

SÉRIE A, N° 3048
N° D'ORDRE : 3920

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Robert CHABBAL

1^{re} THÈSE. — Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Perot aux divers domaines de la spectroscopie.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 13 mai 1957 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER *Président.*

LUCAS
JACQUINOT
MARÉCHAL } *Examinateurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1958

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : CHABBAL.

Prénom : Robert.

Date de la soutenance : 13 mai 1957

Numéro d'ordre : Série A 3048, N° 3920

1

CHABBAL (Robert). — Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Perot aux divers domaines de la spectroscopie. — Paris, Editions de la Revue d'Optique, 1958, 150 p., 87 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1957, Série A 3048, N° 3920.

2

CHABBAL (Robert). — Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Perot aux divers domaines de la spectroscopie. — Paris, Editions de la Revue d'Optique, 1958, 150 p., 87 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1957, Série A 3048, N° 3920.

3

CHABBAL (Robert). — Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Perot aux divers domaines de la spectroscopie. — Paris, Editions de la Revue d'Optique, 1958, 150 p., 87 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1957, Série A 3048, N° 3920.

4

CHABBAL (Robert). — Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Perot aux divers domaines de la spectroscopie. — Paris, Editions de la Revue d'Optique, 1958, 150 p., 87 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1957, Série A 3048, N° 3920.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen. J. PÉRÈS

PROFESSEURS

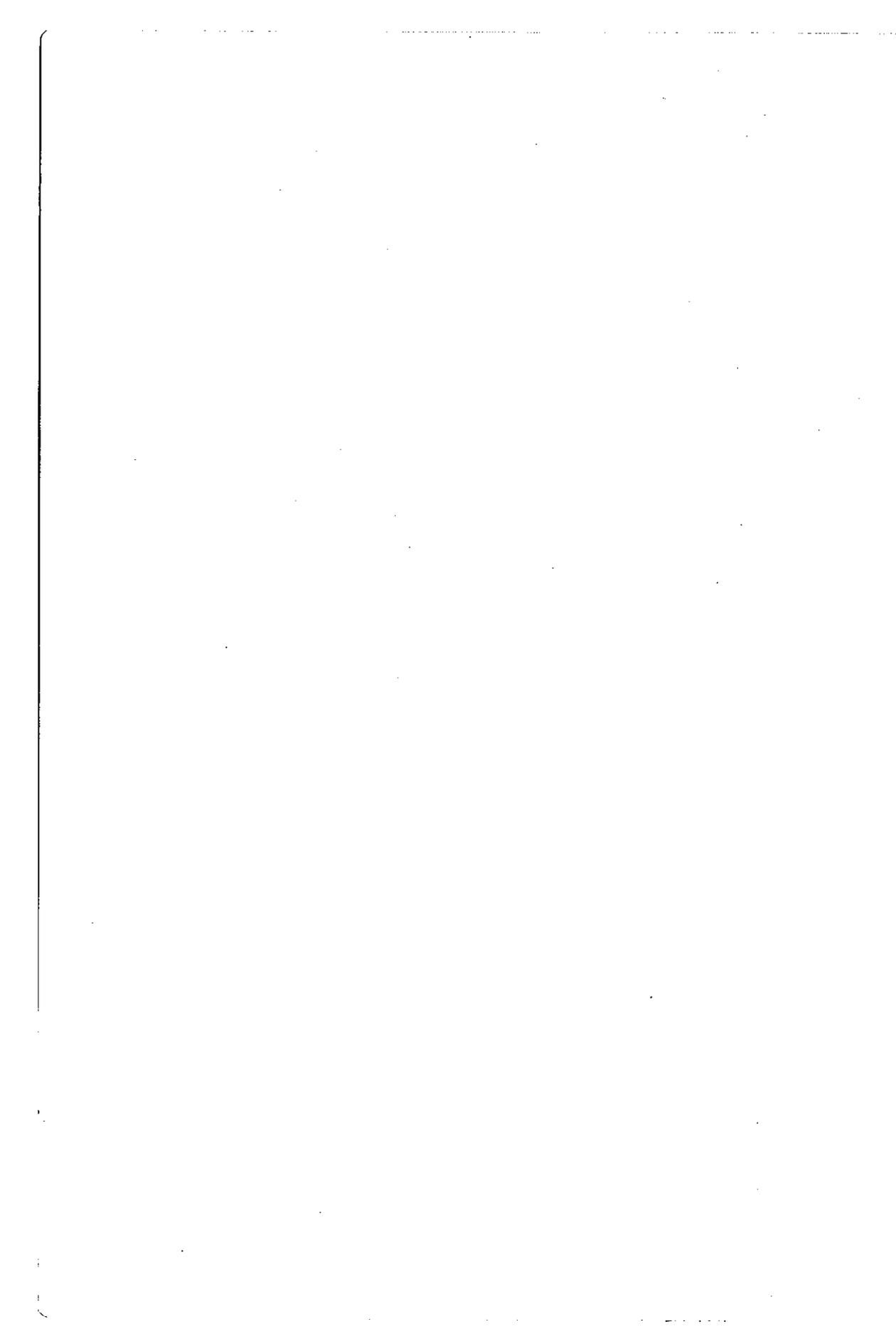
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	JUNG	T	Pétrographie.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
JOB	T	Chimie générale	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
PERNANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	M. PRUVOST	T	Géologie.
PERKS	T	Mécanique des fluides et applications.	AMEL	T	Chimie (P. C. B.)
LAUGIER	T	Physiologie générale.	HOGART	T	Minéralogie.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.)	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P. C. B.)
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.)
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CHOQUET	T	Calcul différentiel et intégral.
PLANTFOL	T	Botanique.	FELDMANN	T	Biologie (P. C. B.)
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés	GUINIER	T	Physique (P.C.B.)
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JOST	T	Biologie (P.C.B.)
BOULIGAND	T	Application de l'Analyse à la Géométrie	FORTET	T	Calcul des probabilités.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
WYART	T	Minéralogie.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
TRISSIER	T	Zoologie.	MALAVARD	T	Aviation.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	NORMANT	T	Chimie (P. C. B.)
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	BÉNARD	T	Chimie (P. C. B.)
ROVEREAU	T	Géologie.	BUVAT	T	Botanique (E. N. S.)
ROCARD	T	Physique (E. N. S.)	DUCUÉ	T	Statistiques mathématiques
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.)	GÉLOSO	T	Chimie (S. P. C. N.)
LAFFITE	T	Chimie générale.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
FAVARD	T	Mécanique générale.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
COULOMB	T	Physique du globe.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
M ^{me} COUBIN	T	Biologie animale (P.C.B.)	KIRRMANN		Théories chimiques.
CHÉTIEN	T	Chimie minérale.	CHADEFAUD		Botanique.
P. DRACH	T	Zoologie.	DESTRIAUX		Physique (M.P.C.).
KASTLER	T	Physique.	M ^{me} LE BRETON		Physiologie générale.
EPHROSSI	T	Génétique.	SALEN	T	Mathématiques générales.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.	LELONG	T	Mathématiques générales.
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.)	DEVILLERS	T	Anat. et Histol. comparées.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P. C. B.)	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
LUCAS	T	Recherches physiques	FRANÇOIS	T	Physique (S.P.C.N.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	GLANGEAUX	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
ARNULF	T	Optique appliquée.	GODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.)
M. MORAND	T	Enseignement de Physique.	PISOT	T	Calcul des probabilités.
SOLLILLET	T	Physique.	E. ROCHE	T	Géologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
DANJON	T	Astronomie.	TERNIER	T	Paléontologie stratigraphique.
FROMAGEOT	T	Chimie biologique.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	JOLYOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
JANET	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	LENNUIER		Physique (P. C. B.).
PETIT	T	Biologie maritime.	RIZET		Génétique.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	M ^{me} TONNELAT		Théories physiques.
GALLIEN	T	Embryologie	DIXMIER		Mathématiques (M. P. C.)
EICHORN	T	Biologie végétale (P. C. B.)	SOUGHAY		Chimie (P.C.B.)
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)	AIGRAIN		Physique (P. C. B.)
M ^{me} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	BRUSSET		Chimie (P.C.B.).
THELLIER	T	Physique du Globe.	M. LEVY		Physique théorique.
AUDUBERT	T	Génétique	LENGORMANT		Physiologie.
L'HÉRITIER	T	Electrochimie.	M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.
GRIVET	T	Radio-électricité.	M ^{me} HUREL-PY		Biol. végétale (P. C. B.)
PONGIN	T	Mécanique des fluides.	PIAUX		Chimie (P. C. B.)
TIRRY	T	Mécanique appliquée	BRUN		Mécanique expérimentale des fluides.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	LEDERER		Chimie biologique.
QUELET	T	Chimie organique.	M ^{me} DUBREIL		
CAGNARD	T	Géophysique appliquée.	JACOTIN		Mathématiques.
CAMPERTIER	T	Chimie macromoléculaire.	M ^{me} LACON		
			FERNAND		Mathématiques (E.N.S.).
			BELAIN		Géologie (S. P. C. N.).
			COTTE	T	Physique (M. P. C.)
			DUBOIS J. E.		Chimie.
			LAMOTTE		Zoologie (E. N. S.)
			LE ROLLAND		Mécanique des fluides.
			MICHEL		Chimie (P.C.B.).

Secrétaire Général. C. MONIER.

A MON MAITRE

MONSIEUR PIERRE JACQUINOT

Hommage d'amicale gratitude



A MES GRANDS PARENTS

A MA MÈRE

A MA FEMME

A TOUS CEUX QUI ME SONT CHERS



RECHERCHES EXPÉRIMENTALES ET THÉORIQUES SUR LA GÉNÉRALISATION DE L'EMPLOI DU SPECTROMÈTRE FABRY-PEROT AUX DIVERS DOMAINES DE LA SPECTROSCOPIE

par Robert CHABBAL

SOMMAIRE. — *Le spectromètre Fabry-Perot est considérablement plus lumineux, à toute résolution, que les spectromètres à prisme ou à réseau ; par ailleurs sa résolution théorique n'est pas limitée ; il n'est pas de problème spectroscopique qui ne puisse bénéficier de l'une ou l'autre de ces qualités, ce qui conduit à généraliser l'emploi de ce spectromètre. En fait, sous sa forme élémentaire, interféromètre suivi d'un diaphragme isolateur circulaire à l'infini, le spectromètre Fabry-Perot n'est capable d'étudier que des spectres très particuliers. Pour en faire un spectromètre intégral, c'est-à-dire capable d'étudier le spectre le plus général, comportant un très grand nombre de composantes réparties sur un intervalle spectral très étendu, il est nécessaire de lui adjoindre d'une part un monochromateur isolant une des bandes passantes du Fabry-Perot, d'autre part un dispositif permettant l'exploration continue d'un grand nombre d'intervalles entre ordres du Fabry-Perot.*

La transformation du spectromètre Fabry-Perot en spectromètre intégral est étudiée de façon systématique, les critères choisis étant la luminosité et l'élimination des radiations parasites.

On rappelle d'abord quelles sont les conditions optima d'utilisation du Fabry-Perot, conditions assez strictes car cet appareil appartient à la catégorie des instruments dispersifs qui ne sont lumineux qu'utilisés à des résolutions proches de leur résolution théorique : tous les paramètres (facteurs de réflexion et d'absorption du revêtement des lames, distance, qualité de surface et parallélisme de ces lames, largeur du diaphragme isolateur) jouent alors des rôles d'égale importance et la valeur de chacun d'eux est imposée par des règles précises.

On passe en revue les divers types de monochromateurs : monochromateurs à fentes, chaînes de Fabry-Perot de divers types, association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de Fabry-Perot. On compare l'étendue des faisceaux qu'ils sont capables de fournir.

La fonction d'appareil des divers spectromètres Fabry-Perot intégraux obtenus par l'addition de ces monochromateurs s'éloigne plus ou moins de celle d'un spectromètre idéal : elle comporte des « ghosts » et ceux-ci, ainsi que les pieds de la fonction transmettent de l'énergie parasite dont l'importance est évaluée grâce au facteur de filtrage intégral (f. f. i.). Ce facteur et aussi la hauteur des « ghosts » sont calculés en fonction des divers paramètres mentionnés plus haut.

Il est alors possible de déterminer la structure du spectromètre Fabry-Perot intégral qui, à hauteur de « ghost » et à f. f. i. donnés, fournit au récepteur le maximum de flux compatible avec telle ou telle résolution. Divers cas sont envisagés. En général la meilleure solution consiste à mettre en série un monochromateur à réseau et deux Fabry-Perot ; la surface à utiliser sur le Fabry-Perot le plus épais, la largeur du réseau, la finesse globale de la chaîne de Fabry-Perot ainsi que les autres paramètres sont déterminés par des règles simples.

Les bandes passantes des divers éléments du spectromètre Fabry-Perot intégral doivent être déplacées, en synchronisme et continûment sur un intervalle égal à quelques dizaines d'intervalles entre ordres du Fabry-Perot le plus résolvant. Pour les Fabry-Perot l'étude systématique des divers procédés d'exploration montre que ceci n'est actuellement possible que grâce à un balayage en dents de scie : on précise quelle doit être alors la structure du système explorateur. Quant aux nombreux problèmes posés par la synchronisation, on montre qu'ils peuvent être aisément résolus.

L'ensemble de ces recherches théoriques montre qu'il est possible de réaliser un spectromètre intégral utilisant le Fabry-Perot comme instrument dispersif et dont la luminosité est, à toute résolution, de 50 à 100 fois supérieure à celle de spectromètres utilisant un réseau de même dimension.

Ces recherches ont conduit à la construction de trois spectromètres Fabry-Perot dont on décrit le but, la structure, le gain de luminosité ou de résolution qu'ils procurent, ainsi que les détails de réalisation et de contrôle du système optique et du système explorateur. Le premier de ces spectromètres est destiné à l'étude des structures hyperfines de raies infrarouges, le second à l'étude des spectres peu lumineux et ne demandant qu'une faible résolution, le troisième à l'étude des spectres d'absorption infrarouges à très haute résolution; dans ce dernier cas, les qualités de luminosité et de résolution du Fabry-Perot sont toutes deux indispensables.

SUMMARY. — The Fabry-Perot spectrometer has considerably higher "luminosity" (light gathering power) than a prism or grating spectrometer at the same resolution; moreover its theoretical resolving power is not limited. Any spectroscopic problem can benefit from these two aspects of this spectrometer. However, in its elementary form, an interferometer followed by a circular diaphragm at infinity, the Fabry-Perot is capable of studying only very particular spectra. In order to make a "spectromètre intégral", that is to say, one capable of studying any arbitrary spectrum in a wide spectral range, it is necessary to add, on the one hand, a monochromator to isolate one of the pass bands of the Fabry-Perot, and on the other, a device permitting continuous exploration of a large number of free spectral intervals of the Fabry-Perot.

The transformation of a Fabry-Perot spectrometer into a "spectromètre intégral" is investigated in a systematic way, the chosen criteria being the luminosity, and the elimination of parasitic radiation.

At first the optimum operating conditions of the Fabry-Perot are reviewed; such conditions being very strict, since this apparatus belongs in the category of dispersive instruments which have high light gathering power only when used near their theoretical resolution. All the parameters (reflection and absorption coefficients of the etalon coatings; separation, quality of surface and parallelism of the etalons, and the diameter of the isolating diaphragm) play a role of equal importance in performance and the value of each of the latter is determined by precise rules.

The various types of monochromators are discussed in turn: monochromators with slits; chains of Fabry-Perot's of various types; association of a grating monochromator with a chain of Fabry-Perot. The "étendue" (product of area by solid angle) that each of these systems can furnish is compared.

The performance of the several "spectromètres Fabry-Perot intégraux" obtained by the addition of monochromators differs more or less from that of an ideal spectrometer. They transmit parasitical radiation, the importance of which is evaluated by means of the "integral filtering factor" (f. f. i.). This factor, and also the strength of parasitical radiation, is calculated as a function of the parameters mentioned above.

It is then possible to determine the composition of the "spectromètre Fabry-Perot intégral", which for a given parasite intensity and filtering factor (f. f. i.), furnishes to the detector the maximum flux compatible with a particular resolution. Several types are considered. In general the best solution is to put in series a grating monochromator and two Fabry-Perot. The allowed area of the Fabry-Perot at maximum separation, the width, the "finesse globale", as well as other parameters are determined by simple rules.

The passbands of the several elements of a "spectromètre Fabry-Perot intégral" must be displaced in synchronism, and continuously, over a spectral region equal to about one hundred order intervals of the Fabry-Perot of highest resolution. A systematic investigation of several methods of displacement shows that this is only possible by means of sawtooth scanning; the necessary form of scanning mechanism is then discussed. As for the numerous problems posed by synchronisation it is shown that these may be satisfactorily resolved.

These theoretical considerations show that it is possible to construct a "spectromètre intégral" using a Fabry-Perot as the dispersive element: this instrument has at all resolution a luminosity 50 to 100 times superior to of a spectrometer using a grating of the same dimensions.

These studies led to the construction of three Fabry-Perot spectrometers. The purpose of these spectrometers, their construction, the gain in luminosity, or resolution, which they procured, as well as the details of construction, and the verification of proper operation of the optical and scanning system are described. The first of these spectrometers was intended for the study of the hyperfine structure of infrared emission lines; the second was a low resolution instrument for the study of very faint spectra; the third was designed for the study of infrared absorption spectra at very high resolution. In the later case the qualities of light gathering power at resolution of the Fabry-Perot are particularly valuable.

NOTATIONS

- Indice 1, s'applique aux grandeurs relatives au F. P. le plus épais d'une chaîne de F. P. ;
- indice n , s'applique aux grandeurs relatives au n^{me} F. P. d'une chaîne ;
- exposant (n) , s'applique aux grandeurs relatives à une chaîne de n F. P. ;
- A , facteur d'absorption d'un F. P. ;
- \mathcal{A} , profondeur d'absorption (§ VII. 4. I) ;
- $A(\sigma)$, fonction d'Airy (§ II. 3. 4 B) ;
- a , largeur à mi-hauteur de $A(\sigma)$;
- α ou α_0 , diamètre angulaire du diaphragme isolateur (§ VI. 7. 3 A) ;
- α , angle de rotation des cames ;
- $B(\sigma)$, fonction définissant le profil des raies étudiées ;
- $B_\sigma = dB/d\sigma$, luminance spectrale ;
- b , grandeur caractéristique du système d'entraînement du réseau (fig. 70) ;
- β , angle mort des cames (§ VIII. 2. 3 B) ;
- β , angle du F. P. monochromateur avec l'axe optique (§ VI. 7. 3).
- C, C_1, C_2 , cames motrices ;
- \mathcal{C} , énergie totale (§ VI. 1), $\mathcal{C}_1 = \mathcal{C}$ pour un F. P., $\mathcal{C}_2 = \mathcal{C}$ pour une chaîne de 2 F. P. ;
- C_4, C_5, C_6, \dots , convergences de lentilles (§ X. 3. 4 et XI. 3. 2 D) ;
- γ , rapport de convergences de lentilles ;
- D , diamètre des lames du F. P. ;
- D_x et D_y , dimensions horizontale et verticale d'une lame de F. P. non circulaire (§ III. 2. 2) ;
- $D(\sigma)$, fonction défauts de surface (§ II. 3. 4 C) ;
- \mathcal{D} , défiance (§ VIII. 1) ;
- \mathcal{D}_I , défiance sur l'intensité (§ VIII. 3. 2) ;
- d , largeur de $D(\sigma)$;
- $\Delta\sigma$, intervalle entre ordres du F. P. ou intervalle spectral libre ;
- $\delta\sigma$, largeur de la bande passante ;
- $\delta\sigma_1, \delta\sigma_2, \delta\sigma_3$, largeurs des bandes passantes du F. P. épais, du F. P. monochromateur, du monochromateur à réseau ;
- $d\sigma$, écart entre la loi d'exploration théorique et la loi réelle ;
- \mathfrak{D} , différence de marche ;
- $E(\sigma)$, fonction étalon [$E(\sigma) = A(\sigma) \star D(\sigma)$] ;
- e , largeur de $E(\sigma)$;
- ε , angle de l'axe d'un monochromateur d'Ebert avec le rayon incident ;
- η , angle de l'axe d'un monochromateur d'Ebert avec la normale au réseau ;
- finesse, voir § II. 3. 4 F ;
- F. P. théorique associé, voir § II. 3. 3 ;
- fonctions perturbatrices, voir § II. 3. 3 ;
- \mathfrak{F} , défiance relative (§ VIII. 1) ;

- $F(\sigma)$, fonction diaphragme (§ II. 3. 4 D) ;
 f , largeur de $F(\sigma)$;
 $f. f. i.$, facteur de filtrage intégral (§ VI. 1) ;
 $f. f. i. *$, $f. f. i.$ d'un F. P. réel ;
 φ , angle de « blaze » d'un réseau ;
 $\varphi_1, \varphi_2, \dots$, longueurs focales ;
 G , gain d'étendue ;
 $G(\sigma)$, fonction de Gauss ;
 H , hauteur du réseau ou distance OQ (fig. 53) ;
 h , hauteur relative des ghosts (§ V. 3) ou distance OP (fig. 53) ;
 h^* , hauteur relative des ghosts (F. P. réel) ;
 $i. s. l.$, intervalle spectral libre (§ II. 2) ;
 $i. s. o.$, intervalle spectral occupé (§ II. 2) ;
 i , incidence à l'intérieur du F. P. ;
 i_1 et i_2 , angles d'incidence et d'émergence sur le réseau ;
 k_1 , rapport $\Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$; k_{n-1} , rapport $\Delta\sigma^{(n)}/\Delta\sigma^{(n-1)}$;
 κ_2 , rapport $\Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$;
 k' , rapport de la finesse globale d'une chaîne de 2 F. P. à la finesse N_1 du F. P. épais ;
 K , came correctrice (§ VIII. 2. 3 B) ;
 $K(\sigma)$, profil d'absorption (§ VII. 4. I) ;
 K^W , coefficient de forme de $W(\sigma)$;
 \mathcal{L} , luminosité (§ II. 3. 5) ;
 l , épaisseur du F. P. ;
 M , largeur du réseau ;
 m , facteur $4R/(1 - R)^2$;
 N , finesse d'appareil d'un F. P. ;
 N_R, N_D, N_x , finesse réflectrice, limite, de la fonction $X(\sigma)$;
 \mathcal{N}_b , finesse globale d'une chaîne ($\Delta\sigma^{(n)}/\delta\sigma$) ;
 N_n , finesse nécessaire (§ III. 2. 3) ;
 n , indice de réfraction ;
 n , rang d'un F. P. dans une chaîne ;
 Ω , angle solide sous-tendu par le diaphragme isolateur ;
 ω_1, ω_2 , vitesses angulaires des cames C_1 et C_2 ;
 p , ordre d'interférence ;
 P , valeurs entières de p ;
 \mathcal{P} , énergie parasite (§ V. 1) ;
 q , numéro de la course de la came C [ou rang d'un ghost dans une chaîne de F. P. (§ V. 3. I)] ;
 R , facteur de réflexion ;
 R , voir § IV. 5. 2 ;
 Résolvance, voir § II. 2a ;
 \mathcal{R}_A , résolvance d'adaptation ;
 \mathcal{R}_F , rapport σ/f ;
 \mathcal{R}' ou \mathcal{R}_R , résolvance du réseau ;
 \mathcal{R} ou \mathcal{R}_{FP} , résolvance du F. P. (σ/ω) ;

- ρ , rayon de la came C (ou facteurs définis au § VI. 7. 3 A et B) ;
 ρ_1, ρ_2, ρ_3 , facteurs définis au § VII. 3. 3 ;
 S , aire utilisée des lames du F. P. ;
 s , largeur de $B(\sigma)$;
 σ , nombre d'ondes ;
 $\mathcal{C}(\sigma)$, facteur de transmission (§ VIII. 3. 2) ;
 T , période de rotation de la came ;
 T' , fraction utile de T ;
 θ , temps mort de l'exploration ;
 τ , transparence du spectromètre ;
 τ_A, τ_E, τ_F , voir § II. 3. 5 ;
 τ_m , transparence moyenne le long de $\delta\sigma$ (§ VI. 6. 2 C) ;
 τ' , facteur de transparence défini au § VI. 6. 2 C ;
 \mathcal{U} , énergie utile (§ V. 1) ;
 U , étendue de faisceau ;
 v , vitesse d'exploration $d\sigma/dt$ (§ VIII. 2. 2) ;
 $W(\sigma)$, fonction d'appareil (§ II. 3. 3 et 4, VI. 2) ;
 w , largeur de $W(\sigma)$;
 $X(\sigma)$, fonction perturbatrice $X(\sigma) = D(\sigma) \star F(\sigma)$;
 x , largeur de $X(\sigma)$ [ou facteur d'exploration] ;
 χ et χ' , constantes liées au facteur d'exploration ;
 $Y(\sigma)$, fonction enregistrée ;
 y , largeur de $Y(\sigma)$ [ou déplacement du poussoir P (fig. 53)] ;
 z et Z , déplacement et déplacement maximum de l'extrémité du levier L en contact avec la came C (§ VIII. 2. 3 B).

I. Introduction

La présente étude fait partie d'un ensemble de travaux, entrepris au laboratoire de P. Jacquinot, sur la recherche et la mise en œuvre des principes permettant de tirer des instruments spectroscopiques le plus d'informations possibles, en tenant compte de la liaison profonde qui existe entre les qualités de résolution et les qualités de luminosité des dispositifs d'isolement spectral.

Celui de ces instruments qui fait l'objet de cette étude est le *spectromètre Fabry-Perot* (F. P.) constitué par l'association d'un ou plusieurs F. P., d'un diaphragme isolateur et d'un récepteur photoélectrique ; un dispositif explorateur permet de déplacer la bande passante du filtre ainsi réalisé. Il a déjà été montré [8] qu'un tel spectromètre est supérieur aux appareils classiques à prisme ou à réseau, non seulement parce que sa résolution est pratiquement illimitée, mais aussi parce que, à résolution donnée, le flux qu'il peut transmettre au récepteur peut être des dizaines de fois plus grand. Il s'imposait donc de chercher dans quelle mesure le spectromètre Fabry-Perot, consacré jusqu'ici aux seules études à très haute résolution, pourrait devenir un spectromètre universel, adapté à n'importe quel problème spectroscopique, quelles que soient la région du spectre ou la résolution exigée.

Cet essai de généralisation repose sur deux données essentielles.

Tout d'abord, à résolution donnée, le faisceau délimité par un spectromètre F. P. est considérablement plus étendu, grâce à sa symétrie de révolution, que les faisceaux définis par des spectromètres à prisme ou à réseau. De là provient la grande luminosité du spectromètre F. P., encore améliorée d'ailleurs par l'association de revêtements réflecteurs multidielectriques dont la transparence est comparable à celle des prismes ou des réseaux.

D'autre part l'emploi du *spectromètre F. P.* peut être étendu à toutes les régions du spectre alors que le *spectrographe F. P.* n'est utilisable que là où la plaque photographique est sensible.

Ces nouvelles possibilités du F. P. s'ajoutant à ses qualités résolvantes font du spectromètre F. P. l'instrument idéal pour l'étude des structures fines et hyperfines des raies d'émission. En revanche de sérieuses difficultés apparaissent dès qu'on veut adapter ce spectromètre au problème spectroscopique le plus général : l'étude, à résolution quelconque, d'un spectre dense occupant un intervalle spectral étendu.

Ces difficultés ont trois sources principales.

En premier lieu, le F. P. travaille dans un ordre élevé ; la distance des radiations transmises simultanément sur deux ordres adjacents est donc fort petite, ce qui rend difficile leur séparation ; il est pourtant indispensable, si le spectre étudié est dense, que le spectromètre ne possède qu'une seule bande passante.

D'autre part, l'exploration du spectre exige une modification des caractéristiques de l'instrument dispersif, particulièrement difficile à obtenir du F. P. dont il est bien connu que le réglage est très critique.

Enfin, les conditions d'utilisation doivent être définies avec une précision qui n'est pas coutumière pour les spectromètres à prisme ou à réseau ; en effet, ceux-ci travaillent le plus souvent loin de leur résolution théorique et la largeur de la bande passante ne dépend alors que de la largeur des fentes ; ce n'est qu'au voisinage de cette résolution théorique qu'interviennent les aberrations optiques, les défauts de l'instrument dispersif et la fonction de diffraction dont il devient nécessaire d'analyser le rôle sous peine de travailler dans des conditions de luminosité très défavorables. Cette étude détaillée des conditions d'utilisation, utile seulement pour un cas particulier de l'emploi des spectromètres à réseau, est toujours nécessaire à l'utilisateur d'un spectromètre F. P. car, contrairement au réseau, le F. P. n'est lumineux que s'il fournit une résolution voisine de sa résolution théorique et ses performances dépendent alors de très nombreux paramètres (distance des lames, facteurs de réflexion et d'absorption des revêtements des lames, divers défauts de surface de ces lames, ouverture du faisceau traversant le F. P., etc.) qui jouent des rôles d'égale importance. Le projet d'un spectromètre F. P. ne peut donc se faire sans une étude approfondie de son fonctionnement.

Les recherches sur la généralisation de l'emploi du spectromètre F. P. doivent ainsi s'effectuer selon le plan suivant :

1° *Etude des conditions de fonctionnement de l'élément F. P.* — Définition des divers paramètres et des diverses fonctions qui déterminent la résolution et la luminosité. Rôle de ces fonctions. Meilleures conditions d'utilisation.

2° *Elimination de l'énergie parasite.* — Le F. P. doit être précédé d'un prémonochromateur auquel sont demandées deux qualités en fait contradictoires :

il doit éliminer toutes les bandes passantes du F. P., sauf une, et de telle manière que les « ghosts » qui en sont les traces ne soient importants ni par leur hauteur individuelle, ni par l'énergie totale qu'ils transportent ;

ce faisant il ne doit pas réduire trop fortement le flux transmis au récepteur.

3° *Exploration du spectre.* — Divers procédés permettent le déplacement de la bande passante du F. P. ; seuls sont à retenir ceux qui, tout en respectant les qualités lumineuses du F. P., assurent l'exploration *continue* d'intervalles spectraux d'étendue *illimitée*.

4° *Détermination des limites d'utilisation du spectromètre F. P. et comparaison de ses performances à celles d'autres spectromètres.*

5° *Construction et étude expérimentale du spectromètre F. P.* — A l'étude théorique doit évidemment s'ajouter la construction expérimentale de divers spectromètres F. P. ; dans ce texte seront présentés trois de ces spectromètres, destinés à l'étude de problèmes nouveaux pour cet instrument, cumulant toutes les difficultés soulevées par la généralisation de son emploi, mais tirant un profit maximum des qualités de résolution et de luminosité du F. P.

Seule une partie de cette étude a trouvé place dans le texte qui suit et trois articles ont été, au préalable, consacrés à certaines questions soulevées par l'examen théorique du spectromètre F. P.

Le premier [1] étudie les meilleures conditions d'utilisation d'un F. P. isolé.

Le second [2] examine dans quelle mesure le fonctionnement du F. P. est modifié par l'addition d'autres F. P. placés à sa suite (l'emploi des « chaînes » de F. P. ainsi constituées est imposé par l'élimination de l'énergie parasite).

Le troisième [7] calcule l'énergie parasite globale transmise par un spectromètre F. P.

Les résultats obtenus dans ces trois articles ne seront que brièvement rappelés.

PREMIÈRE PARTIE

II. Avantages et inconvénients de l'emploi du F. P. comme instrument dispersif d'un spectromètre intégral

1. **Introduction.** — Un spectromètre intégral est, par définition, capable d'étudier à n'importe quelle résolution le spectre le plus général, c'est-à-dire comportant un nombre illimité de composantes réparties dans un intervalle spectral très vaste, sinon illimité. Nous nous proposons de rechercher dans quelle mesure un tel appareil peut être muni d'un F. P. comme instrument dispersif, ce qui nous amènera dans ce chapitre à préciser les *qualités à exiger d'un spectromètre intégral* puis à rappeler les *propriétés essentielles du F. P.* Nous introduirons ainsi la plupart des notions nécessaires.

2. **Qualités à exiger d'un spectromètre intégral.** — Ce sont d'abord les qualités fondamentales de tout spectromètre, c'est-à-dire

a) *la résolution.* Parmi toutes les radiations qu'il reçoit de la source, le spectromètre doit être capable de discerner celles que contient une bande spectrale de largeur $\delta\lambda$ imposée par le problème traité. Pour isoler cette bande il est nécessaire

de disposer d'un *instrument dispersif* (prisme, réseau, dispositifs interférentiels) et d'un *diaphragme isolateur* (fente ou trou). La quantité $\mathcal{R} = \lambda/\delta\lambda$, que nous nommerons *résolvançe* selon une convention déjà proposée [4], dépend des dimensions de l'instrument dispersif et du diaphragme isolateur ;

b) *la luminosité*. La bande spectrale ainsi découpée possède une luminance B ; le flux que le spectromètre transmet au récepteur vaut $\Phi = BU\tau$, τ étant la *transparence* de l'appareil et U l'*étendue* du faisceau délimité par l'instrument dispersif et le diaphragme isolateur. Nous appellerons *luminosité du spectromètre* le rapport $\mathcal{L} = \Phi/B$. Cette quantité, indépendante de la luminance, dépend tout autant de l'étendue que de la transparence.

Outre ces qualités fondamentales, il en est d'autres qu'un spectromètre doit posséder pour être capable de résoudre n'importe quel problème.

c) *Filtrage*. Les instruments dispersifs utilisant les interférences, tels que le réseau ou le F. P., transportent simultanément sur différents ordres des bandes spectrales de longueurs d'onde plus ou moins voisines et dont une seule est utile ; le spectromètre intégral doit rejeter les bandes parasites et, plus précisément, créer de part et d'autre de la bande passante utile un *intervalle spectral libre* (i. s. l.) au moins égal à l'*intervalle spectral occupé* (i. s. o.) ; ce dernier se définit comme l'intervalle contenant toutes les radiations émises par la source, capables d'impressionner le récepteur et non arrêtées par un filtre placé volontairement ou non sur le faisceau. Si, par exemple, le spectromètre est muni d'un réseau, les centres des diverses bandes transmises sont donnés par la formule

$$\lambda = \frac{\sin i_1 + \sin i_2}{n P},$$

ou i_1 et i_2 sont les angles d'incidence et d'émergence, n le nombre de traits par millimètre et P l'ordre d'interférence. L'intervalle spectral libéré de chaque côté de la bande passante vaut

$$\Delta\lambda = \lambda_P - \lambda_{P+1} = \frac{\lambda_{P+1}}{P}.$$

Si l'intervalle spectral occupé est plus étendu que cet intervalle spectral libre, il faut adjoindre au spectromètre à réseau un filtre dont la résolvançe doit être au moins égale à $\frac{\lambda}{\lambda_P - \lambda_{P+1}} = P$. Ce filtre peut être un monochromateur à prisme, le prisme ayant précisément pour avantage d'isoler une radiation sans ambiguïté.

d) *Exploration du spectre*. Si l'appareil est capable de transmettre une bande passante bien isolée, il constitue déjà un *monochromateur*. Il ne devient un spectromètre que s'il comporte un dispositif permettant de déplacer cette bande passante le long d'un intervalle spectral, qui peut d'ailleurs être très grand par rapport à la bande passante ; ce déplacement s'obtient, par exemple, par rotation du réseau ou translation de la fente d'un spectromètre à réseau et, de façon générale, par modification des propriétés de l'appareil dispersif ou du diaphragme isolateur. Nous nommerons *système explorateur* l'ensemble des organes qui assurent ce déplacement de la bande passante.

