

Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- Le Conservatoire numérique communément appelé le Cnum constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre (www.eclydre.fr).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d'œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n° 78-753 du 17 juillet 1978 :

- la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue ([Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - https://cnum.cnam.fr](https://cnum.cnam.fr))
- la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- les reproductions de documents protégés par le droit d'auteur, uniquement consultables dans l'enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

4- Pour obtenir la reproduction numérique d'un document du Cnum en haute définition, contacter [cnum\(at\)cnam.fr](mailto:cnum(at)cnam.fr)

5- L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment possible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d'utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA REVUE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Auteur(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195.
Nombre de volumes	125
Cote	CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Note	La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77
Notice complète	https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL ?PPN=261820893&RELTYPE=NT
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C
LISTE DES VOLUMES	
	N°25 (1936)
	N°26 (1937)
	N°27 (1937)
	N°28 (1937)
	N°29 (1938)
	N°30 (1939)
	N°31 (1936)
	N°32 (1938)
	N°33 (1938)
	N°34 (1938)
	N°35 (1938)
	N°36 (1938)
	N°37 (1938)
	N°38 (1938)
	N°39 (1938)
	N°40 (1939)
	N°41 (1939)
	N°42 (1939)
	N°43 (1939)
	N°44 (1939)
	N°45 (1938)
	N°46 (1940)
	N°47 (1940)
	N°48 (1940)
	N°49 (1940)
	N°50 (1940)
	N°51 (1941)
	N°52 (1941)
	N°53 (1941)
	N°54 (1941)
	N°55 (1942)
	N°56 (1942)
	N°57 (1942)
	N°59 (1942)

	N°60 (1941)
	N°61 (1942)
	N°62 (1943)
	N°64 (1943)
	N°65 (1943)
	N°66 (1943)
	N°68 (1943)
	N°69 (1943)
	N°70 (1943)
	N°71 (1943)
	N°72 (1944)
	N°73 (1943)
	N°74 (1944)
	N°75 (1944)
	N°78 (1944)
	N°79 (1944)
	N°80 (1944)
	N°81 (1944)
VOLUME TÉLÉCHARGÉ	N°82 (1944)
	N°83 (1944)
	N°84 (1944)
	N°85 (1944)
	N°86 (1945)
	N°87 (1945)
	N°88 (1945)
	N°89 (1945)
	N°90 (1945)
	N°91 (1945)
	N°92 (1945)
	N°93 (1945)
	N°94 (1945)
	N°95 (1946)
	N°96 (1946)
	N°97 (1946)
	N°98 (1944)
	N°99 (1945)
	N°100 (1945)
	N°101 (1946)
	N°102 (1946)
	N°103 (1946)
	N°104 (1946)
	N°105 (1946)
	N°106 (1946)
	N°107 (1947)
	N°108 (1947)
	N°109 (1947)
	N°110 et 111 (1947)
	N° 112 (1947)
	N° 113 (1947)
	N° 114 (1947)
	N° 115 (1947)
	N° 116 (1947)
	N° 117 (1947)
	N° 118 (1948)
	N° 119 (1948)
	N° 120 (1948)
	N° 121 (1948)
	N° 122 (1947)

	N° 123 (1948)
	N° 124 (1948)
	N° 125 (1948)
	N° 126 (1948)
	N° 127 (1948)
	N° 128 (1948)
	N° 129 (1948)
	N° 130 (1949)
	N° 131 (1949)
	N° 132 (1949)
	N° 133 (1948)
	N° 134 (1949)
	N° 135 (1948)
	N° 136 (1949)
	N° 137 (1950)
	N° 138 (1950)
	N° 139 (1950)
	N° 140 (1950)
	N° 141 (1950)
	N° 142 (1948)
	N° 143 (1950)
	N° 144 (1950)
	N° 145 (1951)
	N° 146 (1951)
	N° 147 (1951)
	N° 148 (1951)
	N° 149 (1951)
	N° 150 (1951)
	N° 151 (1951)
	N° 152 (1951)
	N° 153 (1952)
	N° 154 (1952)
	N° 155 (1952)

NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ	
Auteur(s) volume	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Volume	N°82 (1944)
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1944
Collation	1 vol. (28 p.) : ill. ; 27 cm
Nombre de vues	38
Cote	CNAM-BIB P 1329-B (49)
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Thématique(s)	Histoire du Cnam
Typologie	Revue
Langue	Anglais Français
Date de mise en ligne	10/04/2025
Date de génération du PDF	07/02/2026
Recherche plein texte	Disponible
Notice complète	https://www.sudoc.fr/039014541
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.49

Note de présentation du

...

(P1329-B)

8° Ku. 107 (36)

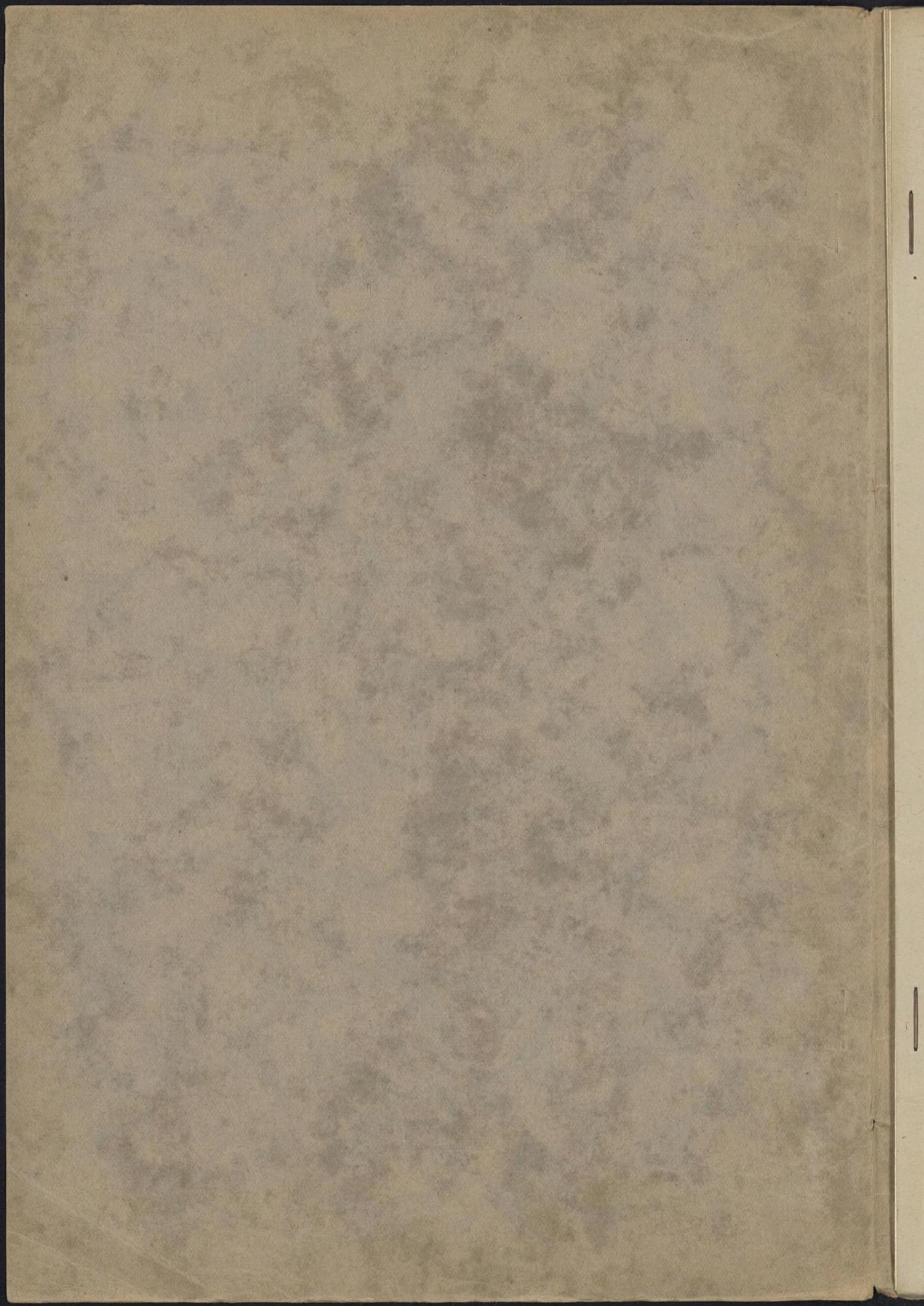
RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
LABORATOIRE D'ESSAIS



CONTRIBUTION A LA SOLUTION
SPECTROPHOTOMETRIQUE
DU PROBLÈME
DE LA MESURE DES COULEURS
par J. Gillod

PUBLICATION N° 82

(*Extrait de Mesures*
février - mars - mai 1944)



**CONTRIBUTION A LA SOLUTION
SPECTROPHOTOMÉTRIQUE
DU PROBLÈME
DE LA MESURE DES COULEURS**

par J. Gillo d



INTRODUCTION

Le Comité International de l'Eclairage (C.I.E.) a adopté, en 1931 et 1935, un certain nombre de résolutions dont l'ensemble constitue un système conventionnel mais précis de colorimétrie (1).

La couleur d'une lumière peut être désormais, en harmonie avec cette convention, définie par deux nombres qui seront les coordonnées trichromatiques (système R.G.B. ou système X.Y.Z.) ou la longueur d'onde dominante et le facteur de pureté correspondant.

Les divers systèmes colorimétriques, pour indispensables qu'ils soient, ne constituent pourtant qu'une solution incomplète du problème des couleurs. Il ne suffit pas que deux flux lumineux possèdent la même teinte et la même représentation colorimétrique pour que leurs compositions spectrales respectives soient identiques. Il en résultera qu'un même objet coloré, éclairé par deux telles sources, prendra deux aspects différents qu'aucun système colorimétrique ne permet de prévoir.

Réiproquement, la détermination en valeur relative de la répartition spectrale de l'énergie dans un flux lumineux donne évidemment une solution physique du « problème des couleurs ». Dès qu'une telle distribution est connue, il est possible, par un calcul devenu classique, de déterminer les coefficients trichromatiques correspondants.

Cette remarque permet de mesurer l'importance scientifique et industrielle de la *spectrophotométrie*; c'est pourtant là une technique dont le développement a été lent et dont les applications pratiques restent jusqu'ici peu nombreuses et peu développées. Cela s'explique quand on remarque que, pendant de longues années, les déterminations spectrophotométriques sont restées lentes et pénibles et qu'elles conduisaient à des résultats d'une insuffisante précision.

Dès l'apparition des premières cellules utilisables, des essais de *spectrophotométrie photoélectrique* ont été tentés un peu partout. De nombreux appareils ont été construits, dont beaucoup furent éphémères; l'un d'entre eux pourtant s'est imposé: c'est l'appareil enregistreur construit aux Etats-Unis par HARDY (22); cet appareil, qui semble très remarquable, est d'une grande complexité et d'un

prix de revient fort élevé: cela s'explique du fait qu'il utilise une méthode d'égale déviation dont l'emploi soulève toujours, dans la construction des appareils enregistreurs, des difficultés considérables.

Le but du présent travail a été d'apporter à la spectrophotométrie en général, et à l'étude des sources de lumière industrielles en particulier, une contribution par la réalisation d'un nouveau spectrophotomètre photoélectrique enregistreur assez simple, assez précis et assez commode pour qu'on puisse espérer le voir se répandre dans les diverses industries qu'intéresse la colorimétrie.

La possibilité d'une telle réalisation nous a été suggérée comme application des propriétés d'une cellule photoémissive nouvellement créée (25). Dans ce travail, nous avons étudié successivement :

1^o Les conditions de construction et d'emploi des illuminateurs monochromatiques à prismes spécialement destinés à la spectrophotométrie;

2^o Les propriétés des nouvelles cellules photoémissives;

3^o Un montage amplificateur des courants photoélectriques;

4^o La réalisation pratique d'un spectrophotomètre enregistreur utilisant la cellule photoélectrique précédente;

5^o Quelques-uns des résultats obtenus et leur interprétation.

M. G.-A. BOUTRY, qui nous a dirigé dans ce travail, a mis à notre disposition les ressources du LABORATOIRE D'ESSAIS du Conservatoire National des Arts et Métiers. Il nous a prodigué ses conseils et ses encouragements. Nous sommes heureux de lui affirmer ici l'expression de notre profonde reconnaissance.

Nous remercions aussi le Centre National de la Recherche Scientifique qui nous a aidé par l'attribution d'une bourse renouvelée chaque année.

Enfin, la réalisation mécanique de notre spectrophotomètre est due à la compétence et au dévouement de M. SALMON, Chef d'atelier du LABORATOIRE D'ESSAIS et de ses ouvriers.

NOTA. — Les nombres entre parenthèses dans le texte renvoient à la liste bibliographique reportée à la fin.

CHAPITRE PREMIER :

MONOCHROMATEURS DANS LEUR EMPLOI EN SPECTROPHOTOMÉTRIE

Les règles à suivre dans la construction des systèmes spersifs à prismes destinés à la spectroscopie sont indiquées dans des traités classiques ou font l'objet de nombreux mémoires (2) (4) (27). Le cas particulier des monochromateurs destinés à la spectrophotométrie physique s'y trouve rarement discuté à part. C'est lui que nous examinerons.

I. — Conditions de pureté de la lumière transmise par un monochromateur simple ou double.

Rappelons des faits connus.

Un monochromateur simple se compose en principe d'une fente d'entrée f_1 placée dans le plan focal d'un objectif O_1 . Les faisceaux parallèles issus de O_1 tombent sur un ou plusieurs prismes d'arêtes parallèles à f_1 , et passent au voisinage de leur minimum de déviation. Un

objectif de sortie O_2 recueille les rayons dispersés par le prisme et donne dans son plan focal image autant d'images monochromatiques de la fente f_1 que la lumière à analyser contient de radiations. Avec la lumière blanche, on a un spectre continu. La fente f_2 ne laisse passer que des radiations quasi monochromatiques correspondant à un intervalle très étroit de longueurs d'onde (fig. 1).

La fente f_2 peut d'ailleurs jouer le rôle de fente d'entrée pour un deuxième appareil identique au premier. On a dans ce cas un monochromateur double.

La lumière qu'on peut recueillir à la fente de sortie d'un tel appareil quand on éclaire en lumière blanche la fente d'entrée ne saurait être rigoureusement monochromatique.

1^o La pureté de la lumière transmise est limitée: a) par les phénomènes de diffraction et d'aberration; b) par la

largeur des fentes; σ) par la lumière diffusée par les pièces optiques.

Cette dernière cause d'impureté est particulièrement indésirable dans le cas d'un spectrophotomètre utilisant une cellule photoélectrique comme récepteur parce que celle-ci fournit du courant sans discerner en aucune manière la couleur de la lumière qui l'éclaire.

On élimine pratiquement la lumière diffusée par l'emploi d'un monochromateur double.

2° Si les fentes sont infiniment fines, l'image de la fente d'entrée, en lumière monochromatique, n'est pas infiniment fine à cause de la diffraction due à la limitation du

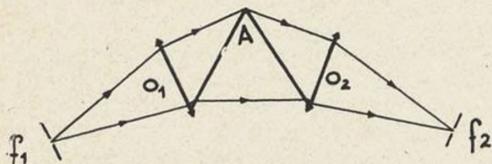


Fig. 1

faisceau par le prisme ou les objectifs. Les figures de diffraction correspondant à deux radiations très voisines empiètent plus ou moins l'une sur l'autre. Le plus petit intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda$ qui sépare les radiations les plus voisines donnant encore des figures de diffraction pratiquement distinctes est donné par la relation :

$$(1) \quad S = \lambda / \Delta\lambda = e \frac{dn}{d\lambda} \quad (\text{Formule de Lord RAYLEIGH.})$$

dans laquelle λ représente la longueur d'onde moyenne transmise, e l'épaisseur maximum de verre traversée par la lumière vers la base du prisme, $\frac{dn}{d\lambda}$ le pouvoir dispersif du prisme pour la longueur d'onde λ .

S est le *pouvoir séparateur*.

3° Les fentes ne peuvent être très étroites, d'abord parce qu'on ne recueillerait plus de lumière en quantité suffisante, et aussi parce qu'on ne peut guère réaliser mécaniquement des fentes bien régulières dont la largeur soit inférieure à environ 20 microns.

Il en résulte que si l'on fait abstraction pour un instant des phénomènes de diffraction, si l'on considère comme parfaites les images du point de vue de l'optique géométrique et si la deuxième fente a une largeur justement égale à l'image de la première fente, les images de la fente d'entrée correspondant à deux radiations très voisines empiètent encore l'une sur l'autre. L'intervalle $\Delta\lambda$ qui doit séparer deux radiations voisines pour que les images correspondantes n'empiètent plus caractérise le pouvoir de résolution géométrique R de l'appareil. Le calcul donne, au minimum de déviation :

$$(2) \quad R = \frac{\lambda'}{\Delta\lambda'} = \lambda \frac{f_1}{a_1} \frac{dn}{d\lambda} \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

Dans cette formule, f_1 est la distance focale de l'objectif d'entrée, a_1 la largeur de la fente d'entrée, $\frac{a_1}{f_1}$ n'est autre que le diamètre apparent de la fente d'entrée vue du point nodal objet de l'objectif. A est l'angle du prisme.

Le produit :

$$\frac{dn}{d\lambda} \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

n'est autre que la *dispersion* Δ du prisme, c'est-à-dire le rapport $\Delta = \frac{dD}{d\lambda}$ (D déviation).

4° Les deux grandeurs R et S sont de même espèce et expriment toutes les deux des conditions qui limitent au point de vue spectral la pureté des radiations transmises par le monochromateur. En faisant intervenir la dispersion Δ on peut les écrire (au minimum de déviation) :

$$(1 \text{ bis}) \quad S = \lambda \cdot \Delta \quad (\lambda \text{ largeur du faisceau couvrant le prisme})$$

et 2 bis

$$R = \lambda \frac{f_1}{a_1} \Delta$$

R et S sont tous deux proportionnels à Δ , donc au pouvoir dispersif du prisme; mais S dépend des dimensions du faisceau, tandis que R dépend de celles de la fente.

Dans la réalité, les phénomènes de diffraction, la largeur des fentes, les aberrations, etc., contribuent simultanément à limiter le pouvoir résolvant final de l'appareil.

On appellera « pureté » P des radiations transmises le rapport $\frac{\lambda}{\Delta\lambda''}$, $\Delta\lambda''$ représentant le plus petit intervalle des

longueurs d'onde que l'appareil est réellement capable de séparer au voisinage de λ . $\Delta\lambda''$ est évidemment plus grand que les intervalles $\Delta\lambda$ et $\Delta\lambda'$ envisagés plus haut, car on tient compte maintenant à la fois de la diffraction et de la largeur de fente.

Un calcul dû à SCHUSTER (26) donne pour expression de la pureté :

$$P = S \varphi \left(\frac{\lambda}{f_1} \frac{a_1}{\lambda} \right)$$

On ne peut donner une expression mathématique satisfaisante de la fonction φ . SCHUSTER en donne les valeurs numériques dans un tableau et une courbe représentative. On constate que, pour un diamètre apparent de fente :

$$\frac{a_1}{f_1} = \frac{3\lambda}{2l}$$

on concilie au mieux la valeur de la pureté et celle de la brillance de l'image au centre de la figure de diffraction. On dit alors que « l'efficacité » de l'instrument *utilisé comme spectrographe* est maximum.

En spectrophotométrie physique, nous donnerons une autre définition de l'efficacité car ce n'est plus la brillance du centre de l'image qui importe, mais le flux lumineux total reçu à la fente de sortie.

Quand le diamètre apparent de la fente est supérieur

ou au moins égal à $\frac{3}{2} \frac{\lambda}{l}$ (ce sera toujours le cas en spectrophotométrie physique) l'expression de P se simplifie et est assez bien représentée par la formule :

$$P = - \frac{\frac{\lambda}{\Delta}}{0,33 \frac{\lambda}{l} + \frac{a_1}{f_1}}$$

Si a_1/f_1 devient grand devant $\frac{\lambda}{l}$, on retrouve :

$$P = R$$

ce qui veut dire que les phénomènes de diffraction deviennent négligeables et que la largeur de fente limite la pureté (compte non tenu de la diffusion et des aberrations possibles).

II. — Clarté d'un monochromateur à prismes.

1° FLUX LUMINEUX ENTRANT ET FLUX LUMINEUX SORTANT.

Dans ce qui suit, nous supposons :

a) que les angles solides sous-tendus par la fente d'en-

trée et par son image aux centres optiques respectifs des objectifs d'entrée et de sortie sont négligeables par rapport aux angles d'ouverture de ces deux systèmes centrés;

b) que tout se passe comme si la fente, lumineuse par elle-même, rayonne suivant la *loi de LAMBERT* de la lumière non polarisée.

Ceci posé, soit $\Delta\sigma$ la surface de la fente dont la brillante uniforme est B_λ pour la radiation λ , soit $2u_1$ l'ouverture de l'objectif d'entrée, O_1 sa raison d'ouverture. Un calcul classique donne pour expression du flux entrant dans l'objectif :

$$(5) \quad \Phi_\lambda = \pi B_\lambda d\lambda \Delta\sigma \sin^2 u_1 = \pi B_\lambda d\lambda \Delta\sigma \frac{1 + O_1^2}{O_1^2}$$

ceci pour l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$.

Si la fente de sortie du monochromateur a une largeur au moins égale à celle de l'image de diffraction de la fente d'entrée et que son milieu coïncide bien avec le milieu de cette image, le flux lumineux sortant Φ'_λ sera identique au flux entrant au facteur de transparence près, T_λ , de tout l'instrument, pour la radiation λ .

$$(6) \quad \Phi'_\lambda = T_\lambda \Phi_\lambda = \pi T_\lambda B_\lambda d\lambda \Delta\sigma \sin^2 u_1$$

Dans cette expression, le produit :

$$(7) \quad L = T_\lambda \Delta\sigma \sin^2 u_1$$

caractérise ce que nous pourrons appeler la « *clarté* » de l'appareil, tandis que B_λ ne dépend que de la source :

$$(8) \quad \Phi_\lambda = \pi L B_\lambda d\lambda$$

On peut aussi faire intervenir la brillance de l'image B'_λ (image géométrique, compte non tenu de la diffraction). Soit en effet u_2 le demi-angle d'ouverture de l'objectif de sortie et $\Delta\varepsilon$ la surface de l'image de la fente d'entrée; on a :

$$\Phi'_\lambda = \pi B'_\lambda d\lambda \Delta\varepsilon \sin^2 u_2$$

Le prisme est employé au minimum de déviation; dans ces conditions, son pouvoir amplifiant est égal à l'unité et en appliquant aux objectifs aplanétiques la condition des sinus :

$$\Delta\sigma \sin^2 u_1 = \Delta\varepsilon \sin^2 u_2$$

et :

$$(9) \quad B'_\lambda = T_\lambda B_\lambda$$

L'éclairement sur un écran dont la normale fait l'angle α avec l'axe optique a pour valeur :

$$(10) \quad E = \Phi'_\lambda \cos \alpha = \pi T_\lambda B_\lambda d\lambda \sin^2 u_2 \cos \alpha$$

Dans les formules (6), (9) et (10), T_λ est en facteur. Qu'il s'agisse du flux total transmis, de la brillance ou de l'éclairement, il y a évidemment toujours intérêt à augmenter autant que possible la transparence de l'appareil.

