapports relatifs, et prenant le rapport pour 5 000 Å comme unité, on obtient les facteurs qui permettent de passer de la *brillance* spectrale relative du Soleil

TABLEAU XX

TEMPÉRATURES SPECTROPHOTOMÉTRIQUES DE BRILL DES ÉTOILES DES DIVERS TYPES SPECTRAUX.

TYPE SPECTRAL	TEMPÉRATURE	TYPE SPECTRAL	TEMPÉRATURE
B0	22 000°K	G0	5 800°K
B5	17 700	K0	4 370
A0	13 500	M0	3 240
F0	8 550		

(type G) à celle d'une étoile de type quelconque. On donne ainsi, dans le tableau XXI, pour les principaux types spectraux, les brillances spectrales apparentes relatives ainsi calculées.

TABLEAU XXI

BRILLANCES SPECTRALES RELATIVES APPARENTES DES ÉTOILES DES PRINCIPAUX TYPES SPECTRAUX VUES DANS L'ÉQUATORIAL COUDÉ.

λ	B_0	A_0	F_0	G_0	K_0	M_0
4 062 Å	0,465	0,399	0,311	0,218	0,151	0,107
4 168	0,566	0,496	0,400	0,295	0,214	0,162
4 252	0,573	0,510	0,423	0,323	0,244	0,188
4 382	0,686	0,625	0,538	0,434	0,347	0,281
4 488	0,905	0,838	0,743	0,624	0,520	0,440
4 662	0,941	0,896	0,830	0,744	0,662	0,596
4 810	1,017	0,991	0,952	0,897	0,842	0,795
4 976	1,007	1,004	0,999	0,991	0,983	0,977
5 160	0,956	0,973	1,015	1,054	1,108	1,159
5 374	1,024	1,051	1,135	1,260	1,407	1,560
5 640	1,145	1,199	1,353	1,601	1,916	2,267
5 974	1,224	1,333	1,568	2,016	2,607	3,320
6 166	1,279	1,406	1,715	2,268	3,055	4,039
6 384	1,190	1,333	1,674	2,302	3,237	4,459
6 634	1,415	1,567	2,019	2,897	4,250	6,136

37. Brillance spectrale relative de la lampe de tungstène vue a travers le monochromateur.

Il reste à calculer la brillance spectrale B'_λ (formule 2, § 35) de la lampe à ruban de tungstène (6 V, 15 A) qui, après avoir été filtrée par le monochromateur, devra reproduire le rayonnement apparent d'une étoile de type spectral donné. En vue d'éviter des corrections délicates, il faut déterminer cette *brillance* après traversée du monochromateur et du verre diffusant qui sera utilisé à sa sortie.

On opère à peu près comme dans l'expérience qui avait permis d'étudier la transparence du spectrographe utilisé pour les déterminations de la sensibilité spectrale des émulsions photographiques (§ 11). Avec la lampe S (fig. 14), on éclaire le verre opalin O placé au foyer de

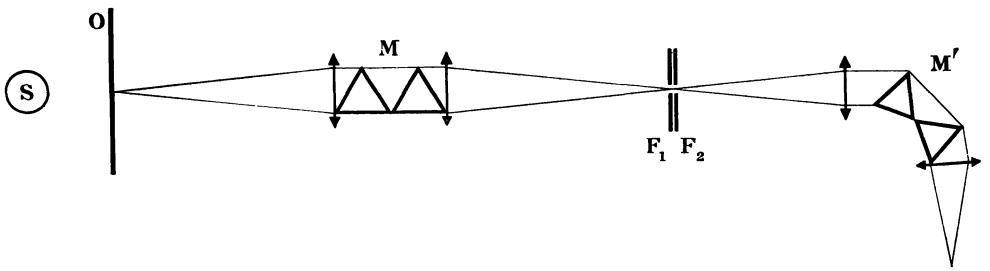

Fig. 14. — Brillance spectrale de la source S (lampe à ruban de tungstène, 6 V, 15 A) vue à travers l'opalin O et le monochromateur M.

l'objectif de chambre du monochromateur M. Le rayonnement diffusé par l'opalin, sur sa face postérieure, éclaire, à travers le monochromateur, la fente F_1 de ce dernier. Le faisceau traversant cette fente est analysé dans le spectrographe auxiliaire M' et comparé, par un étalonnage, à la lampe étalon (2 296° K). Les mesures ont fourni directement les logarithmes du rapport de la *brillance* de la source étudiée à celle de la lampe étalon et ces rapports ont été exprimés en valeurs relatives en adoptant, pour l'unité, le rapport pour 5 000 Å. Sauf à l'extrémité rouge du spectre, où la brusque chute de la densité rend les mesures très incertaines, la concordance des mesures individuelles est de $\pm$ 4 %, soit de $\pm$ 2 à 3 % pour les nombres du tableau XXII, qui résultent de la moyenne de trois spectres différents. On donne, dans les diverses colonnes de ce tableau : I), la radiance spectrale de la lampe étalon (2 296° K) ; II), la valeur relative calculée comme il

est dit ci-dessus ; III), le rapport relatif de la *brillance* de la lampe (6 V, 15 A), vue à travers le verre opalin et le monochromateur, à la brillance de la lampe étalon ; et IV), la brillance spectrale relative de la lampe (6 V, 15 A) vue à travers l'opalin et le monochromateur.

38. Facteur de transmission du coin.

Le coefficient τ_λ, facteur de transmission du coin, qui figure dans le second membre de la formule (2) du § 35, peut se mettre sous la forme :

$$\tau_\lambda = 10^{-C_\lambda d},$$

C_λ étant la constante du coin pour la longueur d'onde λ et d la distance à la tranche de densité nulle d'une tranche déterminée. Sous cette forme générale le coefficient τ_λ dépend de d et le facteur t'_λ est indéterminé.

TABLEAU XXII

Brillances spectrales relatives de la lampe a ruban de tungstène (6 V. 15 A) vue a travers le verre opalin et le monochromateur.

λ	(1)	(2)	(3)	(4)
4 190 Å	0,984	0,218	0,415	0,090
4 350	1,406	0,312	0,583	0,182
4 554	2,129	0,472	0,799	0,377
4 790	3,234	0,717	0,979	0,702
5 100	5,215	1,156	0,995	1,150
5 520	8,901	1,974	0,994	1,962
6 059	15,271	3,387	0,999	3,384
6 512	21,792	4,833	1,073	5,186
6 686	24,507	5 435	2,185?	11,875?
6 876	27,564	6,113	1,595?	9,750?

Mais l'on se propose de déterminer la différence de magnitude de deux étoiles E_1 et E_2, que l'on suppose de même type spectral. On a alors :

$$M_1 - M_2 = -2{,}5 \operatorname{Log} \frac{e_1}{e_2} = -2{,}5 \operatorname{Log} \frac{B_1}{B_2} ;$$

M_1 et M_2 sont les magnitudes des deux étoiles, e_1 et e_2 les éclairements qu'elles produisent, B_1 et B_2 leurs brillances globales.

Or, en raison de l'égalité (2), on a :

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda \, d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B'_\lambda \tau_\lambda t'_\lambda d_\lambda$$

ou, en appliquant le théorème de la moyenne [**36**] :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda \, d\lambda = T \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B'_\lambda t'_\lambda \, d\lambda = 10^{-Cd} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B'_\lambda t'_\lambda \, d\lambda,$$

T désignant le facteur de transmission moyen du coin dans l'intervalle λ_1, λ_2 et C la constante moyenne dans le même intervalle : on a déjà vu comment pouvait se calculer C (§ 30) et dans quelle mesure cette quantité variait avec la tranche de coin utilisée. On peut sans inconvénient considérer C comme une constante. Il suffit alors d'établir une proportionnalité entre les éléments des intégrales des deux dernières égalités écrites ci-dessus :

$$B_\lambda = kB'_\lambda t'_\lambda,$$

d'où

$$t'_\lambda = \frac{1}{k} \frac{B_\lambda}{B'_\lambda},$$

k désignant un coefficient constant, qui peut avoir une valeur quelconque.

39. Calcul effectif du coefficient t'_λ.

Les hauteurs relatives du diaphragme qui doit assurer le filtrage de la source artificielle de manière à lui donner même distribution spectrale relative que la source stellaire sont donc proportionnelles aux valeurs de t'_λ calculées comme il vient d'être dit.

Les valeurs de B_λ et B'_λ ont été déduites graphiquement, de 200 en 200 Å, des données des tableaux XXI et XXII : elles figurent dans la première partie du tableau XXIII, tandis que les valeurs calculées de t'_λ sont données dans la deuxième partie du même tableau.

40. Réalisation effective des diaphragmes.

Les diaphragmes sont dessinés à grande échelle (agrandissement linéaire 5), puis réduits photographiquement à la dimension exacte. Les abscisses sont données par la loi de dispersion du monochromateur.

Les ordonnées s'obtiennent en multipliant la hauteur utile maximum du spectre continu, soit 8 mm avec l'instrument utilisé, par le coefficient $t'_\lambda/t'_{\lambda_0}$, t'_{λ_0} étant la plus grande des valeurs de t'_λ.

TABLEAU XXIII

a) Valeurs de 200 en 200 Å de B_λ et B'_λ.

λ	B0	A0	F0	G0	K0	M0	B'_λ
4 000 Å	0,40	0,34	0,26	0,17	0,11	0,09	0,030
4 200	0,57	0,50	0,40	0,30	0,23	0,17	0,100
4 400	0,75	0,65	0,57	0,48	0,38	0,30	0,230
4 600	0,92	0,88	0,80	0,70	0,61	0,54	0,440
4 800	1,01	0,99	0,94	0,88	0,82	0,77	0,720
5 000	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,000
5 200	0,96	0,98	1,03	1,12	1,19	1,22	1,320
5 400	1,03	1,06	1,16	1,38	1,46	1,59	1,710
5 600	1,12	1,17	1,32	1,58	1,85	2,15	2,15
5 800	1,19	1,27	1,46	1,80	2,25	2,74	2,58
6 000	1,25	1,36	1,59	2,03	2,65	3,36	3,13
6 200	1,28	1,41	1,74	2,29	3,10	4,12	3,82
6 400	1,19	1,34	1,89	2,33	3,27	4,50	4,67
6 600	1,37	1,53	2,00	2,80	4,08	5,82	5,95

b) Valeurs de t'_λ.

λ	B0	A0	F0	G0	K0	M0
4 000 Å	13,33	11,33	8,67	5,67	3,67	3,00
4 200	5,70	5,00	4,00	3,00	2,30	1,70
4 400	3,26	2,83	2,48	2,09	1,65	1,30
4 600	2,09	2,00	1,82	1,59	1,39	1,23
4 800	1,40	1,38	1,31	1,22	1,14	1,07
5 000	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
5 200	0,73	0,74	0,78	0,85	0,90	0,92
5 400	0,60	0,62	0,68	0,81	0,85	0,93
5 600	0,52	0,54	0,61	0,73	0,86	1,00
5 800	0,46	0,49	0,57	0,70	0,87	1,06
6 000	0,40	0,43	0,51	0,65	0,85	1,07
6 200	0,34	0,37	0,46	0,60	0,81	1,08
6 400	0,25	0,29	0,40	0,50	0,70	0,96
6 600	0,23	0,26	0,34	0,47	0,69	0,98

Dans le cas particulier des mesures de photométrie photographique de l'équatorial coudé, où l'on opère principalement dans les deux domaines spectraux déjà définis, on n'a pas intérêt à employer le même diaphragme dans les deux cas, car les valeurs de $t'_\lambda/t'_{\lambda_0}$ seraient toutes très faibles à partir de 5 100 Å, dans le domaine efficace des plaques panchromatiques. Dans le tableau XXIV figurent ainsi deux

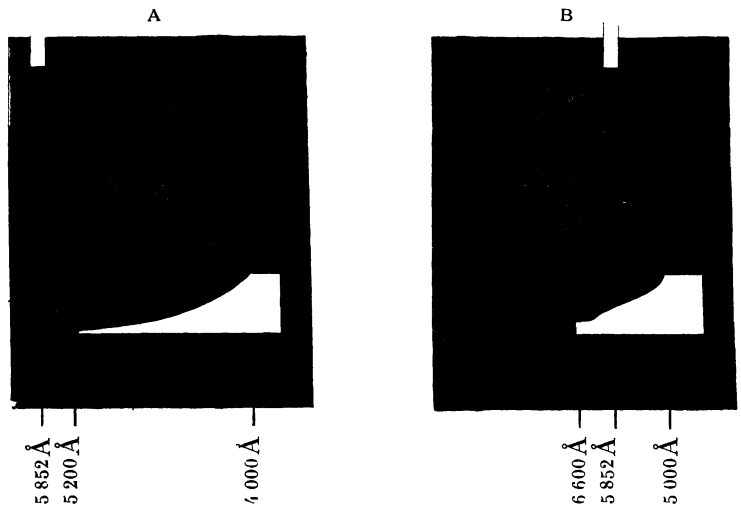

FIG. 15. — Diaphragmes (grandeur naturelle) utilisés pour filtrer le spectre continu de la lampe à ruban de tungstène (6V, 15A) de manière à reproduire une étoile de type B0 vue dans l'équatorial coudé.

A) diaphragme utilisé avec une émulsion non chromatisée : domaine spectral efficace limité à 5 200 Å vers les grandes longueurs d'onde.

B) diaphragme utilisé avec une émulsion panchromatique associée à l'écran orangé Wratten n° 15 : domaine spectral efficace limité à 5 100 Å vers les courtes longueurs d'onde.

La fente ménagée au sommet du diaphragme est destinée à faciliter la mise en place en centrant sur la raie du néon de longueur d'onde 5 852 Å.

séries de valeurs de $t'_\lambda/t'_{\lambda_0}$, l'une pour les longueurs d'onde inférieures à 5 200 Å et l'autre pour les longueurs d'onde supérieures à 5 000 Å. A titre d'exemple la figure 15 représente la forme des diaphragmes obtenus dans les deux cas pour une étoile A0. On remarque, à première vue, combien, dans le premier cas, la redistribution des brillances spectrales de la source par le diaphragme est beaucoup plus importante que dans le second.

41. Étude expérimentale de l'effet de Purkinje photographique.

L'effet de Purkinje photographique résulte (§ 22) de la comparaison photométrique de deux sources dont la composition spectrale diffère. En raison de la variation, avec la longueur d'onde, de la loi d'action photographique, deux rayonnements globaux de composition spectrale différente produisant même action photographique pour une intensité déterminée donneront, en général, des noircissements différents si l'on modifie les intensités dans un rapport donné.

TABLEAU XXIV

Valeurs de 200 en 200 Å de $t'_\lambda/t'_{\lambda_0}$ (hauteurs relatives des diaphragmes utilisés pour ramener la brillance spectrale de la source artificielle à celle d'une étoile de type spectral donné).

λ	B0	A0	F0	G0	K0	M0
			a) λ < 5 200 Å.			
4 000 Å	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
4 200	0,43	0,44	0,46	0,53	0,63	0,57
4 400	0,24	0,25	0,29	0,37	0,45	0,43
4 600	0,16	0,18	0,21	0,28	0,38	0,41
4 800	0,11	0,12	0,15	0,22	0,31	0,36
5 000	0,08	0,08	0,11	0,18	0,27	0,33
5 200	0,05	0,07	0,09	0,15	0,25	0,31
			b) λ > 5 000 Å.			
5 000 Å	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,93
5 200	0,73	0,74	0,78	0,85	0,90	0,85
5 400	0,60	0,62	0,68	0,81	0,85	0,86
5 600	0,52	0,54	0,61	0,73	0,86	0,93
5 800	0,46	0,49	0,57	0,70	0,87	0,98
6 000	0,40	0,43	0,51	0,65	0,85	0,99
6 200	0,34	0,37	0,46	0,60	0,81	1,00
6 400	0,25	0,29	0,40	0,50	0,70	0,89
6 600	0,23	0,26	0,34	0,47	0,69	0,91

Le dispositif étudié ci-dessus permet de faire une détermination quantitative des écarts auxquels on peut s'attendre dans la compa-

raison par photométrie photographique hétérochrome de sources de compositions spectrales différentes. Ce cas se rencontre notamment, lorsque l'on utilise une source d'étalonnage dont les *brillances* spectrales n'ont pas même distribution que celles des sources étudiées, ou encore dans le cas où l'on compare des sources stellaires de types spectraux différents.

On peut, par exemple, examiner le cas de la photométrie d'étoiles du type A0 avec étalonnage à l'aide d'une source de laboratoire de température de couleur beaucoup plus basse. L'expérience a été effectuée avec des émulsions non chromatisées sans écran (Super Fulgur Guilleminot et Opta Lumière) et avec l'émulsion panchromatique Isopan Super-Special Agfa associée à l'écran orangé Wratten n° 15. On a enregistré sur de telles émulsions deux copies du coin étalon en éclairant successivement avec la lampe de tungstène (7 V, 3,8 A, température de couleur voisine de 2 000° K) et son opalin et, d'autre part, avec la source filtrée pour reproduire une étoile de type A0. On s'arrange pour avoir sensiblement les mêmes densités avec les mêmes temps de pose. On obtient ainsi, pour chaque émulsion, deux courbes de noircissement dont les abscisses sont les logarithmes des éclairements à travers le coin, ou les magnitudes, et les ordonnées, les densités photographiques. La constante moyenne effective du coin se calcule dans chaque cas comme il a été indiqué précédemment (§ 30) et l'on trouve les valeurs suivantes :

Émulsion		Constante moyenne effective du coin	
		Lampe + opalin	Source A0
—		—	—
Opta Lumière	sans écran	$0^m,578$	$0^m,595$
Super-Fulgur Guilleminot	»	$0^m,585$	$0^m,600$
I. S. S. Agfa	écran orangé	$0^m,435$	$0^m,443$

Pour des points d'égal noircissement, on peut lire sur chacune des deux courbes de noircissement les logarithmes de l'éclairement, ou les magnitudes correspondantes. En pointant ces données relatives aux deux sources, les unes en abscisses et les autres en ordonnées, on obtient une courbe qui représente précisément l'effet de Purkinje photographique. Si cet effet n'existait pas, ces courbes seraient des droites de pente égale à l'unité. Or, les courbes expérimentales (fig. 16) ainsi trouvées sont bien encore des droites, mais dont la pente diffère

un peu de l'unité. Leur équation est donnée ci-dessous pour les trois cas considérés.