Conclusion. — Un spectromètre intégral s'obtient en adjoignant à l'instrument dispersif :

un diaphragme isolateur (fente d'un spectromètre à réseau) dont dépendent résolution et luminosité,

un dispositif capable de produire un déplacement continu de la bande passante, éventuellement un système prémonochromateur, chargé d'éliminer des bandes passantes parasites.

3. Rappel des principales propriétés du F. P. — Bien que le F. P. ait été amplement étudié et décrit par ailleurs, il n'est pas inutile de rappeler ici celles de ses propriétés auxquelles nous aurons à nous référer ; nous allons les résumer en prenant pour cadres la résolution, la luminosité et les possibilités de filtrage et d'exploration que nous avons choisies comme critères de qualité d'un spectromètre intégral.

3.1. Le F. P. instrument dispersif. — Le F. P. idéal est constitué par deux lames parfaitement planes et parallèles, revêtues de couches de pouvoir réflecteur R et sans absorption. Si on éclaire ce F. P. idéal par une source monochromatique étendue, on observe à l'infini des anneaux où l'intensité se répartit selon la loi

$$I = I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \pi \sigma \delta},$$

où σ est le nombre d'ondes de la radiation considérée et δ la différence de marche entre deux rayons émergents successifs issus du même rayon incident. On a $\delta = 2 n l \cos i$, où l est la distance des deux lames, n l'indice de la substance placée entre les deux lames et i l'incidence sur les lames (à l'intérieur du F. P.).

Il est commode de dire que le F. P. transmet les rayons qu'il reçoit avec une transparence variable selon l'incidence et qui devient égale à 1 pour les radiations λ telles que $\lambda = \delta/P = (2 n l \cos i)/P$, P étant un nombre entier quelconque. Si la distance l est donnée, le F. P. fonctionne donc comme les appareils dispersifs classiques, prisme ou réseau, en associant à chaque incidence i la radiation λ pour laquelle sa transparence est maximum. Mais on peut aussi, en n'utilisant que les rayons d'incidence i , associer chaque longueur d'onde λ à une épaisseur l ; c'est d'ailleurs ainsi que nous opérerons toujours. Dans les deux cas, il y a dispersion parce que le F. P. distingue les diverses radiations en les associant aux diverses différences de marche δ entre deux rayons émergents successifs.

3.2. Le diaphragme isolateur. — Comme à tout instrument dispersif, on doit adjoindre au F. P. un diaphragme isolateur qui ne transmette au récepteur, à un instant donné, que les rayons associés à une radiation λ . Bien qu'il joue le même rôle que la fente de sortie d'un réseau, sa forme sera différente, car tous les rayons à isoler étant parallèles aux génératrices d'un cône d'axe normal au F. P., seul un *diaphragme annulaire* placé à l'infini permet de ne transmettre que les rayons utiles et de les transmettre tous ; choisir un tel diaphragme est une des conditions fondamentales à respecter si l'on désire profiter de la grande luminosité du spectromètre F. P. ([5], [1] chap. X, [6]).

3.3. Analyse du fonctionnement du F. P. Fonctions perturbatrices. — Le spectromètre est chargé de rendre compte d'un profil spectral, c'est-à-dire d'une fonction $B(\sigma)$ représentant la répartition de la luminance de la source en fonction du nombre d'ondes σ ; il ne jouerait parfaitement son rôle que si sa fonction de transmission $W(\sigma)$ était de largeur infiniment petite, c'est-à-dire si le récepteur ne recevait, à un instant donné, que la seule radiation $\sigma = P/2nl \cos i$. Mais ceci exigerait

que tous les rayons arrivant au récepteur traversent le F. P. sous la même incidence i ,

que le F. P. ait même épaisseur l en tous points de sa surface,

que la loi de transmission $A(\sigma) = I/I_0 = 1/[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\pi 2nl \sigma \cos i)]$ soit nulle pour toute valeur de σ différente de $P/2nl \cos i$.

En fait aucune de ces trois conditions n'est réalisable car

1° la fonction d'Airy $A(\sigma)$ ne peut avoir une largeur infiniment petite que si la distance des lames est infinie ou si le pouvoir réflecteur est égal à 1. Ni l'une, ni l'autre de ces deux conditions n'est physiquement réalisable et un rayon d'incidence i traversant le F. P. en un point où la distance des lames vaut l , transmet au récepteur non seulement la radiation σ , mais aussi une fraction plus ou moins importante de l'énergie provenant des radiations voisines;

2° d'autre part, un diaphragme ne transmettant au récepteur que les seuls rayons de même incidence i , aurait dans le plan focal d'une lentille placée à la suite du F. P. une surface nulle et le récepteur ne recevrait aucune énergie; aussi le F. P. doit-il être traversé simultanément par des rayons associés non pas seulement à une radiation σ , mais à toutes les radiations d'un intervalle spectral $\delta\sigma$. La transmission du diaphragme se représente par une fonction $F(\sigma)$, en général rectangulaire;

3° enfin, le F. P. est, en fait, limité par des lames qui ne sont ni planes, ni parallèles; la distance l de ces lames n'est donc pas la même en tout point de la surface du F. P. Il suffit pour s'en convaincre d'éclairer celui-ci par un faisceau de très faible angle solide et transportant la radiation σ en principe transmise par le F. P.; sur un écran placé contre la lame de sortie du F. P. on voit apparaître, non pas une teinte plate, mais des taches lumineuses plus ou moins disséminées sur la surface du F. P. et constituant le lieu des points où la distance des lames est effectivement telle que $\sigma = \text{entier}/2nl \cos i$. Si on fait varier σ , ces taches se déplacent sur le F. P. et leur aire totale varie selon la loi $D(\sigma) = dS/d\sigma$ ([1] chap. III), qui caractérise l'importance et la répartition des défauts de surface du F. P. considéré.

Plus précisément tout se passe comme si le F. P. était constitué par la juxtaposition de F. P. élémentaires parfaits d'épaisseurs diverses; ceux de ces F. P. élémentaires qui transmettent l'intervalle de radiations $d\sigma$ ont pour aire globale $dS = D(\sigma) d\sigma$.

Bref, la largeur de la fonction d'Airy $A(\sigma)$, le diamètre non nul du diaphragme isolateur et les défauts de surface contribuent à la transmission simultanée par le F. P. d'un intervalle de radiations de largeur non nulle.

Le facteur de transmission d'un spectromètre F. P. réel est donc une fonction $W(\sigma)$ présentant, certes, un maximum pour une radiation σ , mais de largeur non nulle. Rappelons ici que $W(\sigma)$, *fonction d'appareil*, est le produit de composition

des fonctions $A(\sigma)$, $D(\sigma)$, $F(\sigma)$ que nous aurons l'occasion de mieux définir dans les prochains paragraphes et qui caractérisent, la première les propriétés des F. P. élémentaires constituant l'ensemble du F. P., la deuxième la contribution au flux total de chacun de ces F. P. élémentaires, la troisième la forme et les dimensions du diaphragme isolateur ([1] chap. III). On écrit

$$W(\sigma) = A(\sigma) \star D(\sigma) \star F(\sigma).$$

De cette largeur non nulle de la fonction d'appareil résulte que la courbe fournie par le récepteur qui suit le spectromètre analysant un spectre $B(\sigma)$ est, non pas identique à $B(\sigma)$, mais représentée par la fonction

$$Y(\sigma) \equiv B(\sigma) \star W(\sigma).$$

Il ressort aussi de cette brève analyse du fonctionnement d'un spectromètre F. P., qu'il n'est malheureusement pas possible d'étudier ses qualités en tenant compte seulement des paramètres classiques : épaisseur l du F. P., incidence i et pouvoir réflecteur R des couches réfléchissantes.

D'autres paramètres caractérisant le diaphragme isolateur et les défauts du F. P. jouent un rôle tout aussi important ; leur effet devient cependant négligeable quand les aires du F. P. et du diaphragme isolateur tendent vers zéro ; c'est pourquoi il est souvent utile d'aborder l'étude d'un spectromètre F. P. réel par celle de son spectromètre F. P. théorique associé, celui-ci étant défini de la façon suivante : le F. P. théorique a même épaisseur moyenne que le F. P. réel et les revêtements de ses lames ont même pouvoir réflecteur ; mais ses lames sont parfaitement planes et parallèles, l'absorption des revêtements est nulle ⁽¹⁾ ; d'autre part le diaphragme isolateur est de diamètre angulaire infiniment petit. Les propriétés de ce spectromètre F. P. théorique sont des propriétés limites et souvent voisines des propriétés du spectromètre F. P. réel ; elles leur seraient identiques sans l'effet des fonctions $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$ nommées, pour cette raison, fonctions perturbatrices.

3.4. Etude de la résolution du spectromètre F. P. — A) DÉFINITIONS. — Il n'est utile ici d'étudier que la résolution du spectromètre analysant une raie monochromatique ; elle vaut $R = \sigma/\delta\sigma$, $\delta\sigma$ (ou ω) étant la largeur de la fonction d'appareil

$$W(\sigma) = A(\sigma) \star D(\sigma) \star F(\sigma).$$

Selon l'usage le plus répandu, nous prendrons pour largeur des différentes fonctions la distance des radiations pour lesquelles $W(\sigma)$, $A(\sigma)$, $D(\sigma)$, $F(\sigma)$ atteignent la moitié de leur valeur maximum. Nous désignerons ces largeurs par les minuscules ω , a , d , f et nous noterons symboliquement

$$\omega = a \oplus d \oplus f.$$

Supposons que nous sachions expliciter la relation $z = x \oplus y$, c'est-à-dire que nous connaissions selon quelle loi s'ajoutent les largeurs x et y de deux fonctions X et Y de forme connue ; il suffit alors, pour connaître la résolution, de déterminer

⁽¹⁾ Admettre que les couches sont absorbantes ne compliquerait guère, en général, l'étude du spectromètre F. P. théorique et cette hypothèse supplémentaire n'est ajoutée que pour donner au F. P. théorique une définition commode dans tous les cas, y compris dans le calcul de l'énergie parasite où l'absorption des couches est un paramètre qui intervient de façon complexe.

la largeur et la forme des fonctions composantes $A(\sigma)$, $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$, dont la fonction d'appareil $W(\sigma)$ est le produit de composition. Voici un bref rappel des propriétés de ces trois fonctions fondamentales.

B) NATURE ET LARGEUR DE LA FONCTION $A(\sigma)$. — Un rayon d'incidence i traverse un F. P. parfait d'épaisseur l . La fonction $A(\sigma)$ détermine le facteur de transmission du F. P. pour une radiation σ transportée par ce rayon. Nous savons que $A(\sigma)$ est une fonction d'Airy :

$$A(\sigma) = \frac{B_{\text{émergent}}}{B_{\text{incident}}} = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \left/ \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\pi 2nl\sigma \cos i) \right] \right.$$

La largeur de cette fonction vaut

$$a \text{ (cm}^{-1}\text{)} = \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \frac{1}{2nl \text{ (cm)} \cos i}$$

On voit qu'elle est le produit de deux facteurs dont l'un, $\Delta\sigma = 1/2nl \cos i = 1/6$, ne dépend que de la différence de marche entre deux rayons émergents successifs et représente la distance de deux radiations transmises sur deux ordres adjacents. L'autre facteur $(1-R)/\pi\sqrt{R}$ ne dépend que du pouvoir réflecteur R . La quantité $\pi\sqrt{R}/(1-R)$, couramment baptisée *finesse réflectrice* N_R , est le rapport $\Delta\sigma/a$ de la distance entre ordres (ou i. s. l.) à la largeur de la fonction $A(\sigma)$.

C) NATURE ET LARGEUR DE LA FONCTION $D(\sigma)$ CARACTÉRISANT LES DÉFAUTS DE SURFACE. — Considérons les rayons d'incidence i traversant le F. P. ; les lames n'étant ni planes, ni de poli parfait, l'épaisseur du F. P. en chaque point prend diverses valeurs auxquelles la relation $\sigma = (P/\cos i)/(2nl)$ associe diverses radiations σ ; ceux des F. P. auxquels correspond ainsi un certain intervalle de fréquences $d\sigma$ entourant une radiation σ , ont une surface globale dS donnée par la fonction $D(\sigma) = dS/d\sigma$.

La forme et la largeur de $D(\sigma)$ dépendent naturellement de la nature des défauts et de leur importance ([5], [1] chap. III). C'est ainsi que si les lames sont parfaitement sphériques, l'ensemble des F. P. associés aux radiations d'un intervalle $d\sigma$ constitue une couronne centrée sur l'axe du F. P. (fig. 1) et d'aire

$$dS = \frac{d\sigma}{\sigma_M - \sigma_m} S,$$

σ_M et σ_m étant les radiations associées au centre et à l'extérieur du F. P. La fonction $D(\sigma) = dS/d\sigma = S/(\sigma_M - \sigma_m)$ est donc une fonction rectangulaire, constante pour $\sigma_m < \sigma < \sigma_M$ et nulle pour toute autre valeur de σ . Sa largeur, $d = \sigma_M - \sigma_m$, est proportionnelle à la surface du F. P. ([1] chap. III) et, naturellement, à la courbure.

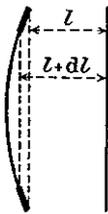


FIG. 1.

Etudier la forme et la largeur de $D(\sigma)$ pour tous les cas particuliers sortirait du cadre de cet exposé ([1] chap. III, [2]) ; il nous sera utile cependant de savoir que dans tous les cas la largeur de $D(\sigma)$, tout comme la largeur de $A(\sigma)$, est le quotient de l'intervalle $\Delta\sigma$, distance entre ordres du F. P., qui ne dépend que de la différence de marche entre deux rayons successifs, par un facteur N_D qui,

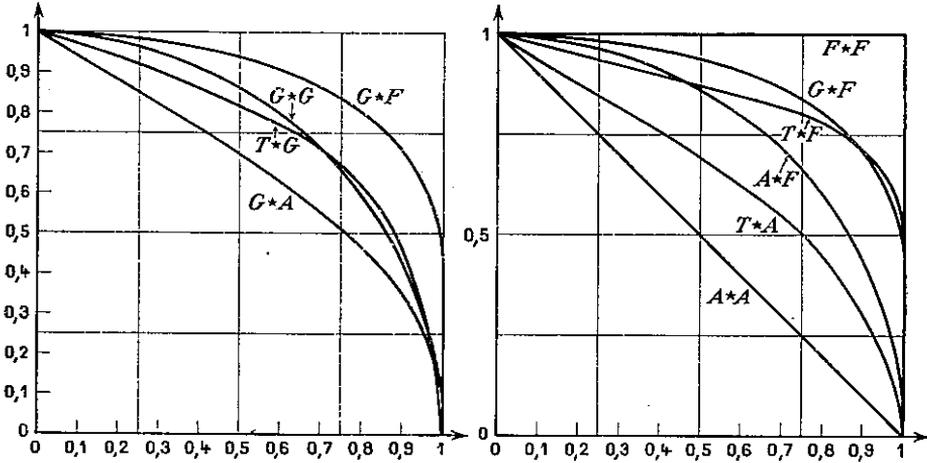


FIG. 2. — Ces courbes permettent de calculer la largeur du produit de composition $Z = U \star X$ des fonctions U et X , de largeurs u et x . Cas envisagés pour X ou U : fonction d'Airy ou de résonance (A , de largeur a) ; fonction de Gauss (G , de largeur g) ; fonction rectangulaire (F , de largeur f) ; fonction triangulaire (T , de largeur t). En abscisses, $x/(u \oplus x)$; en ordonnées, $u/(u \oplus x)$.

lui, ne dépend que de la qualité des lames et qu'on nomme *finesse limite* des lames; si celles-ci sont taillées au n^{me} de frange, cette finesse limite vaut à peu près n ([1] § 3.4.4).

D) NATURE ET LARGEUR DE LA FONCTION $F(\sigma)$ CARACTÉRISANT LE DIAPHRAGME ISOLATEUR. — Considérons maintenant tous les rayons traversant le F. P. en des points où son épaisseur a une valeur donnée l ; le diaphragme annulaire isole tous les rayons dont les incidences sont comprises dans un intervalle (i_m, i_M) , incidences auxquelles la formule $\sigma = (P/2nl)(1/\cos i)$ associe toutes les fréquences d'un intervalle (σ_m, σ_M) ; chacune de ces radiations est transmise par un diaphragme annulaire élémentaire vu du F. P. sous l'angle solide. $d\Omega = 2\pi d(\cos i) = 2\pi d\sigma/\sigma$. La fonction $F(\sigma) = d\Omega/d\sigma = 2\pi/\sigma$ est une fonction nulle si σ est extérieur à l'intervalle (σ_m, σ_M) , pratiquement constante au contraire le long de cet intervalle car celui-ci est très petit par rapport à σ ; $F(\sigma)$ est donc une *fonction rectangulaire* dont la largeur $f = \sigma_M - \sigma_m$ dépend de l'angle solide délimité par le diaphragme isolateur; en effet, $\Omega = 2\pi(\cos i_m - \cos i_M)$. Pratiquement, $f = \sigma\Omega/2\pi$.

E) ADDITION DES LARGEURS COMPOSANTES. — Les largeurs qui finalement nous intéressent, celles de la fonction d'appareil $W = A(\sigma) \star D(\sigma) \star F(\sigma)$ et de la fonction enregistrée $Y(\sigma) = W(\sigma) \star B(\sigma)$, se déterminent à partir des largeurs des fonctions composantes dont nous venons de rappeler le calcul. De façon générale la largeur z du produit de composition Z de deux fonctions X et U est une fonction complexe des largeurs x et u , qui peut être représentée par les courbes de la figure 2 ([1] chap. V).

Nous dirons seulement ici que la largeur $z = x \oplus u$ est toujours inférieure ou égale à la somme algébrique $x + u$ mais, en revanche, reste toujours supérieure aux largeurs composantes x ou u , ne leur devenant égale que si l'une des largeurs tend vers zéro.

F) FINESSSE. — Nous ferons souvent intervenir la notion de finesse qui permet de comparer une largeur $\delta\sigma$ non pas au nombre d'ondes σ , mais à la distance $\Delta\sigma$ de deux radiations transmises simultanément sur deux ordres adjacents ($\Delta\sigma$ est nommé, selon les cas, intervalle entre ordres ou intervalle spectral libre).

Nous avons déjà remarqué que les rapports $\Delta\sigma/a$ et $\Delta\sigma/d$ sont des quantités indépendantes de $\Delta\sigma$, donc de la différence de marche ; l'une, $N_R = \pi \sqrt{R}/(1-R)$, ne dépend que du pouvoir réflecteur des couches revêtant les lames du F. P. et se nomme bien entendu *finesse réflectrice* ; l'autre, N_D , égale approximativement à $n/2$ si les défauts des lames ne sont pas supérieurs à λ/n , ne dépend que de la qualité des lames.

On généralise cette notion en faisant intervenir la *finesse d'étalon* $\Delta\sigma/e$, e étant la largeur $a \oplus d$ de la fonction d'appareil que permettrait d'obtenir un diaphragme isolateur infiniment fin ($f = 0$). Si N_R tendait vers l'infini, la largeur e se réduirait à d et la finesse d'étalon atteindrait une limite supérieure égale à $N_D = \Delta\sigma/d$; d'où le nom de *finesse limite* qu'on donne à N_D . En revanche la finesse d'étalon d'un F. P. parfait ($N_D = \infty$) est égale à N_R .

Enfin à la largeur enregistrée $y = w \oplus s = a \oplus d \oplus f \oplus s$ correspond la *finesse enregistrée* dont nous retiendrons seulement qu'elle est au plus égale à la plus petite des finesesses N_D , N_R et $\Delta\sigma/f$ ou $\Delta\sigma/s$. En fait, si c'est la largeur de raie s qui limite toujours la résolution, c'est N_D qu'il est pratiquement le plus difficile d'accroître et qui limite donc la finesse enregistrée ; *en réalité, pour des lames de surface convenable, il est difficile d'obtenir une finesse limite supérieure à 40 (lames taillées à $\lambda/80$) et les finesesses enregistrées sont de l'ordre de 20 à 30.*

Quant à la *finesse d'appareil*, c'est celle qui correspond à la largeur de la fonction $W(\sigma)$. C'est celle qu'on enregistrerait si la raie était monochromatique.

On trouvera en [1] chap. VII les courbes permettant d'évaluer ces diverses finesesses.

3.5. *Luminosité*. — C'est le rapport $\mathcal{L} = \Phi/B$ du flux atteignant le récepteur à la luminance B de la source.

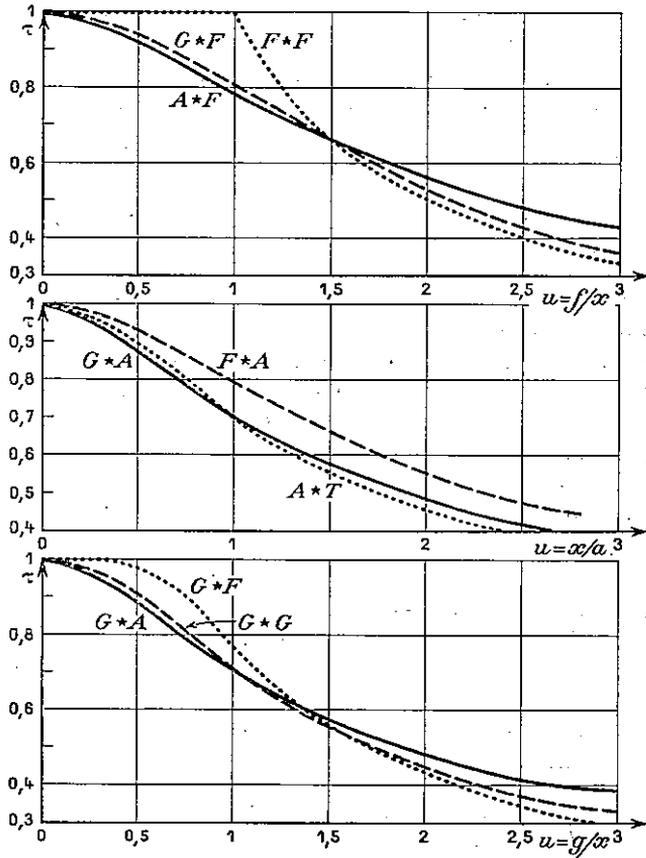
A) ETENDUE ET TRANSPARENCE. — Le flux Φ est le produit de l'étendue du faisceau transmis par la transparence τ de l'appareil (ceci constituant d'ailleurs la définition de τ). L'étendue U du faisceau défini par les pupilles du F. P. est égale au produit de la surface S des lames par l'angle solide que détermine le diaphragme isolateur à l'infini. Quant à la transparence τ c'est une fonction complexe des paramètres du spectromètre.

Si le diaphragme isolateur était infiniment fin et le F. P. parfait, la transparence τ ne serait inférieure à 1 qu'à cause de l'absorption A des couches réfléchissantes :

$$\tau_A = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2.$$

Si, au contraire, les lames du F. P. sont parfaites et sans absorption, τ n'est inférieur à 1 que parce que le diaphragme isolateur, de largeur finie, transmet simultanément diverses incidences associées aux diverses radiations de l'intervalle $\sigma - (f/2)$, $\sigma + (f/2)$. On a alors

FIG. 3. — Les facteurs τ qui figurent en ordonnées représentent la hauteur du maximum du produit de composition $Z = X \star U$ des deux fonctions X et U de hauteurs maxima égales à 1. Cette hauteur τ n'est fonction que du rapport des largeurs de X et U d'une part, de la nature des fonctions X et U d'autre part. Cas envisagés pour X ou U : fonction d'Airy (A), de Gauss (G), rectangulaire (F), triangulaire (T). Les facteurs de transparence τ_F, τ_E sont donnés par l'une de ces courbes.



$$\tau = \tau_F = \frac{1}{\Omega} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\sigma) A(\sigma - \sigma_0) d\sigma.$$

Si, enfin, l'absorption des courbes réfléchissantes est nulle et le diaphragme isolateur infiniment fin, τ ne diffère de 1 que parce que les lames sont imparfaites. On a alors

$$\tau = \tau_E = \frac{1}{S} \int_{-\infty}^{+\infty} D(\sigma) A(\sigma - \sigma_0) d\sigma,$$

où S est l'aire des lames du F. P.

Dans le cas général la transparence est le produit de trois facteurs τ_A, τ_E, τ_F analogues à ceux que nous venons d'introduire ([1] § 4.3.1.3) ; les courbes de la figure 3 montrent que τ est d'autant plus faible que les fonctions $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$ sont plus larges ([1], chap. IV).

B) LA LUMINOSITÉ EST FONCTION DÉCROISSANTE DE LA RÉSOVANCE. — Ces deux qualités sont certainement liées car elles dépendent des mêmes paramètres ; si l'on fait croître l'angle solide Ω , on augmente l'étendue mais on diminue la transparence et aussi la résolution, fonction de la largeur $f = \Omega/2\pi$. De même, quand on utilise une portion de plus en plus grande de la surface du F. P., on aug-

mente l'étendue, mais aussi simultanément la largeur d de la fonction de défauts de surface $D(\sigma)$, ce qui diminue transparence et résolution. Enfin, de l'accroissement du pouvoir réflecteur résulte une augmentation de la finesse réflectrice, donc de la résolution, mais aussi une diminution de la transparence

$$\tau_A = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2.$$

De façon générale on ne peut augmenter la luminosité d'un spectromètre F. P. sans réduire sa résolution.

C) LA LUMINOSITÉ DÉPEND DES CONDITIONS D'UTILISATION. — Fixer la résolution du F. P. ne détermine pas sa luminosité ; en effet, on peut obtenir la même résolution \mathcal{R} d'une infinité de manières en jouant sur les valeurs des trois largeurs composantes a, d, f dont elle est fonction ; en particulier une des largeurs, f par exemple, peut devenir nulle, les deux autres étant telles que $a \oplus d = \sigma/\mathcal{R}$; le diaphragme isolateur est alors infiniment fin et la luminosité nulle ; ceci est un cas extrême mais, en fait, parmi tous les ensembles de valeurs de a, d et f qui permettent d'obtenir une résolution \mathcal{R} , il en existe toujours un et un seul qui conduise à une luminosité maximum.

Etudions à titre d'exemple le cas particulier d'un F. P. parfait analysant une raie monochromatique ([1], chap. VI).

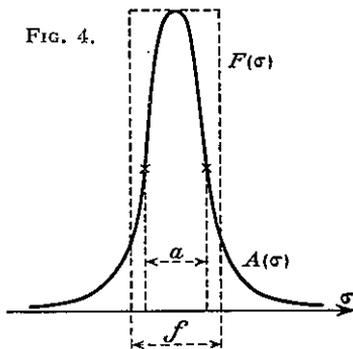
Les largeurs des diverses fonctions sont (fig. 4)

$$s = d = 0, \quad f = \Omega\sigma/2\pi, \quad a = (1/N_R)(1/2nl \cos i).$$

La fonction enregistrée est le produit de composition $W(\sigma) = A(\sigma) \star F(\sigma)$.

La luminosité vaut

$$\mathcal{L} = \frac{\Phi}{B} = \frac{1}{B} \int BS \tau d\Omega = S \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \int_{-f/2}^{+f/2} d\sigma \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \pi \delta(\sigma - \sigma_0) \right].$$



Si on se place dans ces conditions, on a

$$\tau = \tau_A \tau_F = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \times 0,785,$$

$$\mathcal{L} = U\tau = 3,6 S \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \frac{1}{\mathcal{R}},$$

$$\mathcal{R} = 0,7 \mathcal{R}_0,$$

\mathcal{R}_0 étant la résolution qu'on obtiendrait avec un diaphragme isolateur infiniment fin.

Résolution et luminosité sont liées par la loi $\mathcal{L}\mathcal{R} = 3,6 S \tau_A = \text{Cte}$.

Le cas général a longuement été étudié ailleurs ([1] chap. VI à X) : les conclusions sont analogues mais plus complexes. Disons seulement que les conditions optima d'utilisation sont obtenues lorsque les largeurs des différentes fonctions ont des valeurs qui seraient égales si les fonctions $A(\sigma)$, $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$ avaient même forme.

3.6. Conclusion. — La luminosité et la résolution dépendent d'un ensemble de

paramètres qui sont : l'épaisseur du F. P., la finesse réfléchrice $N_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$ de ses revêtements réflecteurs, la finesse limite N_D de ses lames, l'angle solide Ω déterminé par le diaphragme isolateur. Ces paramètres déterminent les largeurs a , d , f des fonctions fondamentales $A(\sigma)$, $D(\sigma)$, $F(\sigma)$, auxquelles s'ajoutent, dans certains cas, la largeur s de la fonction $B(\sigma)$ caractérisant le spectre étudié. Si on s'impose la résolution, il existe un ensemble de valeurs des paramètres, correspondant à peu près à l'égalité des largeurs a , d , f , pour lequel la luminosité est maximum. Cette luminosité maximum est une fonction décroissante de la résolution.

4. **Les avantages du spectromètre F. P.** — Des résultats précédents se dégagent les deux avantages qui justifient un emploi généralisé du F. P.

a) D'une part, la résolution d'un F. P. n'est théoriquement pas limitée ⁽²⁾ ; on peut, en effet, rendre nulle chacune des trois largeurs composantes

$$a = \frac{1}{N_R} \cdot \frac{1}{2n \cos i} \cdot \frac{1}{l}, \quad d = \frac{1}{N_D} \cdot \frac{1}{2n \cos i} \cdot \frac{1}{l} \quad \text{et} \quad f = \frac{\Omega \sigma}{2\pi};$$

il suffit pour cela de faire tendre la distance l vers l'infini et l'angle solide Ω vers zéro. En fait la résolution ne sera limitée que par la perte de luminosité qui accompagne tout accroissement de résolution ; au flux minimum capable d'impressionner le récepteur correspondra une résolution maximum.

b) D'autre part, à résolution donnée, la luminosité du F. P. est bien supérieure à celle des spectromètres munis des appareils dispersifs classiques, prisme et réseau ; une comparaison détaillée des spectromètres équipés de ces divers instruments dispersifs a été faite ailleurs [8]. Nous la reprendrons au chapitre IX, en tenant compte de la perte de luminosité due à l'élimination des bandes parasites du F. P. Dès maintenant, cependant, il nous faut rappeler à quel point l'étendue du faisceau délimité par un spectromètre F. P. est supérieure à celle des spectromètres à prisme et à réseau.

Cette comparaison doit, en principe, tenir compte de tous les paramètres intervenant dans le cas le plus général ; en fait, on peut montrer que sont valables à une bonne précision les résultats obtenus en admettant que les appareils sont parfaits et que la raie étudiée est infiniment fine.

L'étendue du faisceau délimité par un spectromètre F. P. vaut alors

$$U_{FP} = S\Omega = 1,4\pi S/\mathcal{R}.$$

On trouve de même pour un spectromètre à réseau $U_R = S_R (2 \sin \varphi/\mathcal{R}) \beta$ et pour un spectromètre à prisme $U_P = S_P [\lambda (dn/d\lambda)/\mathcal{R}] \beta$, où β est la hauteur angulaire de la fente, S la surface rayée du réseau ou la surface de la base du prisme, φ l'angle de « blaze » du réseau et n l'indice du prisme.

Introduisons le gain G réalisé en remplaçant par un spectromètre F. P., d'abord un spectromètre à réseau $G = U_{FP}/U_R = (S_{FP}/2 S_R \sin \varphi) (1/1,4) (2\pi/\beta)$, puis un spectromètre à prisme $G = U_{FP}/U_P = (S_{FP}/S_P) [1/(1,4 \lambda dn/d\lambda)] (2\pi/\beta)$. Le facteur le plus important est $2\pi/\beta$ provenant du remplacement d'une fente de hauteur angulaire β par un diaphragme de révolution.

⁽²⁾ Il s'agit naturellement de la résolution de l'appareil ; la résolution est limitée par la largeur même des composantes du spectre enregistré.

EXEMPLE NUMÉRIQUE. — Nous allons comparer le même spectromètre F. P. successivement à un spectromètre à prisme, puis à deux spectromètres à réseau (ces deux appareils à réseau sont ceux dont il sera question aux chapitres XI et XII).

1°) *Spectromètre F. P.* : diamètre des lames 60 mm,

$$U_{FP} = \pi \times 9 \times \frac{1,4 \pi}{\mathcal{R}} = \frac{124}{\mathcal{R}} \text{ cm}^2.$$

Spectromètre à prisme : surface de la base $S_p = 8 \times 8 \text{ cm}^2$, $\lambda \, dn/d\lambda = 0,07$ (flint vers 4 700 Å), hauteur de fente $\beta = 1/50$,

$$U_P = 64 \frac{0,07}{\beta} \frac{1}{\mathcal{R}} = \frac{0,09}{\mathcal{R}} \text{ cm}^2,$$

gain d'étendue $G = \frac{U_{FP}}{U_P} = \frac{124 \text{ cm}^2}{0,09 \text{ cm}^2} = 1\,300.$

2°) *Spectromètre F. P.* : le même que dans l'exemple précédent.

Spectromètre à réseau : hauteur 6,5 cm, largeur 7,6 cm, angle de « blaze » $\varphi = 30^\circ$, hauteur de fente $\beta = 1/50$,

$$U_R = \frac{2 \times 49,7 (\text{cm}^2) \times 0,5}{\mathcal{R}} \frac{1}{50} = \frac{0,99}{\mathcal{R}} \text{ cm}^2,$$

gain d'étendue $G = \frac{U_{FP}}{U_R} = \frac{124 \text{ cm}^2}{0,99 \text{ cm}^2} = 125.$

3°) *Spectromètre F. P.* : le même que dans l'exemple précédent.

Spectromètre à réseau : hauteur 10,2 cm, largeur 20,3 cm, angle de « blaze » 63° , hauteur de fente $\beta = 1/50$,

$$U_R = \frac{2 \times 270 (\text{cm}^2) \times 0,89}{\mathcal{R}} \frac{1}{50} = \frac{9,5}{\mathcal{R}} \text{ cm}^2,$$

gain d'étendue $G = \frac{U_{FP}}{U_R} = \frac{124 \text{ cm}^2}{9,5 \text{ cm}^2} = 13.$

La troisième application numérique correspond au cas d'un spectromètre équipé d'un très grand réseau ; le gain d'étendue est encore égal à 13. Il atteint 1 300 si le spectromètre F. P. est comparé à un spectromètre à prisme de taille pourtant respectable.

CONCLUSION. — *Le spectromètre F. P. présente le double avantage de pouvoir fournir une résolution illimitée et de transmettre au récepteur des faisceaux de très grande étendue.*

5. Problèmes posés par l'emploi du F. P. comme instrument dispersif d'un spectromètre intégral. — Si le F. P. présente un net avantage sur le prisme ou le réseau en ce qui concerne les qualités fondamentales du spectromètre, luminosité et résolution, il leur devient a priori très inférieur dès qu'il s'agit d'assurer l'exploration d'un spectre dense et étendu.