En photométrie visuelle, c'est la brillance qui compte. Il n'y a pas intérêt à employer des objectifs très ouverts. Au point de vue de la pureté, on pourra se rapprocher des conditions optima en prenant un objectif d'entrée à grande focale de telle sorte que la largeur angulaire de fente soit assez faible pour utiliser tout le pouvoir séparateur de l'instrument.

En spectrographie, c'est l'éclairement qui, avec la pureté, définit les qualités essentielles de l'appareil. La formule (10) montre qu'on peut avoir intérêt à choisir un objectif de sortie très ouvert tandis que l'objectif d'entrée peut conserver une grande distance focale afin de ne pas diminuer la pureté. On peut ainsi être conduit à la construction d'appareils très dissymétriques.

Au contraire, dans le cas très particulier de la spectro-photométrie physique, que l'on prenne comme récepteur

une cellule photoélectrique ou un couple thermoélectrique, on augmentera toujours la sensibilité de l'appareil en raison directe du flux total qu'il reçoit. La formule (6) montre qu'il faut utiliser un objectif d'entrée aussi ouvert que possible, avec une fente large. Or, une fente large diminue par contre la pureté. Les exigences de la pureté et de la clarté sont contradictoires. On définira « *l'efficacité* » F de l'appareil utilisé en spectrophotométrie physique comme le produit de la « *pureté* » par la « *clarté* ».

$$(11) \quad F = P \cdot L = \frac{\lambda \Delta}{0.33 \frac{\lambda}{l} + \frac{a_1}{f_1}} \cdot T_\lambda \Delta\sigma \frac{1 + \left(\frac{l}{2f_1}\right)^2}{\left(\frac{l}{2f_1}\right)^2}$$

$$\Delta\sigma = a_1 b_1 \begin{cases} a_1 \text{ largeur de fente} \\ b_1 \text{ longueur de fente.} \end{cases}$$

Cette formule se simplifie si l'on tient compte d'une part qu'avec les largeurs de fente pratiquement utilisables, le terme $0.33 \frac{\lambda}{l}$ est négligeable devant a_1/f_1 , d'autre part que les ouvertures réalisables sont telles que $\left(\frac{l}{2f_1}\right)^2$ est négligeable devant l'unité. On a alors :

$$(11 bis) \quad F = \lambda \Delta T_\lambda b_1 \frac{l}{4f_1} \cdot l$$

La largeur de fente a_1 ne figure plus dans cette formule, ce qui signifie qu'avec une fente de plus en plus large la clarté augmente dans la mesure même où l'on sacrifie la pureté.

La formule (11 bis) montre quels sont les facteurs sur lesquels on peut agir pour augmenter l'efficacité de l'appareil pour une radiation λ déterminée.

1° Avant tout, il faut chercher à augmenter le facteur de transparence de l'appareil;

2° On peut employer une fente dont la longueur b_1 sera aussi grande que peuvent le permettre les aberrations et la courbure de l'image;

3° Il faut utiliser un objectif de grande ouverture l/f_1 et en même temps de grand diamètre l . En effet, si l'on augmente l'ouverture, il faut le faire en augmentant l et non en diminuant f_1 sous peine de diminuer la pureté par suite de l'augmentation du diamètre angulaire de la fente a_1/f_1 .

Conclusion. — Tout ceci montre donc que, dans la construction d'un monochromateur destiné à la spectro-photométrie, on doit non seulement utiliser un objectif d'entrée aussi ouvert que possible, mais que cet objectif devra nécessairement, ainsi que le prisme, avoir de grandes dimensions. Ce n'est qu'à ce prix que l'on pourra utiliser des fentes larges, sans diminuer la pureté de l'instrument, et obtenir encore suffisamment de lumière avec des sources de faible brillance.

Il faut remarquer dès maintenant que l'augmentation des dimensions des prismes et objectifs augmente les pertes de lumière par absorption. L'augmentation de l'ouverture des objectifs conduit à l'emploi d'objectifs complexes à plusieurs verres, ce qui augmente les pertes de lumière par réflexion et diffusion. Le facteur de transparence T diminue et l'on risque ainsi de perdre d'un côté ce que l'on gagne d'un autre.

2° ETUDE DU FACTEUR DE TRANSMISSION T .

Les pertes de lumière sont dues surtout à la réflexion sur les faces des lentilles et des prismes. Une partie de la lumière est aussi absorbée par ceux-ci et une autre partie diffusée. La lumière diffusée dépend de l'état et du nombre des surfaces diffusantes. Nous ne calculerons que l'ordre de grandeur des pertes par réflexion et nous

supposerons applicables les formules de Fresnel. Nous distinguons deux cas :

A. — La face d'entrée de l'objectif d'entrée est plane ou concave. C'est le cas presque toujours réalisé dans les objectifs modernes aplanétiques. Cela implique la traversée par la lumière d'au moins trois surfaces de séparation air-verre ou verre-air avant que la lumière ne pénètre dans le prisme. En fait, ce nombre pourra être beaucoup plus élevé si l'on veut atteindre de grandes ouvertures en réalisant des objectifs bien corrigés. *Les formules de FRESNEL montrent que jusqu'à l'incidence de 40° (ouverture d'environ $f/0,6$) la proportion de lumière réfléchie à l'entrée est à peu près indépendante de l'ouverture et voisine de 4,5 % pour le crown.*

B. — Cas idéal où la face d'entrée, *convexe*, transforme directement le faisceau qu'elle reçoit en un faisceau de rayons parallèles. Une telle surface est un hyperboloidé de révolution. Rien n'empêche alors, au moins théoriquement, le système dispersif de faire corps avec l'objectif d'entrée. La lumière n'aura à traverser qu'une surface de séparation. Mais l'incidence est rapidement variable quand l'ouverture croît au delà d'une certaine valeur.

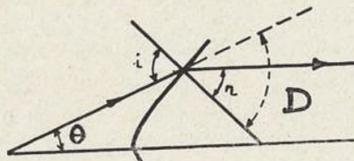


Fig. 2

Calculons dans ce cas l'angle d'incidence i en fonction de l'angle θ (fig. 2). On a :

$$i = \theta + r$$

$$\begin{aligned} n \sin i &= \sin \theta \cos r + \cos \theta \sin r \\ n &= \frac{\sin \theta}{\operatorname{tg} r} + \cos \theta \\ \operatorname{tg} r &= \frac{\sin \theta}{n - \cos \theta} \end{aligned}$$

La dernière formule donne θ en fonction de r et, par suite, i en fonction de θ . Avec $n = 1,6$ on obtient le tableau suivant des valeurs numériques :

$\operatorname{tg} \theta$	θ	r	i	Facteur de réflexion
0,05	2°52'	4°46'	7°38'	0,044
0,2	11°19'	16°8'	27°27'	0,044
0,3	16°42'	24°6'	40°48'	0,05
0,4	21°50'	28°56'	50°46'	0,06
0,5	26°40'	32°26'	59°6'	0,095
0,6	31°	34°42'	65°42'	0,13
0,7	35°	36°18'	71°18'	0,19
0,8	38°40'	37°20'	76°	0,32

Nous pouvons maintenant dresser un tableau comparatif montrant le pourcentage de lumière entrant dans le prisme pour un même flux émis par une fente de largeur invariable, de brillance uniforme et rayonnant suivant la loi de LAMBERT de la lumière non polarisée, dans les quatre cas types suivants :

$\operatorname{tg} \theta$	1 ^{er} cas	2 ^e cas	3 ^e cas	4 ^e cas
0,05	25	25	21,8	23,9
0,2	400	386	336	369
0,3	900	825	718	786
0,4	1600	1380	1212	1308
0,5	2500	2000	1742	1867
0,6	3600	2640	2300	2426
0,7	4900	3290	2865	2952
0,8	6400	3900	3400	3353

1^{er} cas : on ne tient pas compte des pertes par réflexion et on utilise la formule (5) simplifiée en négligeant O_1 devant l'unité (formule de Van CITTERT).

2^e cas. — On ne tient pas compte des pertes par réflexion et on utilise la formule (5) correctement.

3^e cas. — Même formule, mais on suppose un objectif à face d'entrée plane ou concave, éclairé sous des incidences inférieures à 40°. On tient compte des pertes par réflexion en supposant le minimum de trois surfaces réfléchissantes.

4^e cas. — Même calcul, mais avec une seule surface réfléchissante, nécessairement asphérique.

Dans ce tableau, les flux sont exprimés en unités arbitraires. L'indice moyen est supposé 1,6. Les résultats du quatrième cas sont obtenus par intégration à l'aide des nombres donnés dans le tableau précédent.

L'examen et la comparaison des nombres de ce tableau montre que l'emploi de la formule (5) simplifiée devient inadmissible dès que les raisons d'ouverture atteignent 0,2. La comparaison des nombres correspondant aux cas 2, 3, 4 montre que les pertes par réflexion ne sont jamais négligeables, mais que l'avantage reste à la quatrième hypothèse même pour des raisons d'ouverture très grandes allant jusqu'à 0,7.



Fig. 3

En fait, cet avantage est beaucoup plus considérable pour les grandes ouvertures, car il est impossible de réaliser de bons objectifs, même non achromatisés, à faces sphériques, sans être contraint d'employer au moins deux ou trois lentilles non collées. Enfin, nous avons admis que les pertes sur la face d'entrée du prisme sont de l'ordre de 4,5 %. En réalité, pour des incidences de 60°, elles peuvent atteindre 15 %.

Si l'on ne tenait pas un compte suffisant de ces faits, on pourrait être amené, pour avoir de grandes ouvertures, à remplacer un modèle existant par un autre, plus compliqué, plus coûteux, effectivement plus ouvert... mais en définitive moins lumineux.

Proposons-nous, par exemple, d'atteindre une ouverture de $f/2$. Sans rechercher l'achromatisme, la réduction des autres aberrations conduit à la construction d'objectifs à faces planes ou sphériques comportant trois verres non collés. Examinons alors l'ordre de grandeur de la transparence de l'ensemble d'un monochromateur simple dans trois cas :

1^{er} cas (fig. 3). — Objectifs à lentilles sphériques.

12 faces sphériques ou planes (pertes 4,5 % sur chaque face) ;

2 faces à 60° (perte 12 %).

On trouve pour la transparence, $T = 40,6 \%$.

Densité optique équivalente, $d = 0,39$.

La raison d'ouverture équivalente pour un appareil parfaitement transparent ne serait plus que 0,157 au lieu de 0,25.

2^e cas (fig. 4). — Deux objectifs hyperboliques comprenant chacun une face plane et une face asphérique. Prisme avec incidence à 60°. On trouve : $T = 70 \%$.

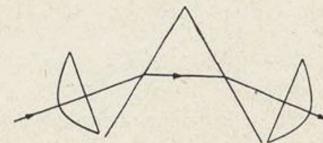


Fig. 4

Raison d'ouverture équivalente pour un appareil parfaitement transparent = 0,21.

Densité optique équivalente, $d = 0,15$.

3^e cas (fig. 5). — Tout le système dispersif forme bloc et comporte seulement deux surfaces (asphériques) air-verre et verre-air. On trouve : $T = 89\%$.

Densité optique équivalent, $d = 0,045$.

Il convient d'ajouter par rapport aux cas précédents la densité optique de l'épaisseur supplémentaire de verre traversé et qui est, pour le rayon moyen, égale à la demi-

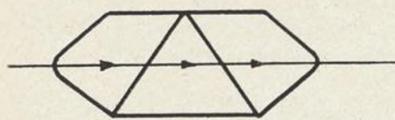


Fig. 5

largeur du prisme. Cette densité supplémentaire n'est que de l'ordre de 0,001 par cm au milieu du spectre visible pour un verre bien transparent.

On voit donc que, si l'on ne se résigne pas à la taille de surfaces asphériques, il est impossible d'obtenir un avantage sérieux par l'emploi de grandes ouvertures.

Par contre, la deuxième et surtout la troisième hypothèses fourniraient une heureuse solution au problème, car le gain considérable de lumière résultant de l'emploi de grandes ouvertures ne serait pas détruit partiellement par les pertes de lumière.

Nous n'avons pas tenu compte de la lumière parasite due à la diffusion et qui augmente avec le nombre des surfaces. De plus, la lumière parasite doit être absolument éliminée sur la fente de sortie d'un spectrophotomètre de précision. On sait que l'on y parvient par l'emploi d'un monochromateur double. Mais la densité optique équivalente à un tel appareil se trouve encore doublée.

Cette nécessité d'un monochromateur double peut diminuer dans la troisième hypothèse à cause du petit nombre des surfaces diffusantes et réfléchissantes et l'avantage d'un tel dispositif presque *six fois plus lumineux* à ouverture égale que le premier apparaît comme considérable. Il est tel que, malgré les difficultés d'une pareille entreprise, la construction de tels monochromateurs mérite d'être tentée.

3^e ÉCLAIRAGE DE LA FENTE D'ENTRÉE.

Les développements précédents supposent une fente lumineuse par elle-même, rayonnant suivant la loi de LAMBERT de la lumière non polarisée.

Pratiquement, la fente est toujours éclairée par une source lumineuse et les conditions précédentes ne restent satisfaites que si l'on projette sur la fente une bonne image de la source à l'aide d'un condenseur aplanétique et achromatique d'ouverture au moins égale à celle du collimateur. Un spectrographe n'est complet que muni de son condenseur approprié.

Si l'on peut à la rigueur s'affranchir de la nécessité d'achromatiser les objectifs d'entrée et de sortie en imaginant un procédé mécanique convenable permettant de faire varier la distance de l'objectif à la fente, on ne peut guère songer à en faire autant pour le condenseur, la source étant fixe. Dans ces conditions, construire avec des lentilles un condenseur d'ouverture $f/2$ par exemple, aplanétique et de plus achromatisé pour trois radiations, devient une entreprise délicate.

On pourra, dans ce cas, utiliser un miroir sphérique concave, la source et la fente se trouvant près du centre, ou bien un miroir elliptique avec source et fente aux foyers.

Il convient de ne pas perdre de vue que si la lumière en provenance de la fente est plus ou moins polarisée, il peut en résulter une baisse notable du facteur de trans-

parence, surtout si les prismes reçoivent des faisceaux très obliques.

Enfin, si l'absorption ne joue pas un très grand rôle dans le spectre visible, il n'en est plus de même dans l'ultra-violet et l'infra-rouge, et de plus, le remplacement du verre par le quartz ou la fluorine dans la construction des objectifs et des prismes augmente considérablement les difficultés.

III. — Composition spectrale du flux sortant.

Nous envisageons spécialement le cas de monochromateurs destinés à des mesures spectrophotométriques. Nous venons de montrer que, pour obtenir des flux aussi intenses que possible, on est conduit à employer des objectifs très ouverts et *de grand diamètre*. Dans ces conditions, les phénomènes de diffraction ne jouent plus qu'un rôle très secondaire. En tenir compte compliquerait inutilement l'exposé sans en changer les conclusions. Nous les négligerons.

1^e EFFET DES ABERRATIONS RÉSIDUELLES DE L'OBJECTIF D'ENTRÉE.

LARGEUR OPTIMA DE LA FENTE MÉDIANE ET DE LA FENTE DE SORTIE.

La largeur a_1 de la fente d'entrée définit les largeurs des fentes médiane et de sortie. En principe, s'il n'y avait pas d'aberrations résiduelles, la fente médiane devrait coïncider avec l'image de la fente d'entrée. Il en serait de même pour la fente de sortie qui devrait coïncider avec la dernière image. En fait, les objectifs de grandes ouvertures ne sauraient être parfaitement corrigés. Il y a des aberrations résiduelles. Soit ϵ le diamètre de la tache d'aberration principale transversale, mesuré dans le plan de la fente médiane d'un monochromateur double. L'image parfaite de la fente d'entrée étant MNPQ (fig. 6) de largeur a_1 , l'image d'un point de la fente d'entrée serait un point tel que O. En réalité, à cause de l'aberration résiduelle, c'est une tache de diamètre ϵ (en lumière monochromatique). Si l'on conserve alors la largeur a_1 pour la fente médiane, toute la lumière aberrante tombant hors du rectangle MNPQ sera arrêtée. La fente jouera partiellement le rôle de diaphragme. La pupille d'entrée n'est plus seule à jouer ce rôle et si l'on en forme une image à l'aide d'un

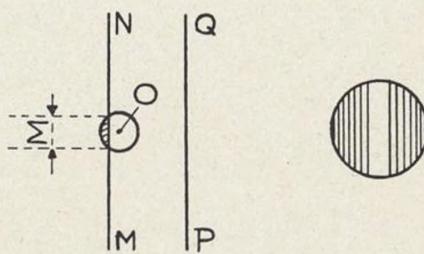


Fig. 6 et 7

système optique convenable placé derrière la fente (et qui peut être l'œil) l'image ne sera plus uniformément éclairée; elle aura l'aspect de la figure 7, souvent observé dans les appareils courants.

Le facteur de transmission d'un monochromateur peut se trouver diminué d'une quantité appréciable variable avec la longueur d'onde et les largeurs des fentes. Des plages non uniformes comme la figure 7 sont inutilisables en photométrie visuelle.

Donc, aussi bien pour la précision des pointés photométriques que pour obtenir le maximum de luminosité, il faut que la fente médiane reçoive *toute* la lumière monochromatique envoyée par la fente d'entrée (au coefficient de transparence près). Pour cela, la largeur à don-

ner à la fente médiane doit être celle de l'image géométrique augmentée de ϵ .

L'expérience montre que ϵ n'est jamais négligeable devant a_1 et parfois du même ordre de grandeur.

Dans un monochromateur double symétrique, la largeur minima de la troisième fente sera évidemment $a_1 + 2\epsilon$ à moins que le montage ne compense partiellement les aberrations.

La largeur $a_1 + \epsilon$ peut se déterminer expérimentalement. Dans le cas d'un spectrophotomètre à cellule photoélectrique, il suffit d'éclairer la fente d'entrée de largeur a_1 , en lumière monochromatique, à l'aide par exemple de l'arc au mercure. On écarte ensuite progressivement les lèvres de la deuxième fente jusqu'à ce que le courant fourni par la cellule à la sortie de l'appareil atteigne sa valeur maximum, qui reste ensuite sensiblement constante si l'on dépasse la largeur $a_1 + \epsilon$.

2^o COURBURES A DONNER A LA FENTE MÉDIANE ET A LA FENTE DE SORTIE.

La fente d'entrée du monochromateur est parallèle à l'arête du prisme et le milieu de la fente coïncide avec le foyer de l'objectif d'entrée. Les rayons provenant des points de la fente éloignés de ce foyer fournissent des rayons qui ne se propagent plus dans des sections principales, mais font un angle $u = z/f_1$ avec ces plans, z désignant la distance au foyer du point considéré de la fente.

On sait que tout se passe alors comme si l'indice était augmenté de

$$\Delta n = \frac{n^2 - 1}{2} u^2.$$

Au minimum de déviation, la déviation D calculée dans le cas de la propagation suivant une section principale est augmentée de la quantité :

$$\begin{aligned} \Delta D &= \Delta n \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \quad (A, \text{ angle du prisme}) \\ &= \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{z^2}{f_1^2} \end{aligned}$$

Au lieu d'avoir pour image de la fente dans le plan focal image de l'objectif de sortie une petite droite parallèle à l'arête du prisme, le point image correspondant au point choisi de la fente se trouvera donc à une distance $x = f_2 \Delta D$ de cette droite, dans ce même plan focal. L'image est de forme parabolique :

$$x = \left[\frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{f_1^2}{f_2} \right] z^2$$

Par exemple, pour $n = 1,65$, $A = 60^\circ$, $f_1 = f_2 = 195$ mm. On trouve pour $z = \pm 4$ mm

$$x = 75 \text{ microns}$$

Si l'on confond le petit arc de parabole avec le cercle passant par le foyer et les deux points extrêmes de l'image de la fente, le rayon de ce cercle est :

$$R = \frac{z^2}{2x} = \frac{16}{1 \times 0.075} \text{ mm.} = 107 \text{ mm.}$$

Cette valeur de x est de l'ordre de grandeur des largeurs de fente. On doit donc en tenir compte dans la construction de la fente médiane. Le côté convexe doit être vers l'arête du prisme.

Pour la fente de sortie d'un monochromateur double, il faut distinguer deux cas :

A) Les dispersions s'annulent : la fente médiane est plan de symétrie de l'appareil; les arêtes des prismes sont du même côté. Le deuxième prisme annule les déviations introduites par le premier et l'image finale de la fente d'entrée est droite. La troisième fente sera donc rectiligne.

B) Les dispersions s'ajoutent : le foyer de l'objectif de sortie du premier prisme est alors centre de symétrie pour l'ensemble de l'appareil. Dans ce cas, la courbure de la troisième fente devra être le double de celle de la première, ce qui complique l'appareil.

3^o COMPOSITION DE LA LUMIÈRE TRANSMISE PAR LA FENTE DE SORTIE D'UN MONOCHROMATEUR LORSQUE LA FENTE EST ÉCLAIRÉE EN LUMIÈRE COMPLEXE.

Nous supposerons d'abord que le monochromateur est simple.

A. — *Spectres continus.* — Chaque radiation monochromatique donne, dans le plan focal de l'objectif de sortie, son image de largeur a_1 ou bien $a_1 + \epsilon$ si l'on tient compte des aberrations. Si, pour l'une des radiations de longueur d'onde λ_0 , l'image coïncide exactement avec la fente, toute la lumière de longueur d'onde λ_0 sera transmise (au facteur de transmission près).

Pour les radiations voisines de λ_0 , les images correspondantes ne recouvriront que partiellement la fente. La fraction de lumière transmise pour la longueur d'onde $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ est fonction de la variation correspondante $\Delta\lambda$ de la déviation angulaire du faisceau. On a :

$$\Delta D = \Delta \times \Delta\lambda = \frac{dn}{d\lambda} \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \Delta\lambda$$

Δ étant la « dispersion ».

Lorsque $\pm \Delta\lambda$ atteint la largeur angulaire de la fente $\frac{a_1 + \epsilon}{f_1}$ la fraction correspondante de la lumière transmise devient nulle.

L'intervalle $\lambda_2 - \lambda_1$ des longueurs d'onde transmises plus ou moins complètement est :

$$(12) \quad \lambda_2 - \lambda_1 = 2\Delta\lambda_0 = 2 \frac{a_1 + \epsilon}{f_1} \frac{1}{\Delta}$$

Cet intervalle est donc proportionnel à la largeur de fente et en raison inverse de la « dispersion ».

Si l'image géométrique est parfaite et que $\epsilon = 0$, la fraction de lumière transmise pour une longueur d'onde quelconque $\lambda \pm \Delta\lambda$ comprise dans l'intervalle $\lambda_2, \lambda_0, \lambda_1, \lambda_1$, est évidemment proportionnelle à la surface de l'image qui recouvre la fente. Cette fraction a pour valeur :

$$(13) \quad k = \frac{\Delta\lambda_0 - |\Delta\lambda|}{\Delta\lambda_0}$$

$k = 1$ pour $\Delta\lambda = 0$ et $k = 0$ pour $|\Delta\lambda| = \Delta\lambda_0$.