Opta Lumière	sans écran	$M_{A0} = M_{Lampe} . 0,976 - 1,369$
Super Fulgur Guilleminot	»	$M_{A0} = M_{Lampe} . 0,993 - 1,357$
I. S. S. Agfa	écran orangé	$M_{A0} = M_{Lampe} . 1,039 - 0,191$

Le fait que les relations trouvées sont très sensiblement linéaires est très important, car il montre que l'on peut passer très simplement des magnitudes fournies par l'étalonnage en lumière artificielle aux

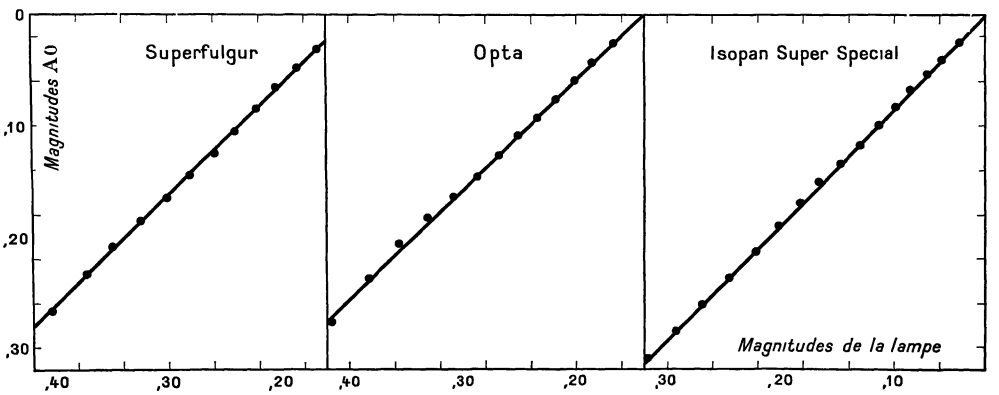

FIG. 16. — Relation linéaire entre les magnitudes déterminées en étalonnant avec la lampe de tungstène ou avec la source reproduisant une étoile de type A0 vue dans l'équatorial coudé.

magnitudes correspondant à la source de type A0 par une correction proportionnelle à ces magnitudes. Si deux étoiles, de type A0 par exemple, ont produit sur l'émulsion des plages de densités D_1 et D_2, et si $M_1 - M_2$ est la différence de magnitude conclue d'après la courbe de noircissement résultant d'un étalonnage avec la simple lampe de tungstène munie de son opalin, cette différence doit être diminuée respectivement de 24 et de 7 millièmes dans le cas des émulsions Opta et Super-Fulgur, tandis qu'elle doit être majorée, au contraire, de 39 millièmes dans celui de l'émulsion Isopan Super-Special. Les indices de couleur déterminés par comparaison des magnitudes sur émulsions non chromatisées et panchromatiques seraient donc majorés de 5 à 6 %, selon les cas, si l'on néglige d'effectuer la correction indiquée ci-dessus.

BIBLIOGRAPHIE

[24] A. Danjon, Description et usage d'un microphotomètre différentiel, *Revue d'Optique*, **5**, p. 61 (1926).

[25] Mlle Clavier, Influence des défauts d'uniformité des plaques photographiques sur les mesures photométriques, *Bull. Astronomique*, **3**, p. 34 (1923). — J. T. Lay et J. C. Cornog, Étude des erreurs de la photométrie photographique, *Journ. of the Optical Society of America*, **24**, pp. 149-154 (1934). — Mme E. Vassy et E. Vassy, Évolution de l'image latente et spectrophotométrie, *Science et Industries photographiques*, 2e série, **8**, p. 129 (1937).

[26] Mlle R. Schwégler et H. Grouiller, Étude directe d'un coin photométrique à l'aide d'un dispositif à cellule photoélectrique, *Journ. de Physique*, 7e série, **5**, p. 143 s. (1934).

[27] J. Dufay, Recherches sur la lumière du ciel nocturne, *Thèse*, Paris, p. 172 (1928).

[28] J. Cabannes et J. Dufay, Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible, diffusion moléculaire, absorption par l'ozone, *Journ. de Physique*, 6e série, **7**, p. 263 (1926).

[29] I. G. Priest, *Journ. of the Optical Society of America*, **5**, pp. 178-451 (1921).

[30] J. Blein, *Optique géométrique*, Doin, p. 108 (1913).

[31] J. W. T. Walsh, *Photometry*, pp. 115-342.

[32] Mme A. Vassy, Coefficients d'absorption de l'ozone dans la région des bandes de Chappuis, *C. R.*, **206**, p. 1638 (1938).

[33] Ch. Fabry, *Introduction générale à la photométrie*, p. 99.

[34] G. F. W. Mulders, On the energy distribution in the continuous spectrum of the Sun, *Zeits. für Astrophysik*, **11**, pp. 132 134 (1935).

[35] W. Becker, Die Temperaturen der Fixsterne, *Handbuch der Astrophys.*, **7**, p. 459 (1936).

[36] E. Goursat, *Cours d'analyse mathématique*, **1**, p. 181.

TROISIÈME PARTIE

PHOTOMÉTRIE STELLAIRE PHOTOGRAPHIQUE PAR LA MÉTHODE DE CH. FABRY

42. Principe de la méthode.

La plupart des travaux de photométrie stellaire photographique ont été effectués sur des photographies directes des astres tirées au foyer des instruments astronomiques (méthode des images focales) ou un peu en dehors (photométrie extrafocale). Mais, dans l'un ou l'autre cas, la précision est limitée par le défaut d'uniformité des images à mesurer. La méthode imaginée dès 1910 par Mr. Ch. Fabry [**37**]

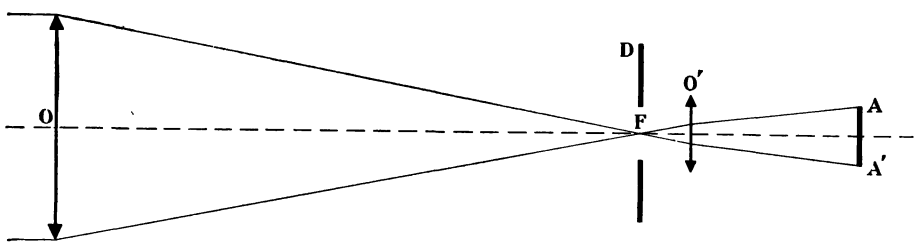

Fig. 17. — Schéma de la forme normale du photomètre photographique de Ch. Fabry.

et trop peu utilisée depuis en photométrie stellaire, permet d'éviter cet inconvénient. Son principe est celui du photomètre sans écran diffusant [**38**], le diffuseur étant remplacé par l'objectif directement éclairé d'une manière uniforme par la source dont on veut mesurer l'intensité.

Tandis que, visuellement, on place la pupille de l'œil au voisinage du foyer de cet objectif, dans le cas du récepteur photographique on remplace l'œil par une chambre de très courte distance focale, qui donne sur la surface sensible une image uniformément éclairée de l'objectif.

Dans le dispositif le plus généralement employé (fig. 17), l'objectif auxiliaire de courte distance focale O' est placé un peu en arrière du foyer F de l'objectif de l'instrument astronomique. En F, un dia-

phragme D limite l'ouverture du faisceau utile. Dans le cas d'une source ponctuelle, comme une étoile, ce diaphragme est aussi petit que possible ; avec une source étendue, nébuleuse ou amas stellaire, son ouverture est conditionnée par les dimensions de l'image focale, en égard toutefois aux possibilités d'admission du faisceau dans l'objectif auxiliaire O'.

Sous cette forme, il faut procéder par poses successives sur les astres à comparer, à moins de disposer plusieurs objectifs auxiliaires, comme a essayé de le faire J. L. Lagrula [3] avec le réflecteur de l'Observatoire d'Alger. Mais alors d'assez grandes difficultés instrumentales se présentent : avec les instruments à très longue distance focale, très favorables à l'application de la méthode de Ch. Fabry, mais à champ restreint, on trouve rarement des compagnons favorables, tout au moins pour les étoiles assez brillantes. Une application étendue de l'intéressant dispositif de J. L. Lagrula permettrait de juger de ses possibilités.

43. Dispositif particulier utilisé a Lyon.

L'instrument installé dès 1931 sur l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon [2] diffère quelque peu du dispositif général. Afin d'obtenir le meilleur rendement possible dans les observations, d'éviter

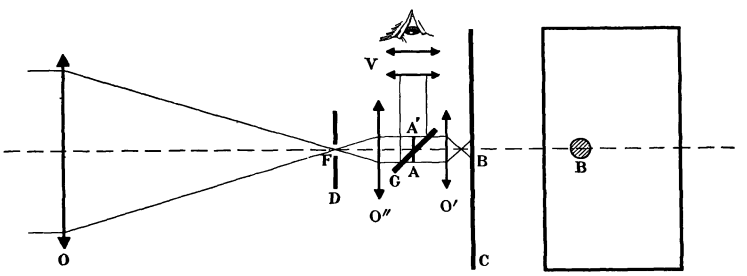

Fig. 18. — Schéma du photomètre photographique type Ch. Fabry monté sur l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon.

notamment toute perte de temps et d'éliminer ainsi les causes d'erreurs dues aux variations atmosphériques, l'objectif auxiliaire O' (fig. 18) n'a pas été monté directement en arrière du foyer F de l'objectif O, mais à la suite de l'oculaire de faible puissance (× 75) et grand champ O'' utilisé pour mettre les astres au centre du diaphragme D. Une simple rotation autour d'un axe permet de présenter l'objectif O' et

sa chambre, ou de libérer l'oculaire O″. Le diaphragme D est, lui aussi, instantanément amovible.

Ce n'est donc pas l'objectif O qui est directement projeté sur la couche sensible, mais l'image AA′ qu'en fournit l'oculaire (anneau oculaire). L'instrument étant réglé pour la vision normale, le faisceau issu de l'oculaire, dans le cas d'une source stellaire ponctuelle, est très sensiblement cylindrique. L'objectif O de l'équatorial a 320 mm d'ouverture libre et l'anneau oculaire environ 4 mm de diamètre.

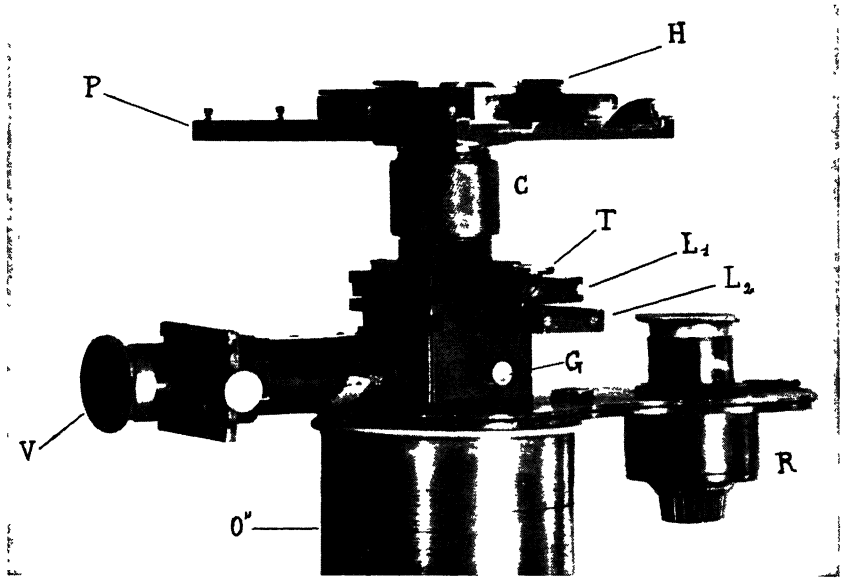

FIG. 19. — Photomètre photographique type Ch. Fabry, monté sur l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon. O″, oculaire sur lequel pivote le photomètre; G, bouton permettant de régler l'inclinaison de la glace sans tain ; V, viseur coudé ; L_1, L_2, glissières supportant les surchages et les écrans colorés ; T, obturateur ; C, collier à vis pour le réglage de la mise au point ; P, platine porte châssis ; H, châssis; R, rhéostat pour le réglage de l'éclairage du champ du viseur coudé.

L'objectif O′ est un objectif de microscope de 9 mm de distance focale (Leitz n° 4) : l'ouverture utile de sa lentille antérieure, 7,5 mm environ, permet de capter sans difficulté le faisceau issu de l'oculaire O″; placé à 8 cm environ en arrière de l'anneau oculaire AA′, il en fournit une image de 0 mm, 4 environ.

Une glace sans tain GG′, placée au niveau de l'anneau oculaire et inclinée à 45° sur l'axe optique, renvoie une image auxiliaire dans le viseur à 90° V, à l'aide duquel on peut suivre pendant la pose.

Un collier à vis C (fig. 19) permet de régler facilement la mise au point de la platine P de la chambre et, à l'aide des glissières L_1 et L_2, on peut interposer sur le faisceau des surcharges et des écrans colorés.

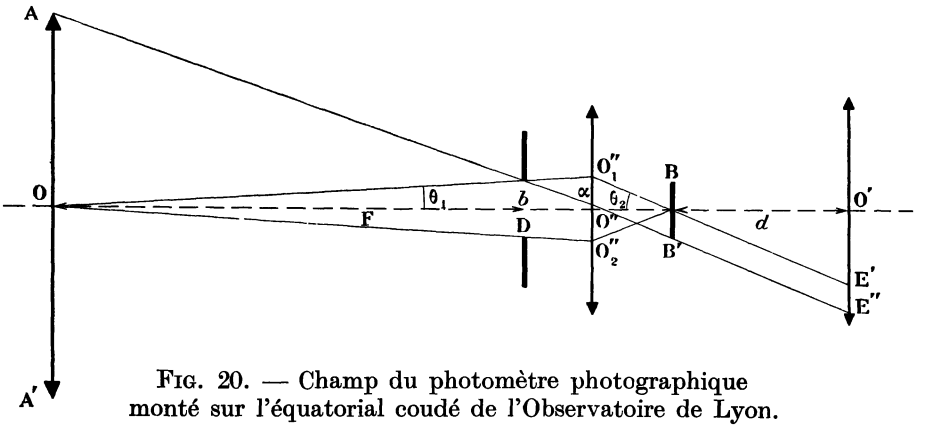

FIG. 20. — Champ du photomètre photographique monté sur l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon.

La platine P a été soigneusement travaillée en vue d'assurer une translation très uniforme du châssis. Ce dernier a été étudié pour assurer à la couche sensible un parallélisme aussi parfait que possible par rapport au plan de glissement du châssis. La mise en place de la

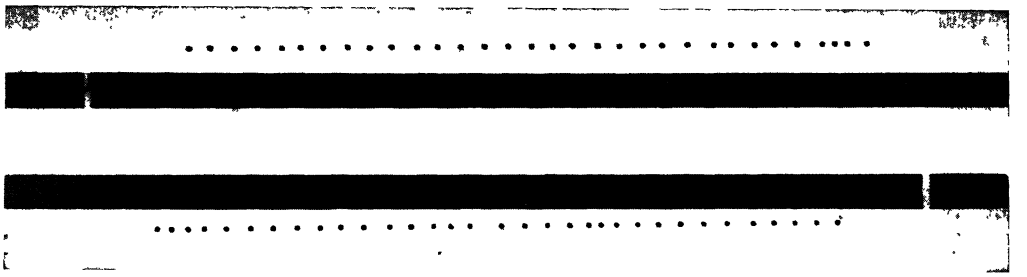

FIG. 21. — Reproduction (× 1,5) d'un cliché photométrique tiré sur l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon. Ce cliché comporte 21 plages relatives à l'étoile. β Persei (Algol) et 40 plages relatives à β Lyrae. L'ensemble de ces plages fournit 16 mesures complètes.

plaque y est contrôlée par trois vis à tête mousse, noyées dans le cadre du châssis, sur lesquelles repose directement l'émulsion. Ces précautions sont rendues nécessaires par les faibles distances focale et frontale de l'objectif utilisé. Le châssis est un peu excentré par rapport à l'axe optique. Après une première série de poses, on retourne la plaque de 180° dans son plan et deux séries d'une trentaine de poses chacune

sont facilement juxtaposées en deux rangées parallèles sur une plaque 6,5 × 9 cm (fig. 21). Les copies du coin étalon prennent place au centre de ces deux séries de plages.

44. Champ de l'instrument.

Le champ est limité d'une part par l'ouverture du diaphragme D et d'autre part par celle de l'objectif O'.

Soit θ_1 la demi-ouverture angulaire du diaphragme D (fig. 20) vu du centre O de l'objectif astronomique, F la longueur focale de ce dernier et b le demi-diamètre linéaire du diaphragme ; on a :

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{b}{F}.$$

Si θ_2 est la demi-ouverture du cercle $O''_1O''_2$ vu du centre de l'anneau oculaire BB' et g le grossissement de l'instrument muni de son oculaire,

$$\operatorname{tg} \theta_2 = g\frac{b}{F}.$$

En désignant par d la distance de l'anneau oculaire BB' à la lentille de champ de l'objectif de microscope O', et par E' le point où le rayon OO''_1, après réfraction par l'oculaire O'', atteint l'objectif O', on a :

$$O'E' = d \operatorname{tg} \theta_2 = g\frac{b}{F}d.$$

Pour le rayon extrême $A\alpha E''$, on a sensiblement :

$$E'E'' = \frac{BB'}{2} = \frac{1}{g}\frac{a}{2},$$

a désignant le diamètre de l'objectif O.

Le faisceau passant par le diaphragme D couvrira donc, sur l'objectif O', un cercle de rayon

$$O'E'' = g\frac{b}{F}d + \frac{1}{g}\frac{a}{2}.$$

Mais si le diamètre utile de l'objectif O' est δ, on doit avoir :

$$g\frac{b}{F}d + \frac{1}{g}\frac{a}{2} \leqslant \delta,$$

d'où

$$b \leqslant \left(\delta - \frac{1}{g}\frac{a}{2}\right)\frac{F}{g}\frac{1}{d}.$$

Or $\delta = 7{,}5$ mm, $a = 320$ mm, $F = 8\,000$ mm, $d = 80$ mm, d'où :

$$b \leqslant 2{,}15 \text{ mm}$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 \leqslant \frac{2{,}15}{8\,000}$$

$$\theta_1 \leqslant 55''.$$

La limite supérieure du diamètre des astres qu'il est possible de photographier avec l'instrument est donc d'environ 2′, correspondant dans le plan focal de l'objectif O à un cercle de 4,5 mm de diamètre. Le diaphragme employé d'habitude a 4 mm de diamètre et l'on est assuré que, tant que l'image d'une étoile est à l'intérieur de ce diaphragme, ses rayons sont correctement transmis par le photomètre.

Dans le cas du dispositif général, où l'on place l'objectif O′ directement un peu en arrière du diaphragme D, sans passer par l'intermédiaire de l'oculaire, on pourrait tolérer un diaphragme d'environ 7 mm de diamètre et le champ serait d'environ 3′. Ce dispositif est donc plus favorable, aussi bien de ce point de vue que de celui des pertes dans l'instrument, qui sont alors diminuées de l'absorption par l'optique de l'oculaire. Mais il faut assurer la substitution rapide et très précise du photomètre à un oculaire assez lourd et encombrant, dont la lentille de champ n'a pas moins de 10 cm d'ouverture : il s'agit d'un problème de mécanique un peu délicat, que l'on se propose néanmoins de résoudre incessamment.

45. Influence des erreurs de guidage.

Soit θ_1 l'angle, avec l'axe optique, des rayons tombant sur l'objectif O d'une source ponctuelle à l'infini, E l'éclairement sur O dans l'incidence normale, $E \cos \theta_1$ l'éclairement pour l'incidence θ_1. La plage pupillaire projetée sur la couche sensible ayant sensiblement 0,4 mm de diamètre, le grossissement correspondant est égal à 320 /0,4. En faisant abstraction des pertes dans l'instrument, les éclairements sont dans les deux cas :

$$E(320/0{,}4)^2 \quad \text{et} \quad E(320/0{,}4)^2 \cos \theta_2,$$

avec, très sensiblement :

$$\theta_2 = (320/0{,}4)\theta_1.$$

Or, pour un décalage de 1 mm dans le plan focal, on a :

$$\theta_1 = \text{arc tg } (1/8\,000) = 25'',$$

d'où :

$$\theta_2 = 5^\circ 33' \; ; \cos \theta_2 = 0{,}995.$$

L'erreur correspondante est de 1/2 centième sur l'éclairement et de 2 millièmes sur son logarithme ou sur la magnitude. Le mouvement de l'équatorial suit assez bien pour qu'un tel décalage ne se produise qu'en un quart d'heure au moins, tout au moins lorsque la distance zénithale et la variation correspondante de réfraction le permettent, ce qui est le cas des conditions usuelles d'observation. On peut donc, pratiquement, se dispenser de guider tant que la pose ne dépasse pas quelques minutes et ceci permet d'escamoter la glace diagonale et de récupérer la fraction du flux de l'astre qu'elle réfléchit.