En effet, l'ensemble du F. P. et du diaphragme isolateur fournit, en même temps que la bande utile, des bandes parasites beaucoup plus proches les unes des autres que les bandes transmises par l'ensemble réseau-fente ; les formules $\sigma = P/2nl \cos i$ et $\sigma = P/a(\sin i_1 + \sin i_2)$, qui déterminent la position des bandes transmises par un F. P. et un réseau, montrent que pour l'un comme pour l'autre la distance de deux bandes adjacentes vaut $\Delta\sigma = \sigma/P$, P étant l'ordre d'interférence ; or P , égal à σ/λ , est de l'ordre de quelques milliers pour un F. P., de l'unité pour un réseau. Il en résulte que dans un intervalle spectral occupé donné, le F. P. transmet un bien plus grand nombre de bandes parasites ; si, d'autre part, on veut séparer la bande utile des bandes parasites il faut utiliser un prémonochromateur de bande passante précisément égale à la distance $\Delta\sigma$ entre la bande utile et la bande parasite adjacente, donc de résolution $\mathcal{R}' = P$. Le prémonochromateur d'un spectromètre F. P., travaillant à des résolvances de l'ordre de 1 000, est donc déjà un appareil d'une certaine complexité et risque même de limiter les performances du F. P.

D'autre part, il n'est pas simple de réaliser l'exploration du spectre, c'est-à-dire de déplacer de façon continue la radiation transmise par le spectromètre ; il faut, en effet, faire varier l'une des quantités i , l , n , P , qui interviennent dans la relation $\sigma = P/2nl \cos i$. Or l'incidence i ne peut être modifiée par rotation du F. P. puisque celui-ci doit rester normal à l'axe optique (cf. § II.3.2 et [1] chap. X) ; d'autre part, un diaphragme annulaire de rayon angulaire i variable n'est pratiquement pas réalisable. Faire varier P ne fournit qu'un nombre fini de points du spectre, distants de $\Delta\sigma$. On en est donc réduit, pour obtenir une exploration continue du spectre, à faire varier la distance optique des lames, opération fort délicate quand on exige que ces lames restent parallèles au cinquantième de longueur d'onde près. Il est évidemment autrement simple d'obtenir les faibles rotations du prisme ou du réseau qui permettent d'explorer tout l'intervalle spectral étudiable par ces instruments.

6. Conclusion. — Le spectromètre F. P. présente de grands avantages de résolution et de luminosité sur les spectromètres à prisme et à réseau. Ces avantages ne sont d'ailleurs pleinement obtenus que par un choix judicieux des nombreux paramètres qui définissent le fonctionnement du spectromètre. L'étude des meilleures conditions d'utilisation a été présentée dans un article antérieur [1] pour le cas particulièrement favorable des études de structure hyperfine ; dès qu'on destine le spectromètre F. P. à d'autres problèmes (spectres d'absorption, spectres occupant des intervalles étendus, etc.) interviennent des difficultés de préfiltrage et d'exploration qui font du spectromètre F. P. un appareil a priori très inférieur aux autres types de spectromètres. Nous allons néanmoins chercher dans quelle mesure ces difficultés peuvent être résolues, les avantages du F. P. méritant bien que des procédés même complexes permettent l'extension de son domaine d'utilisation.

Dans la deuxième partie de cette étude, nous étudierons les divers procédés d'élimination des bandes parasites du F. P. Dans la troisième partie, nous décrirons les procédés d'exploration d'un spectre étendu. Dans la quatrième partie, nous tenterons de délimiter les domaines d'application du F. P., compte tenu des

résultats obtenus. Dans la cinquième partie, nous présenterons les réalisations expérimentales (étude de spectres d'émission en infrarouge, étude à basse résolution de spectres très étendus, étude à haute résolution de spectres d'absorption infrarouge).

Les règles permettant de déterminer la résolution, la luminosité et les meilleures conditions d'utilisation d'un spectromètre F. P. intégral sont exposées dans deux autres articles [1, 2].

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE DES PROCÉDÉS PERMETTANT L'ÉLIMINATION DES BANDES PARASITES DU FABRY-PEROT

III. Description de divers systèmes prémonochromateurs

1. **Introduction.** — Le F. P. transmet, sur les différents ordres, un ensemble de bandes spectrales dont une seule est utile. Il est donc nécessaire d'adjoindre au F. P. un *prémonochromateur* chargé d'arrêter les bandes parasites. On exige de ce prémonochromateur

d'abord, bien entendu, qu'il arrête correctement les bandes parasites, ce qui lui impose certaines qualités de résolution et de contraste,

ensuite qu'il fournisse au spectromètre F. P. un faisceau dont l'étendue soit au moins égale à celle que déterminent le F. P. et son diaphragme isolateur,

enfin qu'il ne cause pas une perte de transparence annihilant plus ou moins le gain de luminosité qu'on attend de l'emploi du spectromètre F. P.

Nous présenterons dans ce chapitre les trois types classiques de prémonochromateurs permettant a priori de satisfaire les trois conditions précédentes : monochromateur à fentes, chaîne de F. P., association d'un monochromateur à fentes et d'une chaîne de F. P.

2. **Prémonochromateurs à fentes.** — Nous désignerons ainsi les monochromateurs à prisme ou à réseau, ces derniers étant en fait les seuls qui puissent nous intéresser, comme nous allons le vérifier.

2.1. **Résolution et étendue du prémonochromateur à fentes.** — Il semble, au premier abord, qu'un monochromateur à fentes soit l'appareil le mieux adapté à la suppression des bandes parasites ; en effet, la fente de sortie rejette toute radiation extérieure à la bande passante ; celle-ci est de forme triangulaire si les fentes ont même largeur réduite [8] et si la résolution demandée au prémonochromateur est nettement inférieure à la résolution théorique du prisme ou du réseau ; ce sera toujours le cas (§ III.2.2). La suppression des pics parasites du F. P. est alors assurée si la largeur AB à mi-hauteur de ce triangle est au plus égale à la distance CD entre ordres du F. P. (fig. 5). Si celui-ci a pour finesse N_1 , le prémonochromateur peut être N_1 fois moins résolvant que le spectromètre F. P.

Il faut maintenant s'assurer que le prémonochromateur fournit effectivement au spectromètre F. P. un faisceau d'étendue suffisante.

La comparaison des étendues de faisceau est facilitée par l'examen simultané des trois appareils suivants :

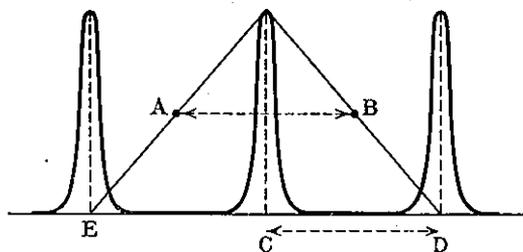
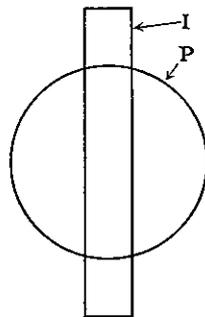


FIG. 5.

FIG. 6. — I, image de la fente ;
P, pupille du F. P.

appareil (1) : le spectromètre F. P. fournissant la résolution \mathcal{R} ;

appareil (2) : le monochromateur à réseau choisi comme prémonochromateur et réglé de telle sorte qu'il fournisse la résolution nécessaire à l'élimination des bandes parasites du F. P. ; sa bande passante est alors égale à l'i. s. l. $\Delta\sigma$ du F. P. et sa résolution vaut $\mathcal{R}' = \sigma/\Delta\sigma = \sigma/N_1\delta\sigma = \mathcal{R}/N_1$, où N_1 est la finesse du F. P. ;

appareil (3) : le même monochromateur à réseau mais auquel on demanderait la résolution \mathcal{R} .

L'appareil (2) délimite un faisceau N_1 fois plus étendu que le faisceau fourni par l'appareil (3), d'après la loi étendue \times résolution = Cte [8].

L'appareil (1) délimite un faisceau G fois plus étendu que le faisceau fourni par l'appareil (3). Le rapport G , introduit au paragraphe II.4, dépend des dimensions du réseau et du F. P. ; il est de l'ordre de 100 pour les dimensions courantes de réseaux et de F. P.

Finalement le faisceau fourni par le prémonochromateur à réseau [appareil (2)] est G/N_1 fois moins étendu que le faisceau que peut accepter le spectromètre F. P. En reprenant les deux premiers exemples numériques du paragraphe II. 4, on trouve que la fraction de la surface utilisable du F. P. éclairée par le monochromateur n'est que 1/52 ou 1/5 (en admettant que $N_1 = 25$ et que le diaphragme isolateur du F. P. est, quant à lui, complètement éclairé).

Ce résultat, déjà fort décevant, est pourtant optimiste car, en fait, le faisceau fourni par le monochromateur à fentes, bien que d'étendue inférieure à celle du faisceau que délimite le F. P., n'est en général pas entièrement accepté par celui-ci ; les pupilles du spectromètre F. P., lames et diaphragme isolateur, sont en général circulaires ; que l'aire de ces pupilles soit supérieure à celle des images du réseau et de la fente du monochromateur projetées dans leur plan n'implique pas que leur hauteur soit au moins égale à la hauteur de ces images (fig. 6). Ces différences de symétrie justifient une étude plus complète de l'adaptation du monochromateur à fentes au spectromètre F. P. Retenons cependant de ce paragraphe que *l'emploi d'un monochromateur à prisme est à exclure a priori*, puisque, encore plus pauvre en étendue qu'un monochromateur à réseau, il serait certainement incapable de fournir un faisceau d'étendue suffisante.

2.2. Condition nécessaire et suffisante pour qu'un monochromateur à réseau puisse fournir à un spectromètre F. P. de résolution \mathcal{R} toute l'étendue de faisceau compatible avec cette résolution. — Les pupilles limitant le faisceau qui traverse le spectromètre F. P. sont les lames de ce F. P., de surface S et, d'autre part, un diaphragme isolateur ; celui-ci, de forme annulaire, délimite l'angle solide $\Omega = (2\pi/\sigma) \times$ largeur de $F(\sigma)$; en général, d'ailleurs, ce diaphragme est un trou (anneau de rayon intérieur nul dont le diamètre angulaire vaut $\alpha = 2\sqrt{\Omega/\pi} = 2\sqrt{2}/\sqrt{\mathcal{R}_F}$; $\mathcal{R}_F = \sigma/\text{largeur de } F(\sigma)$ est relié à la résolution désirée \mathcal{R} par des relations complexes annoncées au chapitre précédent et qui ont été explicitées ailleurs [1]. Dans le cas particulier où un F. P. parfait analyse une raie monochromatique on a $\mathcal{R}_F = 1,4 \mathcal{R}$ et $\alpha = 2\sqrt{1,4}/\sqrt{\mathcal{R}} = 2,4/\sqrt{\mathcal{R}}$; l'étendue du faisceau transmis au récepteur vaut $U = 1,4\pi S/\mathcal{R}$.

Tous les rayons de ce faisceau doivent être fournis par le prémonochromateur à réseau ; celui-ci possède pour pupilles le réseau d'une part, la fente de sortie d'autre part ; il faut donc placer entre le monochromateur et le système interférentiel un système optique qui conjugue par exemple le réseau avec le trou isolateur et la fente de sortie avec les lames du F. P. (fig. 8) (tout autre système de conjugaison donnerait lieu à un raisonnement analogue). La condition nécessaire et suffisante pour que le F. P. soit correctement « alimenté » par le monochromateur à réseau est donc que les images antérieures du trou explorateur et des lames du F. P. soient respectivement inscrites dans le réseau et la fente de sortie du monochromateur.

Or le monochromateur possède un plan de symétrie parallèle aux traits du réseau que nous supposons, selon l'usage, verticaux ; chaque pupille est donc caractérisée par deux dimensions *verticales*, hauteur H des traits du réseau et hauteur angulaire β de la fente, et deux dimensions *horizontales*, largeur M du réseau et largeur angulaire de la fente.

Il s'ensuit que la condition d'adaptation de ces pupilles aux pupilles du F. P. va se traduire en fait par deux relations.

a) *La première relation* exprime que les dimensions verticales des images antérieures du F. P. et du trou isolateur sont inférieures ou égales aux hauteurs du réseau et de la fente de sortie ; c'est ce que nous appellerons la condition d'égalité des « étendues planes verticales » U_y du monochromateur et du F. P.

Il faut que $U_{y(\text{réseau})} \geq U_{y(\text{F.P.})}$ c'est-à-dire $H\beta \geq D_y 2\sqrt{2}/\sqrt{\mathcal{R}_F}$, D_y étant la hauteur des lames du F. P.

Remarquons déjà que l'étendue plane verticale ne dépend pas de la résolution (sauf de façon très secondaire par l'intermédiaire de β), tandis que celle d'un F. P. varie comme $1/\sqrt{\mathcal{R}}$.

b) *La seconde relation* s'obtient de même en écrivant que l'étendue plane horizontale du F. P. est supérieure à celle du réseau monochromateur.

Or $U_{x(\text{réseau})} = M \cos i_2 di_2/d\lambda = M(\sin i_1 + \sin i_2)/\mathcal{R}_{(\text{réseau})}$ [8], i_1 et i_2 étant les angles d'incidence et d'émergence du réseau.

D_x étant la largeur des lames du F. P., on a

$$U_{x(\text{F.P.})} = D_x 2\sqrt{2}/\sqrt{\mathcal{R}_F}.$$

D'où l'inégalité $M(\sin i_1 + \sin i_2)/\mathcal{R}_{(\text{réseau})} \geq D_x 2\sqrt{2}/\sqrt{\mathcal{R}_F}$.

Remarquons que, contrairement à ce qui se passe pour les étendues verticales, c'est l'étendue plane horizontale du réseau, proportionnelle à $1/\mathcal{R}_{(\text{réseau})}$, qui décroît plus vite que celle du F. P. qui, elle, ne varie qu'en $1/\sqrt{\mathcal{R}}$.

La condition d'adaptation des étendues se traduit donc par deux relations fort différentes que nous allons successivement interpréter.

a) *La première relation se trouve en général automatiquement vérifiée* ; il suffit, en effet, que la hauteur angulaire β de la fente soit supérieure à $(D_y/H)(2,8/\sqrt{\mathcal{R}_F})$, ce qu'il est toujours facile de réaliser. Supposons, par exemple, égales les hauteurs H et D_y du réseau et du F. P. ; on trouve seulement $\beta = 1/350$ lorsque la résolution du F. P. atteint 10^6 . Si cette résolution n'est plus que $1/5\ 000$, la hauteur β nécessaire atteint $1/25$; mais alors la résolution demandée au monochromateur à réseau est très faible [environ 200 fois plus faible que la résolution du réseau, comme nous le verrons en b)]. Les fentes du monochromateur sont relativement si larges qu'on pourrait leur donner une hauteur bien plus grande sans que les aberrations de l'objectif deviennent gênantes. Bref cette première relation est automatiquement satisfaite par un monochromateur ordinaire ; à cause d'elle, cependant, il ne sera pas permis d'utiliser des réseaux de très faible hauteur.

b) *La deuxième relation, en revanche, impose une limitation sévère des performances du monochromateur*. En effet, elle fixe à la résolution du monochromateur une limite supérieure

$$\mathcal{R}_A = \frac{M(\sin i_1 + \sin i_2)}{2\sqrt{2} D_x} \sqrt{\mathcal{R}_F}$$

qui est très inférieure à la résolution \mathcal{R}_0 que pourrait théoriquement fournir le réseau dont est équipé ce monochromateur ; en effet

$$\frac{\mathcal{R}_A}{\mathcal{R}_0} = \frac{M(\sin i_1 + \sin i_2) \sqrt{\mathcal{R}_F}}{2\sqrt{2} D_x} \frac{\lambda}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} = \frac{\lambda}{2\sqrt{2} D_x} \sqrt{\mathcal{R}_F} ;$$

ce rapport, d'ailleurs indépendant des caractéristiques du réseau, n'est encore que d'environ $1/100$ lorsque la résolution du F. P. atteint 10^7 .

Cette deuxième relation conduit à ouvrir largement les fentes du monochromateur (d'ailleurs ce fait met bien en évidence l'intérêt du F. P. ; car si le monochromateur à réseau devait fournir lui-même la résolution \mathcal{R} , il lui faudrait des fentes considérablement plus fines et le récepteur recevrait beaucoup moins d'énergie).

CONCLUSION. — *La condition nécessaire et suffisante pour qu'un monochromateur à réseau puisse fournir à un F. P. de résolution \mathcal{R} toute l'étendue de faisceau que ce F. P. peut accepter, se réduit à l'égalité des étendues horizontales planes des deux appareils ; cette égalité est obtenue si la résolution du monochromateur à réseau reste inférieure à la résolution \mathcal{R}_A telle que*

$$\mathcal{R}_A = \frac{M(\sin i_1 + \sin i_2)}{2,8 D_x} \sqrt{\mathcal{R}_F} .$$

Nous appellerons *résolution d'adaptation* \mathcal{R}_A cette limite supérieure de la résolution. En première approximation $\mathcal{R}_A = \sqrt{\mathcal{R}_{FP}}$.

REMARQUE. — On peut adopter le système de conjugaison inverse de celui que nous venons d'étudier : lames du F. P. conjuguées du réseau et fentes du monochromateur conjuguées du diaphragme isolateur. Les conclusions sont identiques si les fentes sont rectilignes, plus complexes si les fentes sont courbes : si, en particulier, les fentes sont circulaires on peut, soit comme précédemment les inscrire dans un diaphragme isolateur circulaire, soit les confondre avec une fraction d'anneau du F. P. ; dans ce dernier cas il y a nécessairement perte d'une fraction de l'étendue du F. P., mais cette perte peut être moins considérable qu'avec le procédé précédent [38].

2.3. Compatibilité des qualités d'étendue et de résolution demandées au prémonochromateur. — On exige du prémonochromateur des qualités d'étendue et de résolution qui ne sont pas nécessairement compatibles. Deux relations correspondant à ces deux qualités ont été établies.

Pour éliminer toutes les bandes parasites du F. P., le monochromateur doit avoir une bande passante au plus égale à $\Delta\sigma$, donc une résolution supérieure à \mathcal{R}/N , N étant la finesse d'appareil $\Delta\sigma/\omega$ du F. P. et ω la largeur de $W(\sigma)$ [cf. § II.3.3 et II.3.4 E].

D'autre part, pour qu'il puisse fournir tous les rayons du faisceau que délimite le F. P., le monochromateur doit travailler à une résolution inférieure à \mathcal{R}_A .

Ces deux conditions ne sont compatibles que si $\mathcal{R}_A \geq \mathcal{R}/N$.

a) Si les caractéristiques M et i_1 du réseau et D_x du F. P. sont imposées, cette relation détermine la finesse minimum du F. P., $N_n = \mathcal{R}/\mathcal{R}_A$, que nous nommerons *finesse nécessaire*.

Elle vaut
$$N_n = \frac{2\sqrt{2} D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \frac{\mathcal{R}}{\sqrt{\mathcal{R}_F}}$$

ou encore

$$N_n = \frac{2\sqrt{2} D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{\frac{f}{\omega}} \sqrt{\mathcal{R}} .$$

Si le F. P. parfait analyse une raie monochromatique ($f = 0,7 \omega$) et si le réseau travaille dans les meilleures conditions, c'est-à-dire en montage de Littrow, on a $N_n = \frac{1,18 D_x}{M \sin i_1} \sqrt{\mathcal{R}}$. Comme en général D_x et $M \sin i_1$ sont du même ordre de grandeur, la finesse nécessaire N_n est peu différente de la racine carrée de la résolution désirée.

b) En fait nous savons que la finesse d'appareil du spectromètre F. P., en général déterminée essentiellement par les imperfections du F. P., ne peut dépasser 30 ou 40. Ce sont alors les dimensions du réseau prémonochromateur qui sont imposées par la formule précédente. Reprenons une partie des données numériques du paragraphe II. 4 : les lames du F. P. sont circulaires ($D = 6$ cm) et sa finesse enregistrée vaut 25 ; supposons que sa résolution soit $\mathcal{R} = 10^5$ ce qui est un cas courant. Pour que la relation précédente soit satisfaite, il faudrait disposer d'un réseau de $M \sin i_1 = 90$ cm, c'est-à-dire à peu près de largeur 180 cm,

ou encore d'un prisme, traversé 2 fois, de 270 cm de longueur de base. Des appareils aussi monstrueux ne sont pas réalisables et ce n'est que lorsque la résolution du spectromètre deviendra très faible ($\mathcal{R} \simeq 2\,000$) qu'il sera possible de trouver des réseaux de dimensions suffisantes.

CONCLUSION. — *Un prémonochromateur à réseau ne peut à la fois supprimer toutes les bandes parasites du F. P. et lui fournir un faisceau d'étendue suffisante que dans le cas où le spectromètre F. P. travaille à très faible résolution. Dans tous les autres cas il faut soit consentir à perdre une partie de la luminosité qu'on pouvait attendre du F. P., soit au contraire se contenter d'un filtrage partiel. En fait il peut arriver que les bandes parasites voisines de la bande passante utile correspondent à des zones du spectre vides de radiations ; il devient alors inutile de les supprimer.*

3. Prémonochromateur Fabry-Perot. — L'inconvénient fondamental du prémonochromateur à fentes est sa symétrie plane qui ne lui permet de fournir qu'un faisceau rectangulaire dont l'étendue, déjà numériquement trop faible, est partiellement refusée par les pupilles circulaires du F. P. Ces inconvénients disparaissent si le prémonochromateur est lui-même équipé de F. P. ; le principe d'un tel prémonochromateur est le suivant : plaçons devant le F. P. étudié un second F. P. k_1 fois plus mince (k_1 entier) ; l'intervalle spectral libre de la chaîne ainsi constituée est k_1 fois plus étendu que celui $\Delta\sigma$ du F. P. initial. Cette chaîne possède encore des pics de transmission parasites distants de $k_1 \Delta\sigma$; on les supprime en ajoutant un troisième F. P. En continuant ainsi jusqu'au filtre interférentiel, on constitue une chaîne de F. P. dont l*i. s. l.* a telle valeur que l'on désire.

Le rapport de l'intervalle spectral ainsi libéré à la bande passante $\delta\sigma$ de cette chaîne, comparable à la finesse d'un F. P., sera nommée finesse globale \mathcal{V} de la chaîne.

a) Cette solution n'implique aucune perte d'étendue ; en effet, de tous les F. P. de la chaîne, c'est le F. P. initial qui est le plus épais, donc le plus résolvant. Il suffit donc que les F. P. monochromateurs aient même surface que ce F. P. initial pour que le faisceau qu'ils délimitent soit, d'après la relation $UR = \text{Cte}$ [8], d'étendue supérieure à celle que peut accepter le spectromètre F. P.

b) En revanche la transparence de ce type de prémonochromateur risque d'être très faible. Supposons que, comme dans le cas du prémonochromateur à fentes, la bande passante de chaque prémonochromateur F. P. soit égale à l'intervalle entre ordres du F. P. précédent ; si tous les F. P. ont même finesse N , la chaîne doit en contenir un nombre n tel que $N^n = (\text{i. s. o.}) \times \mathcal{R}/\sigma$. Prenons le cas courant d'un spectromètre F. P. auquel on demande la résolution 600 000, étudiant dans le visible un i. s. o. de 1 500 Å ; si $N = 20$, la chaîne doit contenir 4 F. P., dont les 3 plus minces jouent le rôle de prémonochromateur ; la transparence de 3 F. P. mis en série est certainement bien inférieure à la transparence du seul réseau qui constituerait l'élément dispersif d'un monochromateur à fentes.

c) De plus, alors que les fentes du prémonochromateur à réseau rejettent les bandes parasites du spectromètre F. P., les F. P. monochromateurs se contentent de les affaiblir puisque leur transmission peut devenir très faible, mais jamais nulle. Il est donc à craindre que la chaîne de F. P. transmette une proportion considérable d'énergie parasite (cf. chap. V et VI).

Le prémonochromateur constitué par une chaîne de F. P. se présente donc comme une solution séduisante a priori mais dont l'intérêt pratique est lié à des problèmes de filtrage et de transparence qu'il nous reste à résoudre.

4. Prémonochromateur constitué par l'association d'un monochromateur à fentes et d'une chaîne de F. P. — La solution précédente a pour intérêt essentiel de fournir au F. P. une étendue suffisante ; mais nous avons démontré qu'un prémonochromateur à fentes en serait également capable si la finesse du F. P. atteignait la valeur

$$N_n = \frac{2\sqrt{2} D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{\frac{f}{w}} \sqrt{\mathcal{R}},$$

nommée finesse nécessaire. En prenant pour exemples les appareils définis dans l'application numérique du paragraphe II. 4, on trouve que N_n a des valeurs, variables naturellement avec la résolution du F. P., qui sont de l'ordre de quelques centaines. La finesse nécessaire est donc très supérieure à la finesse d'un F. P. mais, en revanche, de l'ordre de grandeur de la finesse globale d'une chaîne de 2 ou 3 F. P. Or la formule

$$N \geq \frac{2\sqrt{2} D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{\frac{f}{w}} \sqrt{\mathcal{R}}$$

exprime uniquement le fait que le faisceau fourni par le monochromateur à réseau contient tous les rayons admissibles par le F. P. travaillant à la résolution \mathcal{R} , rayons qui, d'après le raisonnement du paragraphe précédent, sont exactement ceux que peut admettre une chaîne de F. P. de même résolution \mathcal{R} . On peut donc étendre les conclusions du paragraphe III.2.2 au cas d'une chaîne de F. P. et conclure que la condition nécessaire et suffisante pour qu'un monochromateur à réseau supprime les bandes passantes d'une chaîne de F. P. tout en lui fournissant un faisceau d'étendue suffisante est qu'il existe entre les dimensions du réseau et du F. P. initial d'une part, et la finesse globale de la chaîne d'autre part la relation

$$\mathcal{N}_b \geq \frac{2\sqrt{2} D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{\frac{f}{w}} \sqrt{\mathcal{R}} = \mathcal{N}_n.$$

\mathcal{N}_n est la « finesse globale nécessaire » de la chaîne ; la résolution du prémonochromateur à réseau vaut alors

$$\mathcal{R}_A = \frac{M(\sin i_1 + \sin i_2)}{2\sqrt{2} D_x} \sqrt{\frac{w}{f}} \sqrt{\mathcal{R}}.$$

Le prémonochromateur proprement dit est donc constitué, dans cette troisième solution, par l'association mixte d'un monochromateur à fentes et d'une chaîne de F. P. Supérieure par l'étendue du faisceau qu'elle délimite au simple monochromateur à fentes, cette association pourra, tout en étant plus transparente pour les radiations utiles, mieux éliminer l'énergie parasite que n'y réussirait le prémonochromateur formé par une chaîne homogène ne contenant que des F. P. En effet, la finesse globale de la chaîne « associée » est pratiquement toujours inférieure à celle d'une chaîne « homogène » $\mathcal{N}_n = (i. s. o.) \mathcal{R}/\sigma$, leur rapport étant d'autant plus faible que la résolution \mathcal{R} demandée au spectromètre F. P. est plus grande ; les

chaînes « associées » seront donc plus courtes que les chaînes « homogènes », donc de meilleure transparence. D'autre part, les radiations de l'intervalle spectral occupé seront pour la plupart arrêtées par les fentes du monochromateur à réseau « associé », ce qui ne saurait qu'augmenter l'efficacité du filtrage.

5. **Conclusion.** — Il est inutile de pousser plus loin la comparaison des divers types de prémonochromateurs, tant que nous n'aurons pas étudié la transparence et l'efficacité du filtrage d'une chaîne de F. P. Chacune des trois solutions envisagées présente des défauts certains : le prémonochromateur à réseau fournit un faisceau d'étendue insuffisante, la chaîne homogène de F. P. risque d'être peu transparente, l'association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne courte de F. P., dont il reste à préciser les qualités, sera probablement de réalisation complexe. Pour départager ces trois solutions nous étudierons successivement :

au chapitre IV, les divers types de chaînes de F. P. ;

au chapitre V, l'élimination des bandes parasites dans le cas d'un spectre de raies ;

au chapitre VI, l'élimination de l'énergie parasite dans le cas d'un spectre d'absorption.

Nous concluons au chapitre VII.

Remarque. — Nous appellerons dorénavant « spectromètre F. P. » (ou spectromètre F. P. intégral) l'ensemble constitué par le spectromètre F. P. proprement dit (F. P. résolvant et un diaphragme isolateur) et par les éléments monochromateurs. Nous aurons ainsi à comparer trois types de spectromètres F. P. constitués soit par l'association d'un monochromateur à réseau et d'un F. P., soit par l'association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de F. P., soit par une chaîne homogène de F. P.

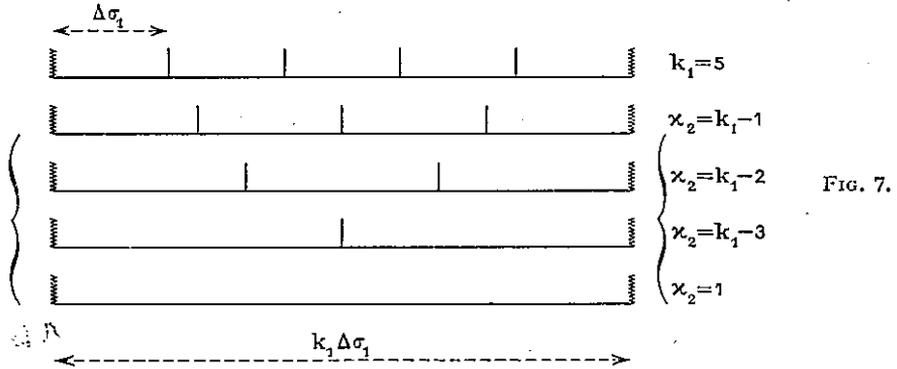
IV. Divers types de chaînes de F. P.

1. **Introduction.** — Pour supprimer les bandes parasites d'un F. P. sans diminuer ni la résolution, ni l'étendue de faisceau du spectromètre équipé de ce F. P., on est amené à utiliser des chaînes de F. P. d'i. s. l. nettement supérieur à celui d'un F. P. unique. Il existe plusieurs manières de constituer ces chaînes et de les utiliser ; c'est ce que nous allons montrer dans ce chapitre qui se terminera par un bref rappel des qualités d'une chaîne de F. P.

2. **Choix de l'épaisseur des F. P.** — Pour que l'association de deux F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_1$ et $\Delta\sigma_2$ puisse libérer un intervalle spectral $\Delta\sigma^{(2)}$, il faut que ces F. P. aient des i. s. l. tous deux sous-multiples de $\Delta\sigma^{(2)}$, $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma^{(2)}/k_1$ et $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\kappa_2$.

Le rapport de leurs épaisseurs l_2/l_1 est donc le rapport de deux nombres entiers k_1/κ_2 . En pratique $\Delta\sigma_1$ est imposé par la résolution désirée, $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$ est la donnée du problème, mais on peut faire varier κ_2 entre 1 et k_1-1 (fig. 7). Les cas extrêmes $\kappa_2 = 1$ et $\kappa_2 = k_1 - 1$ sont les plus courants et définissent deux types essentiels de chaînes.

2.1. **Chaînes de F. P. à épaisseurs multiples (premier type).** — L'i. s. l. du F. P. le plus mince est égal à l'intervalle spectral $\Delta\sigma^{(n)}$ qu'on désire libérer. Si



la chaîne comporte 2 F. P., ceux-ci ont pour i. s. l. $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma^{(2)}/k_1$ et $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma^{(2)}$, leurs épaisseurs sont dans le rapport $l_1/l_2 = k_1$.

Une chaîne de n F. P. comporte :

le F. P. initial d'i. s. l. $\Delta\sigma_1$,

un 2^e F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_2 = k_1 \Delta\sigma_1$; l'ensemble des 2 premiers F. P. libère

$$\Delta\sigma^{(2)} = \Delta\sigma_2 = k_1 \Delta\sigma_1,$$

un 3^e F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_3 = k_2 \Delta\sigma_2$; l'ensemble des 3 premiers F. P. libère

$$\Delta\sigma^{(3)} = \Delta\sigma_3 = k_1 k_2 \Delta\sigma_1,$$

...

un n^{me} F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_n = k_{n-1} \Delta\sigma_{n-1}$; l'ensemble des n premiers F. P. libère

$$\Delta\sigma^{(n)} = k_1 \dots k_{n-1} \Delta\sigma_1.$$

Une telle chaîne contient des F. P. d'épaisseurs très différentes puisque le rapport de l'épaisseur du plus épais à l'épaisseur du plus mince est égal au gain d'i. s. l. réalisé par l'emploi de la chaîne, gain qui peut atteindre 10^4 .

Dans une telle chaîne, nous supposons par convention que les F. P. sont rangés par épaisseurs décroissantes, nommant ainsi le plus épais F. P. de tête (ou F. P. résolvant). Donc $\Delta\sigma_1 < \Delta\sigma_2 < \dots < \Delta\sigma_n$.

2.2. Chaînes du deuxième type (d'épaisseurs voisines). -- Nous verrons qu'il peut être souhaitable que les épaisseurs des F. P. soient aussi voisines que possible (cf. § VI.5.2 B. et VIII.3.3 A).

a) On peut alors utiliser l'ensemble suivant de F. P. :

un 1^{er} F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_1$,

un 2^e F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma_1 k/(k-1)$;

intervalle libéré par les 2 premiers F. P. : $\Delta\sigma^{(2)} = k \Delta\sigma_1 = (k-1) \Delta\sigma_2$,

un 3^e F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_3 = \Delta\sigma_1 k^2/(k^2-1)$;

intervalle libéré par les 3 premiers F. P. : $\Delta\sigma^{(3)} = k^2 \Delta\sigma_1 = (k^2-1) \Delta\sigma_3$,

...

un n^{me} F. P. d'i. s. l. $\Delta\sigma_n = \Delta\sigma_1 k^{n-1}/(k^{n-1}-1) = \Delta\sigma_{n-1}(k^{n-2}-1)/(k^{n-1}-1)$;

intervalle libéré par les n premiers F. P. :

$$\Delta\sigma^{(n)} = k^{n-1} \Delta\sigma_1 = k^{n-2}(k-1) \Delta\sigma_2 = k^{n-3}(k^2-1) \Delta\sigma_3 = \dots = (k^{n-1}-1) \Delta\sigma_n.$$

C'est ainsi qu'en choisissant $k = 10$, les épaisseurs des divers F. P., exprimées en % de l'épaisseur du premier F. P., sont données par le tableau I.

TABLEAU I

$\frac{\Delta\sigma^{(n)}}{\Delta\sigma_1}$	Nombre de F.P.	l_1	l_2	l_3	l_4	l_5
10	2	100	90			
100	3	100	90	99		
1 000	4	100	90	99	99,9	
10 ⁴	5	100	90	99	99,9	99,99

b) Un autre procédé consiste à donner aux F. P. les épaisseurs suivantes :

$$l_1, \quad l_2 = \frac{k-1}{k} l_1, \quad l_3 = \frac{k+1}{k} l_2, \quad l_4 = \frac{k-1}{k} l_3, \dots$$

2. 3. *Troisième type.* — Nous aurons à considérer des chaînes d'un type intermédiaire où le rapport $\alpha_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$ étant égal à 2 ou 3, le rapport des épaisseurs de deux F. P. successifs est un nombre *demi-entier* ou *tiers d'entier*.

Rien ne nous permet encore de préférer un type de chaîne à l'autre; ce sont surtout les questions d'exploration du spectre et d'élimination des bandes parasites qui les départageront.