Dans l'intervalle considéré λ_2, λ_1, k est une fonction linéaire de $\Delta\lambda$ représentée par la courbe de la figure 8.

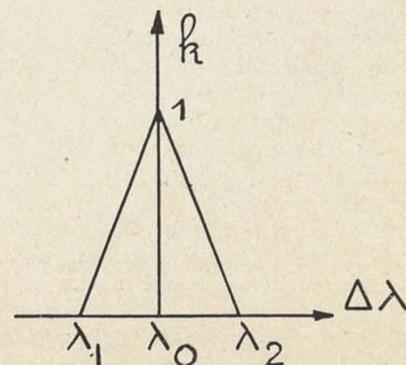


Fig. 8

Si l'on tient compte des aberrations et qu'on donne à la fente la largeur $a_1 + \epsilon$, la courbe prend la forme de la figure 9, non calculable à priori. Dans ce dernier cas, pour la longueur d'onde λ_0 , tous les rayons aberrants ou non sont intégralement transmis. Dans l'intervalle λ'_1, λ_2 correspondant à la largeur 2ϵ , les rayons non aberrants sont transmis intégralement, les rayons aberrants sont plus ou moins arrêtés.

Dans les intervalles $\lambda_1 \lambda'_1$ et $\lambda_2 \lambda'_2$, les rayons aberrants ou non sont plus ou moins partiellement interceptés par la fente.

Enfin, il ne faut pas oublier qu'en plus des radiations régulières que nous venons de définir, la fente transmet une quantité plus ou moins grande de lumière diffuse provenant de toutes les régions du spectre.

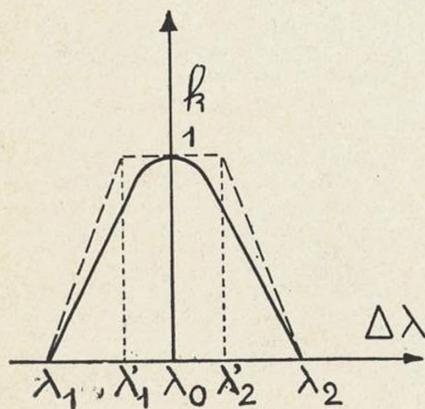


Fig. 9

Calculons maintenant le flux total d'énergie lumineuse Φ_0 transmis par la fente quand le monochromateur est réglé pour la radiation λ_0 .

Soit $\varphi_\lambda d\lambda$ le flux total transporté par l'intervalle infiniment petit de radiation $d\lambda$. La fraction de ce flux élémentaire transmise par la fente est :

$$k \varphi_\lambda d\lambda$$

et l'on a :

$$\Phi_0 = \int_{\lambda_0}^{\lambda'_1} k \varphi_\lambda d\lambda + \int_{\lambda_0}^{\lambda_2} k \varphi_\lambda d\lambda$$

Mais pour un spectre continu et pour un petit intervalle $\lambda_2 - \lambda_1$, φ_λ peut être considéré comme constant, et l'intervalle $\lambda_0 - \lambda_1$ comme identique à l'intervalle $\lambda_0 - \lambda_2$.

$$(14) \quad \Phi_0 = 2\varphi_0 \int_{\lambda_0}^{\lambda'_1} k d\lambda$$

Φ_0 est donc proportionnel à l'aire de la courbe $k = f(\lambda)$. Dans le cas de la figure 8,

$$(14 \text{ bis}) \quad \Phi_0 = \varphi_0 \Delta\lambda_0$$

Φ_0 est donc proportionnel, pour un intervalle $\Delta\lambda_0$ constant, à φ_λ . L'appareil récepteur, placé derrière la fente, donnera des indications comparables à celles que l'on obtiendrait si la lumière était réellement monochromatique de longueur d'onde λ_0 .

Par contre, même avec un récepteur non sélectif, comme le couple thermoélectrique, les réponses pour deux régions différentes du spectre ne sont pas dans le même rapport que les intensités spectrales correspondantes parce qu'en fait $\Delta\lambda_0$ n'est pas constant. En effet, la formule (12) montre que $\Delta\lambda_0$ est en raison inverse de la « dispersion » qui est une fonction de λ .

$\Delta\lambda_0$ ne pourrait être constant que si l'on faisait varier

la largeur de fente proportionnellement à la « dispersion ». Ce serait possible au prix d'une complication mécanique.

Dans le cas de la figure 9 on ne peut donner qu'une limite supérieure de l'intégrale, celle qu'on obtiendrait s'il n'y avait pas d'aberrations, tout en augmentant la largeur de fente au delà de a_1 de la quantité a'_1

$$\Phi'_0 = 2\varphi_\lambda \frac{(\lambda_2 - \lambda_1) + (\lambda'_2 - \lambda'_1)}{2}$$

$$\Phi'_0 = 2\varphi_\lambda \left[\frac{(\lambda_2 - \lambda'_2) + (\lambda'_1 - \lambda_1)}{2} + (\lambda'_2 - \lambda'_1) \right]$$

Les deux termes entre [] correspondent : le premier à la largeur de fente a_1 , image de la fente d'entrée, c'est-à-dire à l'intervalle des radiations non transmises intégralement; le deuxième à la largeur supplémentaire a'_1 définissant l'intervalle des radiations transmises intégralement.

Donc (en supposant toujours qu'on néglige les aberrations) si la largeur de fente croît à partir de 0 , Φ'_0 croît d'abord proportionnellement à la largeur de fente tant que $a'_1 = 0$, c'est-à-dire jusqu'à ce que cette largeur ait atteint a_1 . Ensuite, a_1 est constant et Φ'_0 augmente plus vite pour une même augmentation de largeur de fente, quand a'_1 augmente. Par exemple, pour $a'_1 = a_1$, le flux transmis est trois fois plus intense que pour $a'_1 = 0$ (la fente ayant alors une largeur moitié).

B. Spectre de raies. — On comprend facilement qu'une raie isolée donnera le flux lumineux maximum si la fente de sortie a la largeur $a_1 + \epsilon$ et que l'image monochromatique est bien centrée. Si dans l'intervalle $\lambda_0 \pm \Delta\lambda_0$ défini par la largeur de fente se trouvent d'autres raies, la proportion de lumière qu'elles transmettent se déduit encore des courbes des figures 8 ou 9. Le flux total transmis par la fente est encore de la forme :

$$(15) \quad \Phi'_0 = \left[\sum k \varphi_\lambda \right]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$$

Mais cette fois, il s'agit d'une somme finie de termes et de plus φ_λ peut varier considérablement d'une radiation à une autre. Il y a donc là une différence essentielle avec le cas précédent.

Cas d'un monochromateur double. — En principe, la largeur de la fente de sortie est $a_1 + 2\epsilon$ si celle de la fente médiane est $a_1 + \epsilon$.

Dans le cas où les dispersions se retranchent, toute la lumière transmise par la fente médiane traversera la fente de sortie si celle-ci est bien centrée. La répartition de la lumière transmise reste donc celle des figures 8 et 9.

Si les dispersions s'ajoutent, la « dispersion » totale Δ de l'appareil est doublée et par suite l'intervalle $\Delta\lambda_0$ qui définit les radiations admises est réduit de moitié (si la fente de sortie conserve, bien entendu, la largeur $a_1 + \epsilon$).

Dans les deux cas, l'avantage du monochromateur double pour l'élimination de la lumière diffuse reste le même.

IV. — Interprétation des résultats fournis par un spectrophotomètre. — Courbe vraie de distribution spectrale de l'énergie.

Plaçons derrière la fente de sortie d'un monochromateur une cellule photoélectrique (récepteur sélectif) et supposons que les courants photoélectriques qu'elle fournit sont, pour une radiation monochromatique déterminée, proportionnels à l'énergie que transmet cette radiation. Par un dispositif enregistreur convenable, un point lumineux projeté par le miroir d'un galvanomètre se déplace sur une plaque photographique. Le long d'un axe Oy les déplacements y sont proportionnels aux courants photoélectriques; suivant la direction Ox perpendiculaire, un mécanisme convenable, solidaire du monochromateur, pro-

duit des déplacements qui sont fonction de la longueur d'onde des radiations contenues dans les flux lumineux à étudier; ces radiations se trouvent dispersées dans le spectre fourni par le prisme du monochromateur; une rotation de ce prisme les amène tour à tour sur la fente de sortie du monochromateur et c'est cette rotation qui commande le déplacement du spot suivant Ox . On peut d'ailleurs s'arranger, pour plus de commodité, pour que x soit proportionnel aux longueurs d'onde.

L'appareil ainsi conçu est un spectrophotomètre enregistreur. Quelle est la signification physique de la courbe $y = f(x)$ obtenue après développement de la plaque?

Nous allons raisonner ici sur le cas concret qu'on vient de décrire, mais les conclusions restent valables pour d'autres types de spectrophotomètres enregistrant des déviations qui seraient fonction de l'intensité et de la longueur d'onde des flux lumineux reçus à la fente de sortie d'un monochromateur.

Cas d'un spectre continu. — La formule (14) montre que le flux sortant est proportionnel à l'intensité $\varphi_{\lambda_0} \Delta\lambda_0$ de la radiation monochromatique de longueur d'onde λ_0 définie par la position relative du milieu de la fente par rapport au spectre.

L'indication de la cellule, c'est-à-dire en fin de compte la déviation y du spot dépend: 1° du facteur de transparence T_{λ} de l'appareil; 2° de la sensibilité spectrale de la cellule. Cette dernière peut être caractérisée par un facteur s_{λ} , variable avec la longueur d'onde et proportionnel à l'indication que donne l'appareil pour chaque longueur d'onde quand l'énergie reçue est constante. En appelant I_{λ} l'intensité correspondant à la radiation pour le faisceau entrant, on a :

$$\varphi_{\lambda} = T_{\lambda} I_{\lambda}$$

et $y = s_{\lambda_0} \varphi_{\lambda_0} \Delta\lambda_0$. (à un facteur constant près)

$$y = s_{\lambda_0} T_{\lambda_0} I_{\lambda_0} \Delta\lambda_0$$

s_{λ_0} , T_{λ_0} , $\Delta\lambda_0$ sont des facteurs qui tous sont fonction de λ donc de x . Si ces facteurs étaient des constantes indépendantes de la longueur d'onde transmise, la courbe $y = f(x)$ fournie par l'appareil serait justement identique (à l'échelle des coordonnées près) à la courbe $I_{\lambda} = f(\lambda)$ représentant la répartition spectrale énergétique dans le flux lumineux étudié.

La fente utilisée conserve généralement une largeur constante et par suite $\Delta\lambda_0$ varie avec λ_0 suivant une loi déterminée par la courbe de dispersion du prisme utilisé. On sait qu'il est alors aisé de passer de la courbe expérimentale à la courbe « normale », c'est-à-dire à celle qu'on obtiendrait si $\Delta\lambda_0$ était constant. Il faudrait de plus

multiplier les ordonnées par les valeurs de $\frac{1}{s_{\lambda_0} T_{\lambda_0}}$

correspondant à chaque longueur d'onde. Ceci entraîne la détermination préalable pour l'appareil dispersif et pour la cellule des variations de transparence et de sensibilité en fonction des longueurs d'onde.

Dans le cas où l'on emploierait une fente large, une correction supplémentaire dite de « largeur de fente » dont le principe a été exposé par divers auteurs (28), (29), deviendrait nécessaire.

On voit donc que le passage de la courbe expérimentale $y = f(x)$ à la courbe normale $I_{\lambda} = f(\lambda)$ reste une opération délicate nécessitant, au moins pour un flux lumineux facilement reproduisible, des déterminations en valeurs absolues.

Heureusement, le plus souvent on ne cherche pas en spectrophotométrie à déterminer en valeur absolue la

courbe normale de répartition d'énergie d'un flux lumineux. Il suffit, dans la plupart des applications, de comparer les intensités énergétiques, pour chaque longueur d'onde, d'un flux complexe, avec celles que donnerait un flux lumineux type. Le problème ainsi posé est infiniment plus simple. En effet, les corrections dues à l'absorption, à la sélectivité du récepteur, à la dispersion, ne sont plus nécessaires. Pour chaque longueur d'onde, elles affectent les indications de l'appareil dans le même rapport pour les deux flux à comparer. Les valeurs de T_{λ} , s_{λ} ne changent pas avec la nature des sources de lumière pourvu que l'appareil reste utilisé dans les mêmes conditions. Il faut veiller en particulier à ce que l'état de polarisation de la lumière soit le même. La seule correction qui pourrait subsister est celle de la largeur de fente. Mais en pratique, elle sera toujours négligeable si l'appareil est assez lumineux pour qu'on puisse isoler des bandes spectrales inférieures par exemple à une centaine d'angstroms.

La seule condition à remplir dans un appareil analogue à celui dont nous venons de donner une description sommaire et qui mesure des déviations, c'est que celles-ci soient proportionnelles en lumière monochromatique à l'énergie lumineuse transmise. A ce prix, le quotient des indications pour une même longueur d'onde pour deux flux quelconques donne le rapport des radiances énergétiques pour cette longueur d'onde.

Cas d'un spectre de raies. — La transparence, la sélectivité du récepteur, jouent le même rôle que précédemment. Nous n'y reviendrons pas.

La formule (15) donne la répartition spectrale de l'énergie transmise :

$$\Phi_{\lambda_0} = \left[\sum k_{\lambda} \varphi_{\lambda} \right]_{\lambda_0}^{\lambda^2}$$

Φ_{λ_0} est l'intensité totale des radiations monochromatiques transmises quand la fente est centrée pour une radiation de longueur d'onde λ_0 . φ_{λ} est l'intensité totale de chaque radiation composante, dont l'image recouvre plus ou moins la fente de sortie. k_{λ} est la fraction de cette énergie que la fente laisse passer.

k_{λ} et φ_{λ} varient de façon quelconque avec la longueur d'onde. Les courbes qui représentent les variations de k_{λ} en fonction de la position du milieu de la fente par rapport au spectre (courbes des figures 8 ou 9) sont toutes

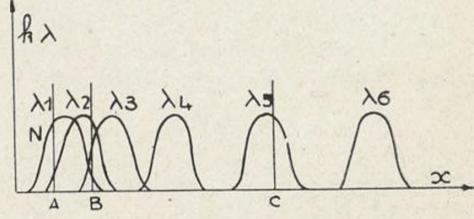


Fig. 10

identiques entre elles. Leur forme ne dépend pas de la longueur d'onde mais seulement de la largeur de la fente et des aberrations (supposées à peu près constantes). Pour les diverses abscisses du milieu de la fente (comptées à partir d'un point quelconque du spectre) le réseau de ces courbes peut être, par exemple, celui de la figure 10.

On voit immédiatement pour une position donnée du milieu de la fente quelles sont les radiations qui fournissent de l'énergie et dans quelles proportions. C'est ainsi que si le milieu de la fente est en A, seules les radiations λ_1 et λ_2 peuvent passer. En B, ce sont les trois radiations λ_1 , λ_2 , λ_3 . En C, la radiation λ_5 seule fournit de l'énergie.

On voit que deux cas sont à distinguer :

1° *Le monochromateur a un pouvoir dispersif suffisant*

pour isoler complètement une radiation telle que λ_5 ou λ_6

Pour une position convenable de la fente, l'énergie transmise sera complètement enregistrée par le récepteur, et l'ordonnée maxima de la courbe $y = f(x)$ sera proportionnelle à l'intensité énergétique I_λ de cette radiation.

2° Le pouvoir dispersif est insuffisant pour isoler les radiations d'un groupe tel que $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$.

Que signifie dans ce cas la courbe $y = f(x)$ enregistrée par le récepteur lorsque le spectre défile devant la fente?

Soient $I_{\lambda_1}, I_{\lambda_2}, I_{\lambda_3}$, etc..., les intensités des diverses radiations émises. Pour une position donnée x_0 (à laquelle

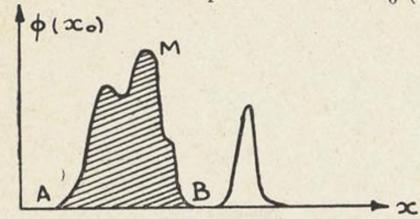


Fig. 11

correspond une radiation λ_0) du milieu de la fente, l'énergie lumineuse transmise par celle-ci est :

$$\Phi_{x_0} = k_1 I_{\lambda_1} + k_2 I_{\lambda_2} + k_3 I_{\lambda_3} + \dots$$

$k_1, k_2, k_3 \dots$ peuvent avoir des valeurs quelconques comprises entre 0 et 1 et ces coefficients prennent tour à tour toutes les valeurs possibles entre 0 et 1 lorsque le spectre défile sur la fente.

Considérons la courbe expérimentale donnant les variations de $\Phi(x_0)$ quand x_0 varie (fig. 11) et évaluons l'aire $AMB = S$ entre la courbe dont les ordonnées extrêmes sont nulles et l'axe des x . On a :

$$S = \int_{x_1}^{x_2} \Phi(x_0) dx$$

$$S = \int_{x_1}^{x_2} k_1 I_{\lambda_1} dx + \int_{x_1}^{x_2} k_2 I_{\lambda_2} dx + \dots$$

Dans chaque terme, $I_{\lambda_1}, I_{\lambda_2}$, etc., sont des constantes. De même, on a vu qu'avec une fente de largeur fixe :

$$\int_{x_1}^{x_2} k_1 dx = \int_{x_1}^{x_2} k_2 dx = \dots = K \text{ (constante)}$$

d'où :

$$S = K(I_{\lambda_1} + I_{\lambda_2} + I_{\lambda_3} + \dots)$$

Ainsi, tout comme dans le cas des spectres continus, la surface S de la courbe reste proportionnelle à l'énergie totale fournie par les radiations comprises entre les limites x_1, x_2 .

Le raisonnement s'étend au cas où les limites x_1, x_2 ne correspondent pas à des ordonnées nulles de la courbe. Il suffit que cet intervalle soit grand par rapport à celui qui définit la largeur de fente.

V. — Conclusions de l'étude des appareils dispersifs à prismes destinés à la spectrophotométrie.

La construction d'un monochromateur à prismes doit être notablement différente selon qu'on le destine à la

spectroscopie et la spectrographie ou bien à la spectrophotométrie.

Dans le premier cas, l'efficacité de l'appareil est définie par la *brillance* du centre de l'image monochromatique fournie sur la fente de sortie et la *pureté*. L'appareil est rationnellement utilisé pour une valeur optima de la largeur de fente. Etant donné qu'on ne saurait pratiquement diminuer celle-ci au-dessous d'une certaine limite (environ 20μ), il est inutile de vouloir chercher un grand pouvoir de résolution en utilisant des prismes et objectifs de grandes dimensions.

On y parviendra avec un appareil multiprisme. La clarté telle que nous l'avons définie n'est qu'une qualité secondaire.

Dans le deuxième cas, c'est au contraire, avec la *pureté*, la qualité essentielle. On l'augmentera en utilisant des objectifs très ouverts et, de plus, de grandes dimensions (pour conserver une pureté suffisante, la largeur angulaire de fente restant faible). Mais si l'on utilise des objectifs très ouverts, il ne faut cependant pas augmenter par trop le nombre des surfaces réfléchissantes, ce qui diminuerait la transparence. En toute logique, on est conduit alors à un appareil très spécial comportant un objectif asphérique formant bloc avec l'appareil dispersif (v. note).

Note concernant un monochromateur à objectif asphérique.

La figure montre le principe de l'appareil et la marche des rayons.

F_1 fente d'entrée, F_2 fente de sortie, O_1 objectif hyperbolique d'ouverture $f/2,5$ — distance focale 200 mm.

P_1 , prisme de crown, P_2 prisme liquide (cinnamate d'éthyle, par exemple).

M , miroir plan plongé dans le cinnamate et dont le plan est parallèle à l'arête des prismes.

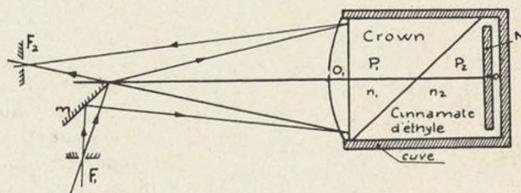


Fig. 11 bis

L'indice du crown choisi est égal à celui du liquide pour la radiation moyenne du spectre. La dispersion pour les autres radiations dépend de l'indice relatif n_2/n_1 . On fait défiler toutes les radiations sur la fente R_2 en faisant tourner le miroir M autour de l'axe vertical O . En même temps, un déplacement de tout l'ensemble de la cuve maintient F_1 au foyer pour toutes les radiations. Les autres aberrations restent faibles si les fentes restent près des foyers.

CHAPITRE II

ÉTUDE D'UN NOUVEAU TYPE DE CELLULE PHOTOÉMISSIVE A VIDE

Les cellules photoémissives à vide du commerce ne donnent pas des courants photoélectriques rigoureusement proportionnels aux flux lumineux reçus par la cathode. Pour la plupart, l'écart de proportionnalité dépasse un pour cent lorsque les flux incidents varient dans le rapport de 1 à 10 (30). Aussi n'est-il pas possible d'utiliser ces cellules dans les méthodes de simple déviation pour des mesures photométriques précises. Pour les autres types de cellules la proportionnalité est encore beaucoup moins bien assurée.

Cette non-proportionnalité qui semble en contradiction avec les lois bien établies de l'émission photoélectrique (31) est due surtout aux tensions anodiques élevées (de l'ordre de 30 à 200 volts) nécessaires pour atteindre la saturation et à la faible surface des anodes utilisées (le plus souvent filiformes). Il en résulte une *charge d'espace* au voisinage de l'anode dont l'effet est sensible (31), un *courant d'obscurité* gênant, une *ionisation* appréciable des gaz restant dans l'ampoule, le courant d'ionisation se superposant au courant photoélectrique proprement dit, et une *distorsion* du champ électrique entre anode et cathode due aux charges parasites sur l'ampoule et qui agissent par influence électrostatique.

C. A. BOUTRY a pensé réduire ou supprimer ces causes de non-proportionnalité en modifiant la forme habituelle de l'anode et la disposition de celle-ci par rapport à la cathode (33). Nous avons soumis ces cellules au contrôle de l'expérience (34). Nous décrirons ces expériences et les résultats obtenus.

Le nouveau type de cellule a déjà été décrit en détail dans diverses publications (33 et 34). Rappelons brièvement que la cathode est un disque plan d'argent pur oxydé superficiellement et recouvert d'une couche mince de césum. Son diamètre est d'environ 1 cm. Elle est entourée d'un anneau de garde de même matière situé dans le même plan et d'environ 1 cm de largeur. L'anode est formée d'un réseau de fils fins (de 18 μ de diamètre) tendus dans un plan parallèle à celui de la cathode à environ 2 nm de celle-ci. L'anneau de garde peut être relié métalliquement à l'anode, ou bien à la cathode, ou rester isolé. L'ensemble est à l'intérieur d'une ampoule de 12 cm de diamètre en pyrex. Les sorties d'électrodes sont parfaitement isolées grâce à de longs pieds de verre. La lumière passe à travers la grille anodique avant de tomber sur la cathode.