46. Technique des observations.

Chaque observation comporte un groupe de quatre poses croisées selon le schéma *avva*, *a* désignant l'étoile de comparaison et *v* l'étoile variable. Si l'on juge utile et possible d'employer une deuxième étoile de comparaison, on fait un groupe de huit poses *avvbbvva*. Chaque groupe de deux poses successives fournit une valeur de la différence $M_a - M_v$ ou $M_b - M_v$, M étant la magnitude de l'étoile qui correspond à l'indice. On prend la moyenne des valeurs résultant d'un groupe complet de poses : l'expérience a montré que l'on compensait ainsi fortement les pertubations progressives qui se produisent pendant la durée des observations, qu'il s'agisse des variations de la transparence atmosphérique, de celles de la sensibilité de l'émulsion ou de toute autre pertubation, pourvu que sa marche reste à peu près régulière pendant la durée d'une observation complète.

Les densités des plages pupillaires et celles des copies du coin étalon sont mesurées au microphotomètre de Fabry et Buisson. Les dernières fournissent deux courbes de noircissement où les abscisses sont les distances à l'extrémité la moins dense du coin. Comme on l'a déjà indiqué (§ 43), ces copies prennent place entre les deux rangées de plages pupillaires, dans le sens de la longueur de la plaque, les densités croissant en sens inverses sur l'une et l'autre, ce dispositif permettant de contrôler l'uniformité de sensibilité de l'émulsion.

Soient d_a et d_v les densités photographiques correspondant aux étoiles a et v, l_a et l_v les longueurs de coin lues sur la courbe de noircissement, C en magnitudes la constante moyenne du coin pour le domaine de radiations efficaces caractérisé par l'association de la source, de l'émulsion et du filtre coloré éventuellement utilisé ; on a :

$$M_a - M_v = C(l_a - l_v).$$

47. Correction relative a la brillance du ciel.

Le diaphragme utilisé pour limiter la région utile du ciel, d'un diamètre de 4 mm, sous-tend un angle inférieur à 2′. Par ciel sans Lune, la brillance du ciel nocturne ne produit aucune action perceptible avec les durées de pose de quelques minutes habituellement pratiquées. Il n'en est pas de même lorsque la Lune éclaire fortement le ciel et surtout lorsque l'atmosphère est brumeuse ou les étoiles photographiées proches de la Lune. On double alors chaque pose sur une étoile par une pose de même durée sur le ciel à son voisinage.

Soit B la brillance du ciel, ω l'angle solide sous lequel on verrait le diaphragme, placé dans le plan focal, du centre optique de l'objectif O : la région utile du ciel est comprise dans l'angle solide ω et l'éclairement qu'elle produit est $E_c = B\omega$. L'effet est le même que celui d'une étoile de magnitude M_c et l'on a, M_0 désignant une constante déterminée :

$$M_c = M_0 - 2{,}5 \log E_c$$

$$E_c = 10^{-\frac{M_c - M_0}{2{,}5}} = A.10^{-\frac{M_c}{2{,}5}}$$

en posant

$$A = 10^{M_0/2{,}5}.$$

De même, dans le cas où l'on photographie l'étoile a sur le fond du ciel, on a :

$$M_{c+a} = M_0 - 2{,}5 \log (E_c + E_a)$$

$$E_c + E_a = 10^{-\frac{M_{c+a} - M_0}{2{,}5}} = A.10^{-\frac{M_{c+a}}{2{,}5}},$$

d'où :

$$E_a = A\left[10^{-\frac{M_{c+a}}{2{,}5}} - 10^{-\frac{M_c}{2{,}5}}\right]$$

Avec l'étoile variable v, on aurait d'une manière analogue :

$$E_v = A\left[10^{-\frac{M_{c+v}}{2,5}} - 10^{-\frac{M_c}{2,5}}\right]$$

et finalement :

$$M_a - M_v = -2,5 \log \frac{E_a}{E_v} = -2,5 \log \frac{10^{-\frac{M_{c+a}}{2,5}} - 10^{-\frac{M_c}{2,5}}}{10^{-\frac{M_{c+v}}{2,5}} - 10^{-\frac{M_c}{2,5}}}.$$

Soit, enfin, K la constante moyenne, *en densités*, du coin étalon. On a :

$$\frac{M_c}{2,5} = K(l_c - l_0), \quad \frac{M_{c+a}}{2,5} = K(l_{c+a} - l_0), \quad \text{etc.},$$

l_c, l_{c+a}, ...désignant les longueurs de coin fournies par la courbe de noircissement pour les plages relatives au ciel seul, au ciel plus l'étoile a, etc.

Il vient finalement :

$$M_a - M_v = -2,5 \log \frac{10^{-Kl_{c+a}} - 10^{-Kl_c}}{10^{-Kl_{c+v}} - 10^{-Kl_c}}.$$

Cette formule montre que le calcul est un peu long et, d'autre part, les plages sur le ciel étant presque toujours sous-exposées, la correction n'est, en général, pas très précise : il est donc préférable d'éviter, autant que possible, les photographies par ciel trop brillant.

48. Absorption atmosphérique.

En raison des grandes difficultés que présentent les corrections d'absorption atmosphérique, on organise les observations de telle sorte que ces corrections restent très faibles. On choisit, en conséquence, les étoiles de comparaison les plus proches que l'on puisse trouver et l'on s'efforce, durant les observations, de ne pas dépasser des distances zénithales telles que la correction différentielle ne soit jamais supérieure à 1 ou 2 centièmes de magnitude.

On peut écrire, tout au moins tant que la distance zénithale ne dépasse pas 65° :

$$m = m_0 + a(\text{séc}\,\zeta - 1),$$

m désignant la magnitude apparente d'une étoile, m_0 sa magnitude au zénith et a la perte de magnitude pour la masse d'air unité. En toute rigueur, cette relation n'est valable que pour un rayonnement monochromatique et l'on ne peut l'appliquer, d'une manière approchée, au rayonnement global d'une étoile que si le domaine spectral considéré est assez étroit pour qu'une valeur moyenne de a ait un sens.

Si l'on compare une étoile variable v à une étoile fixe a, on a :

$$m_a - m_v = m_{a0} - m_{v0} + a(\text{séc}\ \zeta_a - \text{séc}\ \zeta_v),$$

en supposant, bien entendu, que l'absorption n'a pas varié entre les instants où l'on a observé les deux étoiles.

Lorsque la correction d'absorption est quelque peu importante, il faut déterminer a par la méthode de Bouguer, qui, elle aussi, n'est légitime que si la perte au zénith reste sensiblement constante pendant toute la durée de la séance d'observation.

Comme on n'est pas assuré de la constance de m_{v0} durant cet intervalle de temps, il faut nécessairement utiliser une deuxième étoile de comparaison b et ce sont les équations de la forme

$$m_a - m_b = m_{a0} - m_{b0} + a(\text{séc}\ \zeta_a - \text{séc}\ \zeta_b)$$

qui fournissent a.

Mais fréquemment [**39**], durant une séance d'observation, l'absorption varie, soit irrégulièrement de telle sorte qu'il ne soit pas possible de construire de droites de Bouguer, soit d'une manière progressive, et alors les droites trouvées ne correspondent pas à la réalité. C'est la raison pour laquelle, dans les observations courantes, on a préféré s'affranchir à peu près complètement de la détermination de l'absorption. Dans ces conditions la correction à faire subir aux mesures pour les ramener au zénith est si petite que l'on peut se contenter d'une valeur moyenne assez grossièrement approchée de a. Ainsi, dans le cas de β Lyrae, on ne dépasse presque jamais 4 heures d'angle horaire, soit environ 45° de distance zénithale : dans le cas le plus défavorable, celui d'une émulsion non chromatisée, la correction moyenne d'absorption différentielle est alors égale à 0,01 magnitude et une erreur de 100 % sur la valeur de a n'introduirait encore qu'une erreur de l'ordre de grandeur de cette correction.

Or, si b_λ est la *brillance* spectrale d'une étoile de type spectral déterminé, τ_λ le facteur de transmission monochromatique de l'atmosphère pure au zénith, S_λ la sensibilité spectrale de l'émulsion, τ'_λ le

facteur de transmission du filtre employé pour limiter le domaine spectral efficace, le facteur de transmission total T de l'atmosphère pure est égal à :

$$T = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda S_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda S_\lambda \tau'_\lambda \tau_\lambda d\lambda}$$

et la densité optique moyenne D, à :

$$D = -\log T.$$

On néglige, au cours de cette approximation, la transmission sélective de l'instrument astronomique. On peut faire $d\lambda = 200$ Å et prendre pour les valeurs de b_λ celles du corps noir correspondant. Les valeurs de S_λ, de τ'_λ et de τ_λ se déduisent des données des tableaux IX, XVI, XVII et XVIII.

On donne ci-dessous, pour les divers types spectraux, dans le cas particulier de l'émulsion non chromatisée Lumière Opta et de l'émulsion Agfa Isopan Super-Special associée au filtre orangé Wratten n° 15, la densité optique ou plutôt la perte de magnitude au zénith ainsi calculée pour l'atmosphère pure. Ce données sont suivies de la perte de magnitude visuelle calculée d'une manière analogue à partir des facteurs de visibilité relative.

ABSORPTION AU ZÉNITH DE L'ATMOSPHÈRE PURE.

TYPE SPECTRAL	B0	A0	F0	G0	K0	M0	Moyenne
—	—	—	—	—	—	—	—
Opta	$0^m,302$	$0^m,302$	$0^m,298$	$0^m,288$	$0^m,280$	$0^m,273$	$0^m,290$
Isopan	118	118	115	115	113	110	115
Visuelle	145	143	143	140	138	135	141

La comparaison des nombres de la dernière colonne avec les données d'observation conduit à une remarque très importante. La perte moyenne de magnitude au zénith a été trouvée égale à $0^m,40$ [**40**] dans le cas des observations sur émulsions photographiques non chromatisées, tandis que 13 déterminations visuelles à basse altitude ont donné $0^m,24$ [**41**]. Les différences avec les nombres calculés pour l'atmosphère pure sont respectivement égales à $0^m,11$ et $0^m,10$. On vérifie donc ainsi la très faible sélectivité de la brume ou vase atmosphérique. Ceci justifie, d'autre part, le procédé utilisé précédem-

ment (§ 36) pour corriger la brillance spectrale relative observée du Soleil, de la partie purement sélective de l'absorption atmosphérique : le fait d'avoir déterminé cette absorption à partir des données théoriques n'a pu donner lieu à des erreurs sensibles et les corrections calculées étaient vraisemblablement exactes à 1 ou 2 centièmes près.

Pour l'application de la correction d'absorption atmosphérique différentielle aux observations de photométrie photographique faites à l'équatorial, on a adopté les données figurant dans les deux premières lignes du tableau précédent, en les majorant de $0^m,11$ pour les observations sur émulsion non chromatisée sans écran, et $0^m,10$ dans le cas de l'émulsion Agfa Isopan avec écran orangé. En vue de rendre la détermination de l'absorption très rapide, on dresse, pour chaque étoile, une table donnant directement l'absorption en fonction de l'angle horaire H : pour des valeurs de 6 en 6 minutes de cet angle, on calcule séc ζ par la formule classique :

$$1/\text{séc}\,\zeta = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos H,$$

où φ est la latitude du lieu d'observation et δ la déclinaison de l'étoile. L'absorption correspondante a pour valeur a (séc $\zeta - 1$), a étant la perte adoptée de magnitude au zénith.

49. Correction relative aux différences de dimension des plages.

Dans le dispositif décrit ci-dessus, on suppose que le cliché est dans un plan perpendiculaire à l'axe optique et que, au cours des poses successives, il glisse parallèlement à ce plan. Ces conditions peuvent ne pas être rigoureusement remplies : la platine sur laquelle glisse le châssis peut avoir, par défaut de construction, une certaine inclinaison par rapport à l'axe optique. Si la plaque photographique, dans sa translation, reste parallèle à cette platine, cette inclinaison n'introduit pas de cause d'erreur : les plages sont légèrement elliptiques, mais restent toutes identiques. Avec les châssis métalliques du commerce, utilisés au début, on ne peut compter sur ce parallélisme : la mise en place du cliché y est fort mal déterminée ; elle varie d'un cliché à l'autre et même au cours d'une série de poses sur le même cliché. Avec un châssis bien dressé, des irrégularités de mise en place peuvent encore provenir des bavures de la gélatine dues à la coupe des

plaques. D'où la nécessité d'utiliser une platine aussi bien dressée que possible, ainsi qu'un châssis de construction soignée, dans lequel la couche sensible repose sur trois vis à tête mousse que l'on peut régler de manière à rendre sa surface aussi parallèle que possible au plan de la platine. Un bon réglage s'obtient aisément en mesurant au comparateur des séries de plages obtenues, sur le même cliché, par translation du châssis.

Dans le cas où la plaque reste dans une position fixe dans le châssis pendant les poses successives, on peut corriger les mesures photométriques des erreurs introduites par défaut de parallélisme. Toutes les plages obtenues sur le même cliché sont alors des ellipses homothétiques. Soient S_a et S_v les aires de deux plages contigues, relatives par exemple l'une à l'étoile de comparaison a, l'autre à l'étoile variable v, et σ leur aire correcte s'il n'y avait pas de défaut de parallélisme ; si E'_a, E_a, E'_v, E_v sont les éclairements sur l'émulsion pour les plages effectives et pour les plages hypothétiques correctes, la conservation des flux permet d'écrire :

$$E'_a S_a = E_a \sigma \qquad E'_v S_v = E_v \sigma,$$

d'où :

$$\frac{E_a}{E_v} = \frac{E'_a}{E'_v}\frac{S_a}{S_v} = \frac{E'_a}{E'_v}\frac{d_a^2}{d_v^2},$$

en désignant par d_a et d_v deux diamètres homologues des plages considérées. La différence de magnitude $m_a - m_v$ s'écrit alors :

$$m_a - m_v = -2{,}5 \log \frac{E_a}{E_v} = -2{,}5 \log \frac{E'_a}{E'_v} - 5 \log \frac{d_a}{d_v}.$$

Le premier terme du second membre $-2{,}5 \log \frac{E'_a}{E'_v}$ est la différence de magnitude apparente, telle qu'on l'aurait déterminée en faisant abstraction de la correction de défaut de parallélisme. Le dernier terme est la correction à ajouter pour tenir compte de ce défaut. On reconnaît, comme l'avait aussi indiqué Mr. Jean Lagrula [3], que cette correction est indépendante de la loi de noircissement de l'émulsion photographique. D'ailleurs la formule donnée ci-dessus est l'expression en termes finis de la formule différentielle donnée par cet auteur sous la forme

$$m = 2{,}172 \frac{\Delta d}{d}.$$

D'assez nombreuses séries de mesures des diamètres des plages ont montré que l'erreur moyenne d'une mesure individuelle est voisine de $\pm$ 5 microns. Avec des plages de 1 mm de diamètre, l'incertitude sur la correction est voisine de $\pm\ 0^m,01$, mais si le diamètre tombe à 0 mm,5, comme c'est le cas des plages actuellement obtenues à l'équatorial coudé, l'erreur moyenne sur la correction est voisine de $\pm\ 0^m,02$ et cette dernière devient illusoire. Il est donc beaucoup plus important d'éviter le plus possible cette cause d'erreur et ceci est heureusement assez aisé dans le cas de la méthode des plages successives : on peut, en effet, facilement grouper les quatre poses croisées qui constituent une observation complète sur une courte distance de translation, 1 cm au plus, et la faible erreur résiduelle de parallélisme qui peut subsister a son effet presque rigoureusement compensé par la combinaison des poses croisées. Enfin les défauts de planéité de la plaque photographique, qui, pour deux régions assez écartées de cette dernière, peuvent atteindre [**42**] quelques centièmes de millimètre, n'ont ici, en raison de l'étroit groupement des plages, qu'une influence complètement négligeable.

A titre d'illustration de ce qui précède, nous donnons ci-après les résultats d'examen d'un cliché particulier. Dans le tableau XXV figurent, pour chaque plage, sa distance en millimètres à l'origine de la série, son diamètre en microns, sa densité et, dans la quatrième colonne, pour chaque groupe de quatre plages constituant une mesure complète, la correction en millièmes de magnitude résultant des diamètres mesurés de la deuxième colonne.

Les diamètres mesurés figurant dans la deuxième colonne comportent une erreur moyenne de 2 microns environ, à laquelle correspondrait une incertitude de 1 centième de magnitude pour la correction de l'effet de diamètre. C'est, à très peu près, la dispersion effective des quatre premières corrections calculées de la quatrième colonne, tandis que cette dispersion est sensiblement plus grande pour les douze corrections suivantes, mais il s'agit d'un effet systématique dû au fait que les plages correspondantes sont de densités beaucoup plus différentes que dans le premier cas. Il y a là un effet subjectif manifeste, en raison duquel les plages de plus faible densité ont été mesurées avec des diamètres *plus grands* que dans le cas des plages beaucoup plus denses. Pratiquement les corrections auraient dû être sensiblement nulles, puisque, dans la première série de 32 plages, on a une dimi-

nution moyenne de 9 microns environ de la première à la dernière plage, tandis que, pour la seconde, on a une augmentation de 5 microns seulement. On confirme donc ainsi que la correction par mesures des

TABLEAU XXV

l	*d*	D	Corr.	*l*	*d*	D	Corr.	*l*	*d*	D	Corr.
0,0	455	1,31	—008	4,4	448	0,62		2,2	432	1,76	
0,2	52	1,18		4,6	45	1,37		2,4	29	1,81	—023
0,4	50	1,21		4,8	41	1,47	—013	2,6	33	0,86	
0,6	44	1,31		5,0	37	0,61		2,8	41	0,93	
0,8	50	1,33	—000	5,2	43	0,58		3,0	35	1,80	
1,0	45	1,27		5,4	34	1,44		3,3	43	1,68	+025
1,2	48	1,29		5,6	36	1,46	—015	3,4	37	0,78	
1,4	43	1,33		5,7	34	0,65		3,6	34	0,78	
1,6	44	1,37	—003	5,8	35	0,62		3,8	39	1,66	
1,8	43	1,23		6,0	39	1,40		4,0	38	1,64	—018
2,0	43	1,20						4,2	44	0,78	
2,2	40	1,40		0,1	427	1,78	—028	4,4	41	0,82	
2,4	44	1,41	+015	0,2	30	0,91		4,6	38	1,70	
2,6	42	1,25		0,4	40	0,86		4,8	32	1,72	—025
2,8	43	1,27		0,6	28	1,81		5,0	40	0,81	
3,0	47	1,32		0,8	31	1,72	—015	5,2	39	0,78	
3,2	45	1,42	—003	1,1	36	0,88		5,4	37	1,70	
3,4	47	0,63		1,2	34	0,94		5,6	28	1,74	—005
3,6	42	0,63		1,4	33	1,81		5,7	35	0,78	
3,8	43	1,35		1,6	31	1,75	—040	5,8	24	0,79	
4,0	42	1,41	—018	1,8	44	0,92		5,9	29	1,70	
4,2	46	0,63		2,0	36	0,90					

diamètres était inutile, et on montre même que cette correction serait nuisible, puisqu'elle peut introduire une dispersion supplémentaire pouvant atteindre ou dépasser 2 centièmes de magnitude.