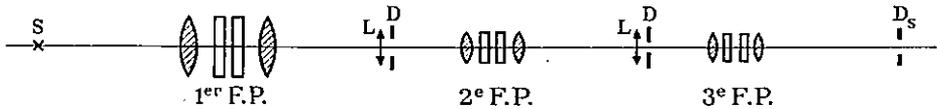


FIG. 8. — S, source; L, lentilles de champ; D, diaphragmes intermédiaires; D_s, diaphragme de sortie.

3. *Conjugaison optique des divers F. P. d'une chaîne* [5]. — Nous savons que l'angle solide des rayons traversant un F. P. est lié à sa résolution par des relations plus ou moins complexes se ramenant dans les cas les plus courants à la formule $\Omega = 1,4 \pi/\mathcal{R}$. Lorsqu'on se contente de placer les F. P. les uns à côté des autres, c'est le même faisceau qui traverse la chaîne d'un bout à l'autre, son angle solide étant naturellement déterminé par la résolution du F. P. le plus épais. On peut au contraire placer entre deux F. P. successifs un système optique transformant le faisceau de telle sorte que l'angle solide soit à la traversée de chaque F. P. celui que fixe la loi $\Omega_2 = 1,4 \pi/\mathcal{R}_2$, $\Omega_3 = 1,4 \pi/\mathcal{R}_3, \dots$. Puisque l'étendue $U = S \Omega$ du faisceau reste constante, les aires utilisées sur chacun des F. P. sont, dans ce cas,

$$S_2 = \frac{\mathcal{R}_2}{\mathcal{R}_1} S_1, \quad S_3 = \frac{\mathcal{R}_3}{\mathcal{R}_1} S_1, \dots;$$

si la chaîne de F. P. est du premier type, les épaisseurs du F. P. monochromateur sont très inférieures à l'épaisseur du F. P. résolvant; il s'ensuit que les résolutions $\mathcal{R}_2, \mathcal{R}_3, \dots$ sont très inférieures à \mathcal{R}_1 et l'emploi d'un tel système permet par conséquent l'utilisation de F. P. monochromateurs de faible surface (donc de bonne finesse limite). La figure 8 représente le schéma optique de ce mode d'utilisation d'une chaîne de F. P., dit *montage à focalisation* [5].

Pour une chaîne de F. P. du deuxième type, les F. P. ont au contraire tous à peu près la même épaisseur donc la même résolvanace. On utilise donc un seul diaphragme isolateur [2] et le système optique se réduit à des lentilles de champ conjuguant les unes des autres les surfaces des divers F. P. (montage dit sans focalisation).

4. **Propriétés des chaînes de F. P.** — L'étude d'un F. P. unique apparaît comme assez complexe et le nombre élevé des paramètres et des fonctions caractéristiques ne permet que difficilement de dégager des lois générales. Bien plus complexe encore est le fonctionnement d'une chaîne de plusieurs F. P., chacun étant caractérisé par sa finesse réflectrice, ses défauts de surface, son i. s. l. et son diaphragme isolateur. La discussion complète des hypothèses servant de base à l'étude des chaînes sera faite ailleurs [2] et nous nous contenterons de donner ici les résultats essentiels.

4.1. **Forme de la fonction d'appareil** $W(\sigma)$. — Les fonctions d'appareil qui décrivent le mieux le fonctionnement de la chaîne de F. P. sont :

$$a) \text{ pour une chaîne du premier type : } W(\sigma) = W_1(\sigma) W_2(\sigma) \dots W_n(\sigma) \frac{1}{U^{n-1}},$$

avec $W_1(\sigma) = A_1(\sigma) \star F_1(\sigma) \star D_1(\sigma)$, ..., $W_n(\sigma) = A_n(\sigma) \star F_n(\sigma) \star D_n(\sigma)$, $A_n(\sigma)$, $D_n(\sigma)$ et $F_n(\sigma)$ étant les fonctions caractéristiques du n^{me} F. P. fonctionnant isolément (cf. § II.3.3) et U l'étendue du faisceau délimité par la chaîne ;

b) pour une chaîne du deuxième type :

$$W(\sigma) = \frac{1}{S^{n-1}} \{ [A_1(\sigma) \star D_1(\sigma)] \dots [A_n(\sigma) \star D_n(\sigma)] \} \star F(\sigma),$$

$F(\sigma)$ étant la fonction caractéristique du diaphragme isolateur commun à tous les F. P. et S la surface commune des divers F. P.

4.2. **Luminosité de la chaîne.** — a) *Etendue.* — Nous avons déjà remarqué que l'étendue de la chaîne est la même que celle d'un F. P. unique de même résolvanace.

b) *Transparence.* — Si la chaîne est du premier type, sa transparence est égale au produit des transparences qu'aurait chacun des F. P. de la chaîne fonctionnant isolément.

Si la chaîne est du deuxième type, tous les F. P. sont traversés par des rayons formant le même angle solide et on montre alors que

$$\tau = (\tau_{A_1} \tau_{A_2} \dots \tau_{A_n}) (\tau_{E_1} \tau_{E_2} \dots \tau_{E_n}) \dots \tau_F;$$

τ_{A_n} , τ_{E_n} , ... sont les facteurs de transparence définis au paragraphe II. 3.5 A et relatifs au n^{me} F. P. ; τ_F est le facteur de transparence tenant compte de la largeur du diaphragme isolateur commun.

4.3. **Résolvanace de la chaîne.** — A) **MODE DE CALCUL.** — La largeur ω de la fonction d'appareil $W(\sigma)$ se détermine ainsi :

a) *Chaîne du premier type.* — On calcule indépendamment les largeurs $\omega_1, \omega_2, \dots$

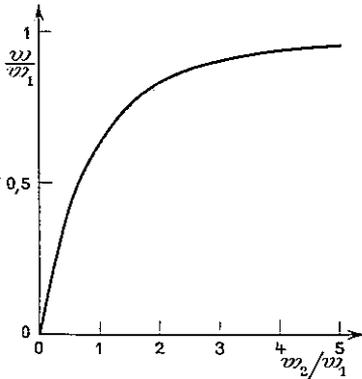


FIG. 9.

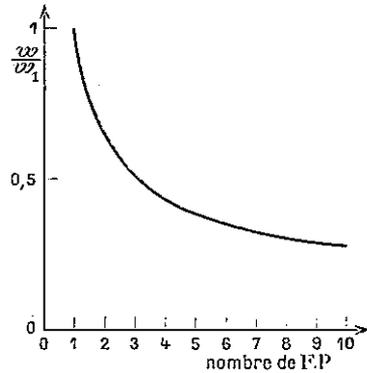


FIG. 10

des fonctions d'appareil $W_1(\sigma)$,... caractérisant chaque F. P. fonctionnant isolément ; c'est ainsi que w_1 est fonction des largeurs a_1, d_1, f_1 des fonctions caractéristiques $A_1(\sigma), D_1(\sigma)$ et $F_1(\sigma)$, fonctions que représentent les courbes de la figure 2 (cf. aussi [1], chap. V).

Si la chaîne comporte deux F. P., le rapport w/w_1 est une fonction croissante de w_2/w_1 représentée par la figure 9 [on n'obtient ainsi que des valeurs approchées de w , car la courbe a été calculée en supposant que les fonctions d'appareil $W_1(\sigma)$ et $W_2(\sigma)$ peuvent être assimilées à des fonctions d'Airy, mais en fait la précision est tout à fait suffisante].

On voit que w/w_1 est voisin de 0,65 lorsque $w_2 = w_1$, que w/w_1 n'est inférieur à 1 que de moins de 5 % lorsque $w_2/w_1 > 5$.

Dans les cas courants (cf. § VI. 4, *remarque 1*), l'addition d'un troisième F. P. ne modifie pratiquement pas la résolution.

b) *Chaîne du deuxième type.* — On calcule successivement les largeurs $a_1 \oplus d_1, a_2 \oplus d_2, \dots$ des fonctions $E_1 = A_1 \star D_1, \dots, E_n(\sigma) = A_n(\sigma) \star D_n(\sigma)$.

On calcule ensuite la largeur de $E = E_1(\sigma) E_2(\sigma) \dots E_n(\sigma)$

grâce à la figure 9 si la chaîne contient deux F. P. (en abscisse e_2/e_1 au lieu de w_2/w_1 , en ordonnée e/e_1),

grâce à la figure 10 si la chaîne contient plus de deux F. P.

On calcule enfin l'élargissement dû à la fonction $F(\sigma)$ caractéristique du diaphragme isolateur commun.

B) **RÉSULTATS.** — *Si la chaîne est du premier type, la résolution de la chaîne est pratiquement égale à celle du F. P. le plus épais de la chaîne.*

Si la chaîne est du deuxième type, sa résolution est notablement supérieure à celle de chacun des éléments ($\mathcal{R} \simeq 1,5 \mathcal{R}_1$ si la chaîne est formée de deux F. P. de résolutions \mathcal{R}_1 égales).

5. **Réflexions intermédiaires entre F. P.** [7]. — *I.* Nous n'avons pas tenu compte jusqu'ici d'un phénomène spécifique d'une chaîne de F. P. et qui peut être fort gênant : le renvoi d'un F. P. à l'autre de la fraction de l'énergie que ces F. P., jouant leur rôle de filtre, refusent de transmettre.

Considérons le cas de deux F. P. (fig. 11) ; l'énergie refusée par le deuxième

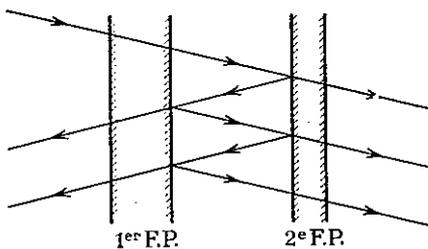


FIG. 11.

F. P., le plus éloigné de la source, est renvoyée d'où elle vient, c'est-à-dire vers le premier F. P.; celui-ci peut, à son tour, en réfléchir la plus grande partie qui, revenant sur le deuxième F. P., le traverse en partie; finalement toute l'énergie qui a franchi le premier F. P. finit par sortir de l'espèce de piège constitué par les deux F. P., mais de préférence du côté du F. P. qui a le meilleur facteur de transmission

pour le rayon considéré; si faible que soit le facteur de transmission $W_2(\sigma)$ du deuxième F. P., il transmettra donc près de la moitié de l'énergie qu'il reçoit du premier F. P. dès que $W_2(\sigma) > W_1(\sigma)$. Cette augmentation du facteur de transmission du F. P. et, par conséquent, de la chaîne est la plus nette lorsque les facteurs de réflexion sont les plus élevés, c'est-à-dire pour les radiations normalement refusées par la chaîne. Le phénomène des réflexions intermédiaires ne modifiera donc guère les propriétés de la chaîne au voisinage du sommet de la courbe, mais peut avoir des conséquences fâcheuses sur les qualités de contraste.

5.2. *Fonction d'appareil.* — Soient $W(\sigma)$ la fonction d'appareil; en l'absence de réflexions entre F. P.,

$W^{**}(\sigma)$ la fonction d'appareil si ce phénomène intervient,

$\frac{1}{U} W_n(\sigma)$ et $R_n(\sigma)$ les fractions de l'énergie incidente, que transmet et réfléchit le n^{me} F. P.

$$\text{Pour 2 F. P., on a } W^{**}(\sigma) = W(\sigma) \frac{1}{1 - R_1(\sigma) R_2(\sigma)}.$$

$$\text{Pour } n \text{ F. P., on a } W_n^{**}(\sigma) = \frac{1}{U} \frac{W_n(\sigma) W_{n-1}^{**}(\sigma)}{1 - R_n(\sigma) R_{n-1}^{**}(\sigma)}, \frac{1}{U} W_{n-1}^{**}(\sigma) \text{ et } R_{n-1}^{**}(\sigma)$$

étant les fractions de l'énergie incidente que transmet et réfléchit la chaîne des $n - 1$ premiers F. P.

C'est ainsi que si la chaîne était formée de F. P. théoriques, on aurait

$$W^{**}(\sigma) = \frac{1}{1 + m_1 \sin^2(\pi\sigma/\Delta\sigma_1) + m_2 \sin^2(\pi\sigma/\Delta\sigma_2) + \dots}$$

Remarque importante. — La courbe $W^{**}(\sigma)$ est toute entière située au-dessous des courbes $W_1(\sigma)$, $W_2(\sigma)$,...

5.3. *Modifications des propriétés de la chaîne, dues aux réflexions entre F. P.* — Les propriétés essentielles de la chaîne, luminosité et résolution, ne seront que peu modifiées par le phénomène des réflexions entre F. P., puisqu'au voisinage du sommet le facteur de transmission est élevé, donc le facteur de réflexion faible. Indiquons cependant dans quel sens ont lieu ces modifications.

Transparence. — Elle est *augmentée* dans la mesure où les fonctions perturbatrices et l'absorption des revêtements réflecteurs empêchent cette transparence

d'être égale à 1. Donnons des ordres de grandeur.

Le facteur de transparence τ_F est multiplié par $1 + 0,09 (\omega_1/\omega_2)^2$.

Le facteur τ_A (absorption) est multiplié par 1,002 si $\tau_{A_1} = \tau_{A_2} = 0,75$.

Le facteur τ_E (défauts de surface) est multiplié par 1,05 si τ_{E_1} et τ_{E_2} sont tous deux égaux à 0,75.

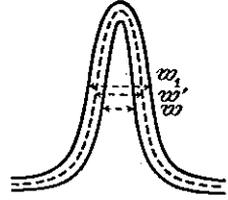


FIG. 12.

Résolvançe. — Elle est légèrement *diminuée* puisque les bornes de la bande passante de $W(\sigma)$ voient leur facteur de transmission plus augmenté que celui du sommet ; les points à mi-hauteur de $W^{**}(\sigma)$ sont donc à l'extérieur de la bande passante de $W(\sigma)$. Mais un raisonnement identique, portant sur l'action du F. P. monochromateur, montre que les bornes de la bande passante de $W^{**}(\sigma)$ sont à l'intérieur de la bande passante de $W_1(\sigma)$ [fig. 12]. Ainsi la résolution est, en tous cas, supérieure à celle du F. P. résolvant utilisé seul.

Finalement, pour une chaîne du premier type la résolution est pratiquement égale à celle du F. P. le plus épais, que les réflexions entre F. P. aient ou non été supprimées ;

pour une chaîne du deuxième type, les réflexions entre F. P. diminuent légèrement le gain de résolution que permet l'addition du F. P. monochromateur (pour 2 F. P., $\mathcal{R}^{**} = 1,4 \mathcal{R}_1$ au lieu de $1,5 \mathcal{R}_1$).

En résumé, les réflexions entre F. P. ne modifient guère la résolution et la luminosité d'une chaîne. Nous verrons plus tard qu'il en est de même pour la hauteur des « ghosts », mais qu'en revanche l'énergie parasite fournie au récepteur est considérablement augmentée par le phénomène ; aussi *est-il parfois nécessaire de supprimer ces réflexions entre F. P.* ; plusieurs procédés, qui seront décrits au paragraphe VI. 7.3, le permettent.

V. Elimination des bandes parasites du F. P. Hauteur des « ghosts »

1. **Définition de critères caractérisant les qualités de filtrage des spectromètres F. P.** — Pour qu'un spectromètre puisse être utilisé à l'étude d'un spectre quelconque, il est nécessaire que ce spectromètre ne possède qu'une seule bande passante ; mais ce n'est pas du tout suffisant.

En effet un spectromètre, tout comme un filtre, est chargé de découper dans le spectre une bande passante que la théorie voudrait rectangulaire ; la fonction d'appareil $W(\sigma)$ devrait donc être égale à 1 pour toutes les radiations intérieures à cette bande, nulle pour toute autre radiation. Or les trois types de spectromètre que nous venons de présenter (un monochromateur à réseau et un F. P., un monochromateur à réseau et une chaîne de F. P., une chaîne de F. P.) sont caractérisés par une fonction d'appareil qui s'écarte nettement de cet idéal ; décroissant de façon continue à partir du sommet, $W(\sigma)$ ne présente aucune discontinuité qui permette de donner à la bande passante des limites autres que conventionnelles ; de plus, à côté du maximum principal se trouvent des maxima secondaires, traces des bandes parasites du F. P. résolvant, plus ou moins bien éliminées par les éléments monochromateurs (fig. 13).

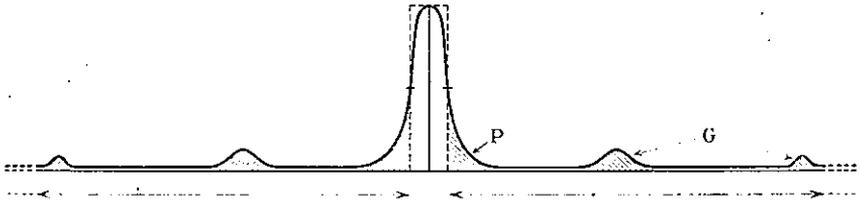


FIG. 13. — P, pied de la fonction ; G, ghosts. En pointillé, fonction d'appareil d'un spectromètre idéal.

La fonction d'appareil du spectromètre F. P. présente donc une fraction parasite importante et qui demande une étude détaillée ; celle-ci peut s'effectuer à partir d'un double point de vue.

a) *Aspect intégral.* — Supposons que le spectre étudié soit continu : le spectromètre est chargé d'y découper une bande passante rectangulaire ; en fait il transmet au récepteur à la fois des radiations intérieures à la bande passante dont l'énergie totale représente l'énergie *utile*, mais aussi des radiations extérieures à cette bande, indésirables, et dont l'énergie globale peut donc être considérée comme *parasite*. L'intensité de cette énergie parasite est proportionnelle à l'aire de la fraction de $W(\sigma)$ extérieure à cette bande ; elle dépend tout autant de l'étendue de l'intervalle spectral couvert par cette fraction parasite que de la hauteur qu'y prend $W(\sigma)$.

Soient \mathcal{U} l'énergie utile et \mathcal{P} l'énergie parasite telles que nous venons de les définir. Nous étudierons et définirons avec précision au chapitre VII le *facteur de filtrage intégral* égal au rapport $\mathcal{U}/(\mathcal{U} + \mathcal{P})$ qui représente la proportion d'énergie utile dans l'énergie totale transmise au récepteur. Il est d'autant plus inférieur à 1 que la fraction parasite de $W(\sigma)$ est plus importante.

b) *Aspect ponctuel.* — Il apparaît clairement dans un autre cas limite, celui du spectre formé par une raie d'émission unique et monochromatique (de nombre d'ondes σ_0). Lorsqu'on explore le spectre en déplaçant dans son ensemble la fonction $W(\sigma)$, la raie σ_0 apparaît à sa place normale quand la bande passante de la chaîne est centrée sur σ_0 , mais aussi sous forme de *ghosts* chaque fois qu'un des maxima secondaires coïncidera à son tour avec σ_0 ; la grandeur importante est alors la hauteur de ces ghosts ou plutôt le rapport de leur hauteur à celle du sommet de $W(\sigma)$ [*hauteur relative du ghost*].

Ces ghosts deviennent gênants lorsque le spectre étudié contient simultanément une raie forte et des raies faibles, celles-ci risquant d'être masquées par les ghosts de la raie forte.

REMARQUE. — « *Pieds* » de la fonction d'appareil. La fraction la plus gênante de la fonction $W(\sigma)$ est celle qui avoisine la bande passante ; le facteur de transmission y possède encore une valeur relativement considérable et des raies faibles voisines de la raie principale risquent là aussi d'être totalement masquées ; la façon même dont sont définies les limites de la bande passante (facteur de transmission égal à la moitié de sa valeur maximum) implique l'existence de radiations parasites d'importance égale à celle des radiations utiles, mais on peut souhaiter que le facteur de transmission décroisse le plus rapidement possible à l'extérieur

de la bande passante ; c'est ce qu'on exprime en disant que les pieds de la fonction d'appareil doivent être minima. Nous tiendrons compte de ces pieds dans le calcul du facteur de filtrage, mais leur étude ponctuelle sort du cadre de ce chapitre, car la hauteur des pieds n'est que très peu modifiée par les éléments monochromateurs et se rattache à l'étude d'un F. P. unique, déjà faite ailleurs ([1] chap. III).

2. Paramètres intervenant dans le calcul des ghosts et du facteur de filtrage. — L'affaiblissement des ghosts, comme la diminution de l'énergie parasite, seront d'autant plus importants que le facteur de transmission des F. P. monochromateurs hors de leur bande passante sera plus voisin de zéro. Cette qualité, caractérisée par le contraste, est directement liée au pouvoir réflecteur des lames du F. P., mais aussi (cf. [1] chap. V) à l'importance de leurs défauts de surface et de façon générale aux conditions d'utilisation du spectromètre F. P. Nous avons signalé d'autre part que l'énergie parasite refusée par un F. P. étant réfléchi vers les F. P. qui le précèdent, se voit soumise, sauf précautions spéciales, à un jeu de réflexions multiples d'un F. P. vers l'autre, jeu qui ne peut finalement qu'augmenter la proportion d'énergie parasite transmise.

La fin de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la hauteur relative des ghosts. Le facteur de filtrage sera calculé au chapitre VI. Ce n'est qu'au chapitre VII que nous examinerons l'importance relative que prennent dans les divers cas les notions de ghost et de facteur de filtrage.

3. Hauteur relative des ghosts d'une chaîne de deux F. P. théoriques (en l'absence de réflexions intermédiaires). — La chaîne comporte deux F. P. parfaits, sans absorption et suivis de diaphragmes isolateurs infiniment fins. La fonction de transmission de la chaîne est alors

$$W(\sigma - \sigma_0) = A_1(\sigma - \sigma_0) A_2(\sigma - \sigma_0) = \\ = 1 / \left[\left[1 + \frac{4 R_1}{(1 - R_1)^2} \sin^2 \frac{\pi(\sigma - \sigma_0)}{\Delta \sigma_1} \right] \left[1 + \frac{4 R_2}{(1 - R_2)^2} \sin^2 \frac{\pi(\sigma - \sigma_0)}{\Delta \sigma_2} \right] \right],$$

où σ_0 est le centre de la bande passante. La courbe de transmission est représentée par la figure 19.

3.1. Nombre des ghosts. Leur position. — Les ghosts correspondent aux maxima secondaires de la courbe de transmission $W(\sigma - \sigma_0)$. Pour une chaîne d'i. s. l. $\Delta \sigma^{(2)} = k_1 \Delta \sigma_1 = \alpha_2 \Delta \sigma_2$, il existe $k_1 - 1$ ghosts, provenant du F. P. épais, affaiblis par le F. P. mince et, d'autre part, $\alpha_2 - 1$ ghosts provenant du F. P. mince et affaiblis par le F. P. épais, soit en tout $k_1 + \alpha_2 - 2$ ghosts.

a) Considérons les $k_1 - 1$ ghosts provenant des pics parasites du F. P. épais ; on a en leur sommet $A_1(\sigma - \sigma_0) = A_1(q \Delta \sigma_1) = 1$. Leur hauteur relative vaut donc

$$h = \frac{A_1(\sigma - \sigma_0) A_2(\sigma - \sigma_0)}{A_1(0) A_2(0)} = A_2(\sigma - \sigma_0).$$

Or la distance de ces ghosts au sommet le plus proche du F. P. mince est un multiple de $\Delta \sigma^{(2)}/k_1 \alpha_2 = \Delta \sigma_2/k_1$ et peut prendre l'une des valeurs $\Delta \sigma_2/k_1, \dots, q \Delta \sigma_2/k_1, \dots, [k_1 \text{ ou } (k_1 - 1)/k_1] \Delta \sigma_2$. D'où la valeur de la hauteur relative

$$h = A_2 \left(q \frac{\Delta\sigma_2}{k_1} \right) = 1 \left/ \left[1 + \frac{4 R_2}{(1 - R_2)^2} \sin^2 \frac{\pi q}{k_1} \right] \right.$$

Le plus important de ces ghosts correspond à $q = 1$. Sa hauteur relative $h = 1 \left/ \left[1 + \frac{4 R_2}{(1 - R_2)^2} \sin^2 \frac{\pi}{k_1} \right] \right.$ est indépendante de α_2 , donc du type de chaîne considéré.

b) Considérons maintenant les $\alpha_2 - 1$ autres ghosts provenant du F. P. mince ; leur distance au sommet le plus proche du F. P. épais est un multiple de $\frac{\Delta\sigma^{(2)}}{k_1 \alpha_2} = \frac{\Delta\sigma_1}{\alpha_2}$; le plus important d'entre eux a donc pour hauteur relative

$$h = 1 \left/ \left[1 + \frac{4 R_1}{(1 - R_1)^2} \sin^2 \frac{\pi}{\alpha_2} \right] \right.$$

Si la chaîne est du premier type ($\alpha_2 = 1$), il n'y a aucun ghost provenant du F. P. mince.

Si la chaîne est du deuxième type, le nombre α_2 , égal à $k_1 - 1$, est inférieur à k_1 . Puisque, dans ce cas, les F. P. sont d'épaisseurs très voisines et jouent des rôles symétriques on leur donne même pouvoir réflecteur $R_1 = R_2$. Dans ces conditions le plus important des ghosts provenant du F. P. mince est inférieur au plus important des ghosts provenant du F. P. épais.

Conclusion. — Le plus important de tous les ghosts d'une chaîne de deux F. P. théoriques provient du F. P. épais ; sa hauteur relative

$$h = 1 \left/ \left[1 + \frac{4 R_2}{(1 - R_2)^2} \sin^2 \frac{\pi}{k_1} \right] \right.$$

est indépendante du type de chaîne considéré, elle croît avec k_1 , gain d'i. s. l. réalisé en adjoignant au F. P. résolvant le F. P. monochromateur.

Le nombre total de ghosts $k_1 + \alpha_2 - 2$ est plus grand pour une chaîne du deuxième type.

3.2. Valeur numérique de la hauteur des ghosts. — Nous ne nous intéresserons qu'au plus important des ghosts. Sa hauteur relative est donnée par la formule

$$h = 1 \left/ \left[1 + \frac{4 R_2}{(1 - R_2)^2} \sin^2 \frac{\pi}{k_1} \right] \right. = 1 \left/ \left(1 + 0,405 N_2^2 \sin^2 \frac{\pi}{k_1} \right) \right.,$$

mais si k_1 est supérieur à 4 on peut utiliser la formule simplifiée

$$h = \frac{1}{4} \left(\frac{k_1}{N_2} \right)^2.$$

C'est ce que montre la figure 14 donnant en fonction de k_1 la valeur de k_1/N_2 pour laquelle la hauteur devient inférieure à 1/50 ou à 1/100.

La figure 15 indique en coordonnées logarithmiques la variation de h en fonction de k_1 pour trois valeurs de la finesse réflectrice N_2 du F. P. mince.

Remarque. — Le ghost de rang q a même hauteur que le ghost principal d'une chaîne de F. P. dont le rapport $\Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$ vaudrait k_1/q . Les courbes de la

FIG. 14. — Hauteur relative des ghosts.

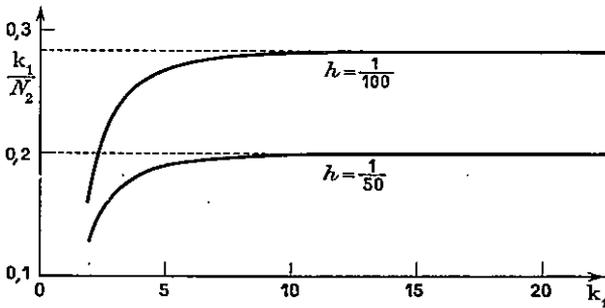


FIG. 15.

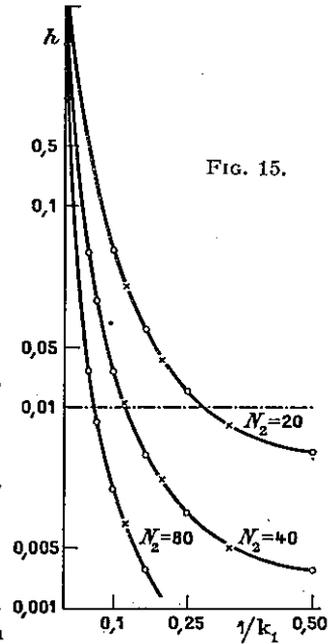


figure 15 ou la formule $h = k_1^2/4q^2N_2^2$ permettent donc également le calcul de leur hauteur relative.

4. Modifications des résultats précédents dans le cas d'une chaîne de deux F. P. réels. — 1. *Influence de l'absorption des couches réfléchrices.* — Si les couches réfléchrices ont un facteur d'absorption A_2 , toutes les ordonnées de la courbe $A_2(\sigma)$ sont multipliées par le facteur constant $[1 - A_2/(1 - R_2)]^2$. La hauteur relative des ghosts $A_2(\sigma)/A_2(0)$ n'est donc pas modifiée.

4. 2. *Effet des réflexions entre F. P.* — Nous savons (§ IV. 5. 2) que si aucun procédé ne supprime le retour vers le premier F. P. de l'énergie réfléchiée par le deuxième, la loi de transmission devient

$$W^{**}(\sigma) = \frac{A_1(\sigma) A_2(\sigma)}{1 - R_1(\sigma) R_2(\sigma)},$$

$R_1(\sigma)$ et $R_2(\sigma)$ étant les fractions d'énergie réfléchies par les premier et deuxième F. P.

Mais le sommet d'un ghost correspond à un maximum de transmission de l'un des deux F. P. ; on a donc soit $R_1 = 0$, soit $R_2 = 0$. Par suite

$$W^{**}(\sigma) = W_1(\sigma) W_2(\sigma) = W(\sigma)$$

et les conclusions du paragraphe V. 3 restent entièrement valables.

4.3. *Influence des fonctions perturbatrices $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$. Hauteur relative h^* des ghosts des chaînes de F. P. réels.* — La forme de la fonction d'appareil $W(\sigma)$ peut être fortement modifiée par les fonctions perturbatrices provenant des défauts de surface et de la largeur du diaphragme isolateur ; le nombre

des paramètres qui fixent la hauteur relative des ghosts devient plus élevé ; il est cependant possible de donner encore quelques lois générales.

A) On obtient dans tous les cas une valeur suffisamment précise de la hauteur relative h^* (et en tous cas approchée par excès), en admettant que la loi de transmission $W(\sigma)$ est le produit des fonctions d'appareil $W_1(\sigma)$ et $W_2(\sigma)$ caractérisant chaque F. P. fonctionnant isolément (§ IV. 4. I). Dans ces conditions la hauteur relative d'un ghost provenant d'un F. P. épais vaut

$$h^* = \frac{W_2(q \Delta\sigma_2/k_1)}{W_2(0)} = \frac{1}{\tau_2} W_2\left(\frac{q \Delta\sigma_2}{k_1}\right),$$

la hauteur relative d'un ghost provenant du F. P. mince vaut

$$h^* = \frac{W_1(q \Delta\sigma_2/x_2)}{W_1(0)} = \frac{1}{\tau_1} W_1\left(\frac{q \Delta\sigma_2}{x_2}\right),$$

τ_1 et τ_2 étant les transparences du F. P. épais et du F. P. mince ([1] chap. IV et VII).

B) Un raisonnement analogue à celui du paragraphe précédent montre alors que le plus important des ghosts provient d'un pic de transmission du F. P. épais. Sa hauteur relative ne dépend pas du type de chaîne utilisé et n'est fonction que des caractéristiques du F. P. mince (k_1 , gain d'i. s. l. que permet ce F. P. ; $N_{R,2}$, $N_{D,2}$, finesses réfléchissante et limite ; Ω , angle solide sous lequel est vu le diaphragme isolateur).

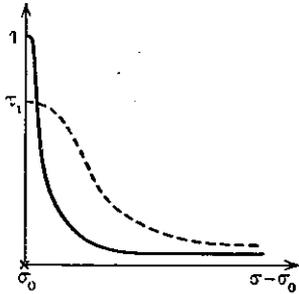


FIG. 16.

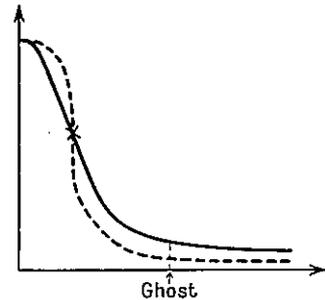


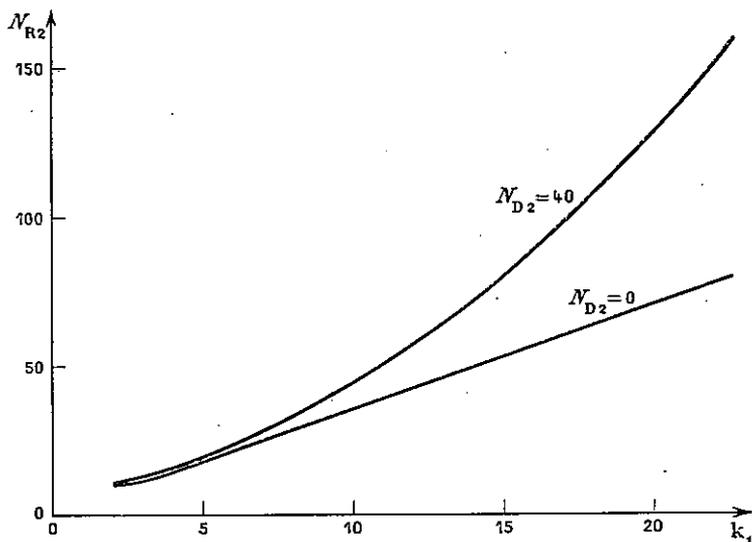
FIG. 17. — En trait plein, fonction d'Airy ; en pointillé, fonction de Gauss.

C) Les fonctions perturbatrices augmentent la hauteur relative des ghosts. En effet, la courbe $W_2(\sigma) = A_2(\sigma) \star F_2(\sigma) \star D_2(\sigma)$ passe au-dessus de la courbe d'Airy $A_2(\sigma - \sigma_0)$ en un point où $W_2(\sigma - \sigma_0)$ est encore supérieur à la moitié de sa valeur maximum (fig. 16).

Pour les valeurs de $\sigma - \sigma_0$, telles que la valeur relative du ghost $W_2(\sigma - \sigma_0)/W_1(0)$ soit acceptable, on a donc $W_2(\sigma - \sigma_0)/A_2(\sigma - \sigma_0) > 1$. A fortiori, $W_2(\sigma - \sigma_0)/\tau_1$ est supérieur à $A_2(\sigma - \sigma_0)/1$.

Remarque. — Les ghosts sont cependant moins importants que ceux d'une chaîne dont le F. P. monochromateur théorique aurait une *finesse réfléchissante égale à la finesse* enregistrée du F. P. considéré.

En effet, la forme de $W_2(\sigma - \sigma_0) = A_2 \star D_2 \star F_2$ est intermédiaire entre celle de

FIG. 18. $h = 1/50$.

la fonction d'Airy et celle des fonctions D et F qui, du type Gauss ou rectangulaire ([1] chap. III), ont des pieds moins importants (fig. 17).