Il est à prévoir que l'anode peut capter la totalité des électrons émis par la cathode dès que la différence de potentiel anode-cathode est suffisante pour compenser la différence de potentiel théorique de contact de Volta entre anode et cathode. Or, cette différence de potentiel ne peut être que très faible, de l'ordre de quelques volts seulement. De plus, l'ensemble anode-cathode forme écran électrostatique, ce qui doit annuler l'influence des charges parasites des parois de l'ampoule.

I. — Obtention d'un flux lumineux constant — Méthode d'addition des flux lumineux

1^o OBTENTION D'UN FLUX CONSTANT.

Nous avons utilisé une lampe à ruban de tungstène dans le vide, alimentée par un courant continu d'environ 10

à 12 ampères. Le courant était fourni par une batterie d'accumulateurs au plomb de grande capacité (360 ampères-heure).

Une détermination préalable, faite à l'aide d'un pyromètre RIBAUD, des températures de brillance spectrale (pour $\lambda = 0,660 \mu$) en fonction des intensités et des puissances consommées dans le ruban de tungstène, a permis en utilisant pour cela les données de FORSYTHE et WORTHING (33) de connaître, en fonction de ces mêmes variables, les brillances pour $\lambda = 0,660 \mu$.

Il en résulte qu'au voisinage de 12 ampères, une variation relative de 1/1000 de l'intensité du courant produit une variation de près de 7/1000 pour la brillance. Par suite, si l'on désire maintenir le flux lumineux constant pendant une série de mesures, à 1/10000 près, le courant d'alimentation ne doit pas varier de plus de 1/70000 de sa valeur, en supposant de plus que la résistance reste constante.

Nous avons procédé ainsi. Dans tout le circuit, les contacts étaient très soignés. Les fils d'aménée du courant étaient soudés sur le culot de la lampe. Le courant passait dans une résistance étalon de 0,1 ω en série avec la lampe. On procédait à un double contrôle potentiométrique. D'une part, on mesurait la tension aux bornes de la résistance étalon, d'autre part aux bornes de la lampe. Pendant une série de mesures, cette dernière tension restait pratiquement constante si l'intensité de courant était maintenue constante. Quant à celle-ci, le potentiomètre mettait en évidence une diminution lente et continue due à la décharge des accumulateurs.

Pour y remédier, un aide de laboratoire maintenait constamment au zéro le galvanomètre du potentiomètre par la manœuvre d'un rhéostat. Après avoir attendu que l'équilibre thermique s'établisse entre la lampe et l'extérieur, on parvenait à maintenir constante l'intensité du courant à moins de 1/50000 près pendant une série de mesures.

2^o MÉTHODE D'ADDITION DE FLUX LUMINEUX

Pour vérifier que les cellules photoélectriques sont bien proportionnelles, il est nécessaire de savoir réaliser des flux lumineux dont le rapport soit connu avec une précision au moins égale à celle de la vérification qu'on se propose.

Plusieurs méthodes ont été mises en œuvre pour aboutir à ce résultat. Citons entre autres celles de PRESTON et Mc DERMOTT (30) et de FLEURY (35).

Nous avons utilisé une méthode différente. Le flux lumineux était fourni par une lampe à ruban de tungstène et maintenu constant ainsi que nous l'avons dit. Un bon objectif L_1 donnait une image correcte de la partie centrale du ruban sur un diaphragme D_1 (fig. 12).

Un objectif L_2 de grand diamètre, couvert par le faisceau, projetait sur la cathode de la cellule une très bonne image de l'ouverture du diaphragme D . Contre l'objectif L_2 se trouvait un écran D_2 formé d'un disque opaque percé de plusieurs ouvertures circulaires identiques, régulièrement réparties autour de l'axe du système optique. Chacune de ces ouvertures pouvait être obturée

ou ouverte à volonté. Le système optique tout entier était monté sur un banc photométrique.

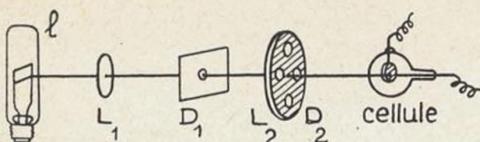


Fig. 12.

Les images formées sur la cathode en ouvrant l'une ou l'autre des ouvertures de l'écran D_2 étaient superposables et d'éclairement sensiblement égal. Numérotions ces ouvertures 1, 2, 3, etc. Le flux lumineux passant par l'ouverture 1 étant Φ_1 , pris par exemple comme unité, les flux transmis par 2, 3, 4... sont respectivement

$$\Phi_2 = l + \varepsilon_2, \Phi_3 = l + \varepsilon_3, \Phi_4 = l + \varepsilon_4, \text{ etc.}$$

Les courants photoélectriques mesurés sont

$$i_1, i_2 = i_1 + \Delta i_2, i_3 = i_1 + \Delta i_3 \text{ etc.}$$

Comme les quantités $\varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4$, etc., sont très faibles devant l'unité, on peut légitimement écrire, même si la cellule n'est pas strictement proportionnelle :

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{\Phi_2}{\Phi_1}, \frac{i_3}{i_1} = \frac{\Phi_3}{\Phi_1}, \text{ etc...}$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$, étant des infiniment petits du premier ordre, les erreurs résultant du fait que, pour des flux très voisins, on raisonne comme si la cellule était proportionnelle, ne sont que d'ordre supérieur.

Les flux Φ_1, Φ_2, Φ_3 , etc. sont donc connus en valeur relative. En ouvrant simultanément les ouvertures 1 et 2, 1, 2 et 3, etc., les flux s'additionnent et les courants photoélectriques mesurés correspondent à des flux $\Phi_1 + \Phi_2, \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$, etc.

En plaçant des filtres convenables sur le trajet du faisceau, on peut opérer en lumière quasi-monochromatique.

Enfin, avec un nombre d'ouvertures relativement faible, il est cependant possible de mesurer des courants photoélectriques correspondant à des flux très différents.

On opère ainsi : supposons égal à 4 le nombre des ouvertures. Ayant mesuré $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$, puis la somme

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 = \Phi,$$

on observe dans ce dernier cas un courant I. On ferme alors toutes les ouvertures sauf 1. On modifie l'intensité du rayonnement au moyen d'un coin neutre, ou bien, mais en lumière monochromatique seulement, en agissant sur le courant d'alimentation de la lampe, jusqu'à ce qu'on obtienne le même courant I ou un courant très voisin. Le flux $\Phi'_1 = \Phi$ transmis par l'ouverture 1 est alors connu en fonction de Φ_1 . On détermine alors comme précédemment les flux Φ_2, Φ_3, Φ_4 , transmis par les ouvertures 2, 3, 4, puis en additionnant $\Phi'_1 + \Phi'_2, \Phi'_1 + \Phi'_2 + \Phi'_3, \text{ etc.}$

En recommençant une deuxième fois les mêmes opérations, on obtiendra finalement un flux

$$\Phi''_1 + \Phi''_2 + \Phi''_3 + \Phi''_4$$

connu en fonction de Φ_1 et plus de 60 fois plus grand que Φ_1 , par exemple.

Il est évident que l'erreur absolue maximum sur l'évaluation des flux additionnés est la somme des erreurs commises sur chaque flux déterminé séparément, mais l'erreur relative reste la même que pour le flux initial de comparaison qui est le plus faible.

II. — Mesure des courants photoélectriques

En raison de la très grande résistance apparente des cellules photoémissives utilisées, l'électromètre est l'appareil de mesure le mieux adapté.

Nous avons adopté, à peu de chose près, le montage décrit et déjà utilisé par Fleury (20). C'est un montage potentiométrique dans lequel un électromètre de Lindemann est utilisé comme appareil de zéro.

Dans notre montage, nous pouvions déceler des courants de $4 \cdot 10^{-13}$ ampères et mesurer à quelques dix-millièmes près des courants de 10^{-9} ampères.

III. — Résultats des mesures

De nombreuses mesures ont été effectuées sur six cellules de même type. Ces mesures ont été faites tantôt en lumière blanche, tantôt en lumière rouge, obtenue par passage du faisceau à travers un filtre rouge monochromatique « Corning » N° 246. Dans certains cas, l'image de la source couvrait à la fois la cathode et l'anneau de garde; dans d'autres cas, la cathode seulement. L'anneau de garde était relié soit à l'anode, soit à la cathode.

Dans tous les cas, quelle que soit la cellule, quels que soient le mode d'éclairage et le montage, l'expérience a montré :

1° que la saturation était toujours atteinte pour des tensions anodiques très basses et inférieures dans tous les cas à 4 volts, cette tension servant à compenser la différence de potentiel de Volta entre anode et cathode.

2° que le courant d'obscurité restait inférieur aux courants décelables avec l'appareil de mesure.

3° que les réponses des cellules fonctionnant à saturation sont dans tous les cas proportionnelles à moins de 1/1000 près aux flux lumineux reçus. Les caractéristiques courant-flux tracées sous 4 volts sont rectilignes.

Par contre, les caractéristiques courant-tension à flux constant prennent, suivant les cas, des allures nettement différentes, présentant des particularités intéressantes à étudier au point de vue de l'émission électronique.

Dans tout ce qui suit, les cellules étudiées sont désignées par des numéros repères qui ont été gravés sur le verre de l'ampoule.

1° CARACTÉRISTIQUES COURANT-FLUX SOUS TENSION DE 4 VOLTS (Les résultats des mesures sont consignés dans les trois tableaux de la page suivante.)

Ces quelques exemples montrent que la loi de proportionnalité est vérifiée avec une précision de 1/1000 environ, qui est de l'ordre de grandeur de l'incertitude des mesures.

Les résultats donnés correspondent aux cas où l'image de la source recouvre à la fois la cathode et l'anneau de garde tous deux au même potentiel.

L'expérience montre que la proportionnalité est conservée quand l'anneau de garde n'est pas éclairé, mais il est alors préférable de le relier à l'anode (voir plus loin). L'ensemble anode et anneau de garde constitue alors une cage de Faraday.

2° CARACTÉRISTIQUES COURANTS TENSION A FLUX CONSTANT

La figure 13 donne les caractéristiques obtenues pour 4 cellules avec le même flux, la cathode et l'anneau de garde éclairés ensemble en lumière rouge.

Ces cellules, la cellule 15 surtout, ont des sensibilités différentes. Sauf pour la cellule n° 14, la saturation est pratiquement atteinte pour une tension accélératrice inférieure à 1 volt. La différence de potentiel de contact de Volta entre cathode (césium) et anode (tungstène) doit être $3 \pm 0,6$ volts. Mais elle est plus faible parce que dans la méthode utilisée pour sensibiliser la cellule, les fils de tungstène de l'anode se trouvaient, eux aussi, recouverts d'une couche de césium. L'anode, par suite, se trouve être aussi photoémissive et la différence de potentiel de contact est plus faible que celle qu'on pouvait attendre. Cela

Cellule n° 11. — Lumière rouge

Flux simples	Courants photoélectriques mesurés	Flux additionnés	Courants photoélectriques	
			a) mesurés	b) calculés en admettant la proportionnalité
Φ_1	438	$\Phi_1 + \Phi_2$	883	884
Φ_2	446	$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$	1331	1333
Φ_3	449	$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4$	1748	1749
Φ_4	416			

Cellule n° 13. — Lumière blanche

Flux simples	Courants mesurés	Flux additionnés	Courants photoélectriques	
			a) mesurés	b) calculés en admettant la proportionnalité
Φ_1	166,2			
Φ_2	169,4			
Φ_3	182,4	$\Phi_1 + \Phi_2 = \Sigma_1$	335,5	335,6
Φ_4	179,0	$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 = \Sigma_2$	519,0	518,5
$\Sigma_2 = \Phi_5$	519,5	$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 = \Sigma_3$	698,0	697,6
Φ_6	560,5			
$\Sigma_4 = \Phi_7$	1080,5	$\Phi_5 + \Phi_6 = \Sigma_4$	1080,5	1080,0
Φ_8	1154,0	$\Phi_7 + \Phi_8 = \Sigma_5$	2239,5	2234,5
$\Sigma_5 = \Phi_9$	2239,0			
Φ_{10}	2038,0	$\Phi_9 + \Phi_{10}$	4277,0	4277,0

Cellule n° 14. — Lumière blanche

Flux simples	Courants mesurés	Flux additionnés	Courants photoélectriques	
			a) mesurés	b) calculés en admettant la proportionnalité
Φ_1	285,0			
Φ_2	276,0			
Φ_3	300,5	$\Phi_3 + \Phi_4 = \Sigma$	601,0	601,5
Φ_4	301,0	$\Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 = \Sigma$	877,5	877,5
$\Sigma = \Phi_5$	875,5	$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4$	1164,5	1162,5
Φ_6	812,0	$\Phi_5 + \Phi_6$	1687,0	1687,5

explique aussi le faible courant négatif qu'on observe pour un potentiel d'anode négatif et suffisant par rapport à la cathode.

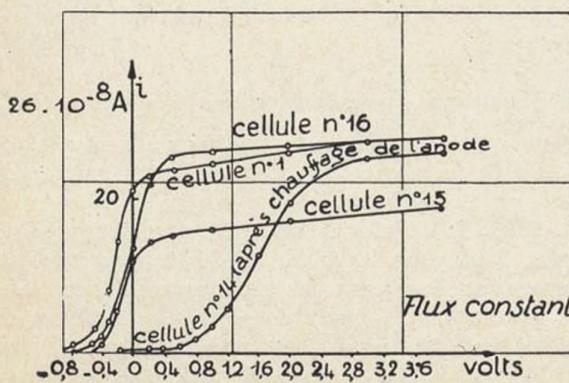


Fig. 13.

Le cas spécial de la cellule n° 14 confirme bien cette interprétation. En effet, les fils de l'anode avaient été chauffés légèrement par le passage d'un courant électrique,

afin d'évaporer la mince couche de césum dont ils pouvaient être recouverts. La différence de potentiel de contact ayant augmenté vers 3 volts, on voit que pour cette cellule la saturation est effectivement atteinte vers 3,5 volts.

Cette même cellule, avant chauffage, présentait comme les autres la saturation vers 0,8 volt.

3^e EFFET DE LA CHARGE D'ESPACE

Si dans tous les cas la saturation est *pratiquement* atteinte pour une tension faible, la caractéristique continue cependant à monter lentement lorsque la tension anodique continue à croître. De plus, même à sensibilité égale, les formes des caractéristiques varient notablement d'une cellule à l'autre. Ces phénomènes sont dus à une charge d'espace résultant de la présence d'électrons entre la cathode et l'anode. La densité des électrons est particulièrement grande aux environs des fils de l'anode.

L'effet de charge d'espace est d'autant plus facile à constater que la surface de l'anode est plus faible. Nous avons cherché à mettre en évidence ses variations en faisant

varier
grille
avoir
variati

varier dans les cellules étudiées l'écartement des fils de la grille anodique, mais l'effet a été ici trop faible pour nous avoir permis de mettre en évidence de façon certaine ses variations par ce procédé.

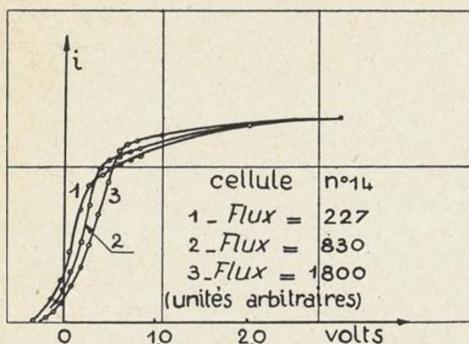


Fig. 14.

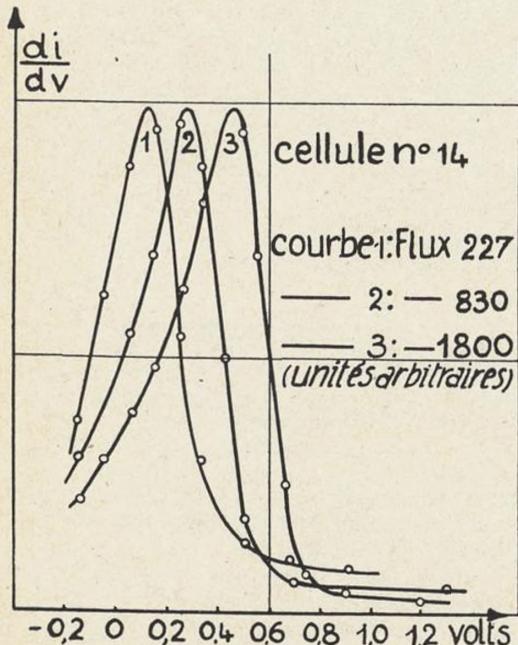


Fig. 15.

Mais, par contre, pour une même cellule, on constate une déformation systématique de la caractéristique lorsque le flux reçu par la cathode augmente. C'est ce que montrent les courbes de la figure 14, faites avec la cellule 14 (avant chauffage des fils de l'anode). Toutes les autres cellules du même type ont présenté un effet analogue. Pour faciliter la comparaison de ces caractéristiques, les ordonnées de ces courbes ont été réduites de façon à prendre la même valeur pour une tension anodique de 4 volts.

On peut calculer graphiquement à partir des courbes précédentes les valeurs de la dérivée :

$$\frac{di}{dv} = e \frac{dN}{dV}$$

N, nombre d'électrons atteignant l'anode;
e, charge élémentaire.

Si l'on ne tient pas compte de l'effet produit par la

charge d'espace $\frac{di}{dV}$ représente la fonction normale de distribution d'énergie des photoélectrons. Toutes les courbes $\frac{di}{dV} = f(V)$ doivent coïncider quel que soit le flux.

En fait, l'effet des charges d'espace se traduit par un décalage progressif de ces courbes lorsque le flux augmente. Le maximum apparent se déplace vers les potentiels croissants comme le montre les courbes obtenues (fig. 15).

Le plus grand courant mesuré dans ces expériences a été $5,10^{-8}$ ampères.

4° EFFET PRODUIT PAR L'ANNEAU DE GARDE. COURANTS NÉGATIFS.

Quand on applique à l'anode des tensions négatives suffisantes, par rapport à la cathode, on observe un courant photoélectrique inversé dont l'intensité dépend de la façon dont la cathode et son anneau de garde sont éclairés. Cet effet est distinct de celui qui pourrait être dû à une photoémissivité de l'anode.

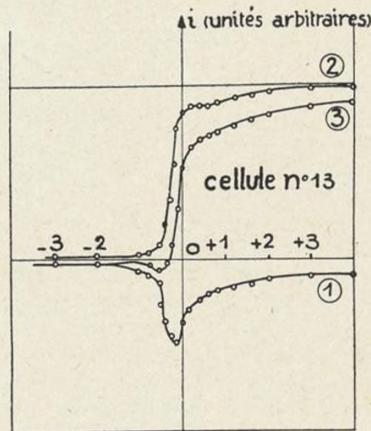


Fig. 16.

En utilisant des diaphragmes convenables, on peut, sans changer de façon appréciable le flux tombant sur la cathode ni la brillance de l'image, éclairer soit la cathode seule soit la cathode et l'anneau de garde. On peut aussi n'éclairer que l'anneau de garde au moyen d'un diaphragme annulaire. Dans tous les cas, anneau et cathode sont au même potentiel par rapport à l'anode et le montage est tel que les courants photoélectriques dus à l'émission électronique par la cathode et par l'anneau sont mesurés séparément.

Toutes les cellules ont mis en évidence un phénomène semblable que représentent les courbes de la figure 16 obtenues avec la cellule n° 13. Ces courbes donnent le courant photoélectrique fourni ou reçu par la cathode seule dans trois cas :

Courbe 1. — L'anneau de garde seul est éclairé.

Courbe 2. — La cathode seule est éclairée.

Courbe 3. — Cathode et anode sont éclairées simultanément.

On y voit l'effet considérable produit par l'éclairage de l'anneau. Le courant négatif a deux origines : d'une part un courant i_1 dû à l'émission d'électrons par l'anode qui peut être plus ou moins photoémissif; étant donné la faible surface des fils anodiques comparativement à la cathode, ce courant ne peut être que très faible; d'autre part, un courant i_2 beaucoup plus important et qui provient des photoélectrons émis par l'anneau de garde et recueillis par la cathode. La cathode envoie, naturellement, quand elle est éclairée, un nombre d'électrons comparable sur l'anneau; rappelons que seul le courant cathodique passe par l'appareil de mesure.

La figure montre que les ordonnées de la courbe 3 sont la somme algébrique des ordonnées des courbes 1 et 2, et ceci avec une précision égale à celle des mesures. Le

courant i_1 reste trop faible pour apparaître sur le graphique. La courbe 1, qui présente un minimum très accentué, a une allure pour le moins curieuse. Il est possible d'en donner une explication théorique.

Supposons que le champ électrique h entre anode et cathode est uniforme (fig. 17). Si un électron est émis par l'anneau de garde dans une direction faisant un angle α avec le plan de l'anneau et avec une vitesse initiale v sa trajectoire est une parabole.

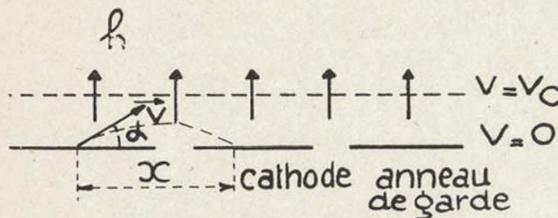


Fig. 17.

Si le potentiel de l'anode est négatif par rapport à la cathode (compte tenu de la différence de potentiel de contact de VOLTA) l'électron retombera dans le plan de la cathode et l'abscisse du point d'impact sera :

$$x = \frac{m V^2}{e h} \sin 2\alpha$$

Si l'on suppose par exemple $v = 1300$ km.sec (valeur moyenne très vraisemblable) $\alpha = 45^\circ$ et une différence de potentiel de 1 volt entre anode et cathode distantes de 1 mm, on trouve $x = 1$ cm. Nous voyons ainsi quel peut être l'ordre de grandeur pour les distances x .

Si h est très grand, x est très faible. Peu de photoélectrons atteignent la cathode. Si h diminue, les trajectoires s'allongent. Le courant négatif augmente. Il passe par un maximum (en valeur absolue) lorsque x est de l'ordre de grandeur du diamètre de la cathode, car pour des valeurs beaucoup plus grandes les photoélectrons arrivent au-delà de la cathode. Si V change de signe, la courbure de la trajectoire est inversée et les photoélectrons se dirigent vers l'anode.

La valeur de h pour laquelle le courant est maximum dépend des vitesses initiales et des angles α . L'allure théorique de la courbe $i = f(V)$ reste celle de la figure 18.

On constate pourtant que le courant négatif qui tend bien vers zéro pour de grandes valeurs négatives de V et passe par un maximum (en valeur absolue), conserve encore une valeur notable presque constante pour des valeurs positives de V atteignant plusieurs volts.

Bien que nous n'ayons pas élucidé ce fait d'une façon certaine, il est probable qu'ici encore la charge d'espace joue son rôle et que des photoélectrons réfléchis sur l'anode reviennent sur la cathode.