BIBLIOGRAPHIE

[37] Ch. Fabry, L'éclat intrinsèque du ciel étoilé, *C. R.*, **150**, p. 272 (1910).
[38] Ch. Fabry, *Photométrie*, p. 70.
[39] G. Rougier, Sur les variations de l'absorption atmosphérique, *C. R.*, **195**, p. 363 (1932).
[40] C. W. Wirtz, Photographisch photometrische Untersuchungen, *A. N.*, **154**, p. 317 (1900).
[41] A. Danjon, Recherches de photométrie astronomique, *Annales de l'Observatoire de Strasbourg*, **2**, p. 63 (1928).
[42] P. Lafouasse, Écarts de planéité des couches sensibles dans les appareils de photographie aérienne. *Bull. de la Société Fr. de Photographie*, **24**, p. 29 (1937).

QUATRIÈME PARTIE

β LYRAE

50. Historique et généralités.

La variabilité de β Lyrae fut découverte par Goodricke en 1874 (1). Cette étoile est le prototype de la classe d'étoiles variables qui porte son nom. La courbe de lumière comporte un minimum principal et un minimum secondaire compris entre deux maxima le plus souvent de même éclat. Comme chez les Algolides, on a affaire à des binaires à éclipses, mais la variation est plus continue et les composantes sont d'éclats moins différents.

51. Périodicité et éléments.

Goodricke avait déjà pu donner une période de 12 j, 19 h (12 j, 79), tandis que les observations de Westphal en 1817-18 mettaient en évidence une augmentation de cette dernière, la portant à 12 j, 8834. Une étude approfondie montra, par la suite, à Argelander que l'augmentation n'était pas uniforme et, en utilisant toutes les observations effectuées jusqu'en 1859, il détermina les éléments suivants :

$$\text{Min. princ.} = \text{JJ. } 2\,398\,590{,}603 + 12\text{ j, } 90\,783\,376.E + 0\text{ j, } 3\,518.10^{-5}.E^2 - \\ - 0\text{ j, } 1\,730.10^{-9}.E^3.$$

En 1895, le désaccord entre cette formule et les observations atteignait 0 j, 8 et Pannekoek, à l'aide de toutes les observations effectuées de 1784 à 1895, donna les nouveaux éléments suivants, qui sont une réadaptation de ceux d'Argelander :

$$\text{Min. princ.} = \text{JJ. } 2\,398\,590{,}604 + 12\text{ j, } 9\,080\,09.E + 0\text{ j, } 3\,855.10^{-5}.E^2 - \\ - 0\text{ j, } 47.10^{-10}.E^3.$$

---

(1) Pour la bibliographie générale des travaux sur β Lyrae, voir : 1° Jusqu'à 1915 inclus, Lehnert, Geschichte und Literatur des Lichtwechsels, tome 2, 156-160 ; 2° De 1916 à 1935 inclus, R. Prager, même recueil, Zweite Ausgabe, 244-246.

Mais, par la suite, le désaccord persistait malgré de nouvelles tentatives en vue de représenter la périodicité par une loi convenable. Tantôt on revenait à des formules du second degré, telle celle donnée par Prager jusqu'en 1932 :

$$\text{Min. princ.} = \text{JJ. } 2\,398\,590{,}604 + 12\text{ j, } 9\,080\,06.\text{E} + 0\text{ j, } 3\,914.10^{-5}.\text{E}^2.$$

Puis on devait encore la modifier et lui ajouter à nouveau un terme cubique $-0\text{ j}.10^{-10}.\text{E}^3$. En 1932, le désaccord s'établissait encore à 0 j, 15 et Rossiter, moyennant un terme du quatrième degré, réussissait à bien représenter les observations modernes avec la formule :

$$\text{Min. princ.} = \text{JJ. } 2\,398\,590{,}604 + 12\text{ j, } 9\,079\,954\text{ E} + 0\text{ j, } 38\,386.10^{-5}\text{E}^{-2} - 0\text{ j, } 362.10^{-10}\text{E}^3 + 0\text{ j, } 246.10^{-13}\text{E}^4.$$

Ces éléments ne rendent pas très bien compte des observations anciennes et, en fait, la période de β Lyrae subit sans doute une oscillation de très longue durée. L'ensemble des observations effectuées depuis la découverte ne couvre probablement qu'une fraction d'un cycle complet : les formules de plus en plus compliquées ne constituent vraisemblablement qu'une représentation approchée des premiers termes du développement de la fonction périodique réelle. La question reste donc ouverte et de nouvelles observations précises sont nécessaires, en vue notamment de déceler, dès qu'il se produira, l'arrêt de l'augmentation de la période, augmentation qui s'est poursuivie sans interruption depuis la découverte.

52. Courbe de lumière.

Toutes les courbes de lumière s'accordent dans les grandes lignes. Les deux maxima sont, *en moyenne*, de même éclat, de même forme et relativement plats. Le minimum secondaire est aigu et le minimum principal l'est encore plus. Mais tous les observateurs sont unanimes à signaler des irrégularités locales, qui font que les cycles individuels s'écartent souvent d'une manière sensible de la moyenne. On a longtemps douté de l'existence réelle de ces perturbations en raison de l'incertitude des observations par estime visuelle, mais l'emploi de procédés photométriques modernes n'a plus permis d'en faire abstraction. Ces accidents consistent surtout en déformations locales de la courbe de lumière. Pannekoek a montré notamment qu'une telle déformation existait dans les observations d'Argelander juste avant

le minimum principal. Stratonow et Luizet retrouvent quatre accidents sur toutes les courbes de lumière qu'ils ont traitées. Certains observateurs signalent une oscillation du minimum secondaire. Danjon a trouvé un balancement alterné des maxima suivant une périodicité possible de 156 jours environ et il lui attribue, par un effet de stroboscopie, les accidents dont il est fait mention ci-dessus. Il note aussi, en même temps que d'autres observateurs, une dissymétrie de la courbe de lumière au voisinage du minimum principal, la décroissance étant plus rapide que la croissance.

Enfin, Miss Blagg a relevé, dans les séries d'observations qu'elle a traitées, une sous-variation superposée à la principale d'environ 1 demi-période et d'une amplitude voisine de 1 dixième de magnitude. Elle a même donné les éléments suivants pour cette variation secondaire :

$$\text{Min.} = \text{JJ. } 2\,407\,136{,}12 + 6\text{ j, } 584\text{ E} + 0\text{ j, } 508.10^{-5}\text{E}^2.$$

En outre, les époques de ces minima seraient soumises à des fluctuations périodiques de longue durée.

Beaucoup d'autres chercheurs ont relevé des singularités diverses et il faut en conclure que toute série d'observations de courte durée risque de ne représenter qu'un aspect fragmentaire de la variation et la courbe moyenne, à laquelle on doit bien faire appel pour caractériser la variation principale, serait alors très mal déterminée. D'ailleurs, la période de cette dernière est assez voisine de 13 jours et, si l'on veut la couvrir complètement, les observations doivent être poursuivies pendant, au moins, une douzaine de cycles individuels, soit environ 6 mois, sans préjudice des lacunes inévitables dues aux intempéries. Enfin, toute série journalière d'observations ne représente qu'une assez faible fraction de la période : ce n'est que dans les régions de variation très rapide que, dans une telle série, on peut mettre la variation en évidence et il est matériellement impossible d'encadrer suffisamment un minimum pour en fixer l'époque sans ambiguïté, d'autant plus que β Lyrae est une étoile *d'été* et qu'on ne peut mettre à contribution les très longues nuits d'hiver.

53. Colorimétrie.

Il n'a été que très peu effectué de mesures simultanées en divers domaines spectraux et les données ainsi recueillies sont très fragmen-

taires. En comparant ses observations photographiques aux observations visuelles, Schwarzschild trouve pour β Lyrae un indice de coloration de — 0,4 magnitude, mais ses observations ne sont pas assez nombreuses pour qu'il soit permis d'attacher une grande signification à cette détermination. Elvey, opérant avec une cellule photoélectrique et des filtres de longueur effective d'onde 4 750 et 4 250 Å, trouve la variable, au minimum principal, plus rouge qu'au maximum de 0,03 magnitude. De même Danjon, en comparant quelques mesures en rouge et en vert, trouve une différence de même sens de 0,05 magnitude. Sandig, observant visuellement avec un photomètre à plages de Hopmann à travers des verres de Schott bleus et jaunes, a obtenu, d'une trop courte série de mesures, des résultats peu concluants.

54. Données spectrales.

Le spectre de β Lyrae a donné lieu à de très nombreuses recherches, mais qui comme beaucoup d'autres se rattachaient plus au domaine de la spectrométrie qu'à celui de la spectrophotométrie. Beaucoup de résultats intéressants nouveaux seront sans doute acquis si l'on a soin désormais de toujours étalonner convenablement les spectres, afin de pouvoir en faire une photométrie précise.

Ce spectre est double. L'un des composants fut toujours classé *c*B8 ou *c*B9 : il caractérise une étoile super-géante normale. Le second est tout à fait anormal et les descriptions le placent de B2*e* à B5*e*.

On a longtemps admis qu'à l'éclipse principale l'étoile B9 devait être éclipsée par l'étoile B5, mais Otto Struve a présenté de nombreuses objections à cette manière de voir. Le spectre B5 est si anormal qu'il semble qu'il ne puisse avoir son origine dans une étoile, comme on le pensait jusqu'ici. Une de ses caractéristiques rappelle celles des spectres des novae, des étoiles du type P Cygni et d'autres étoiles particulières : les raies d'absorption sont déviées vers le violet et les vitesses correspondantes négatives augmentent avec l'intensité des raies. On attribue alors l'absorption, non à une couche renversante, mais à une enveloppe gazeuse en expansion. Dans une telle enveloppe, les gaz sont accélérés, en même temps que leur densité décroît et les raies intenses doivent avoir leur origine dans les couches les plus basses et les plus riches en atomes, d'où une explication de la relation trouvée.

D'ailleurs, si l'on attribue le spectre B5 à une étoile, on rencontre des difficultés dans le calcul de l'orbite spectroscopique, par suite notamment de la vitesse moyenne négative des raies B5 et du rapport des masses des composantes m_{B8}/m_{B5} qui est alors trouvé égal à 1/15, valeur inhabituelle. En outre, la courbe de lumière conduirait alors à admettre que la température de l'étoile la moins avancée B5 serait inférieure de plusieurs milliers de degrés à celle de l'étoile B9. On pensait généralement, d'autre part, que le spectre B9 que l'on voit à l'éclipse principale est celui de l'étoile éclipsée et, pratiquement, tous les observateurs photométristes étaient d'accord pour une éclipse totale, ou presque totale, avec un rapport des rayons r_{B8}/r_{B5} égal à 0,3 environ. Avec une éclipse totale, il faut expliquer pourquoi le spectre B9 reste visible, en supposant, par exemple, l'étoile éclipsante transparente, tout au moins dans son atmosphère supérieure. Mais le spectre B9 observé à l'éclipse a des raies extrêmement diffuses et mal définies et Struve suggère que ce sont là, sans doute, les raies de l'étoile éclipsante et non le spectre B9 normal de l'autre étoile. Auparavant, l'état diffus de ces raies était attribué à l'effet de rotation découvert par Rossiter, mais on peut montrer qu'il n'est pas vraisemblable qu'il en soit ainsi pour l'étoile normale B9, en raison de son rayon qui n'est que les 3/10 de celui de l'autre étoile, et par suite de sa vitesse de rotation trop faible pour expliquer un tel effet. L'autre étoile, au contraire, par suite de ses grandes dimensions, a une vitesse de rotation beaucoup plus considérable et il serait normal que ses raies soient aussi diffuses. Par contre, au maximum, ce spectre diffus ne peut s'observer, parce qu'il est confondu avec celui de l'étoile B9, d'autant plus que tout porte à penser que cette dernière est la plus lumineuse. Enfin, il semble bien que ce spectre soit un peu plus avancé et plutôt du type A0, ce qui justifierait certains résultats d'observations colorimétriques.

Juste avant le minimum principal, les raies du spectre B9 se partagent en deux composantes, la violette étant celle du spectre normal déplacée par l'effet de rotation. L'autre raie, dite satellite, est déviée vers le rouge d'environ 185 km /sec. En connexion avec ce phénomène, il serait intéressant de voir si la lumière de l'étoile B9 ne brillerait pas, à l'éclipse, à travers l'atmosphère en rotation rapide de l'étoile A0, mais on trouve alors $r_{B9}/r_{A0} = 0{,}22$, valeur inférieure à celle de 0,33, généralement donnée par les résultats photométriques. Le dernier mot,

en l'occurence, est à une nouvelle discussion de l'orbite photométrique sur la base d'observations très précises.

Il reste encore à expliquer les irrégularités de la courbe de lumière relevées par tant d'observateurs et l'on s'est demandé si elles n'étaient pas liées à des variations d'intensité des raies d'émission : cette question paraît encore pendante, bien que Mrs. Mc Laughlin ait trouvé le spectre d'émission constant en intensité.

D'autre part, si le spectre d'absorption B9 reste sensiblement constant en dehors de l'éclipse, il n'en est pas de même du spectre B5, dont les raies paraissent plus intenses après le minimum principal, tandis qu'elles s'affaiblissent juste avant le minimum secondaire, puis augmentent ensuite graduellement vers le minimum principal. Ces variations peuvent être dues à un défaut de symétrie de la matière nébulaire, qui envelopperait l'étoile A0 avec une extension plus grande sur l'arrière que sur l'avant.

55. Nouvelles observations photométriques.

Deux séries d'observations photométriques de β Lyrae (t. XXXI) ont été effectuées à l'équatorial coudé de l'Observatoire de Lyon, l'une sur plaques non chromatisées Lumière Opta, utilisées sans écran, du 25 mai 1931 au 8 octobre 1938, de 822 observations en 137 soirées et la seconde sur plaques panchromatiques Agfa Isopan Super-Special, avec l'écran orangé Wratten n° 15, du 15 mai 1936 au 6 décembre 1938, de 956 observations en 122 soirées. Durant 68 soirées, les séries correspondantes d'observations étaient effectuées à peu près simultanément en bleu et en rouge sur les deux types d'émulsions. On peut remarquer à ce propos que les observations en rouge sont moins sensibles aux influences pertubatrices (Lune, absorption atmosphérique, etc.) et, souvent, on peut les continuer alors que l'on doit interrompre les observations en bleu. Enfin, durant 21 soirées où les observations furent poursuivies assez longtemps, on eut soin pour l'une au moins des émulsions de répéter les mesures en changeant de plaque : cette précaution devait permettre de voir comment se raccordaient les observations faites avec des courbes de noircissement différentes et dans quelle mesure elles étaient libres d'erreurs systématiques liées aux particularités des courbes individuelles.

TABLEAU XXVI

MOYENNE DE SÉRIES JOURNALIÈRES D'OBSERVATIONS INDIVIDUELLES FAITES SUR LA MÊME PLAQUE.

E	J.J.T.M.A.G.	$Ph._J$	$Ph._P$	$M_v - M_a$	N	R
		I. — *Plaque Lumière Opta.*				
	242					
2 159	6 487,506	10_J,477	0_P,8106	0^m, 14	6	R
2 160	6 495,494	5 544	4289	0 40	6	
	6 496,478	6 524	5047	0 66	6	
	6 497,388	7 434	5751	0 42	2	R
2 161	6 511,441	8 562	6624	0 22	6	
2 162	6 523,449	7 645	5915	0 33	4	N
	6 527,493	11 689	9043	0 48	10	
2 163	6 532,443	3 714	2873	0 20	6	
	6 534,482	5 753	4451	0 52	5	
	6 540,413	11 684	9040	0 48	6	
2 164	6 545,445	3 790	2932	0 22	6	
	6 551,479	9 824	7601	0 18	6	R
	6 552,434	10 779	8339	0 21	6	
	6 553,443	11 788	9120	0 50	6	
2 165	6 561,424	6 844	5295	0 61	3	N
	6 566,437	11 857	9173	0 56	6	
2 166	6 572,477	4 973	3847	0 32	5	N
	6 580,498	0 068	0053	1 13	6	
2 169	6 614,502	8 222	6361	0 27	6	
2 170	6 623,470	4 265	3300	0 28	6	R
	6 625,443	6 238	4826	0 63	6	R
	6 627,441	8 236	6372	0 23	6	R
	6 630,482	11 277	8725	0 39	4	N
	6 631,458	12 253	9480	0 88	3	N
2 171	6 632,454	0 324	0251	1 22	3	R
	6 634,444	2 314	1790	0 24	6	
2 172	6 648,402	3 347	2589	0 19	6	
	6 649,382	4 327	3348	0 20	2	N
	6 653,401	8 346	6457	0 24	1	N
2 175	6 689,237	5 406	4182	0 43	5	R
2 176	6 697,240	0 484	0374	1 04	2	R
2 185	6 825,464	12 381	9579	1 02	3	R

E	J.J.T.M.A.G.	Ph.$_J$	Ph.$_P$	$M_v - M_a$	N	R
—	—	—	—	—	—	—
	242					
2 190	6 885,457	7_J,747	0_P,5994	0^m, 34	3	
	6 888,431	10 721	8295	0 22	3	
	6 889,456	11 746	9088	0 50	3	
2 191	6 892,500	1 865	1443	0 33	3	
	6 893,443	2 808	2172	0 18	3	
2 192	6 913,420	9 859	7628	0 17	3	
2 193	6 918,480	1 994	1543	0 29	3	
	6 925,514	9 028	6985	0 18	3	
	6 926,405	9 919	7674	0 16	3	
	6 928,422	11 936	9235	0 56	3	
2 194	6 930,429	1 018	0788	0 52	3	
	6 931,428	2 017	1560	0 27	3	
2 195	6 944,415	2 078	1608	0 27	3	N
	6 949,415	7 078	5476	0 52	2	
	6 954,406	12 069	9337	0 64	3	
2 196	6 967,413	12 151	9401	0 81	3	R
2 198	6 985,477	4 364	3376	0 17	3	R
2 199	7 004,454	10 416	8059	0 23	2	N
2 227	7 360,441	4 488	3472	0 24	4	R
	7 363,417	7 464	5775	0 32	3	R
	7 364,497	8 544	6610	0 19	3	
2 229	7 385,268	3 464	2680	0 17	4	N
2 300	8 312,499	0 025	0019	1 31	7	
2 323	8 608,698	11 843	9162	0 54	4	R
2 325	8 624,631	1 924	1488	0 27	16	
2 327	8 661,573	0 086	0067	1 15	8	
2 328	8 667,495	6 008	4648	0 49	4	R
2 329	8 682,475	8 062	6237	0 28	8	
2 330	8 687,496	0 156	0121	1 08	8	R
	8 688,554	1 214	0939	0 37	4	R
	8 689,470	2 130	1648	0 27	4	
2 331	8 701,490	1 223	0946	0 45	4	
	8 704,486	4 229	3264	0 18	4	
2 332	8 715,476	2 283	1766	0 21	8	
	8 716,510	3 317	2566	0 15	6	
	8 717,460	4 267	3301	0 19	6	
	8 718,486	5 293	4095	0 28	4	R
	8 723,402	10 209	7898	0 11	4	N
2 333	8 729,402	3 282	2539	0 12	4	
	8 734,440	8 320	6437	0 21	4	