D) CALCUL NUMÉRIQUE. — Des deux facteurs τ_2 et $W_2(\sigma)$ que fait intervenir la formule $h^* = \frac{1}{\tau_2} W_2\left(\sigma - \sigma_0 = \frac{q \Delta\sigma_2}{k_1}\right)$,

le premier, τ_2 , se calcule à partir des courbes de transparence du F. P. ([1] chap. IV),

le second, $W_2(\sigma - \sigma_0 = q \Delta\sigma_2/k_1)$, s'obtient par le rapport

$$W_2(\sigma) = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} A_2(\sigma - \sigma') X_2(\sigma') d\sigma' \right] / \left[\int_{-\infty}^{+\infty} X_2(\sigma') d\sigma' \right],$$

avec $X = D \star F$. La résolution de ces intégrales peut être assez complexe ([1] § 3.4.3.3 et 3.4.4.2). On peut heureusement, dans la plupart des cas, utiliser des formules approchées; c'est ainsi que, dans le cas très courant où les fonctions $F_2(\sigma)$ et $D_2(\sigma)$ ont même largeur d_2 , on peut admettre que

$$W_2(\sigma) = A_2(\sigma) \left\{ 1 + \left[\left(\frac{d_2}{a_2} \right)^2 + \left(\frac{d_2}{a_2 \oplus d_2} \right)^2 \right] A_2(\sigma) \left[m A_2(\sigma) \sin^2 \frac{2\pi\sigma}{\Delta\sigma_2} - \cos \frac{2\pi\sigma}{\Delta\sigma_2} \right] \right\}.$$

Cette formule n'est valable que si $A_2(q \Delta\sigma_2/k_1)$ est inférieur à 0,1 environ; sinon il faut utiliser les courbes $W_2(\sigma)$ données par [1] fig. III.1 et III.3.

Résultats. — A titre d'exemple, la figure 18 indique quelle valeur minimum doit avoir la finesse réflectrice du F. P. monochromateur pour que la hauteur relative des ghosts n'exécède pas 1/50. On a admis, pour établir cette courbe,

que la finesse limite du F. P. vaut $N_D = 40$,

que les fonctions $D_2(\sigma)$ et $F_2(\sigma)$ sont identiques.

On constate que c'est seulement pour les valeurs élevées de $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$ que se fait sentir l'influence des fonctions perturbatrices.

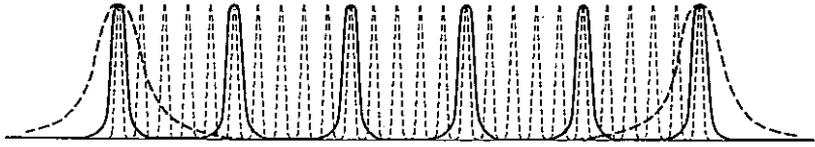


FIG. 19. — Facteurs de transmission des trois F. P. d'une chaîne ($k_1 = k_2 = 5$).

4.4. Conclusion. — *L'absorption des couches réfléchissantes et les réflexions entre F. P. n'ont aucune influence sur la hauteur relative des ghosts. En revanche, les fonctions perturbatrices (défauts, largeur du diaphragme isolateur) augmentent cette hauteur.*

5. Chaînes comportant plus de deux F. P. (fig. 19) — Considérons la chaîne des $n - 1$ premiers F. P. et négligeons d'abord ses ghosts ; sa fonction de transmission est alors analogue à celle d'un F. P. unique d'i. s. l. égal à $\Delta\sigma^{(2)}$ et de très grande finesse.

Ce F. P. équivalent et le n^{me} F. P. forment une chaîne dont les ghosts se calculent selon les règles données pour une chaîne de deux F. P. ; il en résulte en particulier que la finesse du F. P. équivalent étant très grande, le ghost principal provient certainement d'un des pics de transmission de la chaîne des $n - 1$ premiers F. P. ; sa hauteur relative ne dépend que du n^{me} F. P.

Revenons aux ghosts de la chaîne des $n - 1$ premiers F. P. ; ils sont affaiblis par l'action du n^{me} F. P. ; si tous les F. P. monochromateurs sont identiques (même N_R , mêmes fonctions perturbatrices et même gain $k = \Delta\sigma^{(n)}/\Delta\sigma^{(n-1)}$) un raisonnement par récurrence montre que finalement ces ghosts sont nécessairement inférieurs aux ghosts provenant des pics de transmission de la chaîne des $n - 1$ premiers F. P. Sinon il est impossible de donner une loi générale.

Bref, si tous les F. P. monochromateurs sont identiques, le ghost principal d'une chaîne de n F. P. provient d'un des pics de transmission de la chaîne des $n - 1$ premiers F. P. ; son calcul se fait grâce aux règles données pour une chaîne de deux F. P., sa hauteur ne dépend donc que des propriétés du n^{me} F. P. et du gain d'i. s. l., $k_1 = \Delta\sigma^{(n)}/\Delta\sigma^{(n-1)}$, que permet ce n^{me} F. P.

6. Comparaison des ghosts dus aux divers types de prémonochromateurs. — Les résultats précédents permettent de comparer entre eux les trois types de prémonochromateur présentés au chapitre III et les trois types de chaîne de F. P. présentés au chapitre IV.

a) La valeur du ghost principal est indépendante du type de chaîne, mais les chaînes du premier type sont celles qui donnent le minimum de ghosts, les chaînes du troisième type ($\alpha_2 = 2$ ou 3, c'est-à-dire rapport d'épaisseur égal à un demi ou tiers d'entier) ont l'intérêt de placer ce ghost principal loin de la bande passante, ce qui est avantageux dans le cas fréquent d'une étude de raies satellites serrées sur le flanc d'une raie principale.

b) Le monochromateur à fentes ne donne pas de ghost, à condition que sa bande passante ne soit pas supérieure à l'intervalle entre ordres du F. P.

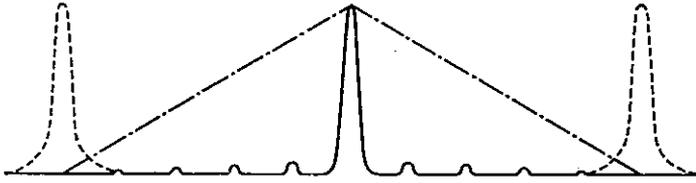


FIG. 20. — En trait plein, fonction d'appareil de l'association d'une chaîne de deux F. P. et d'un monochromateur à réseau. En pointillé, fonction d'appareil de la chaîne de deux F. P. En trait mixte, fonction d'appareil du monochromateur à réseau.

c) L'association mixte d'un monochromateur à fentes et d'une chaîne de F. P. possède des ghosts très légèrement moins hauts que ceux de la chaîne seule (fig. 20), mais surtout bien moins nombreux que les ghosts d'une chaîne de F. P. qui aurait même i. s. l. que cette association.

7. Conclusion. — *Ce chapitre a permis de dénombrer les ghosts d'une chaîne de F. P., de déterminer celui de ces ghosts qui a la plus grande hauteur relative (ghost principal), de calculer la hauteur relative du ghost principal; pour une chaîne de deux F. P., elle ne dépend que des caractéristiques du F. P. monochromateur, essentiellement du rapport k_1/N_{R2} , mais aussi, quoique à un moindre degré, de l'importance des fonctions perturbatrices.*

Nous verrons au chapitre VII qu'il est, en général, possible de réduire le ghost principal à une hauteur raisonnable (1/50 par exemple) sans qu'il soit pour cela nécessaire que la finesse réflectrice du F. P. monochromateur atteigne des valeurs incompatibles avec une bonne transparence du spectromètre.

VI. Etude du facteur de filtrage intégral d'un spectromètre F. P.

1. Introduction. Définition du facteur de filtrage intégral. — Le calcul du facteur de filtrage intégral d'un spectromètre F. P. est extrêmement complexe; aussi fait-il l'objet d'un article spécial [7] dont nous ne ferons ici que rappeler les résultats essentiels.

Le facteur de filtrage intégral rend compte de la manière dont un spectromètre F. P. serait capable d'isoler une bande de radiations dans un spectre continu. Son rôle est particulièrement important en spectroscopie d'absorption (§ VII.4) et c'est en nous référant à ce problème que nous allons le définir.

Supposons que l'énergie émise par la source se répartisse de façon uniforme dans tout le spectre; le récepteur sur lequel se termine le spectromètre reçoit une énergie C provenant de toutes les radiations de l'intervalle spectral occupé (c'est-à-dire de l'intervalle contenant toutes les radiations émises par la source, capables d'impressionner le récepteur et non arrêtées par un filtre placé volontairement ou non sur le faisceau, § II.2); la fraction de cette énergie qui provient des radiations intérieures à la bande passante est l'énergie utile U ; quant aux radiations extérieures à la bande passante, elles ne contribuent à l'énergie totale que parce que la

fonction d'appareil $W(\sigma)$ est imparfaite et prend des valeurs non nulles à l'extérieur de cette bande. L'énergie provenant de ces radiations indésirables est de l'énergie *parasite* et sa valeur globale vaut $\mathcal{C} - \mathcal{U}$. Le rapport \mathcal{U}/\mathcal{C} mesure le pourcentage d'énergie *utile* contenue dans l'énergie *totale* \mathcal{C} transmise au récepteur ; nous le nommerons *facteur de filtrage intégral* (f. f. i.) et nous l'évaluerons en pour cent.

Pour que ce facteur de filtrage caractérise effectivement le spectromètre, il faut préciser sa définition par deux hypothèses supplémentaires.

La première fixe l'étendue de l'intervalle spectral occupé, étendue dont dépend évidemment l'énergie totale transmise au récepteur ; cette énergie ne devient caractéristique du spectromètre qu'à condition d'admettre que l'intervalle spectral occupé est lui-même imposé par le spectromètre ; la convention la meilleure consiste à supposer l'intervalle spectral occupé égal à l'i. s. l. du spectromètre ; cette convention est parfaitement justifiée car on ne peut tolérer en général que l'appareil possède deux bandes passantes à l'intérieur de l'intervalle spectral occupé et on est toujours amené à rendre égaux i. s. o. et i. s. l. par adjonction d'un monochromateur qui rejette les radiations extérieures à l'i. s. l.

D'autre part on admettra que la luminance spectrale $B_\sigma = dB/d\sigma$ est constante le long de l'intervalle spectral occupé ; cette hypothèse ne correspond à aucun cas réel puisque telle partie du spectre n'est étudiée que dans la mesure où précisément la luminance y varie. Mais c'est un caractère commun à toutes les qualités intrinsèques d'un spectromètre que d'être définies dans un cas idéal ; de cette qualité intrinsèque il sera facile de déduire dans chaque cas la valeur particulière que prend par exemple le rapport \mathcal{U}/\mathcal{C} .

2. Calcul du facteur de filtrage intégral à partir de la fonction d'appareil. —

Tout spectromètre est caractérisé par sa fonction d'appareil $W(\sigma)$. Rappelons que $W(\sigma)$ est définie comme le rapport $\Phi/B =$ flux transmis au récepteur provenant de la radiation σ /luminance de la radiation σ . $W(\sigma)$ est ainsi égale au produit du facteur de transmission du spectromètre pour la radiation σ par l'étendue du faisceau délimité. La courbe $W(\sigma)$ est celle qu'on obtient par enregistrement d'une raie monochromatique ; c'est encore elle qui représente le « spectre cannelé » du spectromètre F. P. pour un état donné de ce spectromètre.

Puisque, par définition, l'intervalle spectral occupé est égal à l'i. s. l. $\Delta\sigma$ du spectromètre, l'énergie totale \mathcal{C} transmise au récepteur vaut

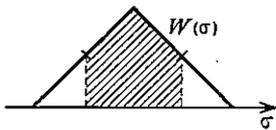


FIG. 21.

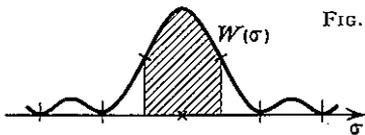


FIG. 22.

$$\mathcal{C} = \int_{\sigma_0 - (\Delta\sigma/2)}^{\sigma_0 + (\Delta\sigma/2)} B_\sigma W(\sigma) d\sigma .$$

Elle est proportionnelle à l'aire limitée par la courbe $W(\sigma)$, l'axe des σ et les verticales $\sigma_0 \pm (\Delta\sigma/2)$.

De même l'énergie utile \mathcal{U} vaut

$$\mathcal{U} = \int_{\sigma_0 - (\delta\sigma/2)}^{\sigma_0 + (\delta\sigma/2)} B_\sigma W(\sigma) d\sigma ,$$

$\delta\sigma$ étant la largeur de la *bande passante*, c'est-à-dire la distance des *radiations pour laquelle* $W(\sigma)$ atteint la moitié de sa valeur maximum $W(\sigma_0)$. L'énergie \mathcal{U} est proportionnelle à l'aire limitée par la courbe $W(\sigma)$, l'axe des σ et les deux verticales $\sigma_0 \pm (\delta\sigma/2)$ [aires hachurées des fig. 21 et 22].

3. **Facteur de filtrage d'appareils connus.** — Nous aurons souvent à dire du f. f. i. qu'il est « convenable » ou « satisfaisant » ; ces épithètes resteraient fort vagues si nous ne connaissions pas le f. f. i. des appareils courants.

3.1. **Facteur de filtrage intégral d'un spectromètre à fentes** (prisme ou réseau). — Si la résolution est très inférieure à la résolution théorique de l'instrument dispersif et si les fentes ont même largeur réduite (§ III.2), la fonction $W(\sigma)$ est triangulaire (fig. 21). Des définitions précédentes résulte que le facteur de filtrage vaut alors 75 %. Si on considère au contraire le cas limite où le spectromètre travaille à sa résolution théorique, la fonction d'appareil $W(\sigma)$ est une courbe de diffraction (fig. 22) et f. f. i. = 72,15 %.

3.2. **Facteur de filtrage intégral du filtre de Lyot.** — La fonction d'appareil $W(\sigma)$ d'un filtre de Lyot théorique (lames parfaites, diaphragme isolateur infiniment fin) vaut

$$W(\sigma) = \frac{\sin^2 (2^n \pi \delta\sigma)}{2^{2n} \sin^2 (\pi \delta\sigma)},$$

δ étant la différence de marche introduite par l'élément le plus mince. Le f. f. i. vaut 81 % s'il n'y a qu'un élément et tend, quand croît le nombre d'éléments, vers le f. f. i. d'un monochromateur à fentes travaillant à sa résolution théorique (72,15 %) ; en effet, $W(\sigma)$ tend alors vers une courbe de diffraction.

Remarque. — Avec la convention adoptée, le f. f. i. d'un filtre de Lyot à quatre éléments est inférieur à celui d'un filtre à un seul élément ; c'est que nous supposons éliminées par un monochromateur les bandes parasites du filtre à un élément.

4. **Facteur de filtrage intégral de divers types de spectromètres F. P.** — La comparaison des divers types de spectromètres F. P. est facilitée par le théorème suivant ([7] § 16) :

Le f. f. i. d'une association mixte monochromateur à réseau-chaîne de F. P. étudiant un i. s. o. égal à l'i. s. l. du réseau, n'est autre que le f. f. i. de la chaîne de F. P. utilisée isolément mais étudiant un i. s. o. égal seulement à l'i. s. l. de la chaîne.

Ce théorème ramène l'étude du f. f. i. d'un quelconque spectromètre F. P. à l'étude du f. f. i. d'une chaîne de F. P. Pour calculer le f. f. i. de ces chaînes de F. P. nous étudierons successivement

les chaînes de F. P. théoriques (réflexions entre F. P. supposées supprimées),

les chaînes de F. P. réels,

le cas où les réflexions entre F. P. ne sont pas supprimées et les procédés permettant de supprimer ces réflexions.

Remarques. — 1. Le plus souvent, le f. f. i. ne sera calculé que pour les valeurs courantes des paramètres, c'est-à-dire pour

15 < finesse réfléchitrice N_R < 80 ; pour des valeurs de N_R inférieures à 15, la

fonction $W(\sigma)$ ne décroît plus assez vite à l'extérieur de la bande passante. En revanche, si N_R est supérieur à 80, la perte de transparence due aux défauts de surface devient rédhitoire ;

$4 < k_1 < 15$; k_1 est le facteur par lequel l'addition d'un F. P. monochromateur multiplie l'i. s. l. Si k_1 est supérieur à 15, le F. P. monochromateur n'arrive à réduire convenablement la hauteur des ghosts que si sa finesse réflectrice atteint des valeurs incompatibles avec une bonne transparence ; en revanche seuls des gains d'i. s. l. supérieurs à 4 peuvent justifier la perte de transparence et la complication du système explorateur qu'entraîne l'addition d'un F. P. monochromateur.

Parfois cependant, nous calculerons des valeurs limites du f. f. i. correspondant à des cas non réels, mais facilitant le tracé des courbes.

2. Il est utile de remarquer que l'énergie parasite comporte essentiellement

a) l'énergie due aux pieds de la fonction d'appareil, c'est-à-dire aux radiations voisines de la bande passante et pour lesquelles le facteur de transmission est encore considérable. L'addition de F. P. monochromateurs, réduisant le facteur de transmission, diminue cette fraction de l'énergie parasite ;

b) l'énergie transportée par les ghosts. L'addition de F. P. monochromateurs augmente l'étendue de l'intervalle spectral occupé, donc amène à considérer des ghosts de plus en plus nombreux, ce qui accroît cette deuxième fraction de l'énergie parasite.

5. Facteur de filtrage intégral d'une chaîne de F. P. théoriques en supposant supprimées les réflexions intermédiaires d'un F. P. à l'autre ([7] chap. II). — Les paramètres sont alors :

la finesse réflectrice des divers F. P.,

le rapport des épaisseurs de ces divers F. P.

5.1. La chaîne contient un seul F. P. ([7] § 2.2). — Le f. f. i. d'un F. P. isolé (ou du filtre interférentiel) est toujours égal à 50%, quelle que soit la finesse ou la résolvançe du F. P.

5.2. La chaîne contient 2 F. P. ([7] § 2.2). — A) CAS DES CHAINES DU PREMIER TYPE. — Les F. P. ont alors des épaisseurs très différentes et l'i. s. l. $\Delta\sigma^{(2)}$ de la chaîne est égal à l'i. s. l. $\Delta\sigma_2$ du F. P. le plus mince.

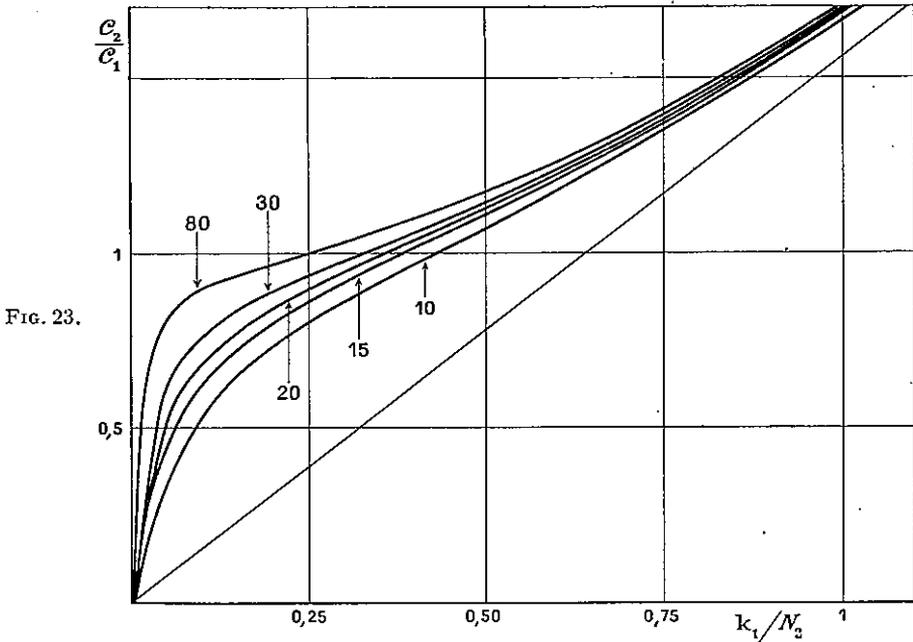
L'énergie utile diffère peu de celle qu'on obtient avec un seul F. P. ([7] § 2.1 et 2.2.2).

Le rapport de l'énergie totale \mathcal{C}_2 transportée par la chaîne à l'énergie totale \mathcal{C}_1 que transmettrait seul le F. P. épais est donné par la figure 23. Quant à l'énergie \mathcal{C}_1 (calculée naturellement sur un intervalle égal à l'i. s. l. du F. P. épais) elle vaut $\mathcal{C}_1 = (\pi/2) (1/N_{R1}) \Delta\sigma_1$.

La figure 24 montre la variation du f. f. i. en fonction de k_1/N_2 ($k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$, gain d'i. s. l. réalisé grâce à l'emploi du F. P. monochromateur ; N_2 , finesse de ce F. P. monochromateur).

Commentaires sur la figure 24. — 1° Quels que soient k_1 et N_2 , le f. f. i. ne dépend pratiquement que de leur rapport k_1/N_2 (sauf si $k = 2$ ou si $N_2 < 6$).

2° Les diverses courbes de la figure correspondent à diverses valeurs de la

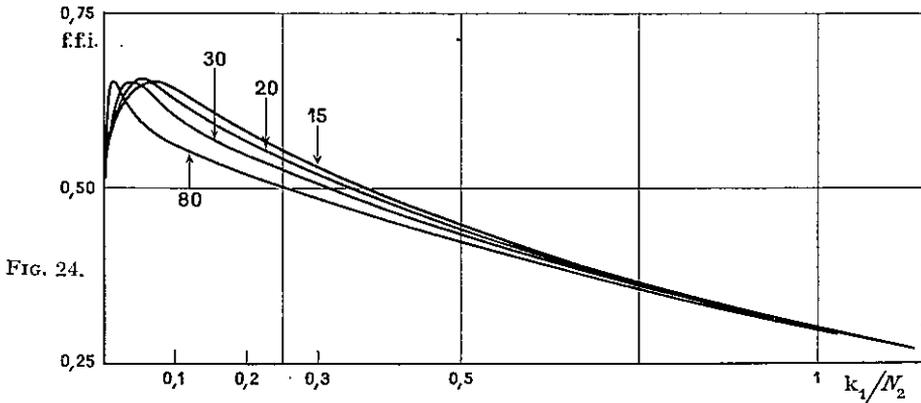


finesse N_1 du F. P. épais. On voit que, confondues lorsque k_1/N_2 est nul ou au contraire très grand, ces courbes restent toujours voisines. La variable essentielle est donc k_1/N_2 qui ne dépend que des caractéristiques du F. P. monochromateur.

3° Lorsque k_1/N_2 devient grand (supérieur à 1), le f. f. i. est donné avec une excellente précision par la formule f. f. i. = $(1/\pi)(N_2/k_1)$.

4° A N_1 donné, le f. f. i. est maximum lorsque $k_1/N_2 = 1/N_1$ c'est-à-dire lorsque les deux F. P. ont même résolution. Ce maximum vaut 65,5 % quel que soit N_1 .

5° Le f. f. i. d'une chaîne de F. P. est supérieur à celui d'un seul F. P. (50 %) tant que k_1/N_2 reste supérieur à 0,35 environ. C'est qu'alors l'énergie parasite due aux ghosts introduits par le F. P. monochromateur devient inférieure à la fraction



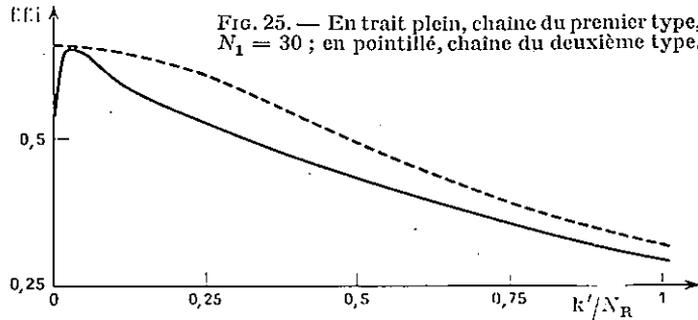


FIG. 25. — En trait plein, chaîne du premier type, $N_1 = 30$; en pointillé, chaîne du deuxième type.

de l'énergie parasite, transmise par le F. P. épais, que rejette le F. P. monochromateur, énergie parasite due aux radiations voisines de la bande passante ([7] § 2.2.1.1).

B) CAS DES CHAINES DU DEUXIÈME TYPE (d'épaisseurs voisines). — Ces chaînes ont été décrites au paragraphe IV.2.2; leurs épaisseurs étant très voisines [$l_2/l_1 = (k - 1)/k$], ces F. P. jouent des rôles quasi identiques, ce qui conduit à leur donner même finesse réfléchrice.

Les paramètres sont alors : la finesse commune $N_1 = N_2 = N$,

le rapport $k = k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1 = (\Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2) + 1$.

La figure 25 montre la variation du f. f. i. en fonction de k'/N_1 ; $k'_1 = \mathcal{R}b^{(2)}/N_1$, gain de finesse globale dû à l'addition du F. P. monochromateur, et $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$, gain d'i. s. l., sont pratiquement égaux si la chaîne est du premier type, car l'addition du F. P. monochromateur n'affine pas la bande passante. Si, au contraire, la chaîne est du deuxième type, la bande passante de la chaîne est notablement plus fine que celle du F. P. épais (§ IV.4.3 B) et la finesse globale $\mathcal{R}b = \text{i. s. l.}/\delta\sigma$ est accrue à la fois par l'augmentation de l'i. s. l. et par la diminution de $\delta\sigma$.

k'_1 est supérieur à k_1 ; de ces deux facteurs c'est k'_1 le plus intéressant car l'addition d'un F. P. monochromateur a pour but l'augmentation du nombre d'éléments spectraux à caser dans l'i. s. l. (§ VII.3.3 et 5), qui est bien caractérisée par k'_1 .

Commentaires sur la figure 25. — 1° Le f. f. i. ne dépend que du rapport k'/N , quels que soient k' et N (sauf si $k' = 2$ et si N est très petit).

2° Le f. f. i. d'une chaîne de F. P. semblables (2° type) est, à k'/N donné, supérieur à celui d'une chaîne du premier type. Leurs valeurs tendent à se confondre quand k/N croît et, d'autre part, leur valeur maximum est la même (65,5 %).

Une étude plus approfondie ([7] § 2.2.3 a) montre d'ailleurs qu'à k'/N donné, le f. f. i. est une fonction croissante de $\varkappa_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$ ($\varkappa_2 = 1$ pour la fig. 24, $\varkappa_2 = k - 1$ pour la fig. 25).

3° Le f. f. i. d'une chaîne de deux F. P. semblables est supérieur à celui d'un seul F. P. si k'/N est inférieur à 0,5.

Conclusion sur le facteur de filtrage intégral d'une chaîne de deux F. P. — Le f. f. i. d'une chaîne de deux F. P. théoriques dépend essentiellement du rapport k'_1/N_2

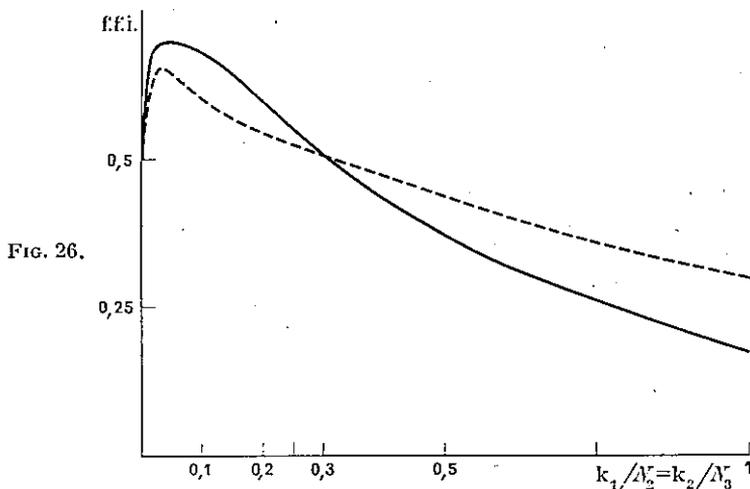


FIG. 26.

(N_2 , finesse du F. P. monochromateur ; k_1' , gain de finesse globale qu'il permet de réaliser). Ce f. f. i. ne peut dépasser 65,5 % ; il est meilleur si la chaîne est formée de F. P. d'épaisseurs très voisines ; il reste supérieur au f. f. i. d'un F. P. unique (50 %) tant que k_1'/N_2 reste inférieur à $1/2$ si la chaîne est du deuxième type ou à $1/3$ environ si la chaîne est du premier type. Si k_1'/N_2 est grand (supérieur à 1), le f. f. i. est donné dans tous les cas par la formule f. f. i. = $(1/\pi) (N_2/k_1')$.

5.3. Facteur de filtrage intégral d'une chaîne de plus de deux F. P. théoriques. — Le nombre des paramètres devient très élevé, ce qui rend difficile l'énoncé de lois générales. Nous avons décrit ailleurs ([7] § 2.3) une méthode permettant de calculer le f. f. i. dans le cas général ; il résulte en particulier de ce calcul que le f. f. i. maximum est d'autant plus élevé que la chaîne comporte plus de F. P. et tend vers le f. f. i. d'un monochromateur à fentes travaillant à sa résolution théorique.

L'étude d'une chaîne de trois F. P. du premier type permet de dégager quelques points importants ; soient N_1, N_2, N_3 les finesses des trois F. P. rangés comme toujours par ordre d'épaisseur décroissante ($k_1 = \Delta\sigma_3/\Delta\sigma_1$ et $k_2 = \Delta\sigma_3/\Delta\sigma_2$).

1° Quand k_1/N_2 et k_2/N_3 deviennent grands, le f. f. i. tend vers

$$(2/\pi^2) (N_1 N_2 N_3/k_1 k_2),$$

ce qui signifie, on le vérifie sans peine, que la transparence moyenne de la chaîne tend vers le produit des transparences moyennes de chaque F. P.

2° Les meilleurs résultats sont obtenus lorsque $k_1/N_2 = k_2/N_3$. La figure 26 montre alors la variation du f. f. i. en fonction de $k_1/N_2 = k_2/N_3$ pour le cas où $N_1 = 30$. La comparaison de cette courbe à la courbe pointillée, relative au f. f. i. d'une chaîne de deux F. P. de même k_1/N_2 , montre que l'addition du troisième F. P., bien que multipliant par k_1 l'intervalle spectral libre (donc occupable), ne diminue le f. f. i. que si k/N est supérieur à 0,3 (cas peu fréquent d'ailleurs).

Il est remarquable que les deux courbes se coupent pour une valeur du f. f. i. voisine de 50%. Cette loi peut être généralisée avec une précision convenable : le f. f. i. d'une chaîne de n F. P., dont les F. P. monochromateurs sont tous caractérisés par le même k/N , est supérieur au f. f. i. de la chaîne des $n-1$ premiers F. P. si ce f. f. i. est supérieur à 50%.

6. Facteur de filtrage intégral d'une chaîne de F. P. réels, les réflexions entre F. P. étant toujours supposées éliminées ([7] chap. III). — 1. *Effet de l'absorption*. — Si les revêtements réflecteurs des F. P. sont absorbants, tous les points de la fonction d'appareil $W(\sigma)$ sont multipliés par le même facteur

$$\left(1 - \frac{A_1}{1 - R_1}\right)^2 \left(1 - \frac{A_2}{1 - R_2}\right)^2 \dots,$$

où A_1, A_2, \dots et R_1, R_2, \dots , sont les facteurs d'absorption et de réflexion des revêtements réflecteurs. Les énergies utile et totale, proportionnelles aux aires de $W(\sigma)$ dans les intervalles $\Delta\sigma$ et $\delta\sigma$, sont donc multipliées par le même facteur et leur rapport, le f. f. i., n'est pas modifié.

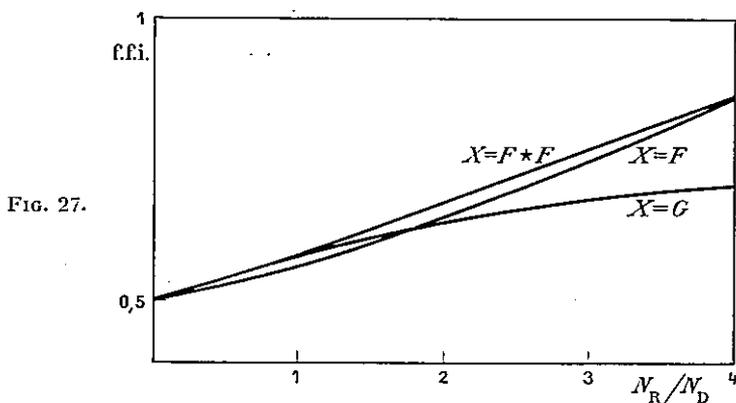
Le f. f. i. d'une chaîne de F. P. est indépendant du facteur d'absorption des couches réflectrices revêtant les divers F. P. de cette chaîne (résultat valable seulement en l'absence de réflexions entre F. P.).

6.2. *Effet des fonctions perturbatrices* ([7] § 31 et suivants). — A) GÉNÉRALITÉS. — a) En plus des paramètres déjà considérés au paragraphe VI.5, finesse réflectrice, rapports $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$ et $k_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$, interviennent les paramètres caractérisant les défauts de surface et le diaphragme isolateur ; nous avons vu que ceux-ci imposent la forme et la largeur des fonctions perturbatrices $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$; finalement l'ensemble des perturbations peut être caractérisé par la fonction $X(\sigma) = D(\sigma) \star F(\sigma)$.

b) *F. P. théorique associé à un F. P. réel*. — Pour calculer le f. f. i. d'une chaîne de F. P. réels, on se réfère constamment aux résultats obtenus en supposant les F. P. théoriques ; d'où l'importance de la notion de F. P. théorique associé à un F. P. réel déjà introduite au paragraphe II.3.3 ; c'est le F. P. théorique (lames parfaites, diaphragme isolateur infiniment fin, pas d'absorption) qui aurait le même i. s. l. et la même finesse réflectrice que le F. P. considéré.

c) L'effet des fonctions perturbatrices est complexe car

d'une part elles diminuent l'énergie parasite due aux pieds de $W(\sigma)$; en effet les fonctions perturbatrices sont en général du type Gauss, rectangulaire ou triangulaire, toutes fonctions qui se rapprochent plus que la fonction d'Airy de la fonction « filtre idéal » ; en particulier leur décroissance à partir des bornes de la bande passante est beaucoup plus rapide et leurs « pieds » sont de faible importance. Or la fonction d'appareil d'un F. P. réel est d'une forme intermédiaire entre celle de la fonction d'Airy et celle des fonctions perturbatrices ([1] chap. III) ; il en est ainsi pour le F. P. résolvant dont la fonction d'appareil $W_1(\sigma)$ impose pratiquement sa forme à la fonction d'appareil $W(\sigma)$ de la chaîne. L'énergie parasite due aux pieds de $W(\sigma)$ est donc inférieure à celle que transmet la chaîne des F. P. théoriques associés ;



en revanche les fonctions perturbatrices *augmentent* la fraction de l'énergie transportée par les ghosts ; en effet la hauteur de ces ghosts croît avec l'importance des fonctions perturbatrices (§ V.4.3), car celles-ci diminuent le contraste et, plus généralement, relèvent le fond de la fonction d'appareil $W_2(\sigma)$ caractérisant la F. P. monochromateur.

Finalement le f. f. i. pourra se trouver soit augmenté, soit diminué. C'est ce que confirment les résultats que nous allons énoncer.