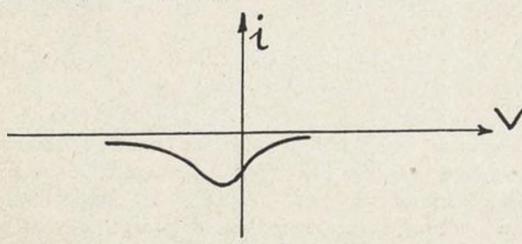


Fig. 18.

Quoiqu'il en soit, il semble bien que, moyennant quelques modifications dans la forme et la disposition des deux surfaces photoémissives (constituées ici par la cathode et son anneau de garde) le phénomène que nous venons de signaler pourrait être mis à profit pour étudier par une méthode nouvelle la répartition spatiale des photoélectrons émis et la répartition de leur énergie.

5° AUTRE FORME DE CELLULE

Le fait que la saturation dans les cellules étudiées est atteinte pour des tensions anodiques très faibles, mais suffisantes pour capter tous les électrons émis, est dû uniquement à la nouvelle disposition relative anode-cathode. Malheureusement, de telles cellules sont d'une fabrication difficile et onéreuse et leur encombrement est excessif. Elles présentent encore des phénomènes secondaires indésirables. Nous avons cherché à conserver les mêmes propriétés, tout en permettant une construction plus simple et un prix de revient très inférieur par une autre disposition de l'anode. La figure 19 montre le nouveau type de cellule, basé sur des conceptions analogues, dont nous avons construit quelques exemplaires au Laboratoire d'Essais du Conservatoire National des Arts et Métiers. De telles cellules peuvent être construites en série pour des applications industrielles.

La cathode C est encore un disque plan en argent oxydé recouvert d'une couche mince de métal alcalin. L'anode A est un cylindre de nickel pur qui joue, vis-à-vis de la cathode, le rôle d'un véritable collecteur de Faraday. La lumière pénètre à travers une fenêtre plane par l'extrémité ouverte du cylindre. L'expérience montre que la saturation est atteinte pour des tensions inférieures à 2 volts, et comme conséquence le courant photoélectrique mesuré est, tout comme dans le modèle précédent, rigoureusement proportionnel au flux incident si la composition spectrale de celui-ci reste invariable. Le palier de saturation est bien horizontal.

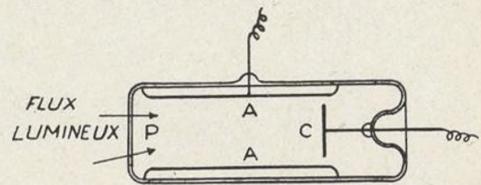


Fig. 19.

Etant donné la grande surface de l'anode, la charge d'espace n'a plus aucun effet (sauf pour des flux modulés à très haute fréquence). (42).

Par contre, si l'on ne prend pas des précautions suffisantes pour bien isoler l'une de l'autre les électrodes de sortie, le courant d'obscurité peut n'être pas tout à fait négligeable.

Il est évident que pour l'un ou l'autre type de cellule, la sensibilité globale et la sensibilité spectrale qui ne dépendent que de la nature du dépôt émissif et de la technique de sensibilisation, sont du même ordre que dans les modèles courants du commerce.

6° CONCLUSIONS

Conformément aux prévisions et comme conséquence de la nouvelle forme et de la disposition de l'anode par rapport à la cathode, les nouveaux types de cellules, à anode en forme de grille plane ou à anode cylindrique, fournissent un courant de saturation sous une tension anodique de quelques volts seulement (2 à 4 volts) au lieu de 30 à 200 volts pour les cellules commerciales ordinaires.

Il en résulte que les causes de non-proportionnalité de ces dernières sont supprimées ou très atténuées. Nous avons montré en effet qu'on pouvait compter sur une réponse proportionnelle au flux à moins de 1/1000 près lorsque les flux varient dans des rapports de 1 à 50.

De telles cellules peuvent donc être utilisées en toute sécurité pour des mesures photométriques précises par des méthodes de simple déviation qui se prêtent particulièrement bien à l'enregistrement. C'était là le but que nous recherchions.

De plus, l'étude des caractéristiques courant-tension et de l'influence de l'anneau de garde du premier type de cellule nous a conduit à des phénomènes intéressants du point de vue de la théorie de l'émission photoélectrique.

D'autres applications de ces cellules nous semblent intéressantes :

a) les faibles tensions utilisées doivent permettre de diminuer sensiblement le « bruit de fond » des cellules commerciales utilisées pour la restitution des films sonores;

b) si l'on forme sur la cathode plane de la cellule une bonne image d'une source, débordant celle-ci de toutes parts, le courant photoélectrique mesuré est alors propor-

tional en lumière monochromatique à la brillance spectrale de la source. D'où la possibilité de mesurer des brillances et aussi de faire d'une telle cellule un pyromètre de précision;

c) les faibles tensions mises en œuvre permettent d'imaginer des amplificateurs de courants photoélectriques (continus ou lentement variables) stables et susceptibles d'être utilisés commodément par un personnel non exercé. L'une des causes de l'instabilité et de la difficulté d'utilisation des amplificateurs associés aux cellules commerciales ordinaires réside en effet dans la valeur élevée des tensions introduites dans les circuits.

CHAPITRE III

AMPLIFICATION LINÉAIRE DES COURANTS PHOTOÉLECTRIQUES

Les courants photoélectriques fournis par une cellule photoémissive, utilisée comme réceptrice à la fente de sortie d'un monochromateur, sont toujours très faibles, par exemple de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-10} ampères ou même moins.

Leur mesure à l'aide de l'électromètre de LINDEMANN, par exemple, ainsi que nous l'avons fait, peut être précise, mais reste longue et délicate et ne se prête pas à l'enregistrement. D'où la nécessité de les amplifier au préalable. On peut alors les mesurer et les enregistrer confortablement avec un galvanomètre robuste et à courte période d'oscillation.

1^o CHOIX DU MODE D'AMPLIFICATION

L'amplification des faibles courants, en particulier des courants photoélectriques, a fait l'objet de nombreux travaux (36, 37, 18, 38). Les méthodes utilisées peuvent se diviser en deux classes : amplification dite en courant « modulé » et amplification en courant continu.

Pour l'amplification en courant continu, le courant à amplifier traverse une grande résistance ρ reliée à la grille de la triode. Le couplage est conductif (fig. 20). Les variations de tension de la grille provoquent des variations du courant de plaque. Celles-ci peuvent être mesurées directement ou amplifiées à nouveau par un ou deux autres étages.

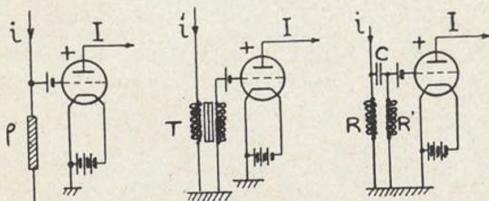


Fig. 20, 21 et 22.

Pour l'amplification « modulé », le courant à amplifier est d'abord modulé à fréquence musicale. Le couplage peut être inductif (fig. 21) ou se faire à l'aide de résistances et condensateurs (fig. 22). La modulation peut se faire sur le flux lumineux tombant sur la cellule. Avant d'être mesuré au galvanomètre, le courant amplifié doit être redressé, soit par détection au moyen d'une triode, soit par un redresseur à cuproxyde, soit par l'emploi d'un commutateur tournant synchronisé avec le dispositif modulateur (18).

Malgré la complication apparente de montage, ce dernier mode d'amplification présente des avantages très sérieux ; les courants parasites non modulés ne sont pas am-

plifiés ; la batterie de compensation du courant moyen de plaque est inutile ; la décharge des autres batteries ne produit pas de dérive gênante. Une fois construit un tel amplificateur est robuste et d'emploi facile.

Malheureusement, le courant amplifié doit être redressé et aucun redresseur n'a un rendement constant lorsque le courant redressé varie. Par suite, le courant mesuré n'est pas proportionnel au courant initial.

Ayant en vue la construction d'un spectrophotomètre enregistreur devant mesurer directement des flux par simple déviation du galvanomètre, nous avons dû renoncer à ce mode d'amplification et réaliser une amplification à courant continu en cherchant à supprimer dans la mesure du possible les inconvénients bien connus de ce genre de montage et dont le plus gênant est l'instabilité des mesures causée par la dérive.

2^o CHOIX DE LA LAMPE AMPLIFICATRICE

Divers auteurs (39) ont déjà montré la nécessité d'employer des lampes triodes ou bigrilles dont la résistance apparente grille-plaque soit aussi élevée que possible devant les résistances ρ utilisées pour le couplage conductif cellule-grille. L'électromètre triode répond parfaitement à ces conditions.

Après divers essais tentés sur d'autres lampes, nous avons adopté successivement dans nos montages un électromètre triode « Philips 4060 » puis l'électromètre « Mazda » N° 26. Les pentes des caractéristiques sont faibles et voisines de 75 à 45 microampères par volt, mais les résistances apparentes grille-plaque sont très grandes (environ 10^{13} ohms) ; les tensions utilisées pour l'alimentation et la polarisation sont faibles (de 4 à 9 volts). Utilisées dans un amplificateur à un seul étage, ces lampes nous ont donné des résultats très satisfaisants.

3^o PREMIER MONTAGE SIMPLE AVEC TROIDE PHILIPS. RÉSULTATS.

La figure 23 indique le schéma du montage. Une étude préalable des caractéristiques de la lampe nous a conduit à adopter une intensité I_F d'environ 0,610 A dans le filament, une tension plaque de 4 volts et une tension grille de -1,5 volt par rapport à la terre.

Le courant moyen de plaque I_P est facilement compensé par la résistance R_P de telle sorte que le galvanomètre reste au zéro. Il suffit que :

$$R_P I_P = E = 2 \text{ volts}$$

Après ce réglage, le galvanomètre n'indique plus que les variations ΔI_P du courant moyen de plaque. Si I_P

varie de ΔI_p , le courant ΔI_p se partage entre le galvanomètre et la résistance R_p , la presque totalité du courant ΔI_p traverse alors le galvanomètre.

Cette compensation du courant I_p étant réalisée, on constate que le galvanomètre ne reste pas au zéro bien

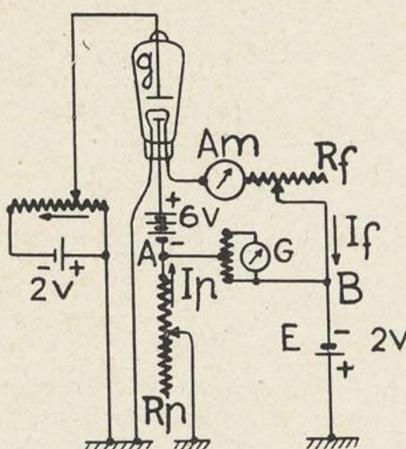


Fig. 23.

que le potentiel de grille n'ait pas changé. Le déplacement du spot, d'abord rapide, continue à croître même après une demi-heure de fonctionnement. Voici un exemple :

Temps en minutes....	5	10	20	35
Dérive en mm.....	2,5	5,5	10,5	11,5

1 mm de dérivation équivaut ici à un courant de 0,965 microampère. La variation de courant décelée par le galvanomètre est donc de $0,30 \mu A$ environ en une minute.

Elle est presque de l'ordre de grandeur des courants amplifiés qu'on peut avoir à mesurer, donc inacceptable.

Ces variations du courant ou « dérive » sont dues à plusieurs causes : variations de température qui peuvent faire varier l'émission thermoionique et la résistance des circuits, défauts d'isolement surtout du circuit de grille et de l'ampoule de l'electromètre, influences électrostatiques et actions électromagnétiques extérieures pouvant donner lieu à des déplacements brusques et accidentels du spot, éclairage de la triode dont les électrodes sont plus ou moins photoémissives.

Si la lampe est bien sèche, placée dans l'obscurité, soustraite par un écran métallique aux influences électrostatiques extérieures, si tout le circuit grille surtout est parfaitement isolé, de faible capacité, protégé lui aussi électrostatiquement par une cage ou une gaine métallique, si de plus on attend une demi-heure au moins après la fermeture des circuits que l'équilibre thermique soit établi, on constate alors que la cause de dérive, de beaucoup la plus importante qui subsiste encore, est la décharge lente des batteries d'alimentation du filament de la lampe.

Il suffit d'après les caractéristiques de la lampe, au voisinage de son point de fonctionnement, d'une variation de tension de la batterie d'alimentation de 0,001 volt pour provoquer une variation $\Delta I_p = 1$ microampère du courant moyen de plaque.

4° NOUVEAU MONTAGE COMPORTANT UNE ANNULATION AUTOMATIQUE DE LA DÉRIVE DUE A LA DÉCHARGE DE LA BATTERIE D'ALIMENTATION DU FILAMENT

La figure 24 donne le schéma du montage réalisé avec une lampe électromètre PHILIPS. On voit que le galvanomètre ne sera traversé par aucun courant si la condition

(1)

$$R_1 I_f - E = R_3 I_p$$

est satisfaite pour les valeurs de I_f et de I_p correspondant au point de fonctionnement. Si la tension d'alimentation varie, le courant d'alimentation I_f varie de ΔI_f ; le courant I_p peut être considéré comme une fonction de I_f

$$I_p = \psi(I_f)$$

Il en résulte une variation ΔI_p du courant I_p . Le galvanomètre restera cependant au zéro si

$$R_1 (I_f + \Delta I_f) - E = R_3 (I_p + \Delta I_p)$$

ou :

$$(2) \quad R_1 \Delta I_f = R_3 \Delta I_p$$

au voisinage du point de fonctionnement.

Les conditions 1 et 2 sont compatibles pour une valeur convenable de E en déterminant les valeurs de R_1 et de R_3 . Mais l'existence d'une force électromotrice auxiliaire E est indispensable.

En effet, la caractéristique de l'électromètre donnant l'intensité du courant de plaque I_p en fonction de l'intensité du courant de plaque I_f a la forme de la figure 25.

Les variations de I_f et de I_p se font au voisinage du point de fonctionnement M.

Menons en M la tangente à la courbe qui fait avec l'axe OIf l'angle α , et la droite OM passant par l'origine et

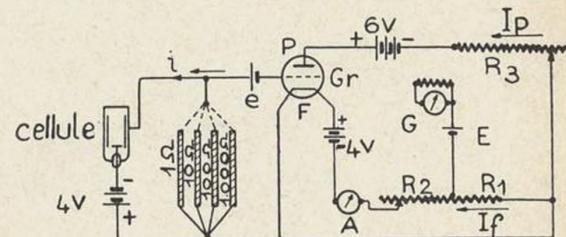


Fig. 24.

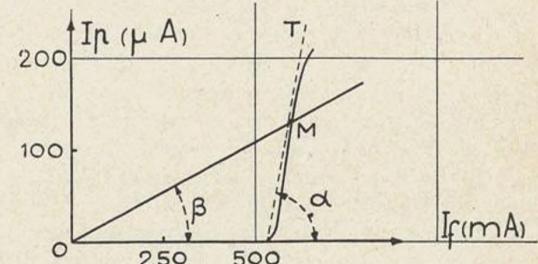


Fig. 25.

qui fait l'angle β avec OIf. k étant une constante dépendant du choix de l'échelle pour les coordonnées, on a :

$$(3) \quad \frac{\Delta I_p}{\Delta I_f} = k \operatorname{tg} \alpha = \frac{R_1}{R_3} \quad (\text{d'après 2})$$

$$(4) \quad \frac{I_p}{I_f} = k \operatorname{tg} \beta = \frac{R_1}{R_3} - \frac{E}{R_3 I_f} = k \operatorname{tg} \alpha - \frac{E}{R_3 I_f}$$

On voit que E ne peut être nul que si $\alpha = \beta$, c'est-à-dire si la tangente à la caractéristique au point de fonctionnement passe par l'origine. Or, l'expérience montre qu'aucun point de la caractéristique ne satisfait à cette condition, d'où la nécessité de la force électromotrice auxiliaire si l'on veut à la fois compenser le courant moyen de plaque (condition 1) et annuler la dérive (condition 2). Si l'on se fixe E les valeurs de R_1 et R_3 sont déterminées d'après le choix du point M, c'est-à-dire de I_f , ΔI_f et ΔI_p . Les équations (1) et (2) donnent :

$$R_1 = E \cdot \frac{\Delta I_p}{I_f \Delta I_p - I_p \Delta I_f}$$

$$R_2 = E \cdot \frac{\Delta I_f}{I_f \Delta I_p - I_p \Delta I_f}$$

2 fois mieux qu'avec la lampe PHILIPS utilisée dans un montage analogue.

Dans des expériences faites avec une cellule photoélectrique éclairée avec un flux sensiblement constant, et débitant sur une résistance de couplage de 1000 mégohms, une déviation du spot de 36 mm est restée constante pendant 10 minutes et le maximum d'écart observé pendant une heure n'a pas été supérieur à 1 mm.

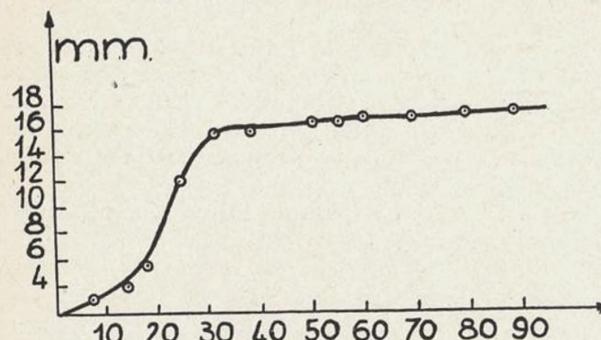


Fig. 27.

Une telle stabilité donne donc toute sécurité non seulement pour effectuer des mesures isolées mais aussi pour procéder à un enregistrement graphique des déviations du galvanomètre en fonction des flux reçus par la cellule lorsque la durée de cet enregistrement n'excède pas 10 minutes.

9° PROPORTIONNALITÉ DU COURANT AMPLIFIÉ AVEC LE COURANT PRIMAIRE

Le tracé des diverses caractéristiques de l'électromètre « MAZDA » a conduit à choisir un courant de chauffage

d'environ 0,085 ampère, une tension de polarisation de la grille de contrôle d'environ —1 à —3 volts, de 9 volts pour la plaque et 6 volts pour la grille accélératrice. En appliquant dans ces conditions, à l'aide d'un potentiomètre précis des variations de tension connues à la grille de contrôle, nous avons obtenu des courants dans le galvanomètre donnés dans le tableau suivant :

Tensions appliquées (v)	0,2	0,16	0,12	0,08	0,06	0,04	0,02
Courants (unités arbitraires)	332	266	200	134	101,5	67,0	33,5
Tensions (v)	0	+0,02	0,04	0,06	0,08	0,12	0,16
Courants (mm)	0	34,5	67,2	102	136	203,5	275,6

On voit que, jusqu'à des tensions de —0,2 volt, la proportionnalité est assurée à 1/100 près et à moins de 1/1000 si l'on n'excède pas —0,1 volt.

10° FACTEUR D'AMPLIFICATION EN AMPÈRES

Avec une résistance de couplage de 1000 mégohms, nous l'avons trouvé voisin de 50.000 pour une première lampe « MAZDA » (dont la pente était d'environ 50 μ A par volt) et voisin de 100.000 avec un deuxième modèle de lampe.

11° CONCLUSIONS

L'amplification en « courant continu » des courants photoélectriques fournis par les nouveaux types de cellules peut se faire de façon satisfaisante à l'aide d'un amplificateur à un seul étage, utilisant un électromètre triode PHILIPS 4060, ou mieux, un électromètre « MAZDA » bigrille. La stabilité de l'amplificateur est due à un nouveau dispositif de compensation de dérive et au fait que dans tous les circuits (y compris la cellule) n'existent que des tensions faibles.

CHAPITRE IV

RÉALISATION PRATIQUE D'UN SPECTROPHOTOMÈTRE ENREGISTREUR A CELLULE PHOTOÉLECTRIQUE POUR LE SPECTRE VISIBLE

1° En application des conditions théoriques du premier chapitre et des résultats satisfaisants des études expérimentales décrites dans les II^e et III^e chapitres, nous avons construit un spectrophotomètre relativement simple, peu encombrant, précis et d'un emploi assez commode pour en faire un appareil industriel.

Les objectifs ont été construits par M. COJAN (Société Générale d'Optique) que nous remercions de sa très belle réalisation; toutes les pièces mécaniques par les ateliers du LABORATOIRE D'ESSAIS du Conservatoire National des Arts et Métiers.

Les parties essentielles de l'appareil sont :

- 1° un monochromateur double, à prismes;
- 2° un dispositif récepteur comprenant une cellule photoélectrique avec amplificateur linéaire;
- 3° un galvanomètre de mesure avec enregistrement photographique sur plaque.

Le tout est monté sur un seul châssis blindé.

2° MONOCHROMATEUR

En toute rigueur, les conclusions du premier chapitre devaient nous conduire à la construction d'un monochromateur dans lequel le système dispersif aurait fait bloc avec l'objectif collimateur, celui-ci étant nécessairement asphérique. Le projet d'un tel ensemble a bien été fait et sa réalisation commencée. Mais les circonstances nous

ont imposé de si longs délais que nous avons dû adopter, à titre transitoire, une solution moins originale.

A) *Objectifs.* — Les objectifs d'entrée et de sortie, identiques, restent des objectifs à faces sphériques, distincts des prismes. Ils ne comportent que deux verres non collés, une lentille biconvexe et un ménisque convergent. D'après le constructeur, M. COJAN, les aberrations de sphéricité et leurs variations chromatiques restent pratiquement nulles entre 4000 et 8000 angströms. L'ouverture utile est f/4, le diamètre de 50 mm.

Par contre, les aberrations chromatiques ne sont pas corrigées et la dispersion des foyers est notable. Voici les focales pour les principales raies :

(milli-microns)	A' = 768	C = 656	D = 589	F = 486	G' = 434	405
f (mm)	197,22	196,08	195,15	193,00	191,33	190,08

Un tel objectif, d'ouverture notable, comportant seulement 4 faces non collées, est encore très lumineux, mais un dispositif mécanique convenable est nécessaire pour obtenir une mise au point automatique des fentes aux foyers pour chaque radiation.

B) *Prismes.* — Nous utilisons deux prismes identiques de 30° traversés deux fois par la lumière qui se réfléchit sur l'une des faces aluminée. Ces prismes sont en flint très dense, type C.5034 du catalogue PARRA-MANTOIS. L'indice

moyen pour la raie D est 1,65075 et le coefficient de dispersion

$$\frac{D-1}{F-C} = 33,8.$$

Les dimensions sont : face d'entrée, 56 × 106 mm
base, 56 × 53 mm.

La figure 28 montre la marche de la lumière. Le faisceau venant de la fente d'entrée F_1 est renvoyé par le miroir m_1 sur l'objectif L_1 ; il traverse le prisme F_1 , se réfléchit sur la face postérieure, traverse une deuxième fois après réflexion le prisme P_1 et l'objectif F_1 pour donner finalement

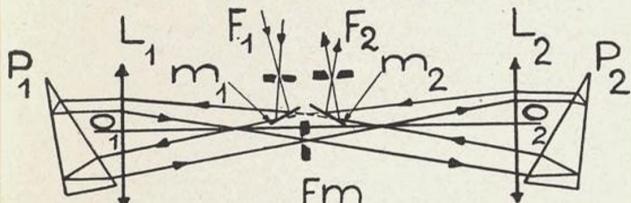


Fig. 28.

ment sur la fente médiane F_m une image monochromatique de la fente F_1 . L'appareil étant un monochromateur double symétrique, le plan de la fente médiane est ici plan de symétrie de l'ensemble du monochromateur.