E	J.J.T.M.A.G.	Ph.$_j$	Ph.$_P$	$M_v - M_a$	N	R
—	—	—	—	—	—	—
	242					
2 334	8 741,417	2_j,371	0_P,1834	0^m, 16	4	N
	8 743,440	4 394	3399	0 26	4	
	8 748,480	9 434	7298	0 22	4	
	8 749,410	10 364	8018	0 20	7	
	8 750,442	11 396	8816	0 38	4	
	8 751,443	12 397	9591	1 01	8	
2 335	8 752,419	0 446	0345	1 06	8	
	8 756,396	4 423	3422	0 22	4	
	8 757,422	5 449	4215	0 46	4	
	8 762,445	10 472	8101	0 15	4	N
	8 764,397	12 424	9611	1 04	8	
2 336	8 765,383	0 484	0374	0 97	8	
	8 767,450	2 551	1973	0 27	4	
2 338	8 801,433	10 680	8262	0 25	8	
	8 802,367	11 614	8985	0 52	8	
2 339	8 806,356	2 677	2071	0 20	8	
	8 807,392	3 713	2872	0 18	8	N
	8 808,364	4 685	3624	0 30	7	N
2 341	8 831,302	1 770	1369	0 31	4	
2 342	8 843,270	0 811	0627	0 77	4	
	8 844,269	1 810	1400	0 34	8	
	8 850,254	7 795	6030	0 37	4	
2 343	8 857,270	1 884	1457	0 33	4	
	8 864,268	8 882	6871	0 31	8	R
	8 866,266	10 980	8494	0 33	8	
2 353	8 997,616	0 037	0029	0 94	4	
2 355	9 013,522	3 016	2333	0 18	4	
	9 016,524	6 018	4655	0 53	5	
	9 019,546	9 040	6993	0 17	6	
2 358	9 050,496	1 210	0936	0 41	8	
	9 053,482	4 196	3246	0 22	8	
	9 057,472	8 186	6332	0 26	8	
2 359	9 066,421	4 208	3255	0 27	8	N
	9 066,527	4 314	3337	0 27	8	N
	9 067,414	5 201	4023	0 34	8	
	9 067,523	5 310	4108	0 36	8	
	9 070,421	8 208	6349	0 27	8	
	9 070,535	8 322	6438	0 23	6	
	9 074,411	12 198	9436	0 87	9	
	9 074,525	12 312	9524	0 91	8	

E	J.J.T.M.A.G.	Ph.$_j$	Ph.$_P$	$M_v - M_a$	N	R
—	—	—	—	—	—	—
	242					
2 360	9 076,474	1_j,334	0_P,1032	0^m, 38	8	
	9 086,446	11 306	8746	0 33	8	
2 361	9 097,438	9 371	7249	0 17	8	
	9 098,461	10 394	8040	0 27	8	
	9 099,462	11 395	8815	0 41	8	
2 362	9 101,459	0 465	0360	1 20	8	N
	9 102,458	1 464	1132	0 46	8	N
	9 105,450	4 456	3447	0 32	8	
	9 107,442	6 448	4988	0 66	8	
	9 109,517	8 523	6593	0 23	9	
	9 110,405	9 411	7280	0 18	8	
2 364	9 127,440	0 593	0459	0 98	8	
	9 129,443	2 596	2008	0 19	8	
	9 132,381	5 534	4281	0 48	6	N
	9 132,484	5 637	4361	0 58	8	N
	9 133,383	6 536	5056	0 66	8	N
	9 133,502	6 655	5148	0 60	8	N
	9 134,432	7 585	5867	0 37	8	
	9 135,487	8 647	6689	0 23	8	
	9 136,444	9 597	7424	0 20	8	N
	9 137,446	10 599	8199	0 22	8	N
	9 138,450	11 603	8976	0 46	8	N
2 365	9 142,380	2 606	2016	0 21	8	
	9 147,396	7 622	5896	0 43	8	N
2 366	9 153,440	0 739	0572	0 88	8	
	9 158,426	5 725	4429	0 53	8	N
	9 163,396	10 695	8273	0 29	8	
	9 165,381	12 681	9810	1 18	8	
2 368	9 180,414	1 859	1438	0 33	8	N

II. — *Plaque Agfa Isopan Super Special.*

2 300	8 304,478	4_j,930	0_P,3814	0^m, 28	7	
2 305	8 366,459	2 280	1764	0 17	15	
	8 367,481	3 302	2554	0 14	16	R
	8 369,453	5 274	4080	0 29	12	R
	8 372,445	8 266	6394	0 22	6	
2 306	8 378,480	1 375	1064	0 36	2	R
	8 385,497	8 392	6492	0 17	7	
	8 386,483	9 378	7255	0 10	2	N

E	J.J.T.M.A.G.	$Ph._j$	$Ph._P$	$M_v - M_a$	N	R
—	—	—	—	—	—	—
	242					
2 309	8 423,475	7_j,591	0_P,5872	0^m, 29	8	
	8 426,455	10 571	8178	0 13	8	N
	8 427,420	11 536	8924	0 42	3	N
	8 428,458	12 574	9727	0 98	12	
2 311	8 442,408	0 671	0519	0 71	8	
	8 444,382	2 645	2046	0 09	8	
2 323	8 608,670	11 815	9140	0 53	4	
2 324	8 621,647	11 866	9179	0 59	8	
2 326	8 648,552	12 918	9993	1 15	8	
2 327	8 653,562	5 002	3869	0 29	8	
	8 654,559	5 999	4641	0 56	8	
	8 661,530	0 043	0033	0 95	4	R
2 328	8 667,544	6 057	4686	0 66	8	R
2 329	8 676,498	2 085	1613	0 25	12	
	8 678,488	4 075	3152	0 12	5	
	8 679,483	5 070	3922	0 29	8	N
	8 681,504	7 091	5486	0 51	8	N
	8 682,515	8 102	6268	0 25	4	
	8 684,497	10 084	7801	0 08	8	N
2 330	8 688,516	1 176	0910	0 42	8	
	8 689,506	2 166	1676	0 21	4	
	8 693,523	6 183	4783	0 51	4	N
	8 697,570	10 230	7914	0 11	3	
2 331	8 701,446	1 179	0912	0 42	8	
	8 704,535	4 268	3302	0 11	6	
	8 711,429	11 162	8635	0 17	4	N
2 332	8 715,520	2 327	1800	0 23	3	
	8 716,458	3 265	2526	0 11	8	
	8 717,507	4 314	3337	0 18	5	
	8 718,439	5 246	4058	0 28	7	
2 333	8 729,444	3 324	2571	0 08	4	
	8 733,451	7 331	5671	0 37	2	N
	8 734,478	8 358	6466	0 10	4	
	8 738,426	12 306	9520	0 83	4	
2 334	8 743,415	4 369	3380	0 12	4	
	8 748,412	9 366	7245	0 06	4	
	8 749,467	10 421	8062	0 12	4	
	8 750,472	11 426	8839	0 29	4	
	8 751,397	12 351	9555	0 93	4	
	8 751,519	12 473	9649	0 91	16	

E	J.J.T.M.A.G.	$Ph._J$	$Ph._P$	$M_v - M_a$	N	R
—	—	—	—	—	—	—
	242					
2 335	8 752,487	0_J,514	0_P,0398	0^m, 86	16	R
	8 756,433	4 460	3450	0 12	4	
	8 757,394	5 421	4194	0 36	4	
	8 762,377	10 404	8048	0 12	4	R
	8 764,480	12 507	9675	0 95	16	R
2 336	8 765,434	0 535	0414	0 86	8	
	8 767,378	2 479	1918	0 13	4	
2 338	8 802,416	11 663	9022	0 42	8	
2 339	8 805,426	1 747	1351	0 23	8	
	8 806,408	2 729	2111	0 10	8	
	8 807,343	3 664	2834	0 11	7	N?
	8 808,414	4 735	3663	0 28	4	R
	8 816,398	12 719	9839	1 00	4	R
2 340	8 828,394	11 788	9119	0 48	4	N
2 341	8 831,277	1 745	1350	0 27	4	
2 342	8 843,297	0 838	0648	0 66	4	
	8 844,311	1 852	1433	0 28	4	
	8 850,281	7 822	6051	0 25	4	
	8 851,266	8 807	6813	0 13	8	
2 343	8 857,297	1 911	1478	0 22	4	
	8 861,265	5 879	4548	0 59	4	N
2 353	8 997,574	12 921	9996	0 90	8	
2 354	8 998,552	0 973	0753	0 49	4	
	9 000,549	2 970	2298	0 12	4	R
	9 004,538	6 959	5383	0 49	4	R
2 355	9 015,544	5 038	3897	0 22	4	
	9 017,524	7 018	5429	0 47	5	
2 356	9 031,519	8 086	6255	0 14	8	R
2 358	9 050,441	1 155	0893	0 38	8	
	9 050,543	1 257	0972	0 36	8	
	9 053,431	4 145	3207	0 11	8	
	9 053,533	4 247	3285	0 09	7	
	9 057,416	8 130	6289	0 15	8	
	9 057,525	8 239	6374	0 13	8	
	9 058,474	9 188	7108	0 03	8	N
2 359	9 066,477	4 264	3299	0 17	8	
	9 067,470	5 257	4067	0 31	8	
	9 070,482	8 269	6397	0 15	8	
	9 074,474	12 261	9485	0 82	8	
2 360	9 076,526	1 386	1071	0 28	6	

E	J.J.T.M.A.G.	Ph.$_J$	Ph.$_P$	$M_v - M_a$	N	R
—	—	—	—	—	—	—
	242					
2 360	9 079,468	4,,328	0_P,3348	0^m, 19	2	N
	9 086,394	11 254	8706	0 25	8	
	9 086,493	11 353	8783	0 27	8	
2 361	9 097,387	9 320	7210	0 08	8	N
	9 097,494	9 427	7293	0 11	6	N
	9 098,410	10 343	8001	0 18	8	
	9 098,512	10 445	8080	0 17	8	
	9 099,407	11 340	8773	0 31	7	N
	9 099,524	11 457	8863	0 33	8	N
2 362	9 101,407	0 413	0319	1 04	8	
	9 101,511	0 517	0400	0 96	8	N
	9 102,401	1 407	1088	0 39	8	
	9 105,400	4 406	3408	0 23	8	
	9 105,501	4 507	3487	0 24	8	
	9 107,390	6 396	4948	0 59	8	
	9 107,496	6 502	5030	0 60	8	
	9 109,466	8 472	6554	0 16	8	
	9 110,461	9 467	7324	0 07	8	
2 364	9 127,392	0 545	0422	0 93	8	
	9 127,490	0 643	0497	0 80	8	
	9 129,390	2 543	1967	0 13	8	
	9 129,495	2 648	2048	0 14	8	
	9 132,436	5 589	4324	0 46	8	N
	9 133,453	6 606	5110	0 59	8	N
	9 134,385	7 538	5831	0 31	6	N
	9 134,477	7 630	5902	0 31	8	N
	9 135,438	8 591	6646	0 17	8	N
	9 136,391	9 544	7383	0 11	8	N
	9 136,494	9 647	7463	0 12	8	N
	9 137,396	10 549	8161	0 17	8	N
2 365	9 142,436	2 662	2059	0 13	8	
	9 143,489	3 715	2874	0 16	8	N
	9 147,442	7 668	5932	0 35	8	
2 366	9 153,382	0 681	0527	0 86	8	
	9 155,396	2 695	2085	0 18	8	R
	9 158,376	5 675	4390	0 55	8	N
	9 163,442	10 741	8309	0 21	8	N
	9 164,401	11 700	9051	0 47	8	N
	9 165,431	12 730	9847	1 09	8	
2 367	9 178,406	12 778	9885	1 08	8	

E	J.J.T.M.A.G.	$Ph._j$	$Ph._p$	$M_v - M_a$	N	R
	242					
2 368	9 181,410	2_j,837	0_p,2195	0^m, 14	8	
	9 184,400	5 842	4521	0 58	8	N
2 369	9 192,280	0 798	0617	0 72	8	N
	9 196,264	4 783	4000	0 34	3	N
2 370	9 211,252	6 844	5294	0 61	3	
	9 211,283	6 875	5318	0 56	5	
2 372	9 237,275	7 013	5425	0 43	10	R
	9 239,257	8 995	6958	0 14	6	

REMARQUES

I. — Observations sur plaques Lumière Opta.

6487 — Étalonnage sous-exposé.
6497 — Plages hétérogènes.
6551 — Difficultés pour suivre.
6580 — Plages hétérogènes.
6623, 6625, 6627, 6632, 6689, 6697, 6825 — Variable très basse sur l'horizon, clichés sous exposés.
6967 — Plages hétérogènes.
6985 — Variable basse sur l'horizon, cliché sous-exposé.
7360 et 7363 — Clichés sur émulsion Lumière étiquette bleue
8608 — Aurore.
8661 et 8667 — Voile de fond inégal.
8687 et 8688 — Une seule courbe de noircissement utilisable.
8718 — Étalonnage sous exposé.
8864 — Plages hétérogènes.

II. — Observations sur plaques Agfa isopan super special.

8367 — Très fort vent du Sud, images très mauvaises.
8369 — Cliché taché.
8378 — Très grande instabilité atmosphé rique.
8661 et 8667 — Voile de fond inégal.
8752 — Cliché réticulé.
8762 et 8764 — Clichés accidentellement voilés.
8808 et 8816 — Variable très basse sur l'horizon.
9000 — Vent très fort.
9004 — Ciel très brumeux, pleine lune, cliché réticulé.
9031 — Cliché réticulé.
9155 — Ciel extrêmement brumeux.
9237 — Plages hétérogènes.

56. Contrôle de la périodicité.

En vue de rendre les calculs moins pénibles, les observations individuelles ont été groupées en moyennes, chacune de courtes séries d'observations, 8 en général, effectuées successivement en d'assez courts intervalles de temps, 1 heure au plus, sur une même plaque de

la même émulsion. On admettait que, durant cette courte fraction de la période, 1/300, la variation pouvait être considérée comme linéaire. Les nombres ainsi obtenus figurent dans le tableau XXVI, où l'on trouve successivement le n° (E) du cycle de variation ; la date julienne moyenne (J. J. T. M. A. G.) des observations ; la phase (Ph_j), en jours et fraction décimale de jour, comptée à partir des minima de l'éphéméride de Rossiter ; la différence de magnitude moyenne ($M_v - M_a$) de β Lyrae et de l'étoile de comparaison γ Lyrae ; le nombre n des observations individuelles ayant concouru à la moyenne. On donne, en outre, la phase (Ph_P) en fraction de la période, cette phase ayant été calculée en tenant compte de l'augmentation progressive de cette dernière pendant la durée des observations : à défaut de cette précaution, on pourrait introduire une erreur systématique dans le classement des observations par phases en jours, puisque celles-ci seraient proportionnellement plus faibles au début des observations qu'à la fin.

Enfin, dans la dernière colonne, se trouvent les remarques sur les conditions particulières qui ont pu affecter l'exactitude de certaines séries d'observations : N indique que des nuages ont troublé les observations ; R renvoie à une note, au J. J. correspondant, dans un appendice placé à la fin du tableau XXVI.

Pour chaque type d'émulsion, on a construit la courbe de lumière moyenne en portant les phases (Ph_P) en abscisses et les différences de magnitude moyenne ($M_a - M_v$) en ordonnées (fig. 22).

Une détermination graphique du minimum principal fixe la phase de celui-ci aux valeurs suivantes :

Lumière Opta + 0 P, 006 Agfa Isopan + 0 P, 008.

On a examiné aussi comment se comportait la représentation de la suite des observations par rapport à la courbe de lumière moyenne. Dans ce but, on a réuni dans le tableau XXVII les observations relatives aux branches ascendante et descendante de cette courbe et voisines du minimum principal, là où la variation est la plus rapide, soit entre les phases — 0 P, 1 et + 0 P, 1. Dans la dernière colonne de ce tableau figure l'écart en phase ($Ph_o - Ph_c)_P$ de chaque observation par rapport à la courbe moyenne. Si la période de Rossiter était impropre, ces écarts montreraient une distribution systématique, ce qui n'est pas le cas. Leur moyenne arithmétique

Lumière Opta — 0 P, 0009 Agfa Isopan — 0 P, 0017

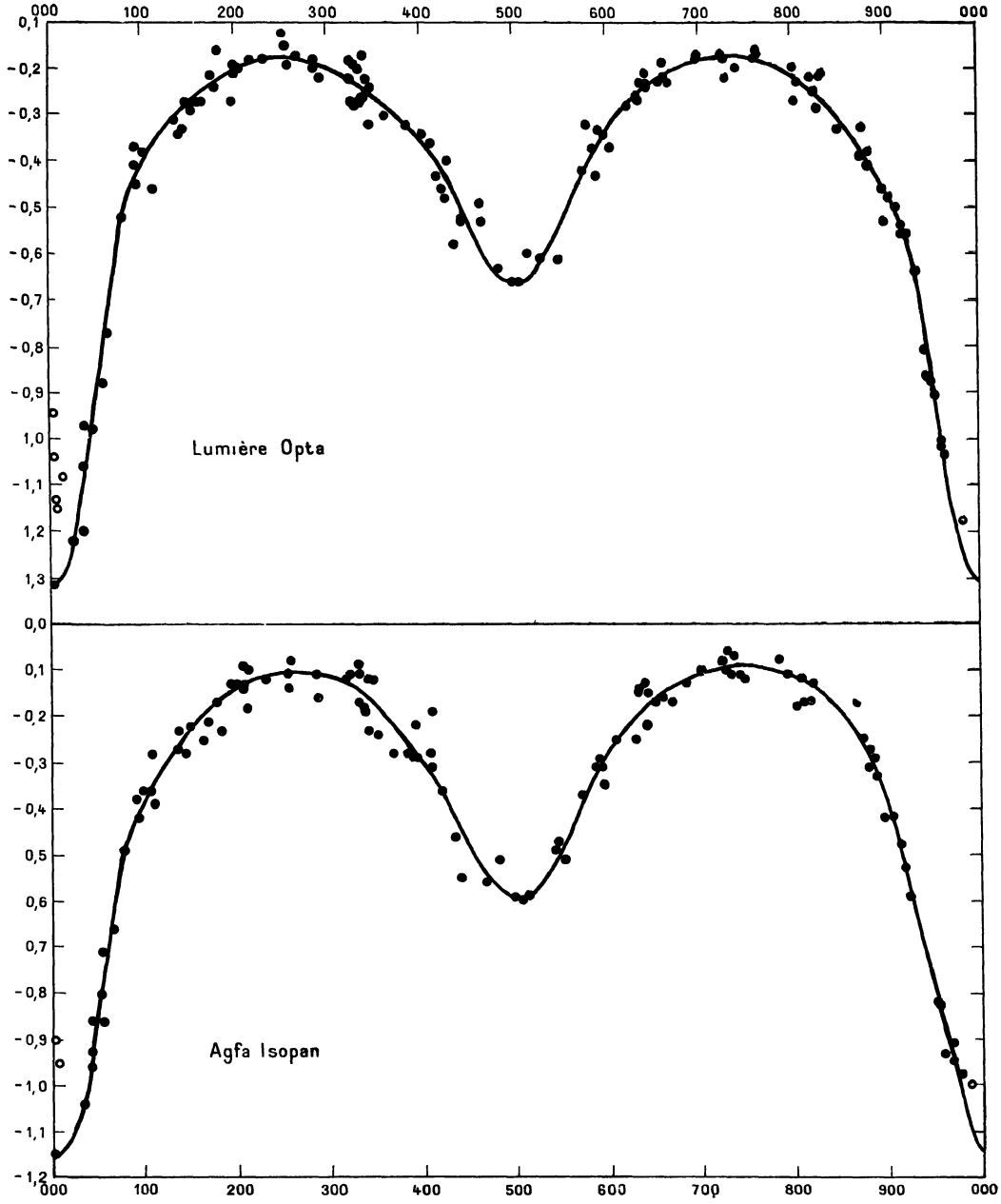

FIG. 22. — Courbes de lumière moyenne de β Lyrae résultant des observations photographiques sur plaques Lumière Opta sans écran ($\lambda < 5\,100$ Å) et Agfa Isopan Super Special avec écran orangé Wratten n° 15 ($\lambda > 5\,100$ Å). En abscisses, les phases en millièmes de la période ; en ordonnées, les différences de magnitude $M_\gamma - M_\beta$ de l'étoile de comparaison γ Lyrae et de β Lyrae. Observations non corrigées de l'effet de Purkinje photographique.

indique que les courbes, telles qu'elles ont été tracées, sont légèrement décalées vers la droite. On peut en tenir compte et corriger en conséquence les phases des minima principaux, qui deviennent alors :

Lumière Opta + 0P, 005 = + 0j, 065
Agfa Isopan + 0P, 006 = + 0j, 078.