B) FACTEUR DE FILTRAGE INTÉGRAL D'UN F. P. RÉEL UNIQUE ([7] §3.3). — Le premier effet, amélioration de la forme de la fonction d'appareil, est alors seul à jouer. Effectivement *le f. f. i. du F. P. réel est supérieur au f. f. i. du F. P. théorique associé.*

C'est ce que montre la figure 27 représentant la variation du f. f. i. en fonction du rapport des largeurs de la fonction perturbatrice $X \equiv D \star F$ et de la fonction d'Airy. Trois cas sont étudiés : X , fonction rectangulaire ; X , fonction de Gauss ; $X \equiv F \star D$, quand D et F sont rectangulaires et de même largeur ; ce dernier cas correspond aux conditions courantes d'utilisation.

Remarque. — L'énergie totale transmise au récepteur se calcule à partir du théorème suivant ([7] § 3.3.1) : sur un intervalle égal à l'i. s. l. $\Delta\sigma$, un F. P. réel et le F. P. théorique associé ont même transparence moyenne, à savoir

$$\left(\frac{\pi}{2}\right)\left(\frac{1}{N_R}\right).$$

C) FACTEUR DE FILTRAGE INTÉGRAL D'UNE CHAÎNE DE DEUX F. P. RÉELS ([7] § 3.4 et 3.5). — Cette fois la chaîne contient un F. P. résolvant et un F. P. monochromateur ; les deux effets annoncés jouent simultanément et tendent à s'annuler.

a) *Chaîne du premier type.* — Le rapport du f. f. i. de la chaîne, (f. f. i.)*, au f. f. i. de la chaîne des F. P. théoriques associés, (f. f. i.)_t, est donné par la formule suivante :

$$\frac{(\text{f f i})^*}{(\text{f f i})_t} = \left(\frac{\tau_2}{\tau'} \right) \left(\frac{\tau_m^{W_1} K^{A_1}}{\tau_m^{A_1} K^{W_1}} \right).$$

Deux facteurs interviennent.

Le premier τ_2/τ' est le rapport de deux transparences ; τ_2 est la transparence au sommet du F. P. monochromateur (absorption supposée nulle), τ' la transparence au sommet d'un F. P. fictif ainsi défini : i. s. l. égal à celui, $\Delta\sigma^{(2)}$, de la chaîne des F. P., facteur de réflexion $R' = R_1^{z_2} R_2^{k_1}$, facteur d'absorption nul, fonction perturbatrice $X' = X_1 \star X_2$, X_1 et X_2 étant des fonctions de même nature que $X_1(\sigma)$ et $X_2(\sigma)$, fonctions perturbatrices des deux F. P., mais de largeur $x'_1 = x_1 k_1 z_2$ et $x' = x_2 k_1 z_2$.

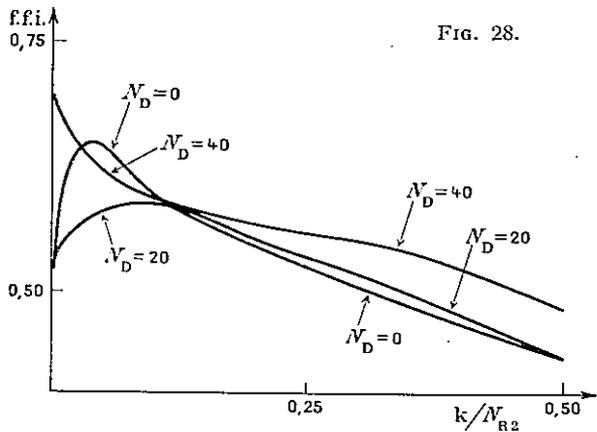


FIG. 28.

La valeur numérique du facteur τ_2/τ' est pratiquement indépendante des caractéristiques du F. P. épais.

Le second facteur $(\tau_m^{W_1}/\tau_m^{A_1}) (K^{A_1}/K^{W_1})$ ne dépend en revanche que des paramètres caractérisant le F. P. résolvant : K^{A_1} et K^{W_1} sont les coefficients de forme des fonctions $A_1(\sigma)$ et $W_1(\sigma)$ [1] chap. III, [7] § 3.3.2 ; $\tau_m^{A_1}$ et $\tau_m^{W_1}$ sont les transparences moyennes du F. P. résolvant et du F. P. théorique associé le long de leur bande passante ([7] § 3.2 d). C'est par ce facteur $(\tau_m^{W_1}/\tau_m^{A_1}) (K^{A_1}/K^{W_1})$ que serait multiplié le f. f. i. du F. P. épais fonctionnant isolément lorsqu'intervient la fonction perturbatrice X_1 . Sa variation se déduit donc de la figure 27.

Le premier facteur est légèrement inférieur à 1 ; il tient compte de la perte d'efficacité du F. P. monochromateur due au relèvement du fond de sa fonction d'appareil par la fonction perturbatrice X_2 . Le deuxième facteur est au contraire légèrement supérieur à 1. Finalement la valeur du f. f. i. n'est que peu modifiée par les fonctions perturbatrices. C'est ce que montre la figure 28 [variation du f. f. i. en fonction de k/N_{R_2} (même variable qu'au § VI.5) dans le cas particulier où $N_{R_1} = 30$].

b) *Chaîne du deuxième type.* — Les résultats sont analogues, mais la diminution du f. f. i. est plus sensible (fig. 29).

c) *Conclusion sur l'action des fonctions perturbatrices.* — Le f. f. i. d'une chaîne de deux F. P. réels, quel que soit le type de la chaîne, peut être, en première approximation, confondu avec le f. f. i. de la chaîne des F. P. théoriques associés, c'est-à-dire que tout se passe du point de vue du f. f. i. comme s'il n'y avait aucune fonction perturbatrice. Les défauts du F. P. épais tendent à accroître le f. f. i. (forme plus carrée de la courbe), tandis que les défauts du F. P. mince tendent à le diminuer (diminution de contraste). Le premier effet est prépondérant pour les faibles valeurs de k_1/N_{R_2} .

Remarque. Calcul de l'énergie totale. — L'énergie totale, dont il peut être utile de connaître la valeur, se calcule à partir du théorème suivant : le rapport des

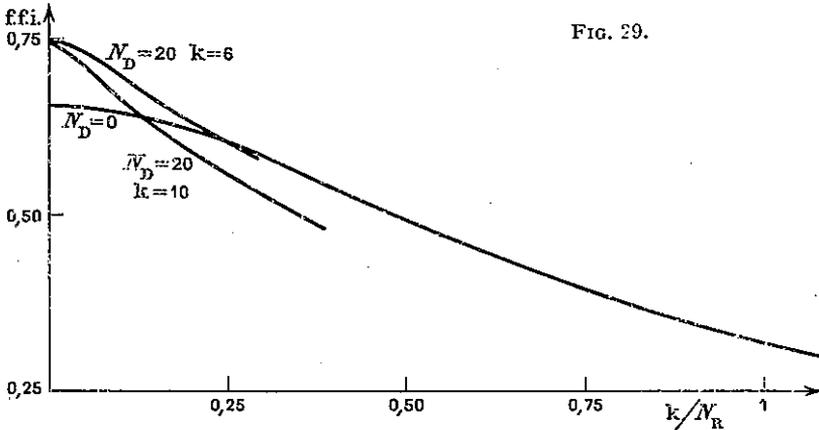


FIG. 29.

transparences moyennes de la chaîne des F. P. réels et de la chaîne des F. P. théoriques associés le long de l'i. s. l. de la chaîne est égal au facteur τ' (déjà défini).

7. *Effet sur le facteur de filtrage des réflexions entre F. P.* ([7] § 4.1. et suivants). — 1. Nous avons déjà signalé ce phénomène spécifique des chaînes de F. P. qu'est le renvoi d'un F. P. à l'autre de l'énergie refusée par le F. P. monochromateur.

Lorsque le F. P. résolvant, jouant son rôle de filtre, arrête de l'énergie, il la renvoie vers la source ; si un F. P. monochromateur se trouve placé entre la source et le F. P. résolvant il arrête une fraction de cette énergie refusée et la renvoie à nouveau vers le F. P. résolvant qui ne peut en réfléchir qu'une partie (fig. 30) ; le phénomène se continue jusqu'à ce que toute l'énergie emprisonnée entre les deux F. P. ait fini par s'en échapper vers la source ou vers le récepteur. En fin de compte l'énergie transmise au récepteur peut être considérablement augmentée mais, malheureusement, cette augmentation est surtout importante pour les radiations parasites.

En effet, nous avons montré (§ IV.5) que, si $R_1(\sigma)$ et $R_2(\sigma)$ sont les fractions de l'énergie incidente que réfléchissent le premier et le deuxième F. P., le facteur de transmission de la chaîne est multiplié par $1/[1 - R_1(\sigma) R_2(\sigma)]$. Or,

pour les radiations de la bande passante, $R_1(\sigma)$ et $R_2(\sigma)$ sont très faibles, $1/[1 - R_1(\sigma) R_2(\sigma)]$ est voisin de 1 et l'énergie utile n'est pratiquement pas modifiée ;

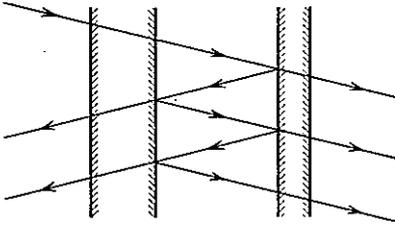


FIG. 30.

pour les radiations parasites, au contraire, $R_2(\sigma)$ est voisin de 1, le facteur de transmission est notablement augmenté, ainsi que l'énergie parasite.

Finalement le f. f. i. peut être fortement diminué par ces réflexions entre F. P.

7.2. Résultats. — a) *Chaîne de F. P. théoriques.* — La figure 31 (cas de chaînes du premier type) montre que le f. f. i. n'est plus

que de 15 à 30 % environ pour les valeurs courantes des paramètres et n'atteint jamais 50 % (f. f. i. d'un F. P. unique).

b) *Chaîne de F. P. réels.* — L'absorption des revêtements réflecteurs et les fonctions perturbatrices atténuent l'effet des réflexions entre F. P. mais leur rôle est très difficile ou impossible à chiffrer exactement ([7] § 4.2.3).

Bref, en l'absence de réflexions intermédiaires, on obtient très facilement un f. f. i. supérieur à 50 % et ce f. f. i. peut être calculé avec précision. Si, au contraire, ces réflexions ne sont pas supprimées le f. f. i. n'est plus, dans les cas courants, que d'environ 15 à 30 % et, d'autre part, sa valeur ne peut être connue que de façon approchée.

Il sera donc nécessaire de supprimer ces réflexions

soit lorsque le f. f. i. doit absolument avoir une valeur élevée (cf. ch. VII, cas de la spectroscopie d'absorption dans le visible, cas des spectres d'émission à forte composante continue),

soit lorsque la valeur du f. f. i. doit être exactement connue, par exemple pour le calcul de la hauteur du fond continu lors des mesures d'intensité de raies d'absorption ou d'émission.

C'est la suppression des réflexions entre F. P. que nous allons maintenant étudier.

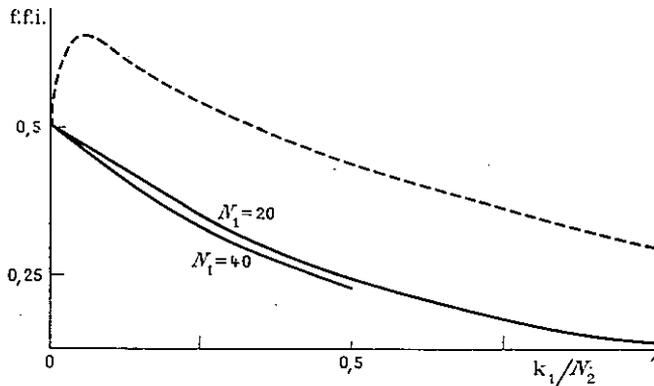


FIG. 31. — Courbe en pointillé : réflexions supprimées.

7.3. Procédés permettant la suppression des réflexions entre F. P. —

Plusieurs procédés sont utilisables ([7] § 4.4). Le meilleur d'entre eux consiste, en général, à incliner les F. P. les uns par rapport aux autres ; c'est le seul que nous décrivons ici, en distinguant, une fois encore, les chaînes des premier et deuxième types.

A) CHAÎNE DU PREMIER TYPE. — Considérons une chaîne de deux F. P. d'épaisseurs différentes. Inclignons le plus mince d'un angle β sur l'axe moyen du faisceau, cet axe coïncidant avec la normale au F. P. épais. Après p allers et retours, les rayons se dirigeant vers le récepteur font un angle $2p\beta$ avec leur direction initiale ; le diaphragme isolateur du F. P. épais, de diamètre angulaire α_0 ([1] chap. X), en arrête (fig. 32) une fraction $1 - \rho$ qui dépend du rapport β/α_0 selon la loi indiquée par la figure 33. Si $\beta = \alpha_0/2$ aucun rayon parasite n'est transmis au récepteur ; si $\beta = \alpha_0/4$ le diaphragme arrête 62 % des rayons ayant parcouru un aller et retour et 100 % des rayons ayant parcouru deux allers et retours. Le f. f. i. est égal au f. f. i. normal dans le premier cas et n'est plus divisé que par 1,2 dans le second cas.

Ce procédé est donc très efficace, mais il conduit à enfreindre légèrement la règle essentielle selon laquelle le diaphragme isolateur d'un F. P. doit être de révolution autour de l'axe optique ; nous allons montrer qu'il n'en résulte pas d'inconvénient vraiment fondamental.

En effet, nous avons vu (§ IV.3) qu'on dispose pour les F. P. monochromateurs

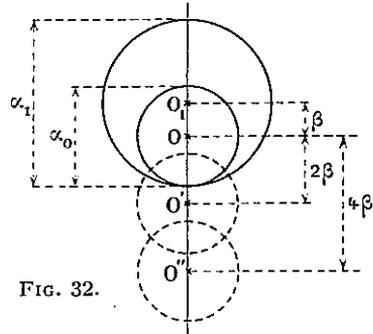


FIG. 32.

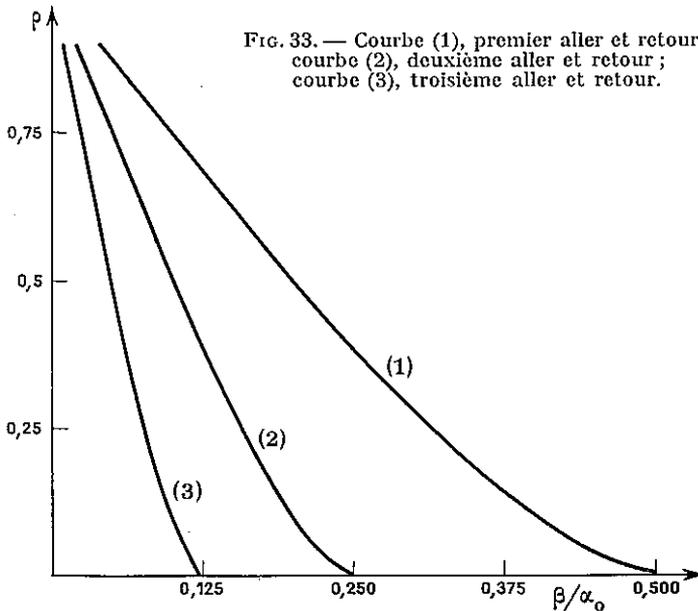


FIG. 33. — Courbe (1), premier aller et retour ;
courbe (2), deuxième aller et retour ;
courbe (3), troisième aller et retour.

d'une grande réserve d'angle solide puisque, si les F. P. sont simplement juxtaposés, l'ouverture du faisceau qui les traverse est limitée par la résolvançe du F. P. le plus épais (§ IV.3 et chap. III); le deuxième F. P., k_1 fois moins résolvant, pourrait être traversé par un faisceau $\sqrt{k_1}$ fois plus ouvert sans qu'il en résulte une diminution appréciable ni de l'efficacité de son rôle de prémonochromateur, ni de sa transparence; il en est de même si ce deuxième F. P. est traversé par une fraction des rayons de ce faisceau, c'est-à-dire si le diaphragme isolateur de la chaîne reste inscrit dans le diaphragme isolateur qui conviendrait normalement au deuxième F. P. (diamètre angulaire $\alpha_1 = \sqrt{k_1} \alpha_0$). La figure 32 montre qu'il en est ainsi tant que $\beta/\alpha_0 \leq (\sqrt{k_1}-1)/2$, ce qui est réalisé pour $k_1 \geq 4$ si $\beta/\alpha_0 = 0,5$.

Mais nous avons vu (§ IV.3) que, le plus souvent, on utilise un ensemble de systèmes afocaux et de diaphragmes intermédiaires placés entre les F. P. qui permet de n'utiliser qu'une surface minimum des lames des F. P. monochromateurs; si les F. P. sont parallèles, la surface du F. P. monochromateur peut ainsi être divisée par le facteur k_1 ; si on incline le F. P. monochromateur d'un angle β , ce facteur ne vaut plus que $k_1/[1 + (2\beta/\alpha_0)]^2$. Tant que $\beta/\alpha_0 < (\sqrt{k_1} - 1)/2$, ce qui est le cas absolument général, la surface utile du F. P. monochromateur reste donc inférieure à celle du F. P. résolvant. En remarquant qu'une augmentation de surface entraîne généralement une diminution de la finesse limite, donc de la transparence ([1] chap. VII), on peut conclure que l'inclinaison du F. P. se traduit par une légère perte de transparence et, en tous cas, inférieure à celle qui résulte de l'utilisation de la chaîne de F. P. sans système optique adaptateur (surfaces des deux F. P. égales).

On pourra naturellement, selon le problème à résoudre, chercher, en jouant sur β/α_0 , un compromis entre la diminution du f. f. i. et l'augmentation de surface des F. P. monochromateurs (par exemple si $\beta/\alpha_0 = 0,25$ le f. f. i. est divisé par 1,2 et la surface du F. P. multipliée par 2,25, tandis que si $\beta/\alpha_0 = 0,5$ le f. f. i. a sa valeur normale mais la surface du F. P. est multipliée par 4).

Si la chaîne comporte plus de deux F. P., on incline seulement un F. P. sur deux sur l'axe moyen du faisceau car les réflexions entre le premier et le troisième F. P., par exemple, voient leur effet réduit par la traversée du deuxième F. P.

B) CHAÎNE DU DEUXIÈME TYPE [5, 7]. — Les conclusions sont sensiblement différentes; cette fois les deux F. P., jouant des rôles équivalents, sont à incliner tous deux sur l'axe du faisceau d'un angle $\pm \beta/2$. Les diaphragmes isolateurs optima de chacun des F. P. sont maintenant des cercles de même diamètre angulaire α_0 . La partie commune à ces deux cercles sera le diaphragme isolateur de la chaîne (fig. 34). Le rapport ρ de sa surface à celle de ces cercles, inférieur à 1, dépend de β/α_0 selon la courbe pointillée de la figure 35, tandis que les autres courbes de cette figure indiquent quelle est la fraction non arrêtée de l'énergie réfléchie parasite.

On voit que si $\beta/\alpha_0 = 1/3$, aucun rayon parasite n'est transmis et le flux est divisé par 1,25 seulement; quant au f. f. i. le calcul montre qu'il est alors divisé par 1,2, ce qui le rend approximativement égal à celui d'une chaîne du premier type.

Bref, si la chaîne est du deuxième type, l'élimination des réflexions intermédiaires s'accompagne d'une perte d'étendue du faisceau; cette perte est peu consi-

dérable si β/α_0 est assez faible pour que le f. f. i., bien qu'inférieur au f. f. i. normal d'une chaîne du deuxième type, reste supérieur au f. f. i. d'une chaîne du premier type.

8. Conclusion. — *Le facteur de filtrage intégral mesure quelle est, dans l'énergie totale transmise au récepteur, la proportion d'énergie provenant des radiations de la bande passante, ceci dans le cas où la luminance $B_\sigma = dB/d\sigma$ du spectre étudié est uniforme. Il permet, de façon générale, de prévoir le comportement du spectromètre lorsque celui-ci étudie un spectre dense, en tenant compte de l'énergie parasite transportée par les ghosts et les pieds de la fonction d'appareil.*

Si les réflexions entre F. P. ne sont pas éliminées, ce f. f. i. est faible (bien inférieur à 0,5) et difficile à calculer avec précision.

Mais ces réflexions peuvent être éliminées en inclinant le F. P. monochromateur sur l'axe moyen du faisceau. Le f. f. i. prend alors des valeurs supérieures à 50% dans les cas courants.

Il est indépendant du facteur d'absorption des couches réfléchissantes.

Il dépend peu de la largeur des fonctions perturbatrices.

Il est essentiellement fonction du rapport k'/N_{R_2} , N_{R_2} étant la finesse réfléchissante du F. P. monochromateur et k' le gain de finesse globale permis par ce F. P.

Les courbes des figures 24, 25 et 26 donnent la valeur du f. f. i. dans le cas où la chaîne est formée de F. P. théoriques. Cette valeur est aussi, à une bonne précision, la valeur du f. f. i. de la chaîne des F. P. réels associés.

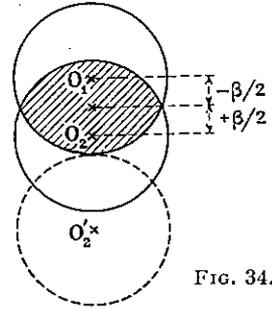
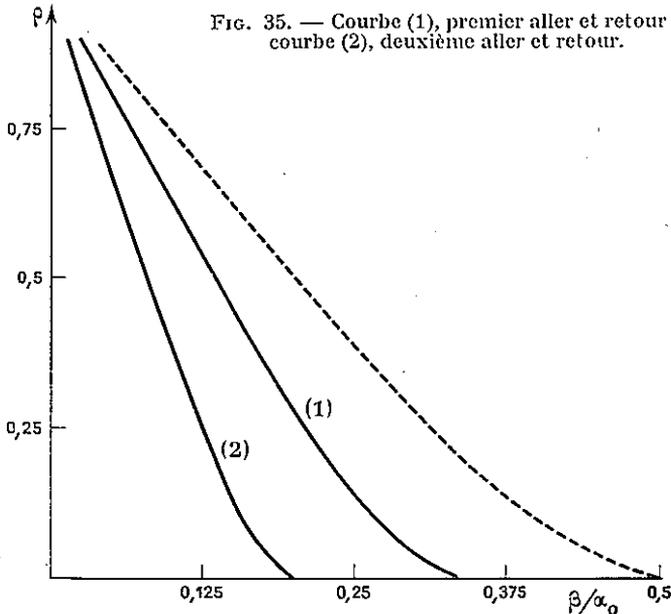


FIG. 34.

FIG. 35. — Courbe (1), premier aller et retour ;
courbe (2), deuxième aller et retour.

VII. Choix du meilleur prémonochromateur

1. **Possibilités diverses.** — Au cours des chapitres précédents nous avons montré qu'il y a bien des façons de constituer un spectromètre F. P. à bande passante unique (spectromètre F. P. intégral). Parmi ces diverses solutions, il s'agit de choisir celle qui fournit le meilleur compromis entre les qualités de filtrage et la perte de luminosité qu'entraîne l'emploi d'un prémonochromateur.

a) *Structure du spectromètre.* — Les divers éléments du spectromètre F. P. intégral peuvent être, par exemple,

un monochromateur à réseau et un F. P.,

un monochromateur à réseau et une chaîne de F. P.,

une chaîne de F. P.

b) *Type de chaîne.* — Si une chaîne de F. P. est utilisée, elle peut être de divers types selon que l'i. s. l. du F. P. monochromateur est égal à l'i. s. l. de la chaîne (1^{er} type) ou n'en est que la moitié ou le tiers (3^e type), ou encore est voisin de l'i. s. l. du F. P. résolvant (2^e type).

c) *Finesse du F. P. résolvant. Nombre des F. P.* — La finesse globale \mathcal{N}_b d'une chaîne de F. P. est le produit de N_1 , finesse d'appareil du F. P. résolvant, par $k'_1 k'_2 \dots$, gains de finesse globale provenant de l'addition d'un ou plusieurs F. P. monochromateurs. Le choix portera sur le nombre des F. P. à utiliser, mais aussi sur l'importance relative des facteurs N_1 et $k'_1 k'_2 \dots$

d) *Finesse globale de la chaîne.* — Si le spectromètre F. P. est constitué par l'association d'un monochromateur à réseau de résolution \mathcal{R}_R et d'une chaîne de finesse globale \mathcal{N}_b , sa résolution \mathcal{R} est le produit de \mathcal{R}_R par \mathcal{N}_b ; si \mathcal{R} est fixé, le choix porte sur le rapport $\mathcal{R}_R/\mathcal{N}_b$.

En fait le choix de \mathcal{N}_b est imposé par les dimensions du réseau et du F. P. résolvant, car le monochromateur à réseau doit fournir à la chaîne de F. P. un faisceau d'étendue suffisante, ce qui requiert une finesse globale \mathcal{N}_b au moins égale à $\mathcal{N}_b = 2,8 \sqrt{\mathcal{R}} \frac{D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{\frac{f_1}{w}}$ (cf. § III.2.3). Le rapport f_1/w étant toujours voisin de 0,7, c'est en jouant sur le rapport $D_x/M(\sin i_1 + \sin i_2)$ qu'on pourra faire varier \mathcal{N}_b et par conséquent \mathcal{R}_R .

Bref, sur plusieurs points se présente une grande variété de solutions. Nous possédons maintenant tous les éléments permettant de choisir celle de ces solutions qui est la mieux adaptée à l'étude de tel ou tel problème. Examinons d'abord quels sont les critères possibles.

2. **Critères essentiels.** — 1. **Le rapport signal/bruit.** — Il est avant tout souhaitable que le rapport signal/bruit soit maximum.

Deux cas sont à distinguer :

a) Le récepteur est un photomultiplicateur et son bruit propre est inférieur au bruit de photons ; le bruit est alors proportionnel à la racine carrée du flux total \mathcal{C} fourni au récepteur. Quant au signal, c'est la fraction \mathcal{U} de cette énergie totale qui provient des radiations de la bande passante. Le rapport signal/bruit est donc égal à $\mathcal{U}/\sqrt{\mathcal{C}}$.

b) Le bruit propre du récepteur est prédominant (cellule au sulfure de plomb). C'est alors seulement la variation du signal \mathcal{U} qui est à considérer.

2.2. *Les qualités de filtrage.* — La hauteur relative des ghosts, le facteur de filtrage intégral et le contraste dépendent des mêmes paramètres que le rapport signal/bruit. Leur importance relative peut varier d'un problème à l'autre (spectroscopie d'émission ou d'absorption, spectres denses ou peu denses, etc.).

Nous examinerons tour à tour ceux de ces problèmes qui sont les plus fréquents ou les plus caractéristiques et chercherons chaque fois

quel est le meilleur critère de filtrage,

à quelle valeur des paramètres (finesses réfléchissante et limite, diaphragmes, épaisseurs, etc.) correspondent les meilleures conditions d'utilisation,

quelle est alors la luminosité des divers types de spectromètre F. P. intégral et lequel d'entre eux est préférable.

3. *Spectroscopie d'émission.* — 1. *Spectre type.* — Le spectre d'émission le plus simple est formé d'une raie unique et monochromatique. Lors de l'exploration du spectre, la fonction d'appareil $W(\sigma)$ défile devant cette raie (de nombre d'ondes σ_0) qui apparaît à sa place normale mais aussi sous forme de ghosts ; la courbe enregistrée est exactement $W(\sigma)$.

L'énergie fournie au récepteur est soit totalement utile, lorsque σ_0 est à l'intérieur de la bande passante, soit totalement parasite lorsque σ_0 n'est transmis que grâce au fait indésirable que $W(\sigma)$ n'est pas nul en dehors de sa bande passante. Ainsi le rapport \mathcal{U}/\mathcal{C} est soit égal à 1, soit nul et la notion de facteur de filtrage intégral ne présente aucun intérêt. En revanche il faut que l'énergie fournie au récepteur soit minimum lorsqu'elle est parasite, ce qui implique un bon contraste et une faible hauteur relative des ghosts.

Par ailleurs le meilleur spectromètre correspond toujours au maximum de \mathcal{U} , quelle que soit la nature du récepteur (rapport signal/bruit égal à $\mathcal{U}/\sqrt{\mathcal{C}} = \mathcal{U}/\sqrt{\mathcal{U}} = \sqrt{\mathcal{U}}$ si le bruit de photons est prédominant, proportionnel à \mathcal{U} dans le cas contraire). La valeur de \mathcal{U} est naturellement à évaluer à l'instant où la bande passante est centrée sur σ_0 ; elle est alors proportionnelle à la luminosité \mathcal{L} telle que nous l'avons toujours définie.

Cette valeur de \mathcal{L} est donnée par la formule (§ IV. 4. 2, [1] chap. VIII, [2])

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{U}_M}{B} = \frac{1}{\mathcal{R}} (2 \pi S) \left(\frac{f_1}{\omega_1} \tau_{X,1} \tau_{A,1} \right) (\tau_{X,2} \tau_{A,2}) \dots (\tau_{X,n} \tau_{A,n}) \dots \tau_R$$

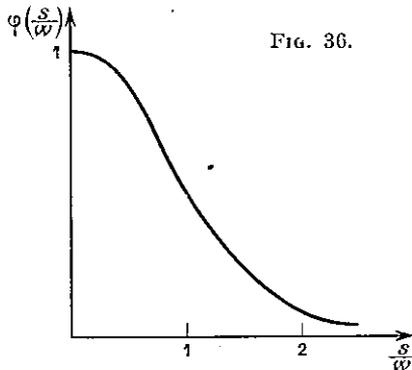
avec les notations suivantes : B , luminance de la raie étudiée ; S , aire utilisée des lames du F. P. ; f_1 et ω_1 , largeurs des fonctions $F_1(\sigma)$ [fonction diaphragme du F.P.] et $W_1(\sigma)$; $\tau_{X,1}$, transparence du F. P. résolvant, compte non tenu de l'absorption ([1] § IV. 4.3.1), égale à 1 si les fonctions perturbatrices sont de largeur nulle ;

$\tau_{A,1} = \left(1 - \frac{A_1}{1 - R_1} \right)^2$ tient compte de l'absorption des revêtements réflecteurs ;

$\tau_{X,2}$ et $\tau_{A,2}$, même signification que $\tau_{X,1}$ et $\tau_{A,1}$ mais pour le premier F. P. monochromateur ; $\tau_{X,3}$ et $\tau_{A,3}$, même signification que $\tau_{X,1}$ et $\tau_{A,1}$ mais pour le deuxième F. P. monochromateur ; τ_R , transparence du monochromateur à réseau.

3. 2. *Cas général.* — En fait un spectre d'émission est formé de plusieurs raies, ce qui modifie légèrement les conclusions précédentes ; le récepteur peut recevoir simultanément de l'énergie utile d'une raie et de l'énergie parasite d'une autre raie et le rapport U/C peut avoir d'autres valeurs que 0 ou 1 ; si le spectre est très dense le rapport énergie utile/énergie totale tend vers le facteur de filtrage intégral et la valeur de celui-ci peut être utile à connaître.

Néanmoins le meilleur critère reste la hauteur relative des ghosts, car l'énergie parasite est gênante moins par son intensité totale que par ses variations qui sont surtout visibles lors du passage d'un maximum secondaire sur une raie forte ; les ghosts qui sont ainsi enregistrés risquent de masquer les raies faibles.



D'autre part nous continuerons à considérer que l'énergie totale se confond avec l'énergie utile, afin de garder un critère vraiment spécifique du spectromètre.

Enfin pour tenir compte de ce que les raies ne sont plus monochromatiques il suffit de multiplier la valeur déjà donnée de \mathcal{L} par un facteur $\varphi(s/w)$, fonction uniquement du rapport s/w de la largeur s de la raie à la limite de résolution w du spectromètre ([1] § IX. 94 et fig. 36). Ce facteur ne joue nullement dans le choix du meilleur spectromètre, mais seulement dans le choix de la résolution à donner à ce spectromètre.

En résumé, *pour la spectroscopie d'émission, le meilleur spectromètre F. P. sera celui qui, à hauteur de ghost donnée, fournira au récepteur le flux maximum.* Sont à exclure cependant les solutions conduisant à un mauvais contraste ou à un f. f. i. trop faible ; la valeur de ce f. f. i. permet de prévoir le comportement du spectromètre lorsque le spectre étudié devient très dense.

3. 3. *Choix des éléments d'une chaîne de finesse globale \mathcal{V} . Luminosité d'une chaîne.* — Le plus souvent un spectromètre F. P. contient une chaîne de F. P. Il est donc fondamental de déterminer la structure optimum et la luminosité de ces chaînes.

A) Nous avons déjà signalé qu'il y a plusieurs manières de donner une finesse globale \mathcal{V} à une chaîne de F. P. ; la finesse du F. P. résolvant peut être très grande, ce qui limite le rôle du F. P. monochromateur, mais on peut, au contraire, deman-

der à celui-ci de multiplier par un facteur k_1' important la finesse très faible du F. P. résolvant. C'est sur l'exemple d'une chaîne du premier type de deux F. P. que nous allons développer la méthode permettant de trouver le meilleur compromis (cette étude trouvera son application au chapitre XI).

Les données sont :

- la finesse globale \mathcal{Q} à donner à la chaîne,
- les finesesses limites $N_{D,1}$ et $N_{D,2}$ du F. P. résolvant et du F. P. monochromateur.

Les inconnues sont :

- la finesse N_1 à donner au F. P. résolvant et, par suite, le gain de finesse globale que permet l'addition du F. P. monochromateur ($k_1 = \mathcal{Q}/N_1$),
- les conditions d'utilisation des deux F. P.

La marche du calcul est fixée par l'expression même de la luminosité

$$\mathcal{Q} = \frac{1}{\mathcal{R}} (2 \pi S) \left(\frac{f_1}{\omega_1} \tau_{X,1} \tau_{A,1} \right) (\tau_{X,2} \tau_{A,2}).$$

\mathcal{Q} est le produit de 3 facteurs que nous appellerons ρ_1, ρ_2 et ρ_3 : le premier $\rho_1 = 2 \pi S$ est imposé, si $N_{D,1}$ et la relation $S = f(N_{D,1})$ sont connues, le second $\rho_2 = \frac{f_1}{\omega_1} \tau_{X,1} \tau_{A,1}$ ne dépend que du F. P. résolvant; le troisième $\rho_3 = \tau_{X,2} \tau_{A,2}$ ne dépend que du F.P. monochromateur.

a) *Facteur ρ_2 .* — A chaque valeur de N_1 correspond un maximum du facteur ρ_2 , maximum obtenu pour certaines conditions d'utilisation; celles-ci sont faciles à définir dans les cas extrêmes ($f_1 = a \oplus d_1$ si $N_1/N_{D,1}$ est petit, $f_1 = d_1$ si $N_1/N_{D,1}$ est voisin de 1 [1] chap. VIII) et, par interpolation, on obtient l'ensemble de la courbe $\rho_2 = f(N_1)$ que représente la figure 37, dans le cas particulier où $N_{D,1} = 33$.