Les prismes fonctionnent au voisinage de leur minimum de déviation. Soit par exemple n_D l'indice du prisme pour la radiation D. Au minimum de déviation, on a :

$$(1) \quad \sin i_D = n_D \sin 30^\circ = \frac{n_D}{2}$$

Si n varie de Δn les prismes resteront au minimum de déviation à condition de les faire tourner tous deux en sens inverse d'un même angle Δi qu'on obtient par dérivation de (1)

$$\Delta i \cos i_D = \frac{\Delta n}{2}$$

Ici :

$$(2) \quad \cos i_D = 0,56521; i_D = 85^\circ 35' \\ \Delta i = 0,884 \Delta n$$

Par une rotation convenable des prismes, on formera donc successivement toutes les images monochromatiques de la fente d'entrée, sur les fentes F_m et F_2 pour les diverses longueurs d'onde.

Mais à cause de la dispersion des foyers des objectifs L_1 et L_2 il faudra réaliser simultanément une translation convenable des objectifs le long de leur axe optique.

C) *Mouvement combiné de rotation des prismes et de translation des objectifs.* — L'appareil ayant deux parties symétriques, nous ne représentons que l'une d'elles sur la figure 29.

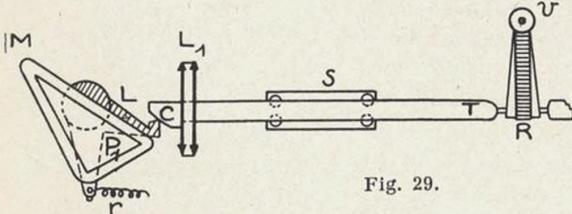


Fig. 29.

L'objectif L_1 est porté par un long cylindre d'acier (dont l'axe est parallèle à l'axe optique). Celui-ci repose par l'intermédiaire de quatre billes d'acier sur un support fixé sur le bâti et qui sert de guide dans les déplacements du cylindre; il est constamment maintenu par un fort ressort non représenté contre une roue dentée R qu'une vis sans fin, v actionnée par un moteur, fait tourner autour de son axe ab. L'épaisseur de cette roue dentée (de forme prismatique) le long de la ligne des points de contact des cylindres porte-objectifs varie, au fur et à mesure de sa rotation, d'une quantité égale au déplacement qu'on veut

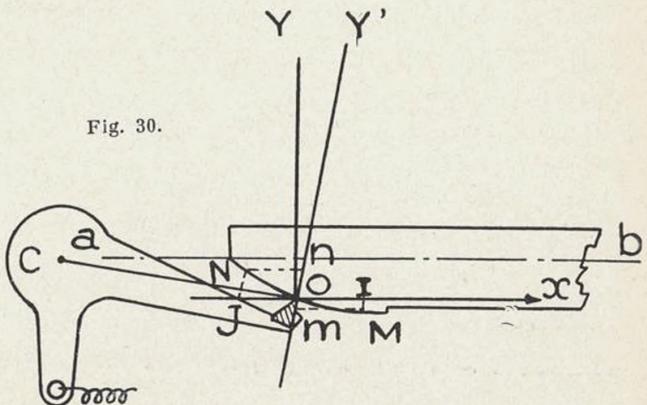
imposer à l'objectif quand on passe d'une extrémité du spectre à l'autre. Pour un tour complet de la roue, l'objectif repasse deux fois par les mêmes positions.

Le prisme P_1 est porté par une plateforme horizontale M, montée sur le bâti de l'appareil et qui peut tourner autour d'un axe parallèle aux fentes. Un montage de cet axe sur roulements à billes évite tout jeu possible. Un levier L, solidaire de la plateforme, la fait tourner. L'extrémité du levier, grâce au ressort r , reste constamment appuyée contre l'extrémité du cylindre C. Le contact est assuré par l'arête d'un palpeur prismatique en acier trempé. La surface d'appui est une rampe dont le profil est calculé ainsi que nous le montrerons plus loin, de telle sorte que pour chaque position de la lentille L_1 le prisme, en tournant, amène sur la fente l'image monochromatique pour laquelle l'objectif est au point.

D) *Calcul de la rampe d'entraînement des prismes.* — Soit ab l'axe du cylindre porte-objectif R. Pour mettre au point successivement toutes les radiations, R subit une translation le long de ab (fig. 30).

Soit O le point de contact du palpeur lorsque le réglage des prismes et objectifs est réalisé pour $\lambda_D = 589 \text{ m}\mu$. Quand on veut mettre l'objectif au point pour les radiations $\lambda_G = 434 \text{ m}\mu$ et $\lambda_A = 768 \text{ m}\mu$, le point O se

Fig. 30.



déplace en I et en J. Les données sur l'objectif montrent que :

$$\text{pour } \lambda_G = 434 \text{ m}\mu \quad OI = 3,823 \text{ mm.} \\ \text{pour } \lambda_A = 768 \text{ m}\mu \quad OJ = 2,066 \text{ mm.}$$

La rotation du prisme est commandée par le levier CO; le contact en O avec la tige porte-objectif, glisse le long de celui-ci au cours des translations qu'il subit.

Les nouveaux points de contact sont N pour la radiation λ_G et M pour λ_A . Menons CY' perpendiculaire à CO et Ox parallèle à ab. Sur CY' , N se projette en n et M en m . En appelant l la longueur du bras du levier CO, α l'angle de CO avec ab, Δi_1 et Δi_2 les angles de rotation de CO quand les points de contact se font en N et M, on a en coordonnées obliques :

$$On = l \Delta i_1 = y'_1 \\ Om = l \Delta i_2 = y'_2 \\ OJ = x'_1 = 2,066 \text{ mm.} \\ OI = x'_2 = 3,823 \text{ mm.}$$

Si l'on passe à un système de coordonnées rectangulaires, Ox et Oy perpendiculaire à ab

$$v = y' \cos \alpha \\ x = x' + v' \sin \alpha$$

La courbe de dispersion des prismes montre que l'on doit avoir :

$$\Delta i_1 = 0,0224 \text{ (radians)} \\ \Delta i_2 = 0,0101 \text{ (radians)}$$

D'autre part $l = 45,2 \text{ mm}$ et $\cos \alpha = 0,9842$ dans l'appareil. Les équations précédentes fournissent alors pour

les coordonnées des points M et N dans le système d'axes rectangulaires Ox, Oy

(3) pour M $x_2 = -3.644$ mm pour N $x_1 = 1.985$
 $y_2 = 0.996$ mm $y_1 = -0.449$

Nous donnons à la rampe un profil cylindrique. Une section droite circulaire est définie par les coordonnées des points O, M et N.

De cette façon, nous obtiendrons un réglage parfait amenant une correspondance exacte entre les translations de l'objectif et les rotations du prisme pour les trois radiations λ_A , λ_D et λ_C . Le réglage d'ensemble sera suffisamment approché pour toutes les autres radiations du spectre.

L'équation d'une section droite de la rampe est :

$$(4) \quad (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = R^2$$

R étant le rayon du cercle et x_0 y_0 les coordonnées du centre.

λ (m μ)	f (mm)	Δn	Δi	Δx (mm)	Δf (mm)	ε
768	197.218	-0,01155	-0,0101	-2,066	-2,066	0
656	196.075	-0,00546	-0,0048	-0,960	-0,923	-0,043
589	195.152	0	0	0	0	0
486	192.996	0,01377	0,0121	2,140	2,156	-0,016
434	191.329	0,02556	0,0224	3,823	3,823	0

Numériquement, en tenant compte des conditions (3), nous avons pour déterminer x_0 , y_0 et R les trois équations :

$$\text{en O: } x_0^2 + y_0^2 = R^2$$

$$\text{en M: } (1.985 - x_0)^2 + (0.449 + y_0)^2 = R^2$$

$$\text{en N: } (3.644 + x_0)^2 + (0.996 - y_0)^2 = R^2$$

On en tire : $x_0 = 15.44$ mm

$y_0 = 63.60$ mm à 0,05 mm près

$R = 65.40$ mm

Ces données sont suffisantes pour déterminer complètement la forme et l'orientation de la rampe. Celle-ci est construite par des procédés purement mécaniques.

Erreurs résiduelles de mise au point.

Dans le tableau suivant Δi représente les rotations des prismes exprimées en radians pour diverses radiations et déduites de la courbe de dispersion des prismes utilisés; Δn les variations d'indice comptées à partir de n_0 pour la radiation $\lambda_D = 589$ m μ . Δx représente les déplacements du porte-objectif en fonction des rotations Δi .

Δf désigne les variations de la distance focale f comptée à partir de $f = 195.152$ mm pour la radiation D.

L'erreur de mise au point est la différence

$$\varepsilon = \Delta x - \Delta f$$

On voit que les écarts de mise au point restent inférieurs à 0,05 mm si la réalisation mécanique est parfaite.

Si l'on avait plus simplement construit une rampe à profil rectiligne, en supposant Δx proportionnel à Δi (ce serait le cas si le prisme et l'objectif étaient de même matière) le calcul montre que les erreurs de mise au point auraient atteint 0,5 mm, ce qui est inadmissible quand on veut employer des fentes fines, car celles-ci joueraient alors vis-à-vis du faisceau un rôle de diaphragme non négligeable.

E) *Fentes.* — Nous avons construit des fentes du type décrit par BAYLE (40). Elles sont fixées sur un plateau porté par trois colonnettes, ainsi que les miroirs m_1 et m_2 de la figure 28, de façon que leurs centres se trouvent dans la section principale des prismes passant par l'axe optique des objectifs. La fente médiane est courbe ainsi que nous l'avons dit. La longueur utile des fentes est de 8 mm.

F) *Condenseurs.* — L'image de la source étudiée se fait sur la fente d'entrée au moyen d'un condenseur achromatisé pour le spectre visible et de même ouverture $f/4$ que les objectifs. Ce condenseur se compose de deux parties symétriques qu'on peut éloigner l'une de l'autre. Entre ces deux parties, les faisceaux incidents sont parallèles et c'est dans cette région du faisceau que l'on place les lames ou cuves à liquide dont on désire étudier l'absorption, ceci pour éviter toute variation de mise au point due à l'introduction d'une lame à faces parallèles.

3^o RÉCEPTEUR ET AMPLIFICATEUR

Le flux lumineux monochromatique venant de la fente de sortie est reçu par une cellule à vide du type représenté figure 19. Une pile maintient l'anode à une tension d'environ 3 volts très suffisante pour atteindre la saturation.

Nous avons montré qu'une telle cellule fournit un courant proportionnel à moins de 1/1000 près au flux monochromatique qu'elle reçoit. Ce courant est amplifié par un amplificateur à électromètre « MAZDA » du type étudié et décrit au chapitre III. Le schéma de montage est celui de la figure 26, à cela près que la résistance R_1 établie une fois pour toutes pour l'électromètre utilisé n'est pas réglable afin de simplifier la manœuvre de l'appareil. Elle est de 21,0 ω . La tension de polarisation de la grille de contrôle est assurée par une pile étalon au cadmium parfaitement isolée sur un bloc de plexiglass; son débit reste nul. Les autres tensions de polarisation qui interviennent sont fournies par des piles particulièrement stables. Seul le courant de chauffage est fourni par une batterie d'

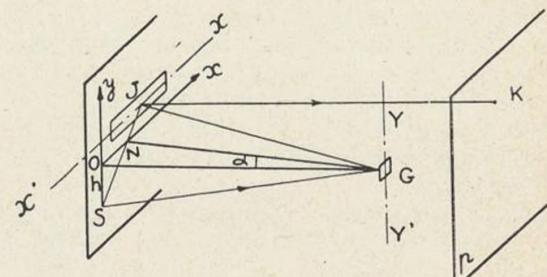


Fig. 31

cumulateurs au plomb de forte capacité et contrôlé par un milliampermètre.

Les rhéostats R_2 et R_3 sont des rhéostats à plots à contacts très soignés, manœuvrés par des boutons fixés sur la paroi antérieure de l'appareil. Le circuit grille de contrôle est isolé avec un soin particulier. La cellule est fixée sur un support en plexiglass. Les extrémités des résistances de couplage ρ aboutissent à des plots noyés dans un bloc de plexiglass. Un commutateur manœuvré de l'extérieur par un bouton peut mettre successivement ces plots à la masse.

Le facteur d'amplification obtenu est voisin de 100.000 avec une résistance ρ de 1000 mégohms.

4° GALVANOMÈTRE

Celui-ci doit être à la fois sensible, de courte période et de résistance interne pas trop grande par rapport à celle R_3 du circuit plaque. La maison A.O.I.P. nous a construit un appareil réalisant au mieux ces conditions. C'est un galvanomètre à cadre; une déviation de 1 mm sur une échelle à 1 mètre correspond à $4,5 \cdot 10^{-8}$ ampères. La période d'oscillation double est 0,4 seconde. La résistance d'amortissement est sensiblement celle du circuit extérieur, soit 1300Ω environ. La suspension du cadre permet un ré-

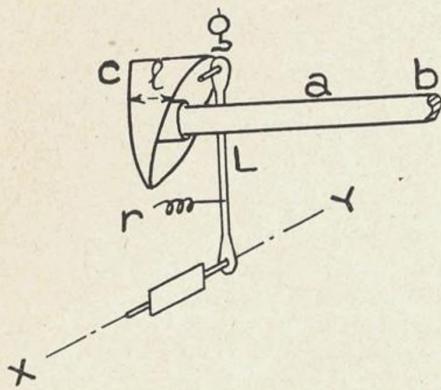


Fig. 32

glage sans la nécessité d'un calage préalable minutieux de tout l'appareil. Un réducteur potentiométrique permet de faire varier la sensibilité dans des rapports connus allant de 1 à 1000.

Le plus faible courant photoélectrique que nous ayons pu mesurer (avec une résistance ρ de couplage de $6 \cdot 10^9$ ohms) a été de

$$7,5 \times 10^{-14} \text{ ampère}$$

ce qui, avec les cellules peu sensibles utilisées, correspond en lumière blanche à un flux lumineux inférieur à :

$$10^{-8} \text{ lumen.}$$

5° ENREGISTREMENT PHOTOGRAPHIQUE

1° L'enregistrement se fait sur plaque de format 13×18 cm. La figure 31 en montre le dispositif. Les rayons tels que IJ réfléchis par le miroir du galvanomètre G tombent sur un miroir plan de forme rectangulaire allongée m . Le rayon IJ réfléchi par m vient rencontrer la plaque p au point K . La plaque est verticale.

Quand un courant passe dans le galvanomètre, le miroir G tourne autour d'un axe vertical yy' et le point K se déplace sensiblement sur une droite horizontale. Supposons le miroir G immobile. Si l'on fait tourner m autour d'un axe horizontal xx' , le point K se déplace sensiblement suivant une droite verticale. Ce déplacement, grâce à un mécanisme convenable, est proportionnel aux longueurs d'onde des radiations admises sur la fente de sortie du monochromateur.

En toute rigueur, le point J ne se déplace pas sur une droite horizontale quand le miroir du galvanomètre tourne de l'angle α .

En effet, lorsque le plan du miroir du galvanomètre est parallèle au plan (supposé vertical) du miroir m , la normale IO rencontre ce plan en O . Menons en O l'axe horizontal Ox et l'axe vertical Oy (fig. 31) et rapportons aux deux axes Ox , Oy les coordonnées de J . en désignant par α l'angle que fait la normale IN au miroir G , avec $IO = l$ on trouve en posant $OS = h$:

$$x = l \operatorname{tg} 2 \alpha$$

$$v = h \frac{l}{\cos 2 \alpha}$$

Pratiquement, nous avons : $h = 20$ mm, $l = 600$ mm $2x$ peut varier de 5° à 11° environ. Dans ces conditions, on peut écrire :

$$x = 2 l \alpha \text{ avec une erreur relative inférieure à } 3/1000.$$

$$y = h \text{ avec une erreur absolue inférieure à } 0,3 \text{ mm.}$$

2° Mécanisme de commande de rotation du miroir m .

— L'arbre ab de la roue dentée R (fig. 29) est prolongé jusqu'à l'extrémité de l'appareil à la verticale du miroir m . Sur cet arbre se trouve centré et calé un cylindre creux de même axe C qu'il entraîne dans sa rotation. Les génératrices de ce cylindre ont des longueurs variables l (fig. 32).

Un levier L peut tourner autour du même axe XY que le miroir m en l'entraînant avec lui. Il vient s'appuyer par l'intermédiaire d'un petit galet g , et sous l'action d'un ressort de rappel r sur le bord du cylindre C .

Si la roue R tourne et par suite le cylindre C , on voit que le levier L et le miroir m tournent d'un angle toujours petit d'ailleurs et proportionnel à la variation de l . Or, la longueur l est une fonction de la longueur d'onde transmise qui ne dépend que de la façon dont on taillera le profil de la rampe C . Rien ne s'oppose à ce que la fonction $l = f(\lambda)$ soit linéaire.

A tout angle de rotation de l'axe ab correspond une position bien définie du prisme qui détermine la longueur

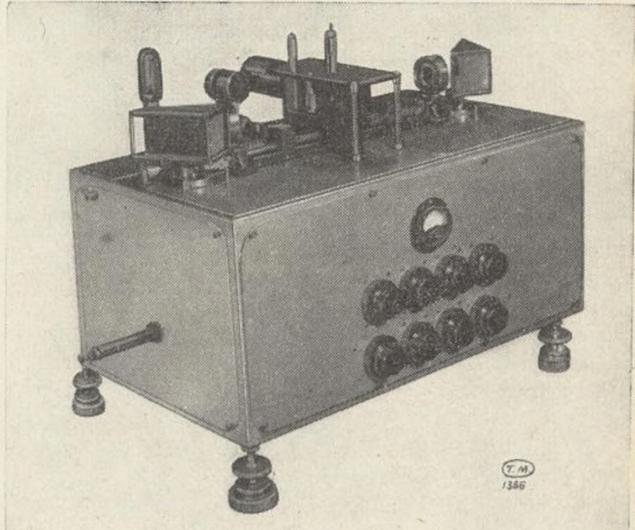


Fig. 33

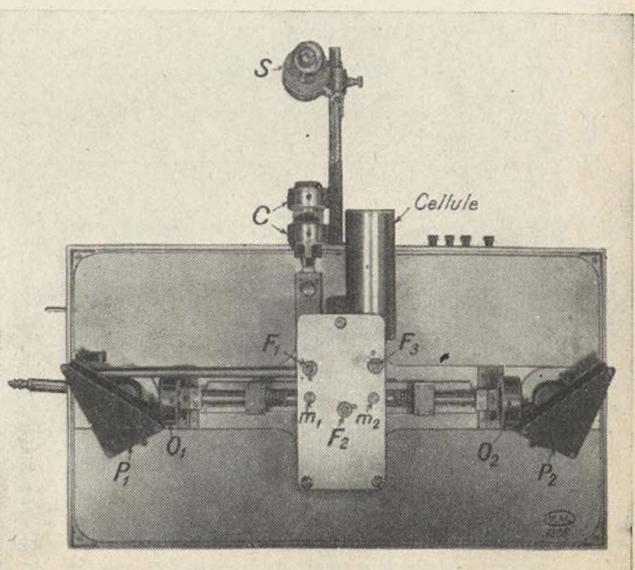


Fig. 34

d'onde transmise λ . Cette valeur de λ ne dépend que de la loi qui régit les variations d'épaisseur de la roue R avec l'angle ω dont on la fait tourner, et de la courbe de dispersion du prisme.

C'est ainsi que, si l'on règle l'appareil de façon que pour la radiation $\lambda_D = 589 \text{ m}\mu$, l'épaisseur $2y$ de la roue entre les points de contact des porte-objectifs augmente de $2 \times 5,3 \text{ mm}$ à partir de sa valeur minima, on trouve alors pour x et y en fonction de ω les valeurs suivantes :

ω°	19°	49°16'	74°55'	104°18'	117°40'	137°8'	149°16'	180°
λ ($\text{m}\mu$)	405	434	486	589	656	768	852	
y (mm)	0,231	1,177	3,144	5,3	6,223	7,366	7,9	8,5

On compte $\omega = 0$ quand $2y$ est minimum, c'est-à-dire $2y = 0$. De la courbe représentant $\lambda = f(\omega)$ on déduit graphiquement par interpolation les valeurs de λ pour ω variant de 5° en 5° . Les valeurs de l sont proportionnelles à λ et ne dépendent que des dimensions de l'appareil et du déplacement total vertical du spot que l'on veut obtenir sur la plaque. Pratiquement, l varie de 0 à 21 mm et le déplacement du spot sur la plaque est de 168 mm.

La rampe C, tout comme la roue dentée R, présente un plan de symétrie passant par l'axe ab. Pour un tour complet, le spot passe deux fois au même point pour une même valeur de la longueur d'onde.

Cette particularité permet, en traçant deux fois la courbe d'enregistrement dans le sens des longueurs d'onde croissantes, puis décroissantes, de vérifier qu'aucune pertur-

bation anormale (dérive, variation d'intensité etc...) n'a troublé l'enregistrement.

6° MONTAGE D'ENSEMBLE DU SPECTROPHOTOMÈTRE.

Les divers organes du monochromateur sont fixés sur un solide plateau d'alpax moulé puis rectifié dont les dimensions sont : $650 \times 360 \text{ mm}$. Ce plateau porte en outre la cellule photoélectrique, le condenseur et des rouages démultiplicateurs entraînés par un moteur asynchrone synchronisé. Ce moteur, particulièrement souple et silencieux, est à l'extérieur de l'appareil. La roue dentée centrale qu'il entraîne fait un tour en deux minutes et demie. La photographie (fig. 33) montre les principaux organes.

Le plateau qui supporte le monochromateur forme le couvercle d'une boîte rectangulaire de $650 \times 360 \times 240 \text{ mm}$. Celle-ci, également très rigide, est formée d'une carcasse d'alpax moulé fermée sur toutes ses faces par des plaques de blindage en aluminium. Cette boîte contient l'amplificateur, le galvanomètre de mesure et le projecteur qui l'éclaire, le miroir mobile m et les différentes piles de polarisation. La plaque photographique et son châssis s'adaptent sur l'un des côtés de la boîte qui joue le rôle de chambre noire. L'amplificateur et le galvanomètre se règlent au moyen de boutons rassemblés sur la face antérieure. Le poids total de l'appareil en ordre de marche est de 16 kg environ.

La photographie de la figure 34 en donne une vue d'ensemble.

CHAPITRE V

FONCTIONNEMENT DE L'APPAREIL : PRÉCISION DES MESURES — EXEMPLES DE COURBES SPECTROPHOTOMÉTRIQUES : INTERPRÉTATION

1° MISE AU POINT.