L'écart moyen d'un point par rapport à la courbe moyenne étant égal pour les deux courbes à ± 0P, 005, l'erreur probable de ces phases est de l'ordre de ± 0P, 001(0j, 013).

On peut alors adopter comme minima normaux pour les deux séries d'observations les dates suivantes :

Émulsion	E	J.J.T.M.A.G.
—	—	—
Lumière Opta	2 269	2 427 898,902
Agfa Isopan	2 342	2 428 842,537

57. Précision des observations.

En admettant que l'éclat n'a pas sensiblement varié pendant la durée des courtes séries d'observations dont les moyennes figurent dans le tableau XXVI, on peut étudier la fréquence des écarts à la moyenne des observations individuelles. Les courbes de fréquence ont la forme gaussienne : elles donnent les erreurs probables suivantes pour une observation individuelle :

Lumière Opta ± 0^m,022
Agfa Isopan ± 0 ,024.

Si l'on élimine les observations qui sont affectées par une cause météorologique ou autre de perturbation, c'est-à-dire celles qui, dans la dernière colonne du tableau XXVI, sont marquées des signes N ou R, on trouve les nombres un peu plus faibles :

Lumière Opta ± 0^m,020
Agfa Isopan ± 0 ,018.

Mais il s'agit ici d'erreurs probables internes, un peu majorées d'une part, du fait que l'on n'a pas tenu compte de la variation d'éclat pendant la durée de la série d'observations, et un peu sous-estimée par ailleurs, parce que la méthode de calcul utilisée néglige l'incertitude de la courbe de noircissement.

On peut comparer les séries d'observations faites, le même jour, sur des plaques différentes de la même émulsion. Il faut les ramener à l'époque moyenne par une correction parallèle à la courbe de lumière.

TABLEAU XXVII

ÉCARTS EN PHASES DES OBSERVATIONS SITUÉES SUR LES BRANCHES ASCENDANTE ET DESCENDANTE DE LA COURBE DE LUMIÈRE MOYENNE DE PART ET D'AUTRE DU MINIMUM PRINCIPAL.

Lumière Opta.

E	J.J.	M.	Ph_0—Ph_c	E	J.J.	M.	Ph_0—Ph_c
2 162	6 527,493	0^m,48	$+0_P$,0001	2 330	8 688,554	0^m,37	-0_P,0217
2 163	6 540,413	0 ,48	—0 ,0002	2 331	8 701,490	0 ,45	+0 ,0022
2 264	6 553,443	0 ,50	+0 ,0028	2 334	8 751,443	1 ,01	+0 ,0009
2 165	6 566,437	0 ,56	—0 ,0031	2 335	8 752,419	1 ,06	—0 ,0033
2 170	6 631,458	0 ,88	0 ,0000	2 335	8 764,397	1 ,04	+0 ,0007
2 171	6 632,454	1 ,22	—0 ,0013	2 336	8 765,383	0 ,97	—0 ,0074
2 176	6 697,240	1 ,04	—0 ,0018	2 342	8 843,270	0 ,77	+0 ,0019
2 185	6 825,464	1 ,02	—0 ,0009	2 358	9 050,496	0 ,41	—0 ,0092
2 190	6 889,456	0 ,50	—0 ,0002	2 359	9 074,411	0 ,87	—0 ,0034
2 193	6 928,422	0 ,56	+0 ,0031	2 359	9 074,525	0 ,91	+0 ,0022
2 194	6 930,429	0 ,52	—0 ,0032	2 362	9 101,459	1 ,20	+0 ,0078
2 195	6 954,406	0 ,64	+0 ,0041	2 364	9 127,440	0 ,98	+0 ,0021
2 196	6 967,413	0 ,81	—0 ,0021	2 366	9 153,440	0 ,88	+0 ,0052
2 323	8 608,698	0 ,54	—0 ,0004	2 366	9 165,381	1 ,18	+0 ,0044
						Moyenne	—0 ,0009
						Erreur moyenne d'une observation	±0 ,0055

Agfa Isopan Super Special.

2 309	8 428,458	0^m,98	$+0_P$,0007	2 339	8 816,398	1^m,00	$+0_P$,0097
2 311	8 442,408	0 ,71	—0 ,0081	2 340	8 828,394	0 ,48	+0 ,0055
2 323	8 608,670	0 ,53	+0 ,0012	2 342	8 843,297	0 ,66	+0 ,0004
2 324	8 621,647	0 ,59	—0 ,0027	2 354	8 998,552	0 ,49	—0 ,0087
2 330	8 688,516	0 ,42	—0 ,0044	2 358	9 050,441	0 ,38	—0 ,0089
2 331	8 701,446	0 ,42	—0 ,0042	2 358	9 050,543	0 ,36	—0 ,0066
2 333	8 738,426	0 ,83	+0 ,0002	2 359	9 074,474	0 ,82	—0 ,0017
2 334	8 751,397	0 ,93	—0 ,0089	2 362	9 101,407	1 ,04	+0 ,0001
2 334	8 751,519	0 ,91	+0 ,0029	2 362	9 101,511	0 ,96	+0 ,0004
2 335	8 752,487	0 ,86	—0 ,0080	2 364	9 127,392	0 ,93	+0 ,0004
2 335	8 764,480	0 ,95	+0 ,0001	2 364	9 127,490	0 ,80	—0 ,0029
2 336	8 765,434	0 ,86	—0 ,0064	2 366	9 153,382	0 ,86	+0 ,0051
2 338	8 802,416	0 ,42	+0 ,0034				
						Moyenne	—0 ,0017
						Erreur moyenne d'une observation	±0 ,0053

On trouve alors, pour l'erreur probable d'une moyenne de huit observations et d'une observation individuelle :

$$\pm\ 0^m,011 \text{ et } \pm\ 0^m,031.$$

Toutefois, si l'on élimine les observations affectées de perturbations météorologiques ou autres, et surtout trois observations situées en des régions de la courbe de lumière où la correction de l'époque moyenne est importante et incertaine, ces nombres deviennent :

$$\pm\ 0^m,007 \text{ et } \pm\ 0^m,019.$$

On retrouve, très exactement, l'erreur probable des observations non perturbées de la première partie de ce paragraphe. L'incertitude due à la courbe de noircissement est donc faible.

En résumé, une observation faite dans de bonnes conditions est affectée d'une erreur probable de 2 centièmes de magnitude.

58. Caractéristiques des courbes de lumière moyenne.

Les caractéristiques des courbes de lumière moyenne sont résumées dans le tableau XXVIII, où M_1 et M_2 désignent respectivement les maxima qui suivent le minimum principal m_1 et le minimum secondaire m_2.

TABLEAU XXVIII

Émulsion	Maxima				Minima			
	M_1		M_2		m_1		m_2	
	Ph.	Magn.	Ph.	Magn.	Ph.	Magn.	Ph.	Magn.
	—	—	—	—	—	—	—	—
Opta	$0_P,251$	$-0^m,175$	$0_P,730$	$-0^m,175$	$0_P,005$	$-1^m,300$	$0_P,501$	$-0^m,660$
Isopan ...	$0_P,267$	$-0^m,105$	$0_P,745$	$-0^m,095$	$0_P,006$	$-1^m,150$	$0_P,502$	$-0^m,595$

Les deux maxima sont très sensiblement égaux en bleu (Opta), tandis qu'en rouge (Isopan) le maximum M_2 est, peut-être, un peu plus brillant ($0^m,01$) que le maximum M_1, autant que a dispersion des points permette cette affirmation.

Ces observations montrent d'ailleurs, comme l'ont déjà remarqué la grande majorité des observateurs, que cette dispersion n'est pas

due aux seules erreurs d'observation. On le vérifie en comparant les séries de mesures faites le même jour, sur des plaques différentes de l'une ou l'autre émulsion, et l'on constate que, malgré le changement de courbe de noircissement et d'émulsion, et des conditions de distance zénithale et d'absorption atmosphérique très différentes d'une série à l'autre, les écarts affectent, le même jour, une marche parallèle.

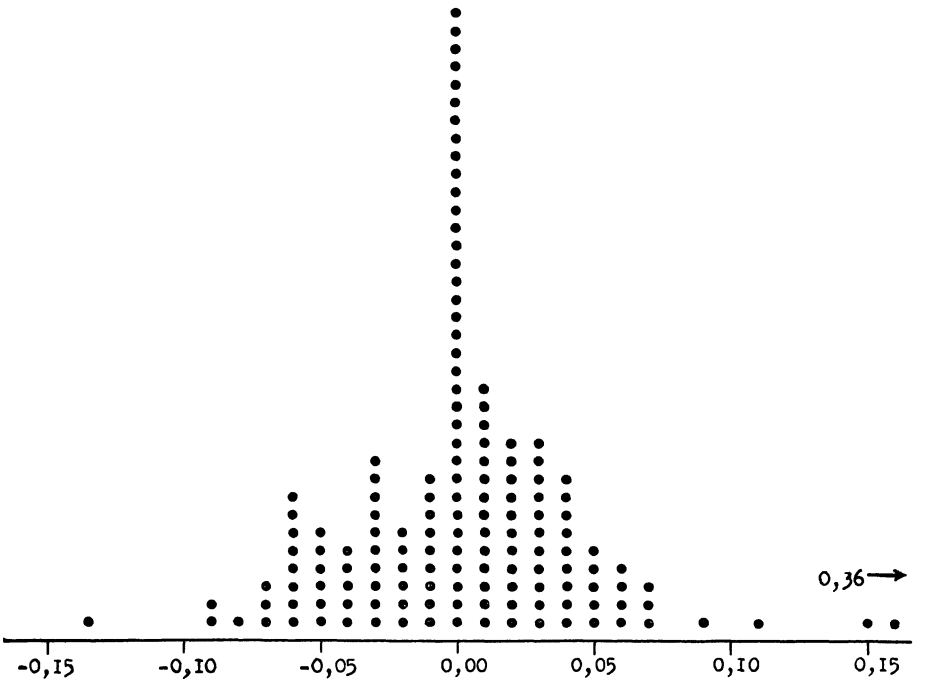

FIG. 23. — Distribution des écarts à la courbe moyenne des magnitudes du tableau XXVI, pour les jours où la magnitude fut mesurée simultanément en bleu et rouge. En abscisses, les valeurs algébriques des écarts ; en ordonnées, les nombres d'écarts, chaque point représentant une observation du tableau XXVI.

Si l'on dénombre ces écarts en ayant égard à la concordance de leurs signes, on trouve 72 % d'écarts de même signe et 28 % d'écarts de signes contraires. La courbe de fréquence de ces écarts (fig. 23) classés par valeurs algébriques est aussi très anormale. Tandis que l'on observe une assez grande concentration (24 %) des écarts compris entre $-0^m,005$ et $+0^m,005$, la fréquence des plus grands écarts ne suit pas la distribution de Gauss normale : il y a une majoration de la fréquence des grands écarts par rapport aux plus petits et quelques écarts sont si importants qu'ils sont complètement incompatibles avec ce que l'on sait de la précision des observations. D'ailleurs,

l'examen particulier de ces derniers est très instructif : ils se groupent dans un court intervalle de la période qui suit immédiatement le minimum principal. Quatre d'entre eux correspondent à des observations faites simultanément sur plaques Opta et Isopan, les J. J. 242 8661 et 8997, et l'on a, ces jours là,

J.J.	Observ. — Courbe	
	Opta	Isopan
—	—	—
242 8661	$+0^m,150$	$+0^m,110$
8997	$+0^m,360$	$+0^m,160$

Il ne paraît donc pas possible de ne pas admettre, comme l'ont déjà fait plusieurs observateurs, et notamment Stebbins, Guthnick, Danjon, que des perturbations ont pour effet de déformer accidentellement la courbe de lumière de β Lyrae par rapport à la normale.

L'une de ces perturbations, de beaucoup la plus importante, paraît généralement prendre naissance au voisinage du minimum principal pour ne durer qu'une assez courte fraction de la période, 2 à 3 centièmes. Elle a pour effet de produire une élévation de l'éclat du système, qui peut atteindre jusqu'à $0^m,40$ en bleu. Autant que l'on puisse conclure de ces deux observations, l'effet de cette perturbation serait plus intense en bleu qu'en rouge. Il est probable que c'est la présence de ces observations perturbées qui a fait conclure à la dissymétrie assez importante trouvée par certains observateurs, selon laquelle la décroissance s'effectuerait plus rapidement que la croissance. Danjon a déjà remarqué que ce fait paraissait lié à cet accroissement, noté par Miss Maury, de l'intensité des raies de l'étoile B2*e* peu après le minimum principal. De nouvelles observations spectrophotométriques montreraient, sans doute, quel est le siège de cette perturbation.

Les autres perturbations sont moins saillantes et il y a intérêt à augmenter encore le nombre des observations pour mieux les préciser. Tout au plus peut-on noter une agitation particulière vers les phases 0 P, 330 et 0 P, 820, suivie d'une dépression puis d'un palier vers 0 P, 380 et 0 P, 875. Ces deux accidents prennent naissance peu après les maxima M_1 et M_2 et le premier est plus accusé que le second ; il est aussi, peut-être, plus profond en bleu qu'en rouge. Ces dépressions ont été trouvées sur presque toutes les anciennes courbes de lumière.

Danjon a fortement mis en doute toutes les ondes secondaires trouvées par les observateurs visuels sur la courbe de lumière de β Lyrae. Il a montré qu'elles pouvaient être dues à une sorte de stroboscopie renversée résultant du fait que la période est très voisine de 13 jours, tandis que les maxima M_1 et M_2 subiraient un balancement alterné d'une périodicité voisine de 156, soit 12 fois 13 jours. Nos observations ne mettent pas cette variation secondaire en évidence. Toutefois, si l'on pointe les écarts à la courbe moyenne en regard des dates d'observation, on trouve une distribution systématique nette indiquant une sous-variation de faible amplitude, d'environ $0^m,06$, et de période assez longue, voisine de 280 jours. Cette variation suit une marche parallèle en bleu et en rouge et elle n'est pas incompatible avec les observations de Danjon. Il ne semble pas qu'il s'agisse d'un effet résiduel de l'absorption atmosphérique différentielle, car elle ne suit pas la variation de la distance zénithale moyenne. Reste la possibilité d'une faible variation de l'étoile de comparaison γ Lyrae : cette étoile a été très employée par divers observateurs et rien ne donne à penser qu'elle puisse être sujette à caution. Les nouvelles observations seront organisées, cependant, de manière à vérifier soigneusement sa constance, en même temps qu'elles permettront de contrôler l'existence réelle de la sous-variation indiquée ci-dessus et de préciser, s'il y a lieu, sa périodicité.

Il y a enfin une légère dissymétrie du minimum principal, mais elle est inverse de celle beaucoup plus accusée notée par d'autres observateurs et, comme on l'a indiqué ci-dessus, elle paraît due à la grande perturbation suivant immédiatement le minimum principal : en réalité, c'est la décroissance qui serait légèrement plus lente que la croissance et ce fait est confirmé par la courbe de lumière photoélectrique de Smart obtenue à peu près en même temps que la nôtre. On peut encore noter, comme on l'a déjà fait ci-dessus, la concordance qui paraît exister entre ces particularités et les variations assez importantes du spectre d'absorption B5, dont les raies, plus intenses immédiatement après le minimum principal, décroissent juste avant le minimum secondaire, pour augmenter ensuite graduellement vers le minimum principal.

Il est d'ailleurs normal que la variation lumineuse soit ainsi compliquée de nombreuses particularités, puisque, en dehors même des variations intrinsèques qui peuvent avoir leur origine dans l'enveloppe

nébulaire, il faut compter avec celles qui doivent provenir du mélange (blending) des trois ou quatre spectres d'émission et d'absorption qui entrent en jeu.

Il n'y a, enfin, pas de raisons sérieuses de douter de la symétrie des époques des maxima M_1 et M_2 et des minima secondaires par rapport au minimum principal : s'il existe quelque dissymétrie, elle ne peut être que très faible et très difficile à fixer avec certitude, en raison de la dispersion des observations.

59. Comparaison des observations photographiques et photoélectriques.

Smart a effectué 468 observations photoélectriques de β Lyrae du 16 août 1933 au 7 novembre 1934. Les lacunes encore importantes de sa courbe de lumière au voisinage du minimum principal montrent bien la difficulté, déjà soulignée ci-dessus, que l'on a à couvrir convenablement la période trop voisine de 13 jours. Ces observations, faites avec une cellule au potassium, ont sensiblement même longueur d'onde effective que les observations sur émulsion non chromatisée Opta et il est intéressant d'en effectuer la comparaison.

Il y a lieu, au préalable, de remarquer que les clichés sur plaque Opta ont été étalonnés avec la lampe de tungstène (7 volts, 3 ampères, 8) et il a été montré ci-dessus (§ 41) que les différences de magnitude ainsi obtenues sont majorées de 24 millièmes par rapport à celles que l'on aurait mesurées si la source d'étalonnage avait été une étoile de même type spectral que les étoiles étudiées.

On compare donc ci-dessous (tableau XXIX) les magnitudes aux maxima et minima de β Lyrae d'après les deux séries d'observations, après avoir convenablement corrigé, comme il est indiqué ci-dessus, les données du tableau XXVIII :

TABLEAU XXIX

	M_1	M_2	m_1	m_2	$M - m_1$	$M - m_2$
Opta Lumière	$-0^m,170$	$-0^m,170$	$-1^m,269$	$-0^m,644$	$+1^m,099$	$+0^m,474$
Photoélectr.	$-0^m,157$	$-0^m,174$	$-1^m,142$	$-0^m,615$	$+0^m,976$	$+0^m,449$

Dans les deux dernières colonnes figure l'amplitude de variation aux minima principal et secondaire. Les magnitudes aux maxima et l'amplitude au minimum secondaire concordent à 1 ou 2 centièmes de magnitude près. Les valeurs de l'amplitude et de la magnitude au minimum principal diffèrent d'un peu plus de 1 dixième de magnitude, mais aucune conclusion ne peut être déduite de cet écart si l'on tient compte de la difficulté de la détermination précise de ce minimum fortement perturbé et de la pénurie des observations photoélectriques à son voisinage.

60. Variations de coloration.

La comparaison des deux séries d'observations sur plaque Opta Lumière et Isopan Agfa avec écran orangé Wratten n° 15 fournit une détermination de l'indice de coloration. La longueur d'onde effective dans les deux cas est voisine respectivement de 4 500 et 6 100 Å : les indices ainsi déterminés correspondent donc à des domaines spectraux un peu plus éloignés que ne le sont ceux qui servent à définir les indices usuels (photographique-photovisuel).

L'indice de coloration s'obtient directement en comparant les observations faites à peu près simultanément, dans les deux domaines spectraux différents. On ramène alors toutes les observations faites le même jour à la même phase moyenne, en leur faisant subir une légère correction parallèle à la courbe de lumière moyenne. On les corrige aussi de l'effet de Purkinje. Les nombres ainsi trouvés figurent dans le tableau XXX. On y donne les jours juliens où la double détermination de la différence de magnitude de γ et de β Lyrae fut simultanément effectuée en bleu et en rouge, puis la phase moyenne de l'ensemble des observations effectuées ce jour et enfin la moyenne (O — I) des différences dans les deux domaines (fig. 24). Pour l'interprétation de ces données, il y a lieu de préciser que leur signe est inverse de celui des indices de couleur usuels : en effet, les différences O — I sont égales à :

$$(m_\gamma - m_\beta)_O - (m_\gamma - m_\beta)_I$$

ou à :

$$-[(m_\beta)_O - (m_\beta)_I],$$

puisque l'indice de couleur de γ Lyrae (A0p) peut être considéré comme sensiblement nul.