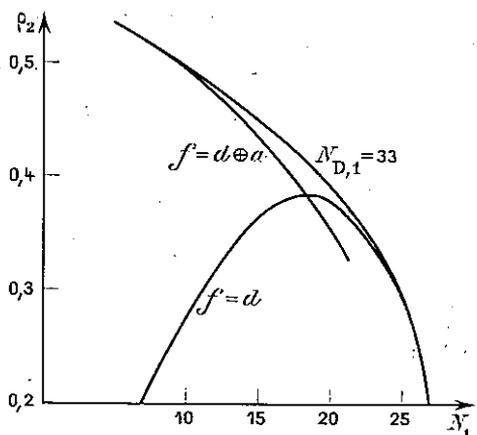


FIG. 37. — Variation du facteur ρ_2 en fonction de la finesse d'appareil; la courbe supérieure correspond aux meilleures conditions d'utilisation.

b) *Facteur ρ_3 .* — La chaîne étant du premier type, le gain de finesse globale est pratiquement égal au gain d'i. s. l., $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$. La valeur de la finesse réflectrice $N_{R,2}$ qu'il faut donner au F. P. monochromateur est

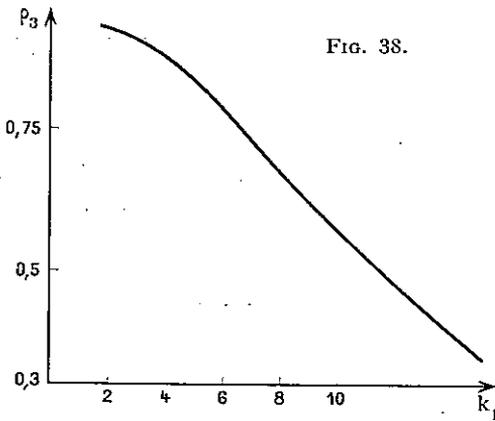


FIG. 38.

alors imposée par k_1 , compte tenu de la hauteur relative de ghost qu'on ne veut pas dépasser, de la finesse limite $N_{D,2}$ et des conditions d'utilisation; les conditions optima correspondent à $f_2 = d_2$ ([1] § VIII. 84); si $N_{D,2} = 40$ et si l'on s'impose que la hauteur des ghosts soit inférieure à 2 %, la finesse réflectrice $N_{R,2}$ est donnée par la figure 18 ([1] § V. 43,4°). On en déduit la valeur du facteur ρ_3 , fonction décroissante de k_1 (fig. 38).

c) Il est maintenant aisé, à l'aide des deux courbes précédentes, de trouver pour quelles valeurs de k_1 et N_1 , telles que $k_1 N_1 = \mathcal{N}_b$, la luminosité de la chaîne est maximum. La figure 39 montre un exemple ($N_{D,1} = 20$) des courbes obtenues lorsque, à \mathcal{N}_b constant, on fait varier $N_1/\sqrt{\mathcal{N}_b}$. Elles passent par un maximum correspondant à une valeur optimum de $N_1/\sqrt{\mathcal{N}_b}$. Cette valeur optimum, dont la variation est donnée en fonction de \mathcal{N}_b par la figure 40a, est en général supérieure à 1.

d) *Luminosité.* — Accroître la finesse \mathcal{N}_b demande des augmentations simultanées de k_1 et N_1 qui contribuent toutes deux à diminuer la luminosité. La figure 40b confirme que la luminosité de la chaîne est une fonction rapidement décroissante de la finesse globale.

e) *Limites d'utilisation de la chaîne.* — Une chaîne de F. P. perd tout intérêt si sa transparence est trop faible; le facteur $\rho_2 \rho_3$ n'atteint plus que le tiers de sa valeur maximum lorsque \mathcal{N}_b vaut environ 300. Il n'est pas souhaitable d'utiliser des chaînes de deux F. P. de finesse plus grande.

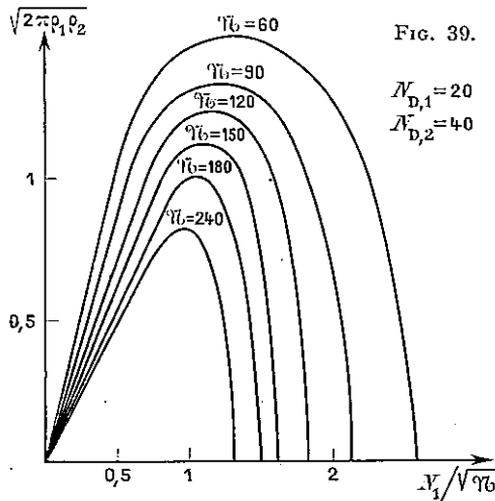


FIG. 39.

D'autre part, la finesse N_1 à donner au F. P. résolvant décroît à peu près comme la racine carrée de la finesse globale et finit par prendre des valeurs incompatibles avec un bon contraste. Il n'est donc pas possible d'utiliser des chaînes de finesse globale inférieure à une certaine limite (de l'ordre de 60).

B) COMPARAISON DES DIVERSES CHAINES. — a) *Chaîne du premier type et chaîne du deuxième type.* — Des calculs analogues à ceux que nous venons de détailler montrent qu'une

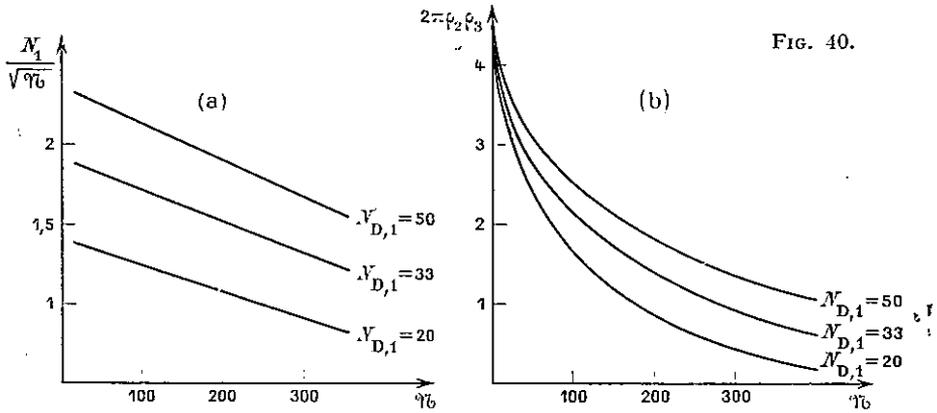


FIG. 40.

chaîne du deuxième type est légèrement supérieure, du point de vue de la luminosité, à une chaîne du premier type de même finesse globale et dont le ghost principal a même hauteur (fig. 41). La raison essentielle en est le double effet qu'a maintenant le F. P. monochromateur : il multiplie l'i. s. l. par k_1 , mais aussi la finesse du F. P. résolvant par un facteur de l'ordre de 1,4 [ceci parce que les largeurs de $W_1(\sigma)$ et $W_2(\sigma)$ sont du même ordre de grandeur]. Pour multiplier par k_1' la finesse globale, il suffit donc de prendre $k_1 = k_1'/1,4$; la hauteur des ghosts n'étant fonction que de $k_1/N_{R,2}$, la finesse $N_{R,2}$ à donner au F. P. monochromateur peut être choisie plus faible : d'où le gain de luminosité.

Cet avantage est en fait assez illusoire ; les ghosts étant plus nombreux, on est conduit à leur imposer une hauteur plus faible ; effectivement si c'est à égalité de f. f. i. que sont comparés les deux types de chaînes, leurs luminosités sont très voisines.

b) *Chaîne de 2 ou 3 F. P.* — Quand croît la finesse globale requise pour la chaîne, il y a intérêt à augmenter le nombre des F. P. C'est ce que montre la figure 42. Une chaîne de 3 F. P. devient avantageuse si $\gamma_b > 300$ environ.

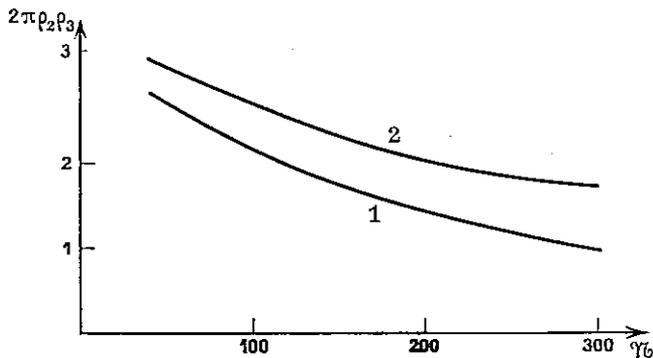
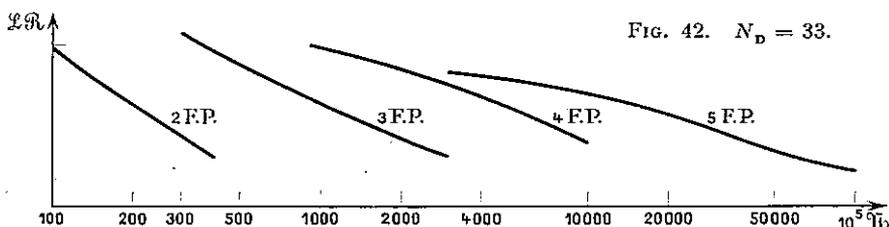


FIG. 41. — Courbe 1 : premier type ($N_{D,1} = 33$) ;
 courbe 2 : deuxième type ($N_{D,1} = 33$).

FIG. 42. $N_D = 33$.

3. 4. *Choix du meilleur type de spectromètre.* — A) MÉTHODE. APPLICATION A UN CAS PARTICULIER. — Connaissant la luminosité de la chaîne de F. P., il nous sera désormais facile de déterminer le meilleur type de spectromètre. Il suffira de tracer côte à côte les courbes indiquant comment varie la luminosité \mathcal{L} en fonction de la résolution du spectromètre.

En fait nous porterons en ordonnée le produit $\mathcal{L} \mathcal{R}$ qui serait un invariant si le spectromètre F. P. était chargé d'étudier une raie unique ; on peut alors tolérer un grand nombre de bandes passantes très proches, l'i. s. l. peut être réduit à volonté et c'est uniquement sur l'épaisseur du F. P. que l'on joue pour faire varier la résolution. La finesse, imposée seulement par le contraste à obtenir, reste constante ainsi que le facteur entre crochets de l'expression

$$\mathcal{L} \mathcal{R} = 2 \pi S \varphi \left(\frac{s}{\varpi} \right) \left[\frac{f_1}{\omega_1} \tau_{X,1} \tau_{A,1} \right].$$

Pour un spectromètre F. P. intégral il n'en est plus ainsi car la finesse à donner au F. P. résolvant croît avec la finesse \mathcal{R} de la chaîne et, d'autre part, la finesse \mathcal{R} croît avec \mathcal{R} ; c'est ce que nous allons vérifier.

Voici comment ont été tracées les courbes de la figure 45.

a) *Chaîne homogène de F. P.* — Soit $\sigma_2 - \sigma_1$ l'étendue de l'intervalle spectral occupé ; la finesse globale requise vaut

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2 \sigma_0} = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2 \sigma_0} \mathcal{R}.$$

La luminosité de la chaîne dépend de l'aire S utilisée sur les lames du F. P. ; en effet si S croît, l'étendue du faisceau augmente, mais le facteur φ_2 décroît, car la finesse limite $N_{D,1}$ diminue. Il existe donc une aire optimum qui dépend bien entendu de la finesse \mathcal{R} , donc de la résolution \mathcal{R} ; pour la déterminer il faut connaître la loi $\varphi_2 = f(N_{D,1})$ (fig. 37) mais aussi la loi $N_{D,1} = g(S)$: celle-ci (fig. 43) a été déterminée dans un cas réel par la méthode décrite au paragraphe XI. 4.3 Baß.

On a admis pour construire la courbe de la figure 45 que

$$(\sigma_2 - \sigma_1)/\sigma_0 = 10\,000 \text{ cm}^{-1}/20\,000 \text{ cm}^{-1} = 1/2.$$

b) *Association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de F. P.* — La finesse globale requise pour la chaîne a été donnée au paragraphe III. 2.4 :

$$\mathcal{R}_n = \sqrt{\mathcal{R}} \frac{2,8 D_x}{M (\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{\frac{f}{\omega}}.$$

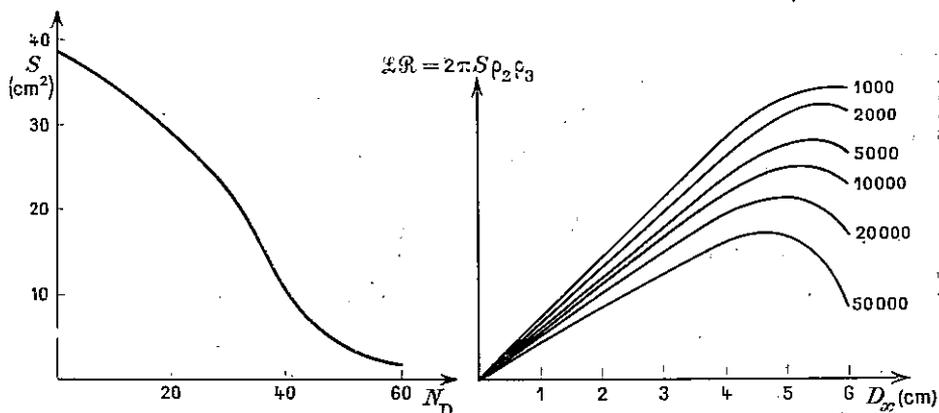


FIG. 43. — Variation de la finesse limite N_D en fonction de la surface utilisée des lames du F. P. (courbe obtenue expérimentalement sur un F. P. de bonne qualité).

FIG. 44.

Si \mathcal{R} est donné, on peut faire varier $\mathcal{V}b$ en jouant sur D_x et $M(\sin i_1 + \sin i_2)$.

La largeur M du réseau n'est pas en fait une variable, car la transparence d'un monochromateur à réseau ne diminue pas quand croît cette largeur ; augmenter M ne présente donc que des avantages et seules des considérations financières limiteront sa valeur. Nous allons admettre pour l'instant que la valeur de M est imposée ($M = 76$ mm) et n'examinerons qu'au paragraphe suivant l'effet d'une variation de largeur du réseau.

En revanche augmenter D_x , largeur de la surface utilisée du F. P., produit deux effets contraires : l'étendue du faisceau croît, mais la transparence diminue parce que $N_{D,1}$ décroît mais aussi parce que la finesse globale nécessaire augmente.

Grâce aux courbes des figures 40 b [$\rho_2 \rho_3 = f_1(\mathcal{V}b, N_{D,1})$] et 43 [$N_{D,1} = g(S)$] on peut étudier (fig. 44) la variation avec D_x de la luminosité du spectromètre et déterminer :

les valeurs optimums de D_x et de toutes les grandeurs qui en découlent ($\mathcal{V}b$, $N_{R,1}$, N_1 , $N_{R,2}$ et N_2) ; nous les indiquerons au paragraphe XI. 3 pour un cas particulier ;

la luminosité correspondante (luminosité maximum compatible avec une certaine résolution).

c) Association d'un monochromateur à réseau et d'un F. P. — Une méthode analogue montre que la luminosité est faible, car seule une petite fraction des lames est utilisée.

Nous avons supposé pour calculer la luminosité de ces deux associations que la transparence du monochromateur à réseau vaut $\tau_R = 0,5$ et que, d'autre part, $\sin i_1 + \sin i_2 = 2 \sin \varphi$. Ce ne sont là que des valeurs moyennes car τ_R comme $\sin i_1 + \sin i_2$ sont fonctions de la longueur d'onde [12].

Le réseau choisi pour l'application numérique a pour caractéristiques $M = 76$ mm, $\varphi = 30^\circ$.

Résultats. La figure 45 montre que si l'on tenait compte uniquement de la luminosité le meilleur spectromètre serait formé :

FIG. 45. — Comparaison des luminosités pour cinq types de spectromètres intégraux. Hypothèses de calcul :

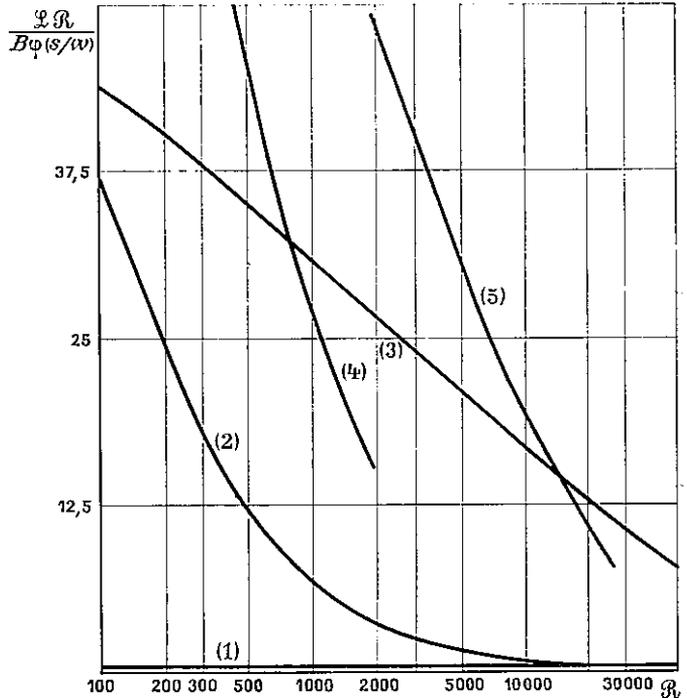
Réseau utilisé : $M = 76 \text{ mm}$; $H = 65 \text{ mm}$; $\varphi = 30^\circ$; facteur de réflexion, 0,5.

F. P. épais : finesse limite fonction de la surface utilisée selon la courbe de la figure 43 ; facteur d'absorption des couches réfléchissantes, $A = 0,5 \%$.

F. P. monochromateur : finesse limite, $N_D = 40$; $A = 0,5 \%$.

Hauteur de ghost tolérée, 1/50.

Courbe (1) : un réseau ($\beta = 1/25$) ; courbe (2) : un réseau + un F. P. ; courbe (3) : un réseau + deux F. P. ; courbe (4) : chaîne de deux F. P. ; courbe (5) : chaîne de trois F. P.



1° jusqu'à $R = 1\ 000$ par une chaîne de 2 F. P.,

2° jusqu'à $R = 10\ 000$ par une chaîne homogène de 3 F. P.,

3° jusqu'à $R = 50\ 000$ par l'association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de 2 F. P.,

4° au delà, par l'association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de 3 F. P.

Cependant,

a) il est très difficile de déplacer la bande passante des F. P. de très faible résolution ($R < 500$) qui constituent le début d'une chaîne homogène. Ce n'est donc que pour la construction de monochromateurs à bande passante fixe ou déplaçable dans un faible intervalle que l'emploi de ces chaînes sera recommandé ;

b) ce sont des difficultés du même ordre (synchronisation des bandes passantes) qui incitent à ne pas trop accroître le nombre des éléments mis en série, il est donc préférable que le nombre des F. P. de la chaîne ne dépasse pas 2 ;

c) enfin nous avons déjà remarqué que la finesse globale d'une chaîne ne doit être ni trop faible (le contraste serait trop mauvais) ni trop forte (la transparence serait vraiment trop faible). C'est ainsi que pour une chaîne de deux F. P. il est préférable que $60 < R < 300$.

D'autre part, remplacer un F. P. par une chaîne de deux F. P. n'est guère rentable si le gain de luminosité est inférieur à 2 environ. La figure 45 montre que ceci ne se produit que si $R > 300$.

Dans ces conditions, lorsqu'on dispose d'un réseau de $M \sin \varphi = 38 \text{ mm}$ du

F. P. caractérisé par la figure 43 et de F. P. monochromateurs de finesse limite 40, si c'est un monochromateur qu'on cherche à construire, on utilisera :

jusqu'à $\mathcal{R} = 1\ 000$, une chaîne de 2 F. P.,

jusqu'à $\mathcal{R} = 10\ 000$, une chaîne de 3 F. P. ;

s'il s'agit d'un spectromètre, il convient d'utiliser :

jusqu'à $\mathcal{R} = 300$, l'association du monochromateur à réseau et d'un F. P.,

à partir de $\mathcal{R} = 2\ 000$ et jusqu'à $\mathcal{R} = 26\ 000$, l'association du monochromateur à réseau et d'une chaîne de 2 F. P.

Aucune solution satisfaisante ne correspond par conséquent aux résolutions $300 < \mathcal{R} < 2\ 000$ et $\mathcal{R} > 26\ 000$, tout au moins *tant que le F. P. et le réseau auront les dimensions que nous leur avons données dans ce calcul*. Ceci nous amène à chercher comment sont modifiés les résultats précédents lorsque changent ces dimensions.

B) CAS GÉNÉRAL. — La finesse globale requise pour la chaîne de F. P. dépend du rapport $D_{\alpha}/M\sin\phi$. Dans quelle mesure peut-on faire varier ce rapport et comment sont alors modifiés les résultats précédents ?

a) Les dimensions du F. P. résolvant seront toujours du même ordre de grandeur ; en effet la luminosité dépend non pas de l'aire totale des lames mais de l'aire qu'on peut en utiliser pour obtenir telle ou telle finesse limite. Or, avec les procédés actuels de fabrication, la loi $N_{D,1} = g(S)$ ne s'écarte jamais beaucoup de celle qu'indique la figure 43 (tout au moins pour une région donnée du spectre, ici $\lambda \simeq 5\ 000\ \text{Å}$), car N_D étant, pour une paire de lames, proportionnelle à la longueur d'onde ([1] § III. 3.4.3.2), sera plus élevée dans l'infrarouge et plus faible dans l'ultraviolet.

En revanche il est possible de faire varier $M\sin\phi$ dans de larges limites ; on trouve commercialement des réseaux pour lesquels $M\sin\phi$ est compris entre 10 mm environ et 185 mm.

b) Dans ces conditions, les résultats fournis par la figure 45 sont utilisables dans le cas général à condition de prendre pour abscisse de la courbe non plus \mathcal{R} , mais $\mathcal{R}(M\sin\phi/38)^2$.

En effet, à finesse globale donnée, la luminosité de la chaîne sera, à très peu près, celle que nous avons calculée précédemment (puisque les caractéristiques des F. P. ne peuvent varier que dans d'étroites limites) mais, d'autre part, la finesse globale correspondant à une certaine résolvançe \mathcal{R} lorsque le $M\sin\phi$ du réseau valait 38 mm, sera maintenant requise dans le cas général pour une résolvançe $\mathcal{R}(M\sin\phi/38)^2$.

De cette règle on déduit en particulier le meilleur type de spectromètre à utiliser :

pour un monochromateur à bande fixe :

jusqu'à $\mathcal{R} \simeq 1\ 000$, une chaîne de 2 F. P. ;

jusqu'à $\mathcal{R} \simeq 10\ 000$, une chaîne de 3 F. P. ;

pour un spectromètre (avec M en centimètres) :

jusqu'à $\mathcal{R} \simeq 20 (M \sin \phi)^2$, association d'un réseau et de 1 F. P. ;

de $\mathcal{R} \simeq 100 (M \sin \phi)^2$ jusqu'à $\mathcal{R} \simeq 1\ 800 (M \sin \phi)^2$, association d'un réseau et de 2 F. P.

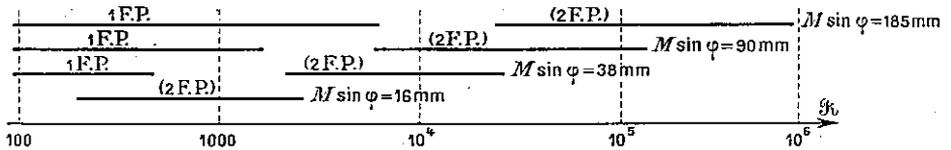


Fig. 46. — Domaines de résolution où peut être utilisé un spectromètre F. P. intégral équipé d'un réseau de $M \sin \varphi$ donné.

Le schéma de la figure 46 montre quelles sont les zones de résolution qu'il est ainsi possible d'étudier dans de bonnes conditions avec quatre réseaux de $M \sin \varphi$ égaux à 16, 38, 90 et 185 mm.

4. **Spectroscopie d'absorption.** — Nous nous contenterons cette fois d'énoncer les résultats, sans autant développer le détail des calculs qui restent analogues à ceux du paragraphe précédent.

4. 1. **Critères.** — La détermination du rapport signal/bruit est plus complexe que dans le cas d'un spectre d'émission.

A) **FOND CONTINU.** — *Bruit.* En l'absence de raies d'absorption, la luminance spectrale B_{σ} peut être considérée comme uniforme, tout au moins sur un faible intervalle. L'exploration du spectre fournit alors une *droite horizontale, le fond continu*, de hauteur proportionnelle à l'énergie totale fournie au récepteur; une fraction \mathcal{U} de cette énergie provient des radiations de la bande passante; le rapport \mathcal{U}/C est égal au f. f. i. La hauteur du fond vaut donc

$$\begin{aligned} C &= \frac{\mathcal{U}}{\text{f. f. i.}} = \frac{\tau_m}{\text{f. f. i.}} B_{\sigma} \frac{2\pi}{R^2} \frac{1}{\sigma} S \left[\frac{f_1}{w_1} \tau_{X,1} \tau_{A,1} \right] [\tau_{X,2} \tau_{A,2}] \dots \\ &= \frac{\tau_m}{\text{f. f. i.}} \frac{B_{\sigma}}{R^2} \rho_1 \rho_2 \rho_3, \end{aligned}$$

ρ_1, ρ_2, ρ_3 étant les facteurs déjà rencontrés lors de l'étude du spectre d'émission et τ_m étant la transparence moyenne ([7] § 3.2e).

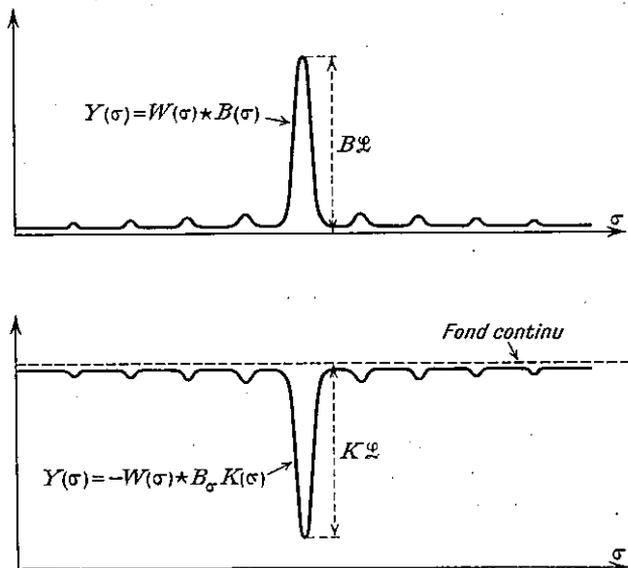
Si le bruit de photons est prédominant, ce bruit est proportionnel à \sqrt{C} ; il est indûment multiplié par $1/\sqrt{\text{f. f. i.}}$.

Si l'énergie parasite $C - \mathcal{U}$ ne fait que relever le fond, ce qui ne présente d'ailleurs aucun inconvénient, tout au moins dans certaines limites.

Signal. Le signal (ou profondeur de la raie enregistrée) est proportionnel à la quantité d'énergie enregistrée absorbée par la cuve à absorption. Soit $B_{\sigma} [1 - K(\sigma)]$ la valeur de la luminance spectrale à la sortie de la cuve à absorption; c'est le profil $K(\sigma)$ qu'il s'agit d'analyser. Lorsque la fonction d'appareil est centrée sur σ_0 , le flux transmis au récepteur vaut

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} B_{\sigma} [1 - K(\sigma)] W(\sigma - \sigma_0) d\sigma \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\sigma} W(\sigma - \sigma_0) d\sigma - \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\sigma} K(\sigma) \cdot W(\sigma - \sigma_0) d\sigma. \end{aligned}$$

Fig. 47. — Courbe supérieure, enregistrement d'une raie d'émission; courbe inférieure, enregistrement d'une raie d'absorption de même largeur et de même forme que la raie d'émission précédente.



Le premier terme n'est autre que l'énergie totale \mathcal{E} . Le second terme est la valeur du produit de composition $W(\sigma) \star B_{\sigma} K(\sigma)$ pour $\sigma = \sigma_0$. Par exploration du spectre on enregistre donc la même courbe que lors de l'étude d'un spectre d'émission dont la fonction source (variation de la luminance spectrale avec σ) serait $B_{\sigma} K(\sigma) d\sigma$. Bien entendu cette courbe est renversée et son minimum est devenu le fond continu enregistré en l'absence de raies d'absorption (fig. 47). Tout ce qui a été dit à propos de la hauteur des raies d'émission ([1], chap. IX en particulier) s'applique donc intégralement à la profondeur des raies d'absorption.

En particulier,

1° lors de l'absorption du spectre, une raie d'absorption apparaît à sa place normale mais aussi sous forme de ghosts; ceux-ci ont tout autant d'importance qu'en spectroscopie d'émission;

2° la valeur du facteur de filtrage intégral indique comment se comporte le spectromètre lorsque les raies d'absorption deviennent très serrées;

3° de même que la hauteur des raies d'émission était donnée par la formule

$$\mathcal{H} = B \mathcal{Z} = \frac{1}{\mathcal{R}} B \varphi \left(\frac{s}{w} \right) \rho_1 \rho_2 \rho_3 \quad \left(\text{avec } B = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\sigma}(\sigma) d\sigma \right),$$

la profondeur des raies d'absorption vaudra

$$\mathcal{A} = K \mathcal{Z} = \frac{1}{\mathcal{R}} K \varphi \left(\frac{s}{w} \right) \rho_1 \rho_2 \rho_3 \quad \left(\text{avec } K = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\sigma} K(\sigma) d\sigma \right).$$

B) REMARQUES. — a) Supposons qu'on sache garder constant le rapport s/w ; ceci est possible tant que s , largeur de raie, est supérieure à la largeur Doppler

(≈ 10 mK). Dans ces conditions, le signal d'absorption varie en $1/\mathcal{R}$ et le fond continu F varie en $1/\mathcal{R}^2$.

Bien entendu le signal d'absorption ne peut être plus grand que la hauteur du fond continu et il faut grouper les deux règles précédentes en disant que le signal d'absorption décroît en $1/\mathcal{R}$ mais qu'il est nécessairement inférieur à une limite qui décroît en $1/\mathcal{R}^2$. C'est l'ordre de grandeur de la longueur des cuves d'absorption capables de fournir une absorption de 100 % qui indique alors celle des deux lois de décroissance qui est à considérer.

b) Supposons maintenant constantes la largeur et l'intensité de la raie d'absorption; lorsque w décroît (\mathcal{R} croissant), le pourcentage d'absorption \mathcal{A}_b/F croît, au contraire le produit $\mathcal{A}\mathcal{R}$ décroît. Ces deux quantités atteignent pratiquement leur maximum lorsque $s/w = 1$. Il faut donc éviter que s/w soit supérieur à 1 puisque, en fait, seul compte le rapport signal/bruit et non pas le rapport \mathcal{A}_b/F .

4. 2. **Choix du meilleur spectromètre. Premier cas : spectroscopie d'absorption infrarouge.** — Le bruit est alors le bruit propre du récepteur et la hauteur du fond n'intervient pas; le rapport signal/bruit ne dépend alors que du signal \mathcal{A} proportionnel à la luminosité \mathcal{L} .

Ce cas est donc identique à celui des spectres d'émission et les conclusions sont les mêmes, c'est-à-dire que le meilleur spectromètre est celui qui, à hauteur de ghost donné, possède la plus grande luminosité. Sont à exclure cependant les solutions où la finesse du F. P. résolvant d'une part, le facteur de filtrage d'autre part, seraient trop faibles. Il est en général constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et de deux F. P.

Un exemple de calcul déterminant la structure exacte d'un spectromètre pour absorption infrarouge est donné au chapitre XII; les résultats concernant la luminosité d'une chaîne donnée par la figure 40b ne sont pas directement utilisables car la finesse limite est meilleure (λ plus élevé).

Remarquons aussi que, cette fois, la valeur du f. f. i. a pour utilité supplémentaire de permettre l'évaluation de la hauteur du fond (application à la mesure de l'intensité d'absorption).

4. 3. **Choix du meilleur spectromètre. Deuxième cas : spectroscopie d'absorption visible ou ultraviolette.** — Le bruit est cette fois du bruit de photons; il dépend ainsi de la hauteur du fond, donc de l'énergie totale \mathcal{C} . Le rapport signal/bruit vaut alors $\mathcal{U}/\sqrt{\mathcal{C}} = \sqrt{\mathcal{U}}/\sqrt{\mathcal{C}}$ f.f.i.. Son calcul peut se faire soit en profitant des calculs précédents et en multipliant par $1/\sqrt{f}$ f.i., soit directement à partir des expressions de \mathcal{U} et \mathcal{C} : la formule à utiliser est alors

$$\frac{\text{signal}}{\text{bruit}} = \frac{K}{\sqrt{\sigma} B_{\sigma}} 2 \varphi \left(\frac{s}{w} \right) \sqrt{S} \left[\sqrt{\frac{f_1}{a_1}} \tau_{X,1} \sqrt{\tau_{A,1}} \right] \left[\frac{\tau_{X,2} \sqrt{\tau_{A,2}}}{\sqrt{\tau'}} \right] \left(\frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right)$$

(même notations que précédemment; la valeur de τ' est donnée au paragraphe VI. 6.2 Ca, celle de $\gamma = \mathcal{C}_2/\mathcal{C}_1$ est fournie par la figure 23).

Résultats. — 1. Le rapport signal/bruit est indépendant de la résolution (à rapport s/w donné).

2. La luminosité d'une chaîne de finesse \mathcal{F} est maximum si $\frac{\mathcal{U}}{\sqrt{\mathcal{C}}}$

$$N_1 \simeq \frac{N_{D,1}}{N_{D,2}} \sqrt{\mathcal{F}}.$$

La valeur optimum du rapport $N_1/\sqrt{\mathcal{F}}$ est ainsi légèrement plus faible que dans le cas des spectres d'émission.

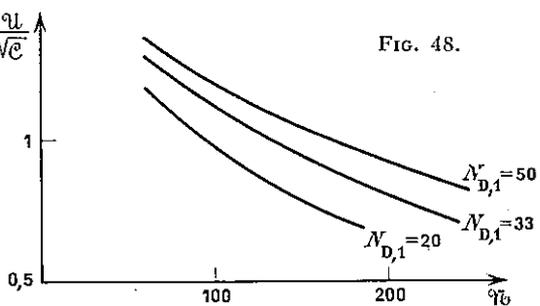


FIG. 48.

3. Le rapport signal/bruit est encore fonction décroissante de la finesse globale (fig. 48).

4. Le meilleur spectromètre est celui qui, à hauteur de ghost donnée, est caractérisé par un rapport $\mathcal{U}/\sqrt{\mathcal{C}}$ maximum. Il est en général constitué par l'association d'une chaîne de deux F. P. et d'un monochromateur à réseau de dimensions adéquates.

5. **Remarques générales sur les chaînes de F. P.** — La transparence d'une chaîne est une fonction rapidement décroissante de la finesse globale de la chaîne ; celle-ci doit donc être minimum.

Ceci explique l'intérêt de l'association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de F. P. : quand la résolution croît, la finesse requise croît seulement comme $\sqrt{\mathcal{R}}$ (§ III.2.3) et non proportionnellement à \mathcal{R} comme dans le cas d'une chaîne homogène (§ VII.3.4 Aa).

Ceci amène également à ne jamais donner à la chaîne une finesse supérieure à la « finesse nécessaire » \mathcal{F}_n dont la valeur doit être déterminée avec précision.

Passons d'autre part en revue les procédés permettant de diminuer la finesse requise :

1° Le $M \sin \varphi$ du réseau doit être le plus grand possible.