Le réglage mécanique et optique ayant été réalisé, les images de la fente d'entrée se font sur la fente médiane et sur la fente de sortie avec des écarts de mise au point qui ne dépassent pas 0,06 mm dans tout le spectre (fig. 48). Tout se passe comme si les objectifs étaient achromatisés pour trois radiations.

Les images monochromatiques sur la fente de sortie doivent rester fixes pendant la rotation des prismes. En fait, les faibles déplacements que l'on observe encore après réglage restent inférieurs à 0,04 mm quand on passe d'une

extrémité à l'autre du spectre. On en tient compte en prenant pour la fente de sortie une largeur un peu supérieure à la largeur théorique.

Le principe suivi dans toute la construction du monochromateur a été d'assurer partout à l'aide de ressorts des contacts statiques parfaits; aucun jeu n'existe dans les organes et aucun déréglage n'est possible si ce n'est par suite de l'usure des contacts glissants. En fait, grâce au choix de la matière employée, cette usure ne peut avoir d'effet sensible qu'après un long usage. Elle se trouve pratiquement reportée sur deux pièces de bronze faciles à changer.

2° ÉTALONNAGE DE L'APPAREIL EN LONGUEURS D'ONDE.

Nous avons vu qu'en principe le déplacement vertical du spot sur la plaque photographique doit être, par suite de la construction mécanique, proportionnel aux longueurs d'onde. Il suffirait donc, pour établir l'échelle des longueurs d'onde, de déterminer la position du spot pour deux d'entre elles.

Les conditions mécaniques n'étant pas remplies avec une approximation suffisante, il est bon d'établir l'appareil pour un plus grand nombre de longueurs d'onde.

La figure 36 montre l'enregistrement obtenu en éclairant la fente d'entrée avec un arc au mercure. On identifie aisément les radiations de longueurs d'onde suivantes : 405, 408, 436, 492, 546, 578, 691 et 708 $\text{m}\mu$.

La mesure des déviations du spot pour chacune de ces radiations permet de construire la courbe d'établissement n° 2 représentée figure 36. On voit que cette courbe ne s'écarte que très peu de la loi linéaire, au moins entre 400 et 650 $\text{m}\mu$. Dans tous les cas, les interpolations sont faciles et sûres, et l'on peut fixer à un millimicron près

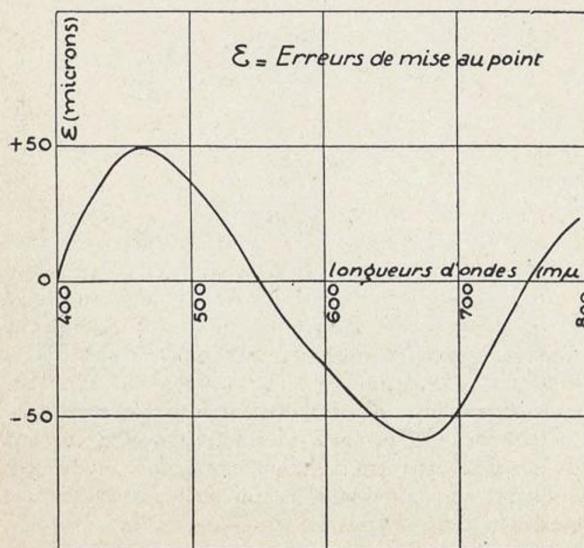


Fig. 35

la longueur d'onde de la radiation correspondant à un point quelconque d'une courbe d'enregistrement.

3^o EFFET DE LARGEUR DE FENTE.

La figure 37 reproduit les enregistrements obtenus en éclairant la fente d'entrée de l'appareil avec la lumière d'un lampe à incandescence à ruban de tungstène filtrée

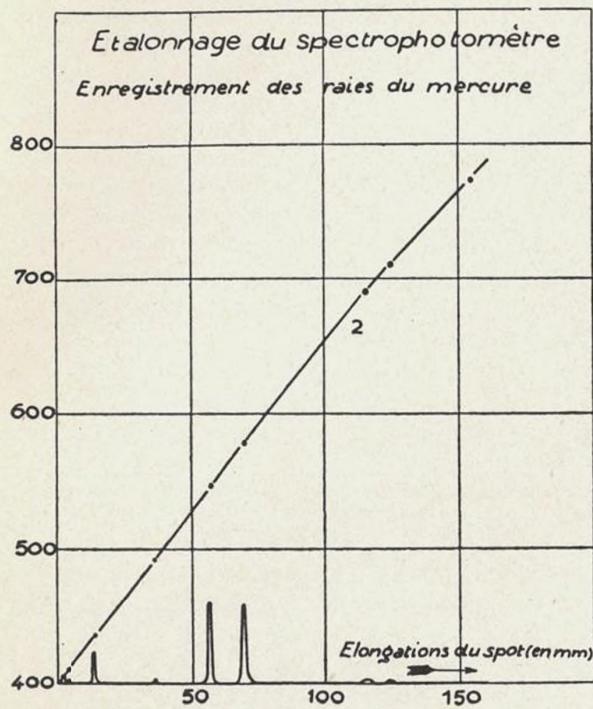


Fig. 36

par un verre au didyme. La fente d'entrée avait une largeur constante de 0,05 mm. La fente médiane a été prise avec des largeurs croissantes d'un enregistrement au suivant et ayant respectivement pour valeur 0,1 — 0,2 — 0,4 — 0,6 mm.

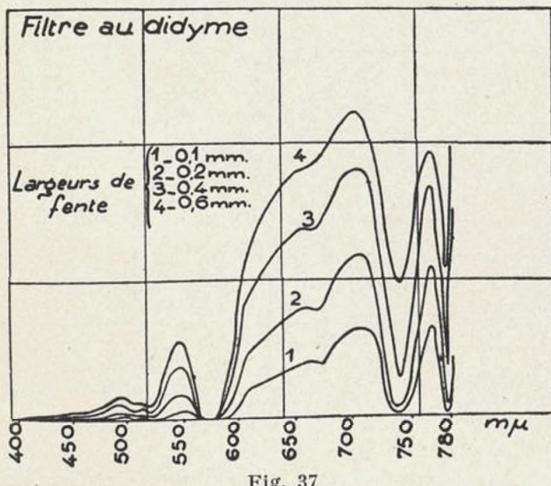


Fig. 37

Les rapports des ordonnées de ces courbes mesurées pour diverses longueurs d'onde sont indiqués dans le tableau suivant :

λ (m μ)	548	644	678	744
fente de 0,1 mm.....	1	1	1	1
» 0,2 mm.....	2,25	2,15	2,10	3
» 0,4 mm.....	4,75	3,46	3,58	13,5
» 0,6 mm.....	7,0	5,1	4,74	48

On constate que dans les régions où existent des bandes

d'absorption étroites (744 m μ par ex.) la déformation de la courbe devient considérable avec des fentes très larges et ceci surtout pour les grandes longueurs d'onde, l'appareil étant peu dispersif dans cette région.

On peut pratiquement, sans que des corrections soient nécessaires, utiliser des fentes de largeur 0,1 mm dans le rouge et 0,5 mm dans le bleu et le violet.

4^o PURETÉ DE LA LUMIÈRE TRANSMISE.

Avec une source de brillance élevée telle qu'une lampe à incandescence à ruban de tungstène, l'expérience montre qu'on peut obtenir des déviations du spot utilisant toute la largeur de la plaque sensible, dans la région des grandes longueurs d'onde, avec des fentes dont la largeur n'est que de 0,025 mm.

Même avec des fentes aussi étroites (les plus étroites qu'on ait à utiliser) la « pureté » du monochromateur est pratiquement égale à son pouvoir géométrique de résolution et varie par conséquent proportionnellement au pouvoir dispersif des prismes.

Le plus petit intervalle de longueur d'onde théorique $\Delta\lambda$ que l'instrument puisse séparer est donné pour diverses longueurs d'onde et pour des fentes de 0,025 mm dans le tableau suivant :

λ (m μ)	400	450	500	550	600	650	700	750	800
$\Delta\lambda$ (m μ)	0,22	0,30	0,42	0,59	0,79	1	1,25	1,50	1,80

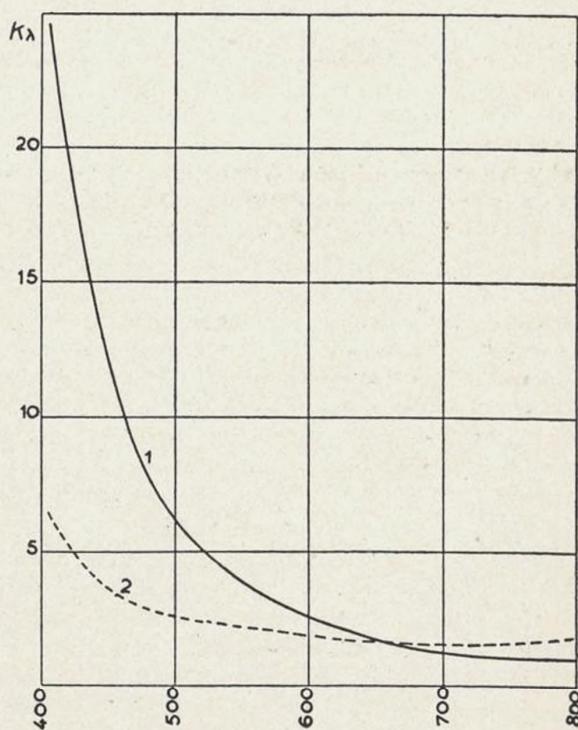


Fig. 38

L'expérience montre qu'on peut déceler l'existence d'un doublet pour la radiation jaune du mercure.

Par une augmentation progressive de la largeur de fente, du rouge au violet on pourrait obtenir une pureté constante de la lumière transmise et on effectuerait automatiquement dans l'enregistrement d'une courbe la correction de « dispersion ». C'est possible au prix d'une complication mécanique supplémentaire.

En tout cas, si l'on désire un enregistrement plus précis dans la région des faibles longueurs d'onde où la cellule de l'appareil est moins sensible, on peut sans inconveniit utiliser pour cette région des fentes plus larges. Il y aurait probablement avantage à remplacer pour cette région la cellule actuelle au césum par une cellule au potassium.

5^e TRANSPARENCE DE L'APPAREIL ET SENSIBILITÉ SPECTRALE DE LA CELLULE.

Rappelons que si l'on désigne par I_λ l'intensité énergétique des radiations à la fente d'entrée pour une longueur d'onde λ , le courant photoélectrique et par suite la déviation horizontale du spot sont de la forme :

$$x_\lambda = [T_\lambda S_\lambda I_\lambda \Delta\lambda]$$

d'où

$$\left[I_\lambda = \frac{x_\lambda}{T_\lambda S_\lambda \Delta\lambda} \right] = k_\lambda x_\lambda$$

T_λ représente le facteur de transmission de l'appareil tout entier et varie avec la longueur d'onde; S_λ caractérise la sensibilité spectrale de la cellule utilisée; $\Delta\lambda$, l'intervalle des longueurs d'onde admises varie, pour des raisons de largeur invariable, en raison inverse du pouvoir dispersif des prismes. On pourrait déterminer par des mesures absolues les valeurs de S_λ et de T_λ pour chaque longueur d'onde. Ces mesures ne peuvent atteindre une grande précision et, de plus, devraient être reprises fréquemment car S_λ et T_λ peuvent varier avec le temps.

Il est préférable de déterminer les valeurs de k_λ de la manière suivante : on enregistre avec l'appareil la courbe $x_\lambda = f(\lambda)$ en éclairant la fente d'entrée avec une lumière dont la répartition spectrale de l'énergie $I_\lambda = z(\lambda)$ est bien connue. On se sert par exemple de la lumière fournie par une lampe à incandescence à ruban de tungstène fonctionnant à une température de couleur connue. Les données précises sur le rayonnement du tungstène publiées par W.-E. FORSYTHE (43) permettent de construire la courbe $I_\lambda = z(\lambda)$.

Les rapports des ordonnées des courbes I_λ et x_λ donnent pour chaque longueur d'onde des valeurs relatives de k_λ . A partir de ces valeurs, on passera aisément de la courbe expérimentale enregistrée à la courbe normale de distribution d'énergie dans le flux étudié lorsque la connaissance de celle-ci est indispensable.

La courbe 1 de la figure 38 donne, à titre d'exemple, les valeurs de k_λ trouvées au cours de l'une de nos expériences. Les mesures de k_λ sont donc relativement aisées et peuvent être reprises pour chaque série d'expériences.

La courbe 1 correspond à une largeur fixe des fentes. Si l'on adoptait des fentes variables, de telle sorte que l'intervalle $\Delta\lambda$ reste constant, les valeurs de k_λ seraient représentées par la courbe 2 du même graphique. Comme le facteur T_λ varie peu avec λ , cette dernière courbe caractérise approximativement la sensibilité spectrale à énergie constante de la cellule.

La valeur absolue du flux monochromatique nécessaire pour obtenir une déviation sensible du spot (soit 0,25 mm) n'a pas été déterminée de façon précise. Il est toutefois de l'ordre de 2.10^{-8} lumen avec la lumière jaune monochromatique d'une lampe au sodium, quand on utilise le maximum de sensibilité de l'appareil.

Nous espérons pouvoir remplacer la cellule actuelle par une autre cinq à six fois plus sensible.

6^e PRINCIPE DES MESURES. — PRÉCISION.

1. — Le spectrophotomètre peut servir soit à la détermination longueur d'onde par longueur d'onde des facteurs de transmission d'un corps transparent ou des facteurs de diffusion ou de réflexion d'un matériau, soit à la détermination de la courbe de répartition d'énergie dans le spectre de la lumière émise par une source quelconque.

Dans le premier cas, l'appareil enregistre une première courbe obtenue avec une source quelconque à spectre

continu, puis une deuxième courbe avec la même lumière après passage à travers le filtre étudié. Quels que soient la sensibilité S_λ de la cellule et le facteur de transmission T_λ de l'instrument pour chaque longueur d'onde, le rapport des ordonnées des deux courbes donne pour toutes les radiations le facteur de transmission cherché. On obtiendrait de manière analogue des facteurs de diffusion en enregistrant les courbes obtenues successivement après diffusion de la lumière sur un écran blanc standard puis sur le matériau étudié.

Dans le deuxième cas, l'appareil enregistre une première courbe avec la lumière de la source qu'on veut étudier et une deuxième courbe avec la lumière d'une source de comparaison à spectre continu dont la courbe d'intensité spectrale énergétique $I''_\lambda = f(\lambda)$ est bien connue. Soit, pour une valeur quelconque de λ , y'_λ l'ordonnée de la première courbe et y''_λ celle de la deuxième. Les intensités énergétiques spectrales I''_λ de la source étudiée sont données en valeur relative par la relation :

$$I''_\lambda = I''_\lambda \frac{y'_\lambda}{y''_\lambda}$$

Les valeurs trouvées ne dépendent ni de la sensibilité

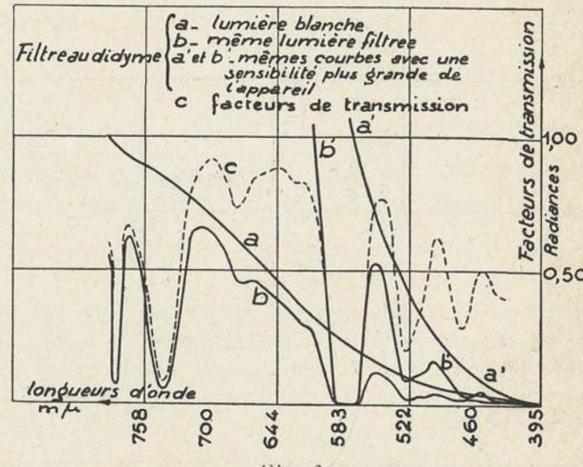


Fig. 39

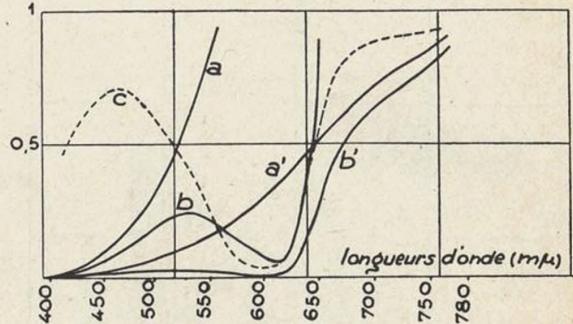


Fig. 40

spectrale de la cellule utilisée, ni du facteur de transmission de l'appareil.

Dans les deux cas, le résultat cherché s'obtient finalement en effectuant les quotients des ordonnées des deux courbes enregistrées par l'appareil.

2. *Précision des mesures.* — La précision sur le résultat dépend des erreurs commises par l'appareil au cours de l'enregistrement et de l'erreur résultant du calcul des quotients.

Nous avons montré que la cellule donnait en lumière monochromatique des réponses proportionnelles aux flux lumineux reçus à moins de 1/1000 près. Dans les conditions normales d'utilisation de l'appareil, l'amplification

n'introduit pas d'erreurs supérieures à 4/1000; on tient compte de l'approximation faite en admettant que les déviations sur la plaque sont proportionnelles aux courants qui traversent le galvanomètre.

Nous savons aussi que l'appareil enregistre deux fois la même courbe et qu'une perturbation accidentelle due par exemple à la dérive se trouve décelée par la non-superposition des deux courbes. Si les écarts sont faibles, on peut prendre la moyenne des ordonnées. Dans le cas contraire, l'enregistrement serait à rejeter.

Une autre cause d'erreur réside dans une variation possible de l'intensité de la source lumineuse dans l'enregistrement des deux courbes.

Si la source est une lampe à incandescence à ruban de tungstène alimentée sous 15 ampères à la température de couleur de 2800°K, une variation de l'intensité du courant d'alimentation de 0,01 ampère, soit en valeur relative 1/5000, produit une variation relative de la déviation du spot égale à 3/1000. Il faudra donc maintenir constante à 0,01 ampère près l'intensité du courant qui alimente la source si l'on ne veut pas introduire des erreurs supérieures à 3/1000.

Toutes ces causes d'erreurs s'ajoutant, l'erreur maximale qui peut en résulter sur une ordonnée quelconque de l'une des courbes enregistrées ne dépassera pas 8/1000 en valeur relative.

Il faut ajouter l'erreur qui provient de la mesure même des ordonnées et qu'on peut évaluer à 0,25 mm environ en valeur absolue. Finalement, l'erreur absolue sur la mesure d'une ordonnée restera inférieure à 1 mm pour 100 mm et de l'ordre de 0,3 mm pour les faibles valeurs de ces ordonnées (10 mm par exemple).

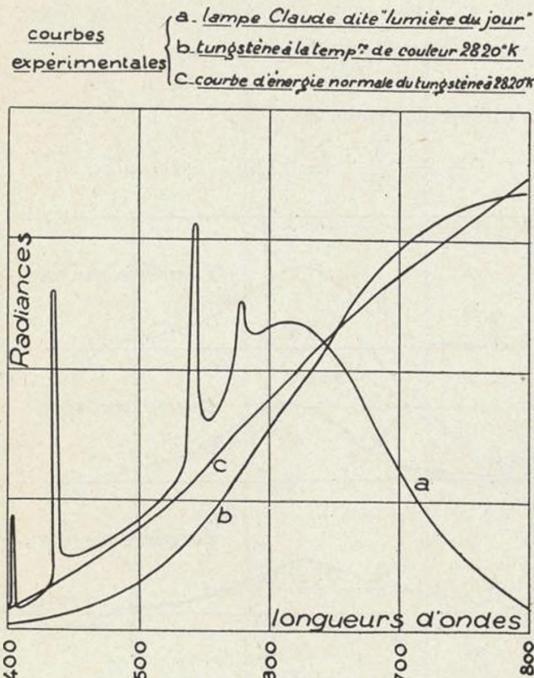


Fig. 41

Soit ϵ' l'erreur sur l'ordonnée y' , ϵ'' l'erreur sur l'ordonnée y'' ($1'' < y$). L'erreur absolue sur le rapport $r = y''/y'$ aura pour limite supérieure :

$$\Delta r = r \left(\frac{\epsilon'}{y'} + \frac{\epsilon''}{y''} \right)$$

Soit par exemple :

$$y'' = 100 \text{ mm à 1 mm près},$$

$$y' = 10 \text{ mm à 0,3 mm près}.$$

Le rapport $r = 0,100$ est connu à 0,004 près.

Avec la cellule au césum utilisée, on atteint en général facilement cette précision dans la région des grandes et moyennes longueurs d'onde. Pour la région du bleu et du violet, il peut y avoir intérêt à substituer à cette cellule une cellule au potassium.

7^e EXEMPLE DE DÉTERMINATION DES FACTEURS DE TRANSMISSION D'UN FILTRE COLORÉ.

La figure 39 reproduit les enregistrements obtenus en éclairant d'abord la fente d'entrée avec une lampe à ruban de tungstène (courbes a et a') puis avec la même source après interposition d'un filtre au didyme (courbes b et b').

Les courbes b' et a' sont obtenues en utilisant l'appareil avec une sensibilité plus grande permettant une étude plus précise de la région des faibles longueurs d'onde.

La courbe c obtenue en effectuant pour diverses longueurs d'onde les quotients des ordonnées des courbes a et b, et a' et b', donne avec la précision indiquée plus haut la courbe des facteurs de transmission du filtre. La position des bandes d'absorption étant bien connue peut être utilisée pour l'étalonnage de l'appareil en longueurs d'onde (44).

La figure 40 montre un autre exemple de détermination analogue faite sur un filtre de teinte bleue en plexiglass coloré par du « turquoise méthylène » et de 3 mm d'épaisseur.

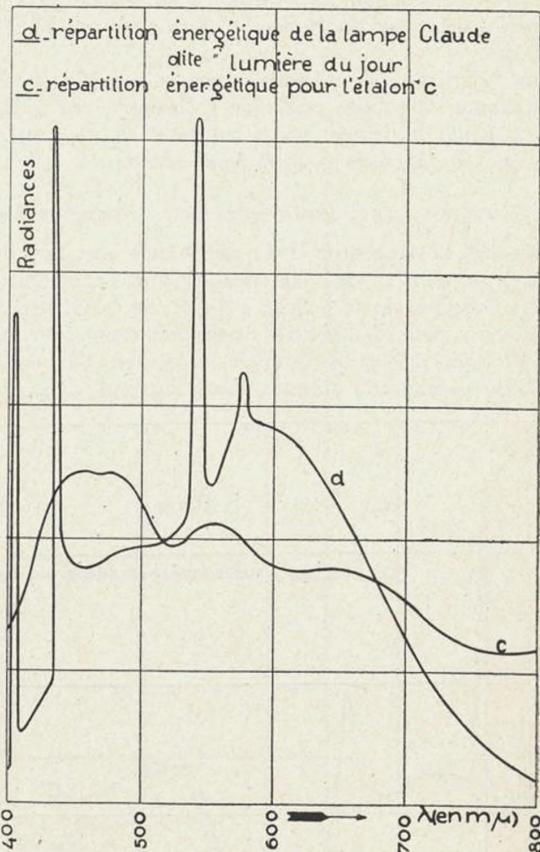


Fig. 41 bis

Les courbes a et a' correspondent à la lumière blanche et les courbes b et b' à la lumière filtrée. La courbe c donne les facteurs de transmission. On voit combien un tel filtre, malgré sa teinte bleue, reste transparent aux radiations rouges.