TABLEAU XXX

DIFFÉRENCES DE MAGNITUDE DE β LYRAE SUR PLAQUE OPTA SANS ÉCRAN ($\lambda < 5100$ Å) ET ISOPAN SUPER-SPECIAL AVEC ÉCRAN ORANGÉ WRATTEN N° 15 ($\lambda > 5100$ Å).

J.J.	PHASE	O — I	J.J.	PHASE	O — I
—	—	—	—	—	—
2 428 608	0_P,9151	+ 0 ^{m},04	2 428 844	0_P,1417	— 0 ^{m},03
661	0050	— 0 ,14	857	1468	— 0 ,09
667	4667	+ 0 ,19	997	0013	+ 0 ,02
682	6253	0 ,00	9 050	0934	— 0 ,02
688	0925	+ 0 ,07	053	3245	— 0 ,11
689	1662	— 0 ,04	057	6332	— 0 ,10
701	0929	— 0 ,02	066	3297	— 0 ,08
704	3283	— 0 ,08	067	4066	— 0 ,03
715	1783	+ 0 ,04	070	6395	— 0 ,08
716	2546	— 0 ,04	074	9482	— 0 ,03
717	3319	+ 0 ,00	076	1052	— 0 ,06
718	4077	+ 0 ,04	086	8745	— 0 ,05
729	2555	— 0 ,04	097	7251	— 0 ,07
734	6452	— 0 ,10	098	8040	— 0 ,07
743	3390	— 0 ,13	099	8817	— 0 ,06
748	7272	— 0 ,15	101	0360	— 0 ,13
749	8040	— 0 ,08	102	1110	— 0 ,07
750	8828	— 0 ,07	105	3447	— 0 ,06
751	9598	0 ,00	107	4989	+ 0 ,01
752	0372	— 0 ,10	109	6574	— 0 ,06
756	3438	— 0 ,09	110	7302	— 0 ,11
757	4205	— 0 ,06	127	0459	— 0 ,06
762	8075	— 0 ,01	129	2008	— 0 ,05
764	9643	— 0 ,07	132	4322	— 0 ,04
765	0394	+ 0 ,02	133	5115	— 0 ,01
767	1946	— 0 ,14	134	5867	— 0 ,04
802	9004	— 0 ,09	135	6668	— 0 ,04
806	2091	— 0 ,10	136	7423	— 0 ,08
807	2853	— 0 ,07	137	8180	— 0 ,03
808	3644	+ 0 ,01	142	2038	— 0 ,06
831	1360	— 0 ,02	147	5914	— 0 ,05
843	0638	— 0 ,04	153	0550	— 0 ,22

Des indications sont aussi fournies par la comparaison des courbes de lumière aux maxima et minima. Si l'on retranche, en effet, les magnitudes de la deuxième ligne du tableau XXVIII de celles de

la première, après les avoir corrigées de l'effet de Purkinje, on trouve les valeurs suivantes de l'indice de couleur (changé de signe comme précédemment) aux maxima et minima :

Valeurs de $(m_\gamma - m_\beta)_0 - (m_\gamma - m_\beta)_I$ aux maxima et minima.

Maxima		Minima	
M_1	M_2	m_1	m_2
—	—	—	—
$-0^m,062$	$-0^m,072$	$-0^m,074$	$-0^m,026$

L'examen de ces nombres et de ceux du tableau XXX (fig. 24) montre, en ayant égard au changement de signe, que l'indice moyen

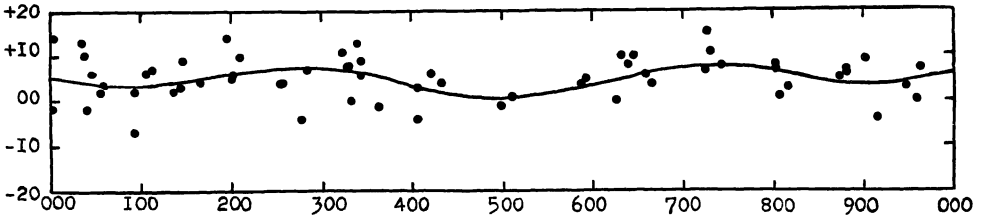

Fig. 24. — Variations de coloration de β Lyrae. En abscisses, les phases en millièmes de la période ; en ordonnées, les indices de coloration corrigés de l'effet de Purkinje photographique.

de coloration du système de β Lyrae est voisin de $+ 0^m, 05$. β Lyrae est donc un peu plus rouge que ne l'indiquerait la classification de ses deux spectres composants (B9 et B5*e*). Les variations de coloration sont assez peu importantes. Le système est plus rouge au minimum principal et plus bleu au minimum secondaire, de 3 à 4 centièmes de magnitude. Aux maxima, il est un peu plus rouge que la moyenne. Il paraît, en somme, y avoir au cours de la période une double variation colorimétrique par rapport aux maxima. L'indice de coloration croît d'abord du minimum secondaire jusqu'au maximum suivant, pour décroître ensuite jusqu'au début de l'éclipse principale vers la phase 0 P, 900 : à ce moment, l'indice croît à nouveau jusqu'au minimum principal. Les mêmes variations se répètent ensuite, en sens contraire, jusqu'au minimum secondaire. Ces variations sont d'accord avec ce qu'avaient indiqué quelques observateurs et notamment Elvey et Danjon.

Le fait le plus net, c'est que β Lyrae est plus bleue au minimum secondaire qu'au minimum principal, et ceci confirme à nouveau les objections qui s'opposent à ce que le corps de spectre B2*e* soit tenu pour responsable de l'occultation de l'étoile B9 au minimum principal. L'étoile éclipsante doit être d'un type un peu plus avancé que A0 et même nettement plus avancé si sa brillance est faible.

Il est curieux de remarquer que les divers observateurs de la couleur des étoiles ont noté β Lyrae de couleur blanc jaunâtre, jaune blanchâtre et jaune, d'accord avec l'indice moyen de $+ 0^m, 05$ fourni par nos observations, et en contradiction avec l'ensemble des deux spectres.

La courbe de coloration, dont le sens est très important du point de vue de la détermination de la composition du système, demande à être encore précisée et de nouvelles observations simultanées, en bleu et en rouge, sont en cours d'exécution.

Les variations de coloration sont faibles et, pour les confirmer avec plus de certitude, il y a grand intérêt à leur donner plus d'amplitude en faisant porter les mesures sur des domaines spectraux aussi éloignés que possible. Dans ce but, les nouvelles observations seront combinées avec des mesures photographiques par la même méthode, faites aussi loin dans l'infrarouge que le permettra la faible quantité de ce rayonnement émis par une étoile du type de β Lyrae.

TABLEAU XXXI

Observations de β Lyrae

I. — *Plaque Lumière Opta sans écran.*

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
6 487,486	0,15	6 527,467	0,51	6 551,506	0,10
494	0,14	472	0,48	515	0,20
500	0,14	476	0,50	521	0,19
513	0,13	483	0,47	6 552,417	0,21
519	0,15	487	0,50	422	0,19
526	0,15	492	0,49	430	0,19
6 495,415	0,36	504	0,45	437	0,21
421	0,39	510	0,41	444	0,22
427	0,39	517	0,51	452	0,20
559	0,42	525	0,44	6 553,426	0,50
567	0,43	6 532,423	0,22	433	0,51
572	0,42	430	0,22	439	0,51
6 496,409	0,61	440	0,20	446	0,51
416	0,63	447	0,24	454	0,49
422	0,63	453	0,17	461	0,47
533	0,73	462	0,15	6 561,417	0,62
540	0,68	6 534,471	0,51	424	0,59
547	0,70	479	0,52	430	0,63
6 497,384	0,41	485	0,54	6 566,417	0,52
391	0,43	490	0,48	424	0,55
6 511,424	0,23	494	0,53	432	0,55
430	0,25	6 540,401	0,43	443	0,58
437	0,18	406	0,47	448	0,59
444	0,21	411	0,47	455	0,55
451	0,21	416	0,51	6 572,461	0,30
458	0,23	421	0,50	473	0,33
6 522,382	0,52	424	0,48	479	0,30
389	0,59	6 545,435	0,27	484	0,36
394	0,57	439	0,22	490	0,31
510	0,57	443	0,23	6 580,485	1,15
515	0,58	447	0,22	490	1,10
521	0,53	451	0,21	495	1,10
6 523,387	0,37	456	0,19	501	1,16
397	0,35	6 551,438	0,19	506	1,14
500	0,30	444	0,18	511	1,14
513	0,30	448	0,23	6 614,483	0,32

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
6 614,492	0,31	6 648,385	0,19	6 925,508	0,15
499	0,26	391	0,22	514	0,24
507	0,32	398	0,14	519	0,16
514	0,22	406	0,16	6 926,399	0,14
519	0,20	411	0,21	405	0,12
6 623,454	0,29	417	0,21	410	0,23
461	0,23	6 649,379	0,17	6 928,417	0,50
467	0,33	385	0,23	422	0,60
473	0.23	6 653,401	0,24	427	0,58
478	0,33	6 689,217	0,44	6 930,422	0,58
486	0,24	226	0,40	428	0,53
6 625,428	0,58	235	0,40	435	0,46
435	0,65	251	0,48	6 931,423	0,32
440	0,58	258	0,45	427	0,25
446	0,62	6 697,237	1,08	433	0,25
451	0,67	242	1,00	6 944,410	0,23
457	0,66	6 825,458	0,99	415	0,30
6 627,425	0,20	464	1,04	419	0,29
431	0,20	469	1,04	6 949,411	0,65
437	0,21	6 885,449	0,35	419	0,56
444	0,27	457	0,35	6 954,402	0,66
452	0,25	464	0,33	406	0,63
458	0,25	6 888,426	0,24	410	0,63
6 630,460	0,40	431	0,20	6 967,408	0,79
467	0,43	437	0,21	412	0,81
477	0,37	6 889,451	0,50	417	0,82
490	0,33	456	0,52	6 985,472	0,17
495	0,43	460	0,49	477	0,15
6 631,451	0,89	6 892,495	0,30	482	0,20
458	0,91	499	0,34	7 004,449	0,22
465	0,85	504	0,34	459	0,25
6 632,449	1,12	6 893,438	0,15	7 363,404	0,32
454	1,31	443	0,22	418	0,30
459	1,24	447	0,18	430	0,35
6 634,426	0,20	6 913,416	0,16	7 364,432	0,21
434	0,24	420	0,16	452	0,21
440	0,23	424	0,20	465	0,16
448	0,27	6 918,475	0,30	7 360,426	0,33
453	0,22	480	0,27	435	0,20
460	0,27	484	0,31	446	0,20

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
7 360,457	0,24	8 667,487	0,53	8 715,480	0,21
7 385,250	0,15	492	0,54	485	0,23
262	0,18	497	0,48	490	0,21
273	0,16	502	0,42	494	0,16
285	0,19	8 682,458	0,32	8 716,498	0,15
8 312,479	1,31	463	0,32	503	0,16
486	1,27	469	0,24	508	0,15
492	1,31	473	0,28	512	0,15
499	1,27	477	0,23	517	0,16
506	1,32	483	0,28	522	0,15
512	1,33	487	0,30	8 717,448	0,20
517	1,33	491	0,28	453	0,17
8 608,690	0,55	8 687,478	1,11	458	0,19
694	0,48	484	1,10	462	0,19
699	0,55	490	1,07	467	0,26
703	0,57	494	1,07	472	0,10
8 624,596	0,21	499	1,08	8 718,478	0,31
601	0,30	503	1,10	483	0,26
606	0,33	507	1,06	488	0,30
610	0,29	512	1,04	494	0,25
616	0,34	8 688,547	0,38	8 723,394	0,11
621	0,28	551	0,34	399	0,10
625	0,32	556	0,40	404	0,09
630	0,25	561	0,36	409	0,14
635	0,33	8 689,462	0,27	8 729,394	0,14
640	0,24	467	0,25	399	0,10
645	0,27	472	0,29	404	0,10
651	0,21	477	0,28	410	0,11
655	0,28	8 701,483	0,48	8 734,433	0,20
659	0,29	488	0,43	438	0,23
664	0'24	493	0,45	443	0,22
667	0,23	497	0,42	447	0,19
8 661,556	1,29	8 704,478	0,21	8 741,410	0,12
561	1,20	483	0,16	415	0,20
565	1,06	488	0,18	419	0,16
571	1,09	493	0,16	424	0,15
576	1,14	8 715,456	0,21	8 743,433	0,27
581	1,09	463	0,21	437	0,26
586	1,14	467	0,23	442	0,30
590	1,07	473	0,23	447	0,21

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
8 748,472	0,18	8 762,443	0,23	8 806,344	0,16
478	0,31	447	0,11	349	0,19
483	0,21	452	0,11	353	0,23
487	0,17	8 764,373	0,97	359	0,21
8 749,396	0,20	378	1,04	363	0,14
401	0,17	382	1,08	368	0,25
406	0,22	387	1,05	372	0,24
410	0,15	407	1,05	8 807,376	0,27
415	0,19	411	1,10	380	0,19
420	0,26	416	1,00	385	0,10
424	0,19	420	1,04	389	0,08
8 750,434	0,41	8 765,368	0,96	393	0,22
439	0,38	372	0,99	399	0,18
444	0,39	377	0,97	403	0,20
449	0,35	381	0,97	407	0,19
8 751,425	0,97	386	0,99	8 808,333	0,31
430	0,97	390	0,98	359	0,30
435	0,99	394	0,94	363	0,31
439	1,02	399	0,96	367	0,31
444	1,03	8 767,443	0,23	372	0,30
448	1,00	448	0,27	376	0,29
456	1,04	451	0,29	381	0,31
461	1,03	456	0,28	8 831,295	0,31
8 752,401	1,06	8 801,419	0,25	299	0,34
406	1,04	423	0,23	304	0,29
412	0,97	426	0,25	309	0,29
416	1,07	431	0,19	8 843,263	0,83
421	1,02	435	0,27	267	0,73
427	1,09	439	0,26	272	0,76
433	1,08	443	0,29	278	0,77
437	1,11	447	0,27	8 844,251	0,35
8 756,389	0,21	8 802,349	0,55	256	0,29
394	0,21	356	0,51	260	0,36
399	0,23	360	0,52	267	0,35
403	0,24	366	0,54	272	0,37
8 757,416	0,48	370	0,47	276	0,36
420	0,44	375	0,52	281	0,30
425	0,46	379	0,53	285	0,30
428	0,46	383	0,53	8 850,247	0,36
8 762,438	0,13	8 806,340	0,21	251	0,38

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
8 850,256	0,37	9 019,557	0,18	9 066,543	0,30
260	0,36	9 050,479	0,39	9 067,395	0,38
8 857,262	0,32	484	0,39	401	0,33
268	0,33	489	0,43	407	0,33
272	0,32	494	0,39	412	0,32
277	0,34	499	0,44	417	0,31
8 864,251	0,27	503	0,39	422	0,34
256	0,26	508	0,42	427	0,33
260	0,30	512	0,42	431	0,36
265	0,34	9 053,465	0,22	505	0,35
270	0,33	469	0,25	510	0,35
275	0,34	474	0,18	515	0,37
280	0,35	479	0,22	521	0,38
285	0,29	484	0,19	526	0,39
8 866,249	0,38	489	0,19	531	0,37
253	0,31	494	0,25	536	0,32
259	0,33	499	0,22	542	0,32
264	0,28	9 057,453	0,29	9 070,403	0,25
269	0,31	458	0,24	408	0,36
274	0,27	464	0,23	412	0,25
279	0,36	469	0,26	417	0,26
284	0,39	475	0,30	423	0,28
8 997,608	0,96	480	0,23	429	0,27
613	0,93	485	0,27	435	0,25
619	0,94	490	0,24	440	0,25
624	0,93	9 066,404	0,28	514	0,31
9 013,512	0,20	410	0,27	520	0,22
519	0,19	414	0,28	537	0,23
525	0,15	419	0,28	542	0,24
530	0,17	424	0,24	547	0,21
9 016,514	0,52	428	0,28	551	0,19
519	0,54	433	0,31	9 074,390	0,81
524	0,52	438	0,24	394	0,77
530	0,52	509	0,30	400	0,90
535	0,56	514	0,20	405	0,91
9 019,533	0,16	519	0,27	410	0,86
538	0,15	524	0,27	414	0,87
543	0,15	530	0,31	424	0,86
549	0,17	535	0,23	428	0,93
553	0,21	539	0,27	433	0,95

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
9 074,508	0,88	9 099,446	0,38	9 109,498	0,19
512	0,92	451	0,41	503	0,22
517	0,97	455	0,41	508	0,24
522	0,90	460	0,42	512	0,23
527	0,92	464	0,38	517	0,24
532	0,86	469	0,45	522	0,22
537	0,89	473	0,38	527	0,24
542	0,92	481	0,43	532	0,24
9 076,457	0,41	9 101,442	1,21	538	0,21
462	0,37	447	1,22	9 110,389	0,17
467	0,39	451	1,21	394	0,15
472	0,37	456	1,17	399	0,17
476	0,41	460	1,22	403	0,19
481	0,39	465	1,19	408	0,19
486	0,39	469	1,18	412	0,19
491	0,34	478	1,17	417	0,17
9 086,427	0,31	9 102,440	0,52	421	0,19
432	0,34	445	0,45	9 127,422	1,05
437	0,31	451	0,45	427	1,00
442	0,34	456	0,45	433	1,00
451	0,31	460	0,45	437	0,93
455	0,33	466	0,46	443	0,98
460	0,37	471	0,45	448	0,97
465	0,36	475	0,44	453	0,96
9 097,422	0,19	9 105,432	0,34	458	0,95
426	0,16	437	0,33	9 129,426	0,18
431	0,17	442	0,28	431	0,16
435	0,18	447	0,32	435	0,20
440	0,16	452	0,31	441	0,20
444	0,20	456	0,29	445	0,21
449	0,16	462	0,34	450	0,17
454	0,17	470	0,31	455	0,19
9 098,444	0,27	9 107,425	0,66	460	0,20
449	0,24	430	0,71	9 132,367	0,45
454	0,29	435	0,67	372	0,49
458	0,24	440	0,68	377	0,48
463	0,25	444	0,64	382	0,50
469	0,30	449	0,68	389	0,48
473	0,28	454	0,64	400	0,46
477	0,29	459	0,63	465	0,58

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
9 132,472	0,58	9 136,431	0,43	9 153,428	0,94
476	0,60	436	0,23	433	0,90
481	0,57	441	0,08	437	0,88
486	0,58	446	0,33	442	0,88
492	0,54	451	0,02	447	0,83
497	0,58	456	0,16	452	0,84
503	0,59	460	0,16	457	0,89
9 133,361	0,61	9 137,430	0,22	9 158,410	0,55
365	0,69	434	0,20	414	0,55
370	0,65	439	0,22	419	0,54
375	0,67	444	0,21	424	0,55
379	0,66	448	0,21	428	0,51
384	0,68	453	0,24	433	0,50
413	0,68	458	0,22	437	0,52
419	0,66	462	0,21	442	0,50
485	0,63	9 138,433	0,49	9 163,378	0,26
490	0,55	438	0,46	383	0,29
494	0,61	443	0,44	387	0,26
500	0,61	447	0,44	392	0,25
504	0,55	453	0,46	397	0,31
510	0,62	457	0,47	403	0,31
514	0,63	462	0,48	407	0,30
519	0,56	467	0,46	411	0,31
9 134,416	0,41	9 142,362	0,22	9 165,362	1,26
420	0,38	368	0,21	368	1,20
424	0,37	372	0,19	373	1,19
429	0,35	376	0,24	378	1,20
434	0,38	382	0,20	384	1,18
440	0,35	387	0,23	389	1,15
444	0,34	392	0,18	394	1,15
449	0,38	397	0,20	399	1,13
9 135,471	0,26	9 147,380	0,44	9 180,394	0,30
476	0,22	385	0,45	400	0,33
480	0,15	390	0,45	406	0,34
485	0,25	394	0,41	411	0,30
490	0,26	399	0,45	417	0,33
494	0,26	403	0,39	422	0,35
499	0,25	408	0,45	427	0,33
503	0,22	412	0,42	432	0,32
9 136,427	0,18	9 153,424	0,89		