Dans une telle détermination, il faut veiller à ce que le filtre, formé d'une glace ou d'une cuve à faces parallèles, soit placé dans une région où le faisceau incident soit un faisceau parallèle, et que son plan soit normal au

faisceau. L'expérience montre d'ailleurs qu'une erreur de 2 ou 3° dans l'orientation ne produit qu'une déviation négligeable du spot.

Nous avons pu tracer par cette méthode des courbes de facteurs de transmission pour plus de cinquante matières colorantes et commencer ainsi un catalogue pour les matières colorantes fabriquées en Europe. Les courbes obtenues sont assez précises pour mettre en évidence les faibles variations de nuance que l'œil peut observer d'un échantillon à l'autre d'une même matière colorante.

8° EXEMPLE D'ÉTUDE COLORIMÉTRIQUE D'UNE SOURCE.

La figure 41 montre les courbes obtenues en prenant comme source :

1° Une lampe à incandescence à ruban de tungstène dont la température de couleur déterminée à l'aide d'un pyromètre RIBAUD était de 2820°K.

2° Un tube à décharge à enduit luminescent fonctionnant sous 110 volts et émettant une lumière qualifiée « lumière du jour ». Sur le même graphique, nous avons construit à une échelle arbitraire la courbe normale de distribution spectrale de la lumière émise par la première source. Nous avons utilisé pour cela les données sur le tungstène publiées par M. E. FORSYTHE (23).

A partir de ces courbes, une détermination graphique dont le principe a été exposé plus haut nous a fourni la courbe d donnant en valeurs relatives la répartition normale d'énergie spectrale de la source étudiée (fig. 41 bis).

Sur la même figure, nous avons construit à titre de comparaison la courbe c relative à l'étalon C de la C.I.E. On reconnaît facilement sur la courbe d les raies du mercure qui se superposent à un fond continu.

9° COEFFICIENTS TRICROMATIQUES DE LA SOURCE.

A partir de la courbe d de distribution spectrale de la source, on sait (1) que l'on peut calculer les coefficients trichromatiques de la source à l'aide des coefficients de distribution pour des excitations de même énergie relatifs aux diverses radiations simples du spectre. Ces derniers coefficients sont ceux adoptés par la C.I.E.

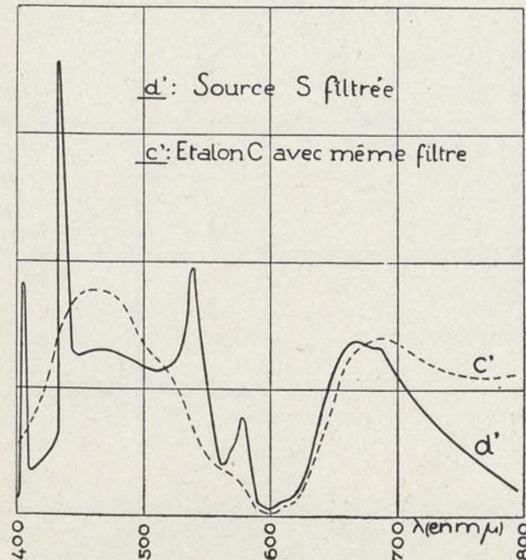


Fig. 43

Nous avons fait ces calculs dans le système standard XYZ de la C.I.E. Le tableau suivant les résume pour des longueurs d'onde variant de 20 en 20 m μ .

(Voir page suivante.)

$\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ sont les coefficients de distribution de la C.I.E. dans le système XYZ.

E représente en valeurs relatives les ordonnées de la courbe d . Il a été tenu compte par des corrections convenables, dans le calcul des valeurs de E , des points de la courbe correspondant aux raies du mercure.

Les coefficients trichromatiques calculés à partir des nombres de ce tableau sont :

$$x = \frac{\Sigma E \bar{x}}{\Sigma E \bar{x} + \Sigma E \bar{y} + \Sigma E \bar{z}} = 0,348 \text{ à } \pm 0,005 \text{ près}$$

$$y = \frac{\Sigma E \bar{y}}{\Sigma E \bar{x} + \Sigma E \bar{y} + \Sigma E \bar{z}} = 0,350 \text{ à } \pm 0,005 \text{ près}$$

$$z = \frac{\Sigma E \bar{z}}{\Sigma E \bar{x} + \Sigma E \bar{y} + \Sigma E \bar{z}} = 0,302 \text{ à } \pm 0,005 \text{ près}$$

En coordonnées cartésiennes le point figuratif est en J (fig. 42). Sur le même graphique, nous avons tracé le lieu Σ des points figuratifs des coordonnées trichromatiques des radiations simples et celui des points figuratifs du corps noir pris à diverses températures.

Les points α, β, γ représentent les trois étalons A, B, C de la C.I.E. et le point W est le point figuratif du spectre d'égale énergie.

On voit qu'au point de vue colorimétrique, la source étudiée est intermédiaire entre les étalons B et C et se rapproche du corps noir à 6000°K. On peut déterminer graphiquement la longueur d'onde dominante (par rapport à l'étalon C) et le facteur de pureté.

Joignons les points γ et J et prolongeons la droite γJ jusqu'au point de rencontre P avec Σ . Les coordonnées trichromatiques du point P sont celles de la longueur d'onde dominante, soit :

$$x = 0,426 \quad y = 0,565 \quad z = 0,009$$

La longueur d'onde dominante est

$$\lambda = 0,568 \mu \text{ à } 0,002 \mu \text{ près}$$

et le facteur de pureté est :

$$p = \frac{J \gamma}{P \gamma} = 0,120 \text{ à } 0,003 \text{ près}$$

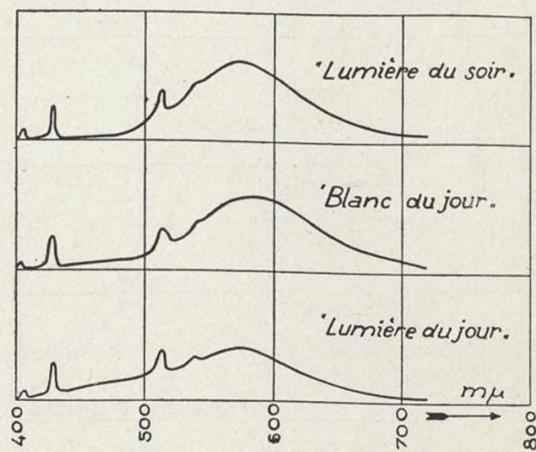


Fig. 44

La lumière étudiée est donc celle de l'étalon C légèrement teintée de jaune.

Tout comme les méthodes colorimétriques ordinaires, la courbe spectrophotométrique fournie par l'appareil permet donc de déterminer les coefficients trichromatiques de la source et cela sans qu'il soit nécessaire de connaître ni le facteur de transparence du spectrophotomètre, ni la sensibilité spectrale de la cellule employée.

Mais elle possède de plus un avantage considérable. Elle permet de prévoir la teinte d'un objet quelconque éclairé

C.I.E.

de la
conve-
de la
r des

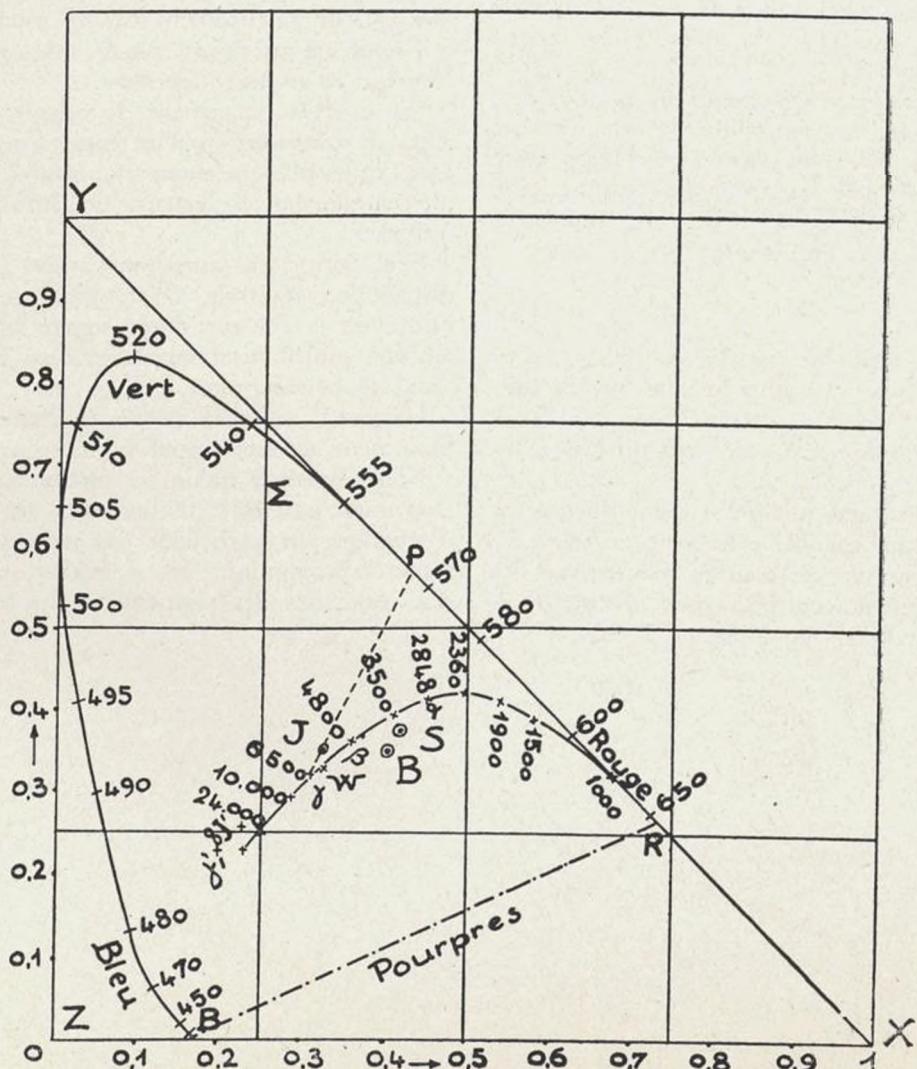
en J
cé le
mati-
ratifs

s A,
f du

urce
et se
iner
rap-

✓J
nées
ueur

λ	\bar{x}	\bar{y}	\bar{z}	E	$E\bar{x}$	$E\bar{y}$	$E\bar{z}$
400	0,0143	0,0004	0,0679	45,5	0,916	0,0182	3,089
420	0,1344	0,0040	0,6456	34,9	4,689	0,0140	22,525
440	0,3483	0,0230	1,7471	138	48,065	3,174	241,2
460	0,2908	0,0600	1,6692	89,5	26,026	5,37	149,4
480	0,0956	0,1300	0,8130	95,3	9,111	13,247	77,48
500	0,0049	0,3230	0,2720	93,75	0,457	30,28	25,5
520	0,0633	0,7100	0,0782	99,10	6,273	70,36	77,496
540	0,2904	0,9540	0,0203	159,2	46,237	151,876	3,232
560	0,5945	0,9950	0,0039	125	74,312	124,37	0,488
580	0,9163	0,8700	0,0017	150	137,44	130,5	0,255
600	1,0622	0,6310	0,0008	141,3	150,01	89,16	0,113
620	9,8544	0,3810	0,0002	134	114,53	51,073	0,0268
640	0,4479	0,1750	0	120,4	53,904	21,06	0
660	0,1649	0,0610	0	103	17,001	6,289	0
680	0,0468	0,0170	0	80,2	3,755	1,364	0
700	0,0114	0,0041	0	62,5	0,713	0,256	0
720	0,0029	0,0010	0	45,8	0,133	0,0458	0
740	0,0007	0,0003	0	33,3	0,021	0,010	0
760	0,0002	0,0001	0	26,3	0,0052	0,0026	0
780	0	0	0	16,2	0	0	0
800	0	0	0	0	0	0	0
					693,63	698,47	600,80
					$= \Sigma E\bar{x}$	$= \Sigma E\bar{y}$	$= \Sigma E\bar{z}$



par la source étudiée pourvu que l'on détermine au préalable les facteurs de transmission ou de diffusion de cet objet.

Considérons, par exemple, le filtre étudié plus haut (fig. 40). En multipliant pour chaque longueur les ordonnées des courbes c et d de la figure 41 bis par les valeurs correspondantes des facteurs de transmission du filtre, nous obtenons les courbes c' et d' de la figure 43; elles représentent en valeurs relatives la composition spectrale d'énergie des flux transmis par le filtre éclairé par la lumière de l'étalement C et par la source étudiée. Les points figuratifs dans le diagramme des couleurs de la figure 42 sont respectivement en J' , et γ' .

Un calcul analogue au précédent fournit les coefficients trichromatiques qui sont : avec la source S :

$$\begin{aligned}x &= 0,224 \\y &= 0,256 \quad \text{à 0,005 près} \\z &= 0,520\end{aligned}$$

et pour la source C avec le même filtre :

$$\begin{aligned}x &= 0,198 \\y &= 0,227 \quad \text{à 0,005 près} \\z &= 0,575\end{aligned}$$

Les longueurs d'onde dominantes et les facteurs de pureté sont respectivement :

$$\begin{aligned}\text{avec la source S: } \lambda &= 0,482 \mu \quad p = 0,375 \\ \text{avec la source C: } \lambda &= 0,481 \mu \quad p = 0,518\end{aligned}$$

On voit que non seulement la teinte de la source S est voisine pour l'œil de celle de la source C, mais que le filtre conserve lui aussi une teinte à peu près identique suivant qu'on l'éclaire avec la source S ou bien avec la source C. La teinte dominante est la même mais un peu plus saturée avec la source C.

Un tel résultat que vérifie l'expérience ne pouvait être prévu par les méthodes colorimétriques ordinaires. Les conséquences pratiques sont pourtant d'une importance bien évidente et la méthode spectrophotométrique seule est donc capable de définir complètement les propriétés colorimétriques d'une source lumineuse.

10^o AUTRES EXEMPLES.

La figure 44 est la reproduction des courbes enregistrées dans les mêmes conditions pour les trois sources suivantes :

courbe A — Tube luminescent précédent qualifié « lumière du jour »,

courbe B — Tube analogue qualifié « blanc du jour »,

courbe C — Autre tube qualifié « lumière du soir ».

La simple comparaison de ces courbes montre que les proportions des radiations de courte longueur d'onde diminuent progressivement du 1^{er} au 2^e et au 3^e tube.

Les coefficients trichromatiques, la longueur d'onde dominante λ et le facteur de pureté p, calculés comme précédemment, sont respectivement :

	1 ^{er} tube	2 ^e tube	3 ^e tube	
x	0,348	0,413	0,406	
y	0,350	0,386	0,348	à 0,005 près
z	0,302	0,201	0,246	
λ	0,568 μ	0,584 μ	0,592 μ	à 0,002 près
p	0,120	0,444	0,33	à 0,005 près

On voit que, par rapport à l'étalement C, la teinte de la lumière fournie est de plus en plus jaune quand on passe du 1^{er} au 2^e puis au 3^e tube, ce dernier étant presque orangé. Ces teintes sont beaucoup plus saturées pour les deux derniers tubes. Les points figuratifs dans le diagramme des couleurs de la figure 42 se situent respectivement en J, S et B.

Le deuxième tube est intermédiaire entre les étalements A et B de la C.I.E. et correspond approximativement au corps noir à 3500° K.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons montré qu'une cellule photoémissive, construite de telle sorte que les courants photoélectriques fournis soient proportionnels aux flux monochromatiques reçus et pour laquelle la saturation est atteinte sous une tension anodique très faible, pouvait être associée à un amplificateur de courant continu donnant une amplification linéaire dans des conditions satisfaisantes de stabilité.

L'ensemble cellule-amplificateur joint à un monochromateur suffisamment lumineux et à un dispositif enregistreur du courant amplifié constitue un spectrophotomètre enregistreur relativement simple capable de fournir en quelques minutes une courbe de répartition spectrale d'énergie d'un flux lumineux.

Ces courbes permettent de calculer facilement les facteurs de transmission d'un corps transparent ou, à l'aide d'un dispositif que nous nous proposons de construire ultérieurement, les facteurs de diffusion d'un matériau diffusant.

Elles permettent aussi, en passant à la courbe vraie de distribution spectrale, de résoudre complètement le problème de la couleur d'une source lumineuse et d'apporter une contribution intéressante au problème de la photométrie hétérochrome.

L'appareil est assez simple et d'un prix de revient suffisamment accessible pour en faire un appareil industriel.

Nous espérons qu'un tel instrument est susceptible de contribuer aux perfectionnements des sources industrielles d'éclairage, en particulier des sources luminescentes dont l'intérêt économique est si évident et de rendre service aux industries des pigments et des matières colorantes.

J. GILLON.

BIBLIOGRAPHIE

(1) RIBAUD. — *Revue d'optique*, p. 161, T. 15, 1936.

(2) W.E. FORSYTHE. — Measurement of Radiant Energy, 1937.

(3) W.E. FORSYTHE et A.G. WORTHING. — The properties of tungsten and the characteristics of tungsten lamps, *Astr. Phys. J.*, 51, p. 146, 1925.

(4) John WALSH. — Photometry. *London*, 1926.

(5) MARTENS et GRÜNDBAUM. — Über eine Neukonstruktion des Königsgschen Spectralphotometers, *Ann. Prysik.* 12, 1903, p. 984.

(6) SMIDT et HAENSEH. — Catalog. II, pp. 13-21, oct. 1930.

(7) BAUSCH et LOMB. — Microscopes and other scientific instruments, pp. 232-245, 1929.

(8) J.H. DOWELL. — A new polarizing system for spectrophotometers, *Journ. Sc. Instr.* 8, 1931, p. 382; *Journ. Sc. Instr.* 10, 1933, p. 153.

(9) C.W. KEUPPEL. — A direct reading spectrophotometer, *J. Opt. Soc. Am.* 11, 1925, p. 403.

(10) LUMMER et BRODHUN. — Photometrische Untersuchungen. Über eine neues spectralphotometer, *Zeitschr. Instrum.* 12, 1892, p. 132.

(11) J. GUILD. — An equipment for visual spectrophotometry, *Trans. Opt. Soc.* 26, 1924-25, p. 74.

(12) BUCKLEY et BROOKES. — A new type of spectrophotometer, *Journ. Sc. Instr.* 7, 1930, p. 305.

(13) WHINTER. — *Zeit für Electrochem.* 19, 1913, p. 389.

(14) GOUFFÉ. — Rapport à la C.I.E., *R.G.E.* 38, 1935, p. 355.

(15) GIBSON. — *J.O.S.A.* 7, 1923, p. 693.

(16) Von HALBAN et SIEDENTOPT. — *Zeits. f. phys. Chem.* 100, 1922, p. 208.

(17) TARDY. — *Revue d'Optique* 7, 1928, p. 189.

(18) PERFECT. — Photocells and their applications, *Phys. Soc.* 1930, p. 174.

(19) FOLLET. — *Proc. Phys. Soc.* 46, 1934, p. 499.

(20) P. FLEURY. — Recherches de photométrie et spectro-photométrie photoélectrique, *Revue d'Optique* 11, 1932, p. 385.

(21) HARRISON et BENTLEY. — Spectrophotomètre enregistreur perfectionné à grande rapidité, *J.O.S.A.* 30, 1940, p. 290.

(22) HARDY. — New recording spectrophotometer, *J.O.S.A.* 25, 1935, p. 305; *J.O.S.A.* 28, 1938, p. 360.

(23) HULBERT. — *Astrophys. Jour.* 41, 1915, p. 205.

(24) Von HALBAN et GEIGEL. — *Zeits. f. phys. Chem.* 96, 1920, p. 214.

(25) G.-A. BOUTRY. — Un nouveau type de cellule photoélectrique, *C.R.* 204, 1937, p. 120.

(26) A. SCHUSTER. — Theory of Optics, 3^e édit., p. 159; *Astroph. Journ.* 21, 1905, p. 197.

(27) P.M. VAN CITTERT. — *Zeitsch. Phys.* 65, 1930, p. 547; *Zeitsch. Phys.* 73, 1931, p. 252.

(28) F. BENFORD. — *J.O.S.A.* 26, 1936, p. 99.

(29) Wied. Ann. T. 60, 1897, p. 712.

(30) PRESTON et M. DERMOTT. — *Proc. Phys. Soc.* 46, 1934, p. 256.

(31) ELSTER et GEITEL. — *Phys. Zeit.*, T. 14, 1913, p. 141; T. 15, 1914, p. 610; T. 17, 1916, p. 268.

(32) FLEISCHER et TEICHMANN. — Die Lichtelektrische Zelle, *Dresden*, 1932, p. 21.

(33) G.-A. BOUTRY. — *C.R.* 204, 1937, p. 120.

(34) G.-A. BOUTRY et J. GILLOD. — *Phil. Mag.* 18, 1929, p. 163.

(35) P. FLEURY. — *C.R.* 190, 1934, p. 195.

(36) CURSTERS. — Thèse de l'Université d'Utrecht.

(37) LEJAY. — *Onde électr.* 192, 1931, p. 190.

(38) MILLER. — *Techn. Pap. Bur. Stand.*, 11 juin 1919.

(39) G.-A. BOUTRY. — Les phénomènes photoélectriques et leurs applications, *Paris*, 1936.

(40) André BAYLE. — *Revue d'Optique*, 1933, T. 12, p. 124.

(41) RIBAUD et PEYCHES. — *Revue d'Optique*, 1932, T. 11, p. 241.

(42) GRIVET. — *Annales de phys.*, 11^e série, T. 17, p. 72.

(43) W.E. FORSYTHE. — *R.G.E.*, 1926, p. 313.

(44) J.-L. MICHELSON. — *J.O.S.A.* 28, 1938, p. 365.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
------------------------	---

CHAPITRE PREMIER

Monochromateurs dans leur emploi en spectrophotométrie.	1
I. — Conditions de pureté de la lumière transmise par un monochromateur simple ou double	1
II. — Clarté d'un monochromateur à prismes	2
III. — Composition spectrale du flux sortant	5
IV. — Interprétation des résultats fournis par un spectrophomètre. — Courbe vraie de distribution spectrale de l'énergie	7
V. — Conclusions de l'étude des appareils dispersifs à prismes destinés à la spectrophotométrie	9

CHAPITRE II

Étude d'un nouveau type de cellule photoémissive à vide.	10
I. — Obtention d'un flux lumineux constant. — Méthode d'addition des flux lumineux . .	10
II. — Mesure des courants photoélectriques	11
III. — Résultats des mesures	11

CHAPITRE III

Amplification linéaire des courants photoélectriques	15
---	----

CHAPITRE IV

Réalisation pratique d'un spectrophotomètre enregistreur à cellule photoélectrique pour le spectre visible	18
---	----

CHAPITRE V

Fonctionnement de l'appareil : précision des mesures. — Exemples de courbes spectrophotométriques : interprétation	22
Conclusion	28
Bibliographie	30



IMPRIMERIE RENOARD
19, rue des Saints-Pères
Paris 6^e