II. — *Plaque Agfa Isopan Super Special avec écran Wratten orangé N° 15.*

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
8 304,478	0,27	8 369,406	0,29	8 426,439	0,08
485	0,26	412	0,27	445	0,13
492	0,27	419	0,30	451	0,13
499	0,32	426	0,31	457	0,12
505	0,28	433	0,23	464	0,05
511	0,24	440	0,27	471	0,21
521	0,30	447	0,32	476	0,24
8 366,392	0,17	453	0,31	8 427,413	0,49
399	0,16	474	0,31	421	0,38
406	0,22	497	0,33	426	0,40
413	0,19	516	0,27	8 428,425	1,01
421	0,17	522	0,30	430	1,03
427	0,17	8 372,425	0,15	436	0,98
435	0,17	432	0,28	442	1,00
444	0,17	440	0,27	449	1,03
489	0,21	446	0,16	455	1,01
494	0,18	458	0,23	461	0,98
501	0,16	464	0,23	467	0,98
507	0,15	8 378,476	0,37	473	0,93
512	0,13	483	0,35	479	0,93
521	0,18	8 385,478	0,20	485	0,94
530	0,21	484	0,22	491	0,92
8 367,398	0,17	491	0,24	8 442,385	0,70
408	0,18	497	0,17	393	0,75
416	0,20	504	0,19	399	0,71
425	0,13	510	0,19	406	0,73
437	0,10	517	0,18	412	0,70
447	0,11	8 386,476	0,10	417	0,69
454	0,16	483	0,10	423	0,69
462	0,14	8 423,448	0,31	428	0,68
508	0,11	454	0,30	8 444,358	0,08
515	0,13	460	0,26	365	0,05
522	0,15	466	0,29	371	0,11
528	0,16	483	0,27	378	0,06
536	0,10	490	0,30	385	0,03
535	0,12	495	0,30	392	0,10
548	0,14	501	0,27	398	0,06
554	0,12	8 426,433	0,11	405	0,12

J.J.T.L.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
8 608,663	0,55	8 667,527	0,57	8 681,521	0,50
667	0,54	532	0,62	8 682,509	0,27
673	0,54	537	0,65	513	0,28
677	0,49	542	0,67	517	0,20
8 621,627	0,55	547	0,67	522	0,26
633	0,62	551	0,70	8 684,481	0,11
639	0,60	556	0,74	485	0,07
644	0,61	561	0,69	490	0,08
649	0,58	8 676,471	0,22	496	0,13
655	0,59	476	0,27	500	0,04
660	0,57	481	0,24	504	0,05
665	0,60	486	0,24	508	0,06
8 648,531	1,13	492	0,19	515	0,11
537	1,16	497	0,32	8 688,500	0,46
543	1,12	501	0,27	504	0,45
549	1,14	506	0,28	508	0,43
555	1,17	510	0,24	513	0,39
561	1,14	515	0,18	518	0,41
566	1,14	519	0,25	524	0,41
571	1,17	524	0,27	527	0,39
8 653,544	0,32	8 678,478	0,08	531	0,40
549	0,32	483	0,11	8 689,499	0,21
554	0,28	488	0,18	503	0,23
559	0,28	492	0,12	509	0,18
565	0,30	497	0,09	513	0,20
569	0,26	8 679,465	0,27	8 693,515	0,54
576	0,28	471	0,20	520	0,53
581	0,28	476	0,28	526	0,48
8 654,543	0,58	480	0,27	531	0,50
548	0,58	485	0,33	8 697,565	0,06
553	0,62	490	0,30	569	0,14
557	0,60	494	0,35	575	0,14
561	0,51	499	0,34	8 701,428	0,41
566	0,51	8 681,488	0,54	433	0,41
570	0,55	492	0,54	439	0,43
574	0,56	497	0,52	444	0,41
8 661,522	0,92	501	0,60	449	0,41
527	0,94	506	0,44	454	0,40
532	0,96	511	0,47	458	0,42
537	0,97	516	0,49	463	0,44

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
8 704,522	0,15	8 734,476	0,04	8 751,547	0,95
527	0,09	481	0,14	551	0,95
532	0,12	485	0,10	555	1,00
537	0,11	8 738,419	0,82	8 752,450	0,94
542	0,11	424	0,80	455	0,93
547	0,07	428	0,85	460	0,87
8 711,422	0,15	433	0,86	465	0,89
426	0,16	8 743,408	0,11	469	0,96
431	0,18	412	0,10	475	0,93
435	0,18	417	0,10	479	0,86
8 715,515	0,20	422	0,17	484	0,89
520	0,23	8 748,405	0,07	489	0,86
525	0,27	410	0,04	494	0,83
8 716,440	0,11	414	0,06	499	0,81
445	0,04	418	0,07	503	0,79
451	0,10	8 749,460	0,13	509	0,86
455	0,09	464	0,07	514	0,82
459	0,05	469	0,13	520	0,79
465	0,19	473	0,14	524	0,79
471	0,07	8 750,464	0,23	8 756,427	0,11
476	0,07	469	0,33	431	0,13
8 717,497	0,17	476	0,30	435	0,14
501	0,20	480	0,32	440	0,10
507	0,19	8 751,389	0,94	8 757,387	0,39
512	0,17	395	0,90	392	0,40
517	0,18	399	0,92	396	0,31
8 718,424	0,30	404	0,94	400	0,33
428	0,29	483	0,89	8 762,371	0,16
433	0,28	487	0,87	375	0,16
439	0,27	492	0,89	379	0,14
444	0,31	497	0,89	383	0,02
449	0,27	501	0,87	8 764,445	0,98
453	0,27	506	0,90	449	0,97
8 729,435	0,07	510	0,88	454	0,93
440	0,05	516	0,85	458	0,90
447	0,06	521	0,92	463	0,90
452	0,13	526	0,95	468	0,95
8 733,449	0,30	531	0,93	473	0,95
453	0,43	536	0,88	478	0,96
8 734,472	0,11	542	0,87	483	0,95

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
8 764,487	0,90	8 806,415	0,08	8 851,263	0,08
492	0,98	419	0,09	268	0,15
497	0,99	424	0,12	272	0,13
501	0,98	8 807,327	0,17	278	0,17
506	0,96	331	0,12	283	0,13
510	0,97	336	0,12	8 857,290	0,24
514	0,95	341	0,06	294	0,18
8 765,418	0,83	345	0,05	299	0,24
422	0,84	350	0,12	303	0,21
427	0,83	354	0,11	8 861,257	0,63
432	0,84	8 808,408	0,22	262	0,55
437	0,87	416	0,33	267	0,58
442	0,80	420	0,29	272	0,60
446	0,93	8 816,391	1,02	8 997,556	0,82
451	0,91	396	0,97	560	0,96
8 767,371	0,18	400	0,98	566	0,91
375	0,12	405	1,00	572	0,87
380	0,12	8 828,387	0,48	576	0,94
384	0,10	392	0,46	582	0,91
8 802,401	0,39	397	0,44	587	0,92
406	0,42	401	0,56	593	0,89
410	0,47	8 831,270	0,29	8 998,543	0,52
413	0,43	275	0,27	549	0,52
417	0,46	279	0,23	554	0,47
8 802,423	0,46	283	0,28	560	0,46
427	0,40	8 843,290	0,70	9 000,539	0,13
431	0,45	295	0,63	544	0,13
8 805,411	0,20	299	0,62	552	0,13
415	0,18	303	0,67	559	0,07
420	0,26	8 844,303	0,30	9 004,530	0,54
424	0,26	309	0,26	535	0,46
429	0,23	313	0,25	540	0,48
433	0,21	318	0,32	545	0,47
437	0,25	8 850,273	0,30	9 015,535	0,21
441	0,26	278	0,27	541	0,25
8 806,392	0,12	284	0,22	547	0,22
397	0,10	288	0,20	553	0,21
402	0,08	8 851,249	0,13	9 017,514	0,50
406	0,12	253	0,12	519	0,49
410	0,09	258	0,16	524	0,46

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
9 017,530	0,45	9 053,548	0,11	9 067,487	0,33
535	0,47	9 057,397	0,14	9 070,462	0,17
9 031,499	0,21	402	0,18	469	0,16
505	0,17	408	0,18	474	0,16
511	0,14	414	0,12	479	0,14
516	0,16	419	0,16	485	0,14
522	0,26	424	0,14	490	0,12
527	0,08	428	0,14	496	0,14
532	0,07	434	0,12	500	0,15
537	0,05	507	0,13	9 074,456	0,81
9 050,422	0,35	512	0,11	461	0,81
428	0,41	517	0,12	466	0,82
433	0,42	522	0,13	471	0,82
438	0,35	528	0,14	476	0,81
443	0,38	533	0,13	481	0,84
449	0,38	539	0,12	487	0,82
453	0,37	544	0,14	492	0,84
458	0,36	9 058,454	0,05	9 076,511	0,30
525	0,33	460	0,04	516	0,27
530	0,38	464	0,07	522	0,27
535	0,29	469	0,03	527	0,30
540	0,36	478	0,01	532	0,28
545	0,38	483	0,01	536	0,27
550	0,40	489	00	9 079,465	0,19
555	0,40	494	00	470	0,19
560	0,34	9 066,458	0,17	9 086,378	0,24
9 053,414	0,10	463	0,14	383	0,24
418	0,13	469	0,18	387	0,28
424	0,09	476	0,17	392	0,24
428	0,11	481	0,14	397	0,25
433	0,11	485	0,19	401	0,26
438	0,10	490	0,21	406	0,27
443	0,13	495	0,19	410	0,25
448	0,11	9 067,453	0,31	476	0,27
519	0,10	458	0,31	481	0,23
523	0,09	462	0,33	485	0,27
528	0,09	467	0,30	490	0,25
533	0,08	472	0,31	496	0,29
537	0,07	478	0,30	500	0,28
543	0,10	483	0,32	506	0,28

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
9 086,510	0,29	9 099,517	0,30	9 105,494	0,24
9 097,371	0,09	522	0,34	499	0,27
376	0,09	528	0,31	503	0,25
381	0,07	532	0,33	508	0,24
385	0,06	537	0,37	512	0,23
390	0,08	542	0,35	517	0,21
394	0,11	9 101,389	1,05	9 107,374	0,57
399	0,10	394	1,02	378	0,61
403	0,07	399	1,02	383	0,62
476	0,12	404	1,02	387	0,61
486	0,12	410	1,07	392	0,58
491	0,11	415	1,03	397	0,57
497	0,10	419	1,00	401	0,57
502	0,09	424	1,09	406	0,59
505	0,09	493	0,99	479	0,62
9 098,394	0,15	499	0,97	484	0,59
399	0,19	504	0,93	489	0,61
403	0,19	509	0,95	493	0,58
408	0,16	514	0,93	498	0,61
412	0,17	519	0,99	503	0,58
417	0,19	524	0,94	507	0,58
421	0,18	528	0,96	511	0,61
426	0,17	9 102,385	0,40	9 109,449	0,20
495	0,18	389	0,42	454	0,15
500	0,18	394	0,37	459	0,15
505	0,17	399	0,40	465	0,13
510	0,15	403	0,37	469	0,15
515	0,17	409	0,39	474	0,14
519	0,20	413	0,40	478	0,15
524	0,14	417	0,36	483	0,17
529	0,17	9 105,383	0,24	9 110,443	0,06
9 099,392	0,31	389	0,2)	449	0,02
396	0,32	394	0,24	453	0,10
401	0,25	398	0,23	458	0,09
411	0,36	403	0,23	462	0,08
419	0,29	407	0,24	469	0,07
423	0,30	412	0,23	474	0,09
427	0,34	417	0,22	482	0,07
506	0,34	484	0,26	9 127,374	0,98
511	0,30	489	0,23	379	0,92

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
9 127,385	0,94	9 133,447	0,71	9 136,497	0,16
390	0,94	451	0,60	501	0,14
394	0,91	455	0,82	506	0,06
399	0,90	460	0,46	510	0,09
404	0,92	465	0,50	9 137,379	0,13
408	0,94	469	0,50	384	0,15
472	0,87	9 134,366	0,31	389	0,17
476	0,84	376	0,30	394	0,18
483	0,82	383	0,33	399	0,16
488	0,82	390	0,32	403	0,14
493	0,75	395	0,29	407	0,21
498	0,78	401	0,30	412	0,18
503	0,75	461	0,37	9 142,419	0,16
507	0,76	465	0,31	424	0,11
9 129,373	0,16	470	0,45	429	0,13
378	0,12	475	0,08	434	0,10
383	0,14	479	0,54	439	0,15
387	0,10	485	0,34	444	0,17
392	0,12	490	0,28	449	0,12
397	0,11	494	0,27	453	0,11
403	0,13	9 135,422	0,15	9 143,472	0,12
408	0,13	426	0,18	476	0,16
476	0,11	431	0,18	483	0,14
482	0,17	435	0,15	487	0,18
488	0,13	440	0,17	492	0,19
493	0,12	444	0,14	497	0,14
498	0,16	449	0,19	501	0,15
503	0,15	453	0,20	506	0,17
508	0,13	9 136,376	0,10	9 147,426	0,38
514	0,13	380	0,13	431	0,33
9 132,418	0,51	385	0,13	435	0,36
424	0,47	389	0,13	440	0,32
428	0,43	393	0,14	444	0,35
433	0,41	397	0,12	449	0,33
438	0,45	402	0,09	455	0,34
444	0,47	406	0,07	459	0,35
448	0,47	476	0,26	9 153,366	0,87
452	0,50	482	0,13	370	0,82
9 133,437	0,54	486	0,10	376	0,85
442	0,59	492	0,03	380	0,86

J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$	J.J.T.M.A.G.	$M_v - M_a$
—	—	—	—	—	—
242		242		242	
9 153,384	0,84	9 164,427	0,50	9 192,272	0,68
389	0,84	9 165,412	1,12	277	0,65
394	0,86	417	1,05	283	0,75
398	0,91	423	1,13	287	0,69
9 155,380	0,22	428	1,03	292	0,76
385	0,17	434	1,06	297	0,67
390	0,14	439	1,08	9 196,260	0,33
394	0,17	445	1,10	264	0,34
399	0,18	451	1,15	269	0,36
403	0,18	9 178,387	1,11	9 211,247	0,57
408	0,18	393	1,04	252	0,62
412	0,18	399	1,06	257	0,63
9 158,360	0,50	403	1,09	272	0,56
365	0,51	409	1,08	277	0,56
369	0,55	415	1,03	283	0,55
374	0,59	420	1,12	288	0,57
378	0,58	425	1,12	294	0,56
383	0,57	9 181,392	0,18	9 237,251	0,42
387	0,57	397	0,12	257	0,45
392	0,56	402	0,17	262	0,49
9 163,424	0,24	407	0,13	268	0,42
429	0,19	412	0,08	273	0,48
435	0,19	417	0,12	278	0,42
440	0,20	422	0,15	283	0,39
444	0,23	427	0,13	288	0,36
449	0,22	9 184,381	0,56	294	0,42
456	0,22	387	0,60	300	0,47
459	0,17	392	0,56	9 239,243	0,10
9 164,375	0,37	397	0,56	249	0,17
380	0,53	403	0,59	254	0,16
395	0,43	408	0,60	260	0,17
403	0,46	414	0,58	266	0,17
408	0,46	419	0,66	266	0,15
412	0,50	9 192,262	0,76	272	0,12
420	0,50	267	0,80		

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION. 4

PREMIÈRE PARTIE

SENSITOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE SPECTRALE

1. Généralités. 9

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.

2. Choix d'une source étalon 11
3. Contrôle de la source étalon. 11
4. Distribution énergétique spectrale de la source étalon. . . 14
5. Mesure de la température de couleur. 14
6. Calcul de la radiance spectrale. 15
7. Clichés sensitométriques. 16
8. Graduation de la source étalon. 18
9. Étalonnage des grilles 19
10. Variations spectrales de la brillance du verre dépoli. . . . 20
11. Étude de la transparence spectrale du spectrographe. . . . 21
12. Uniformité de brillance du diffuseur. 25

EXPOSÉ DES PROPRIÉTÉS SENSITOMÉTRIQUES DES ÉMULSIONS.

13. Loi générale d'action photographique. 30
14. Défaut de réciprocité de l'action photographique. 30
15. Conséquences du défaut de réciprocité ; éclairement optimum. 32
16. Étude expérimentale du défaut de réciprocité d'une émulsion. 35
17. Facteurs de contraste et défaut de réciprocité. 37
18. Courbes de noircissement isochromatiques 38
19. Sensibilité spectrale des émulsions photographiques. . . . 39
20. Sensibilité et inertie 48
21. Variations spectrales des facteurs de contraste 50
22. Effet de Purkinje photographique. 52

DEUXIÈME PARTIE

DÉTERMINATION DE LA COURBE DE NOIRCISSEMENT EN PHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE ASTRONOMIQUE

Pages

23. Généralités. 57
24. Choix du procédé de graduation de la lumière. 58
25. Le sensitomètre à tubes. 59
26. Étalonnage par écran gradué gris neutre. 59
27. Étude des coins photométriques 60
28. Transmission spectrale 61
29. Variation de la densité en fonction des longueurs de coin. . 65
30. Constante moyenne d'un coin associé à une émulsion photographique déterminée. 69
31. Applications pratiques 70
32. Source lumineuse de distribution spectrale énergétique donnée. 75
33. Le leucoscope, production de la distribution spectrale visible d'un corps noir de température quelconque. 75
34. Aspect général du problème. 76
35. Dispositif expérimental. 77
36. Brillance spectrale apparente d'une étoile de type spectral donné 78
37. Brillance spectrale relative de la lampe de tungstène vue à travers le monochromateur 84
38. Facteur de transmission du coin 85
39. Calcul effectif du coefficient t'_λ. 86
40. Réalisation effective des diaphragmes. 86
41. Étude expérimentale de l'effet de Purkinje photographique. . 89

TROISIÈME PARTIE

PHOTOMÉTRIE STELLAIRE PHOTOGRAPHIQUE PAR LA MÉTHODE DE CH. FABRY

42. Principe de la méthode. 93
43. Dispositif particulier utilisé à Lyon. 94
44. Champ de l'instrument 97
45. Influence des erreurs de guidage 98
46. Technique des observations. 99
47. Correction relative à la brillance du ciel. 100
48. Absorption atmosphérique 101
49. Correction relative aux différences de dimension des plages. . 104

QUATRIÈME PARTIE

β LYRAE

Pages

50. Historique et généralités. 109
51. Périodicité et éléments 109
52. Courbe de lumière 110
53. Colorimétrie 111
54. Données spectrales 112
55. Nouvelles observations photométriques 113
56. Contrôle de la périodicité 122
57. Précision des observations 125
58. Caractéristiques des courbes de lumière moyennes. . . . 127
59. Comparaison des observations photographiques et photoélectriques 131
60. Variations de coloration. 132