2° Le système optique conjuguant le monochromateur à réseau de la chaîne de F. P. doit permettre d'utiliser toute la largeur du réseau, tout en couvrant toute la surface des lames du F. P. ; si la projection du réseau sur le plan perpendiculaire à l'axe optique est plus large que haute, il est indiqué d'utiliser des lentilles cylindriques.

3° Enfin plusieurs procédés, déjà décrits ailleurs ([3], § 2.4.5) et que nous n'avons pu essayer, réussissent à transformer le faisceau issu du monochromateur en lui donnant une symétrie de révolution [39, 40] ; ce faisceau est alors entièrement utilisable par la chaîne et la finesse requise devient égale au gain d'étendue que procure à résolution donnée le remplacement du réseau monochromateur par le F. P. Cette finesse requise est indépendante de la résolution et bien inférieure à la finesse \mathcal{F}_n calculée jusqu'ici.

6. **Conclusion.** — Dans ce chapitre nous avons donné les formules permettant de choisir les éléments d'un spectromètre F. P. intégral et de déterminer la luminosité maximum compatible avec chaque résolution.

Nous avons examiné tour à tour les cas principaux : spectroscopie d'émission et spectroscopie d'absorption, récepteur à bruit propre prépondérant et récepteurs sensibles au bruit de photons. Les conclusions sont dans chaque cas légèrement différentes mais on peut dégager quelques lois générales.

La transparence d'une chaîne est une fonction rapidement décroissante de la finesse globale \mathcal{V} (i. s. l. de la chaîne limite de résolution).

A finesse globale donnée, une chaîne de p F. P. est plus lumineuse qu'une chaîne de $p - 1$ F. P. Cependant les difficultés de synchronisation des bandes passantes des divers éléments croissent très vite avec le nombre des F. P. et, sauf pour les filtres, il sera peu commode d'utiliser des chaînes de plus de deux F. P.

Sauf aux très faibles résolutions la solution la meilleure consiste à mettre en série un réseau et deux F. P. ; il faut choisir la largeur du réseau et son angle de « blaze » de telle sorte que la finesse globale de la chaîne ne soit ni inférieure à 50 ni supérieure à 300 environ. Ce n'est que pour des résolvances inférieures à 5 000 qu'on peut supprimer un des F. P. de la chaîne, pour des résolvances supérieures à 10^6 qu'il devient nécessaire d'ajouter un troisième F. P.

TROISIÈME PARTIE

VIII. Exploration du spectre par un spectromètre F. P.

1. Généralités. — 1. Importance des qualités du système explorateur. —

Nous avons étudié dans les chapitres précédents les procédés permettant de réaliser un monochromateur F. P. capable d'isoler une bande passante unique. Pour transformer ce monochromateur en spectromètre, il faut le munir d'un dispositif capable de déplacer cette bande passante le long d'un grand intervalle spectral. La qualité de ce dispositif est tout aussi importante que les qualités déjà considérées de résolution et de luminosité. Soient en effet deux composantes dont il s'agit de déterminer la distance ; il faut pour cela connaître très exactement la correspondance entre l'abscisse et le nombre d'ondes, donc connaître la loi d'exploration ; si un écart $d\sigma$ existe entre la loi réelle $\sigma = f(t)$ et la loi attendue, cet écart doit être inférieur à l'erreur sur le pointé des sommets, venant de ce que résolution et luminosité ne sont pas infinies. La règle $d\sigma \leq \delta\sigma/10$, $\delta\sigma$ étant la largeur de la fonction enregistrée, donne l'ordre de grandeur de la précision demandée. Le rapport $\sigma/d\sigma$ sera nommé *définiance* \mathcal{D} (par analogie avec la résolution $\mathcal{R} = \sigma/\delta\sigma$). Le rapport $\Delta\sigma/d\sigma$, comparable à la finesse $\Delta\sigma/\delta\sigma$, sera nommé *définiance relative* \mathcal{F} (à un ordre).

1.2. *Etendue de l'intervalle spectral à explorer.* — Le seul problème envisagé jusqu'ici est l'isolement d'une bande passante fixe. L'étude d'un spectre exige le déplacement de cette bande passante le long d'un intervalle spectral $\sigma_2 - \sigma_1$ dont l'étendue dépend du problème étudié. Il est en général commode d'évaluer cet intervalle en fonction de l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma$ du F. P. résolvant, ce qui introduit le nombre $\xi = (\sigma_2 - \sigma_1)/\Delta\sigma = (\sigma_2 - \sigma_1)/N \delta\sigma$. C'est ainsi que l'étude de la structure hyperfine d'une raie exige le déplacement d'une bande passante d'environ $0,02 \text{ cm}^{-1}$ le long d'un intervalle d'environ 1 cm^{-1} , d'où, si

$N = 20$, $\xi = 1/2 \cdot 10^{-2} N \simeq 2$. L'étude d'un spectre d'absorption infrarouge correspond en moyenne à $\sigma_2 - \sigma_1 = 50 \text{ cm}^{-1}$, $\delta\sigma = 0,2 \text{ cm}^{-1}$, d'où $\xi \simeq 10$. L'étude d'un spectre Raman correspond à $\sigma_2 - \sigma_1 = 4\,000 \text{ cm}^{-1}$, $\delta\sigma = 2 \text{ cm}^{-1}$, d'où $\xi \simeq 100$.

Les problèmes courants exigent donc l'exploration d'intervalles spectraux de 2 à 100 fois plus grands que l'intervalle entre ordres du F. P. résolvant.

1.3. *Revue des divers procédés d'exploration utilisables.* — La longueur d'onde transmise par un F. P. étant $\lambda = 2nl \cos i / P$, il faut faire varier l'un des trois facteurs $\cos i$, nl , P .

A) VARIATIONS DE $\cos i$. — La variation de l'incidence sur le F. P. des rayons atteignant le diaphragme isolateur peut s'obtenir :

a) par rotation du F. P., le diaphragme isolateur restant immobile ; dans ce cas le F. P. ne reste pas constamment normal à l'axe optique. Mais alors le diaphragme n'est plus de révolution autour de l'axe du F. P. et il en résulte une importante perte de luminosité ; pratiquement on est amené à utiliser un diaphragme isolateur quasi rectiligne, qui ne couvre qu'une faible fraction d'anneau ; ce type d'exploration a été décrit par Rank & Bennett [21] ;

b) par déplacement du diaphragme isolateur ; la seule solution conservant au système toute sa luminosité consiste à utiliser un diaphragme isolateur annulaire, centré sur l'axe du F. P. et de rayons extérieur et intérieur continûment variables ; un tel système, de réalisation très complexe, comporte de plus l'inconvénient d'utiliser successivement les rayons associés à toutes les fréquences de l'intervalle à explorer ; l'étendue fournie par le prémonochromateur doit être supérieure à celle qu'utilise à chaque instant le F. P. (on peut, il est vrai, pallier cet inconvénient en déplaçant la fente de sortie du monochromateur conjuguée des anneaux du F. P., mais ceci est très difficile dans le cas des fentes circulaires de grand angle au centre qu'impose ce type de solution).

B) VARIATION DE L'ÉPAISSEUR OPTIQUE nl DU F. P. — Cette variation n'implique aucun déplacement de l'appareil F. P. qui peut donc être utilisé dans les conditions optima ; elle est obtenue par les *variations x d'un facteur d'exploration* dont dépendent soit l'indice n , soit l'épaisseur l de la lame de gaz constituant le F. P.

a) Les performances d'un tel système sont estimées à l'aide des critères suivants :

intervalle spectral explorable ($d\sigma$). Il est relié à la variation de distance optique $d(nl)$ par la relation

$$d\sigma = \sigma \frac{d(nl)}{nl}$$

$$\left[\text{en termes finis } \sigma_2 - \sigma_1 = \frac{(nl)_2 - (nl)_1}{(nl)_1} \sigma_1 \right];$$

variation de nl nécessaire à l'exploration d'un intervalle entre ordres $\Delta\sigma$. L'intervalle spectral séparant deux radiations λ_p et λ_{p+1} transmises sur deux ordres successifs p et $p + 1$ s'obtient par une *variation de la distance optique égale à*

TABLEAU II

	1 ^{er} type	2 ^e type
Loi reliant nl à x	$\frac{d(nl)}{nl} = \chi x$	$d(nl) = \chi' x$
Procédé le plus courant	variation d'indice par pression	déplacement d'une des lames du F. P.
Intervalle spectral explorable.	$(d\sigma)_M = \sigma \chi x_M$ (indépendant de \mathcal{R})	$(d\sigma)_M = 2 \chi' \sigma^2 \frac{N}{\mathcal{R}} x_M$ ou $(d\lambda)_M = \frac{2 N \chi'}{\mathcal{R}} x_M$
Vitesse d'exploration $\frac{d\sigma}{dx}$...	$\frac{d\sigma}{dx} = \sigma \chi$ (indépendant de \mathcal{R})	$\frac{d\sigma}{dx} = (2 \chi' \sigma^2) \frac{N}{\mathcal{R}}$
Variation Δx du facteur d'exploration nécessaire pour explorer $\Delta\sigma$	$\Delta x = \frac{1}{\chi} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\chi p} = \frac{1}{\chi} \left(\frac{N}{\mathcal{R}} \right)$	$\Delta x = \frac{1}{\chi'} \frac{\lambda}{2}$ (indépendant de \mathcal{R})
Nombre d'ordres explorables si x_M est l'amplitude maximum de x	$\xi = \frac{(d\sigma)_M}{\Delta\sigma} = \chi x_M p$ $= \chi x_M \frac{\mathcal{R}}{N}$	$\frac{(d\sigma)_M}{\Delta\sigma} = \chi' \frac{x_M}{\lambda/2}$ (indépendant de \mathcal{R})

$\lambda_{p+1}/2$; en effet, $2(nl)_1 = p \lambda_p = (p+1) \lambda_{p+1}$, $2(nl)_2 = p \lambda_{p+1}$,

$$(nl)_1 - (nl)_2 = \frac{\lambda_{p+1}}{2}$$

b) Les divers procédés utilisables peuvent être rattachés à deux types essentiels.

Premier type. — L'intervalle spectral que permet d'explorer une variation x du facteur d'exploration est indépendant de la résolution \mathcal{R} . Il faut alors que $d\sigma/\sigma = d(nl)/nl = \chi x$, χ étant indépendant de \mathcal{R} . La loi reliant nl à x est de la forme $nl = (nl)_0 (1 + \chi x)$ et la variation relative de nl est proportionnelle à la variation absolue du facteur d'exploration.

Sont à rattacher à ce type les procédés suivants :

a) *Variation de l'indice* du gaz en fonction de la pression de l'enceinte contenant le F. P. On sait que $n - 1 = \alpha \omega$ (ω pression, α coefficient caractéristique du gaz), d'où $d(nl)/nl = dn/n \simeq dn = \alpha \omega$. Ce procédé a été maintes fois utilisé et décrit [6, 19, 22 à 24].

b) *Variation de l'épaisseur* de cales placées entre les lames par température, compression, etc.

Deuxième type. — L'intervalle spectral correspondant à la variation x du facteur d'exploration est inversement proportionnel à l'épaisseur du F. P., donc à sa résolution. On a alors $d\sigma/\sigma = d(nl)/nl = \chi' x/nl$, d'où $d(nl) = \chi' x$.

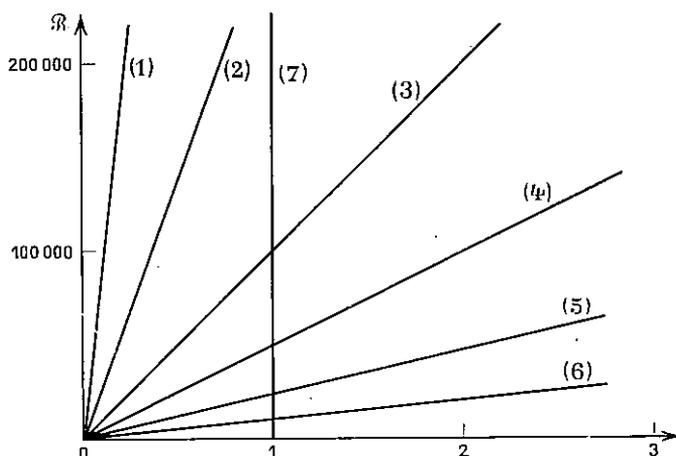


FIG. 49. — En abscisse, nombre d'ordres explorables ; en ordonnée, résolution R . Chaque droite concerne un facteur d'exploration de nature et d'amplitude données.

Facteurs d'exploration étudiés : (1) indice de l'hélium, pression variant de 0 à 1 atm ; (2) variation de température de 10 à 20° de cales d'acier placées entre les lames ; (3), (4), (6) indice de l'air, pression variant de 0 à 1 atm, de 0 à 2 atm, de 0 à 10 atm ; (5) indice du fréon Cl_2F_2 , pression variant de 0 à 1 atm ; (7) procédés du deuxième type (par exemple force de 500 g appliquée sur la membrane décrite au chap. VIII).

C'est cette fois la *variation absolue* de nl qui est proportionnelle à la variation x . Ce cas se présente lorsque la variation de l'épaisseur l est obtenue par déplacement d'une des lames du F. P.

a) Un exemple de réalisation est décrit au chapitre XI ; la variable est la force exercée sur une membrane portant la lame du F. P. à déplacer.

b) Un autre procédé du même type consiste à fixer la lame à déplacer dans une monture auxiliaire séparée de la lame fixe par des cales dont l'épaisseur y , beaucoup plus grande que celle du F. P., est modifiée par température, striction, etc. [on a bien $dl = dy = (y_0 \chi) x$].

c) *Electrostriction*. Une tension électrique appliquée aux bornes de cales piézo-électriques placées entre les lames ou le support de ces lames permet l'exploration de 3 ou 4 intervalles entre ordres [25].

Les propriétés de ces deux types de procédés sont résumées par le tableau II qui utilise les notations suivantes : x_M , variation maximum du facteur d'exploration (température, force,...) ; p , ordre d'interférence.

c) *Exploration d'un intervalle entre ordres*. Les divers procédés que nous venons d'évoquer ont été étudiés et décrits par divers auteurs [6, 25 à 27] ; il nous importe seulement pour la suite de cette étude de savoir à quelles conditions chacun d'eux permet d'explorer un intervalle entre ordres $\Delta\sigma$.

Chaque procédé est caractérisé par sa constante χ ou χ' , par l'amplitude maximum x_M de la variation de son facteur d'exploration et par le type auquel il se rattache.

Si le procédé est du deuxième type, il est possible ou non, quelle que soit la résolution, d'explorer un ordre $\Delta\sigma$, selon que la relation $\chi'x_M > \lambda/2$ est ou non vérifiée.

Si le procédé est du premier type, il existe toujours, au contraire, un ordre d'interférence p_m et une résolution $\mathcal{R}_m = N p_m$, définis par la relation $p_m > \chi x_M$, au-dessous desquels l'exploration de $\Delta\sigma$ n'est plus possible.

Les possibilités des principaux procédés sont résumées par la figure 49 qui indique en abscisse le nombre d'ordres explorables, en ordonnée la résolution (avec $N = 20$). Entre parenthèses sont indiquées les caractéristiques de chaque procédé.

Conclusion. — Les procédés du premier type (exemple : variation d'indice) permettent d'explorer un intervalle spectral indépendant de la résolution et qui devient égal à l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma$ pour des résolutions supérieures à 100 000 environ. Les procédés courants du deuxième type (déplacement d'une des lames) permettent d'explorer un intervalle spectral égal à quelques intervalles entre ordres, quelle que soit la résolution ; ils sont donc seuls utilisables aux basses résolutions, mais équivalents ou inférieurs aux procédés du premier type pour les problèmes à haute résolution.

D'autre part, de tous ces procédés, un seul permet l'exploration d'un très grand nombre d'ordres, c'est le déplacement d'une des lames du F. P. par procédé mécanique ; pour obtenir ce déplacement, deux solutions semblent prévaloir : l'une place la lame mobile au centre d'une membrane annulaire élastique (chap. XI), l'autre rend cette lame solidaire d'un des côtés d'un parallélogramme articulé [20, 26]. Dans un cas comme dans l'autre, rien ne s'oppose en principe à ce que la lame se déplace d'une longueur telle que tout le spectre puisse être exploré (0,3 mm suffisent pour qu'un F. P. de résolution 10 000 explore ainsi un intervalle de 4 000 cm^{-1}) ; en fait il semble actuellement que l'amplitude de ce déplacement soit limitée par le fait que, d'une part, il ne faut pas appliquer à la monture du F. P. des forces trop considérables sans quoi cette monture se déforme et le parallélisme des lames n'est pas conservé, d'autre part, la monture doit être relativement rigide sans quoi le système interférentiel ne possède pas la très grande stabilité qui lui est indispensable.

Bref on ne peut appliquer que des forces faibles à un système rigide et le déplacement de la lame mobile ne peut être important (§ XI. 4.3 B b).

Aussi concluons-nous que, pour l'instant, il n'existe pas de procédé permettant par variation de la distance optique l'exploration d'un intervalle spectral supérieur à quelques intervalles spectraux libres.

C) VARIATION DE P. BALAYAGE EN DENTS DE SCIE. — a) La conclusion du paragraphe précédent, c'est qu'il est difficile, par simple variation de la distance optique, d'explorer des intervalles spectraux supérieurs à quelques intervalles entre ordres, donc supérieurs à quelques cm^{-1} aux résolutions moyennes.

b) En revanche il est facile, surtout aux grandes résolutions, d'explorer l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma$ séparant deux radiations transmises par le F. P. sur deux ordres successifs. Nous allons montrer qu'en fait, pouvoir explorer cet intervalle entre ordres, c'est pouvoir explorer un intervalle aussi étendu qu'on le désire. Ceci tient à la propriété du F. P., précieuse en l'occurrence, de posséder dans un état donné, non pas un seul pic de transmission, mais une infinité séparés par un inter-

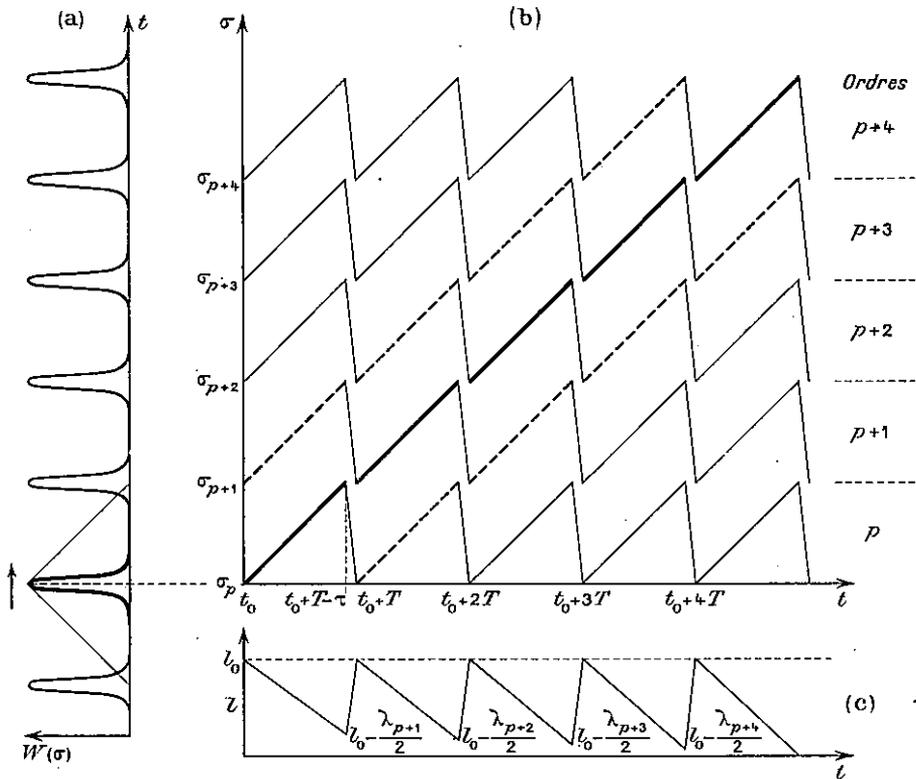


FIG. 50. — Principe du balayage en dents de scie. a) Fonctions d'appareil du F. P. et du monochromateur ; b) variation en fonction du temps t du nombre d'ondes σ des radiations transmises par le F. P. sur les ordres $p, p + 1, p + 2, p + 3, p + 4$: en traits pleins épais, radiation transmise par le spectromètre (monochromateur + F. P.) ; en traits interrompus, bornes de la bande passante du monochromateur à réseau ; c) variation de l'épaisseur l du F. P. ; l_0 désigne l'épaisseur initiale.

valle constant $\Delta\sigma$ (fig. 50a). Si donc une certaine variation de sa distance optique à partir d'un état initial permet de parcourir l'intervalle séparant le p^{me} pic de transmission du $(p + 1)^{\text{me}}$, cette même variation à partir du même état initial permet tout aussi bien de joindre le $(p + 1)^{\text{me}}$ pic au $(p + 2)^{\text{me}}$, le $(p + 2)^{\text{me}}$ au $(p + 3)^{\text{me}}$ et ainsi de suite. La position dans le spectre de l'intervalle ainsi exploré est naturellement déterminée par la position de la bande passante du prémonochromateur. Pour juxtaposer les petits intervalles explorables par variation de nl et réaliser une exploration continue d'un intervalle spectral aussi étendu qu'on le désire, il suffit donc de déplacer la position de cette bande passante de la quantité constante $\Delta\sigma$ chaque fois qu'on effectue une nouvelle variation de nl à partir de sa valeur initiale. En réalité ce déplacement de la bande passante du monochromateur doit se faire de façon continue, afin que cette bande coïncide à chaque instant avec la radiation transmise par le F. P., ce qui est nécessaire pour que le prémonochromateur joue son rôle dans les meilleures conditions de résolution et de luminosité.

c) Précisons l'ordre des opérations à effectuer pour explorer l'intervalle spectral limité par deux radiations σ_0 et $\sigma_0 + q\Delta\sigma$. Il faut :

a) régler le F. P. et le prémonochromateur de façon qu'ils transmettent tous deux la radiation σ_0 ; l'épaisseur optique du F. P. est alors $l_0 = P_0/2\sigma_0$, P_0 étant fixé par la résolution désirée ;

b) diminuer l'épaisseur du F. P. de $\lambda_1/2 = 1/2(\sigma_1 + \Delta\sigma)$ en déplaçant de façon synchrone la bande passante du prémonochromateur ; à la fin de cette phase l'ensemble transmet la radiation $\sigma_1 = \sigma_0 + \Delta\sigma$, dans l'ordre P_0 du F. P. ;

b') ramener l'épaisseur du F. P. à sa valeur initiale l_0 , le prémonochromateur étant immobilisé ; à la fin de cette phase l'ensemble transmet la radiation σ_1 , dans l'ordre $P_0 + 1$ du F. P. ;

c) diminuer l'épaisseur du F. P. de $\lambda_2/2 = 1/2(\sigma_0 + 2\Delta\sigma)$ en remettant en marche le prémonochromateur, ce qui permet d'explorer l'intervalle $\sigma_0 + \Delta\sigma \rightarrow \sigma_0 + 2\Delta\sigma$;

c') ramener l'épaisseur du F. P. à l_0 , le prémonochromateur étant immobilisé.

Chaque cycle comporte donc une *phase active* où les bandes passantes du F. P. et du prémonochromateur se déplacent en synchronisme, puis un *temps mort* où seule varie l'épaisseur du F. P. Pendant le q^{me} cycle on explore l'intervalle $\sigma_0 + (q-1)\Delta\sigma \rightarrow \sigma_0 + q\Delta\sigma$, l'ordre d'interférence étant $P_0 + q - 1$ et l'amplitude de la variation d'épaisseur étant $\lambda_q/2 = 1/2(\sigma_0 + q\Delta\sigma)$.

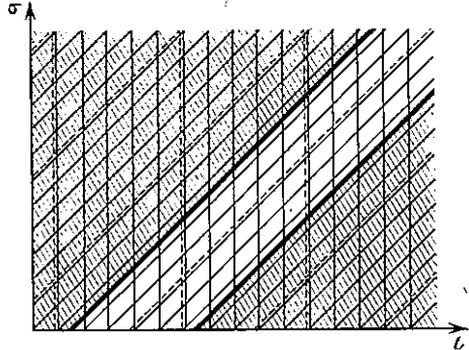
La variation d'épaisseur du F. P. devant être beaucoup plus rapide pendant le temps mort, la loi de variation de l'épaisseur optique du F. P. en fonction du temps est du type « *en dents de scie* » que représente la figure 50.

La variation du nombre d'ondes σ de la radiation transmise en fonction du temps t est représentée par la figure 50b.

d) *Limites de l'intervalle explorable par le balayage « en dents de scie »*. — L'intervalle spectral explorable par la méthode précédente est, en principe, illimité. En fait il coïncidera avec l'intervalle spectral pouvant être effectivement étudié par le F. P. et son système monochromateur ; cet intervalle n'est pas illimité à cause, en particulier, des couches réflectrices revêtant le F. P., formées en général par un empilement de couches $\lambda/4$ dont le pouvoir réflecteur devient insuffisant si on s'éloigne trop de la radiation λ pour laquelle elles ont été fabriquées ([28] p. 37).

D) CONCLUSION. — *L'étude des divers procédés permettant de faire varier la bande passante d'un F. P. amène à la conclusion suivante. Les intervalles spectraux à explorer sont, dans le cas général, de 20 à 100 fois plus grands que l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma$. Par simple variation de la distance optique nl , il est impossible, sauf aux très grandes résolutions, de résoudre ce problème. En revanche, le balayage en « dents de scie », synchronisant une variation en dents de scie de l'épaisseur optique avec un déplacement de la bande passante du prémonochromateur, permet l'exploration d'un intervalle spectral limité non plus par le procédé d'exploration mais par les performances de l'appareil. La variation maximum d'épaisseur optique mise en jeu au cours de l'exploration vaut $\lambda_0/2$, λ_0 étant la longueur d'onde la plus grande de l'intervalle. Elle peut être obtenue quelle que soit la résolution désirée par déplacement élastique d'une des lames ou par électrostriction de cales séparant le support des lames du F. P. ou, à condition que la résolution soit supérieure à une certaine limite, par la variation de la pression dans l'enceinte contenant le F. P.*

FIG. 51. — Variation avec le temps des nombres d'ondes des radiations transmises : par le F. P. épais sur les différents ordres, en traits pleins minces ; par le F. P. monochromateur, en traits interrompus ; par les bornes de la bande passante (à mi-hauteur) du monochromateur à réseau, en traits pleins épais.



1. 4. *Schéma d'ensemble du système explorateur d'un spectromètre F. P. intégral.* — Nous avons vu qu'en fait le prémonochromateur adjoint au F. P. était lui-même un système complexe comprenant, outre un monochromateur à réseau, un ou plusieurs F. P. Le déplacement continu de la bande passante du prémonochromateur, c'est-à-dire l'exploration par celui-ci de l'intervalle spectral à étudier est donc à résoudre par des procédés identiques à ceux que nous venons de considérer. Le principe même de l'association permet d'appliquer sans difficultés ces procédés. En effet, chaque F. P. est précédé d'un autre F. P. ou d'un réseau prémonochromateur de bande passante adéquate qui permet l'utilisation successive des pics de transmission correspondant aux différents ordres. Finalement quelle que soit la complexité de l'association, tout peut être résumé par les deux règles suivantes :

a) Les bandes passantes de tous les éléments du spectromètre intégral F. P. ou réseau doivent être déplacées en synchronisme le long de l'intervalle spectral à explorer.

b) Chaque fois qu'au cours de ce déplacement la bande passante d'un des F. P. de l'association atteint une des radiations qu'il transmet dans son état initial, on doit immobiliser les autres éléments et ramener l'épaisseur du F. P. considéré à sa valeur initiale.

Le schéma de ce système explorateur est représenté par la figure 51 dans le cas d'une association comprenant un spectromètre à réseau et deux F. P. dont les i. s. l. sont dans le rapport 5.

2. Structure des systèmes explorateurs utilisant le balayage en dents de scie. —

1. On peut concevoir divers systèmes explorateurs utilisant le balayage en « dents de scie » mais ils ont tous une structure commune que nous allons mettre en évidence.

2. 2. *Loi d'exploration du spectre.* — L'exploration en dents de scie découpe le spectre en intervalles élémentaires, tous égaux à l'intervalle entre ordres du F. P. ($\Delta\sigma = 1/2nl$) ; le système explorateur ne peut qu'être simplifié si ces intervalles sont parcourus dans des temps égaux T . La vitesse moyenne d'exploration est alors constante : $v = \Delta\sigma/T$. L'enregistrement se fera de façon régulière si la vitesse $v = d\sigma/dt$ est à chaque instant égale à la vitesse moyenne, c'est-à-dire si la loi d'exploration est linéaire en nombre d'ondes : $\sigma = \sigma_0 + vt$.

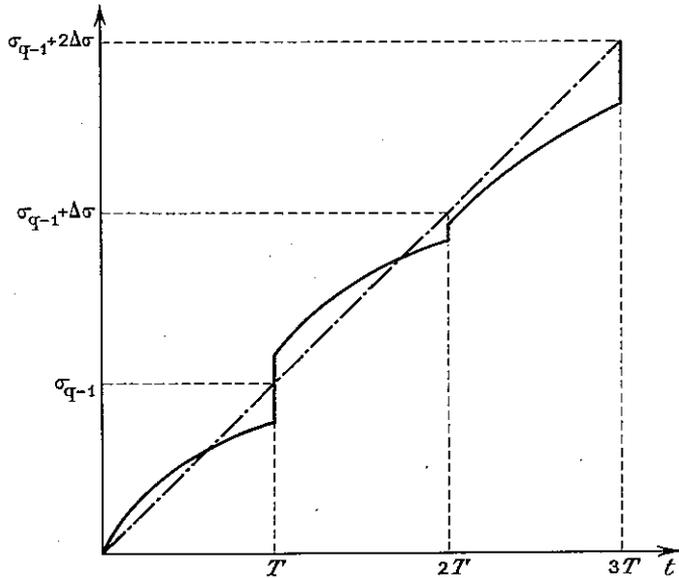


Fig. 52. — Lois d'exploration : en trait mixte, loi idéale ; en trait plein, loi obtenue par un système explorateur ne répondant à aucune des conditions requises (non linéaire en σ au cours d'une dent de scie, variation insuffisante du facteur d'exploration, retour irrégulier à l'état initial).

Nous allons voir comment on peut obtenir une telle loi de déplacement de la bande passante du F. P.

2. 3. *Schéma du dispositif explorateur.* — A) PRINCIPE GÉNÉRAL. — Une exploration en dents de scie comporte une succession de cycles pendant lesquels σ varie en fonction du temps, selon une loi représentée par un fragment de courbe limité aux abscisses σ_{q-1} et $\sigma_{q-1} + \Delta\sigma$. La juxtaposition de ces fragments de courbe doit donner une courbe continue, en l'occurrence une droite ; pour cela il est nécessaire que ces fragments de courbe soient des *segments de droite*, de pentes égales et dont les *extrémités coïncident exactement* (fig. 52).

Il faut donc mettre au point un système qui agisse sur l'épaisseur optique de telle façon que

a) à chaque cycle le nombre d'ondes σ varie selon la loi $\sigma = \sigma_{q-1} + (\Delta\sigma/T')t$, T' étant la durée de la phase active et $\Delta\sigma$ l'intervalle exploré ; la pente $\Delta\sigma/T'$, donc la durée T' doivent être *constantes* ;

b) à chaque cycle l'amplitude de la variation d'épaisseur doit être telle que l'intervalle exploré reste exactement $\Delta\sigma$ (donc égale à $\lambda_q/2 = 1/2 \sigma_q$ au q^{me} cycle) ;

c) après chaque phase active, l'épaisseur doit revenir toujours à la même épaisseur l_0 et ceci pendant un temps mort de préférence constant afin que la durée de tous les cycles soit la même.

On déduit finalement de ces considérations comment doit varier l'épaisseur optique en fonction du temps ; en effet on sait que le produit σl est égal à $P/2$, donc reste constant au cours d'un cycle, mais varie d'un cycle à l'autre. Au cours

du q^{me} cycle, l'épaisseur doit donc obéir à la loi

$$l = \frac{P_0 + (q-1)}{2 \left(\sigma_{q-1} + \frac{t}{T'} \Delta \sigma \right)} = l_0 \frac{P_0 + (q-1)}{P_0 + (q-1) + \frac{t}{T'}}$$

De même la variation d'épaisseur, seule intéressante à considérer, vaut

$$\varepsilon = l_0 - l = l_0 \frac{t}{[P_0 + (q-1)] T' + t}$$

La variation d'épaisseur, c'est-à-dire le déplacement de la lame du F. P. dans le montage pris pour exemple, obéit donc à une loi hyperbolique valable pour un cycle seulement. Il est toujours possible de réaliser une came ou un système analogue traduisant cette loi hyperbolique mais elle ne sera utilisable pour les autres cycles que si le facteur $(P_0 + q - 1)T'$ est constant, ce qui est impossible puisqu'il faut que T' lui-même soit constant. On est donc amené à modifier à chaque cycle le système de commande.

Ceci peut être facilement réalisé grâce à la remarque suivante : le déplacement ε est de la forme

$$\varepsilon = l_0 \frac{t}{[P_0 + (q-1)] T' + t} = \frac{t}{T'} \frac{\lambda}{2} = \left(\frac{t}{T'} \frac{\lambda_0}{2} \right) \times \frac{\lambda}{\lambda_0}$$

Il peut donc s'obtenir en utilisant une *came motrice* qui provoquerait à chaque cycle une *variation linéaire et d'amplitude constante* de l'épaisseur optique, et en transmettant au F. P. l'action de cette came par l'intermédiaire d'un *système démultiplicateur* dont le rapport de démultiplication vaut λ/λ_0 , variable de façon continue au cours de l'exploration totale du spectre.

La variation continue de ce rapport permet d'une part d'utiliser une came motrice d'Archimède, d'autre part de donner à la variation d'épaisseur optique les valeurs $\lambda_1/2, \lambda_2/2, \dots, \lambda_q/2$ qu'elle doit avoir à la fin de chaque cycle. (Pour réaliser cette deuxième condition il suffirait d'une variation discontinue du rapport de démultiplication, mais on peut montrer qu'alors la condition de linéarité ne peut, elle, être satisfaite avec une came motrice unique.)

Conclusion. — Le système de commande doit comporter une came motrice et un système démultiplicateur à rapport variable de façon continue. Cette règle est valable quel que soit le procédé utilisé pour faire varier l'épaisseur optique.

B) EXEMPLE DE RÉALISATION PRATIQUE. — À titre d'exemple nous allons montrer comment les règles précédentes trouvent leur application dans le système explorateur du spectromètre F. P. décrit au chapitre XI.

a) *Déplacement de la lame* (fig. 53). — La lame du F. P. est fixée à une membrane métallique sur laquelle est exercée une force variable ; cette force est commandée par le fléchissement d'une lamelle métallique g . La flèche de g est égale au déplacement du poussoir P . Cet ensemble permet d'obtenir un déplacement de la lame de l'ordre du micron à partir d'un déplacement du poussoir de l'ordre du millimètre. Les dimensions sont calculées de telle sorte que la loi de Hooke soit applicable.

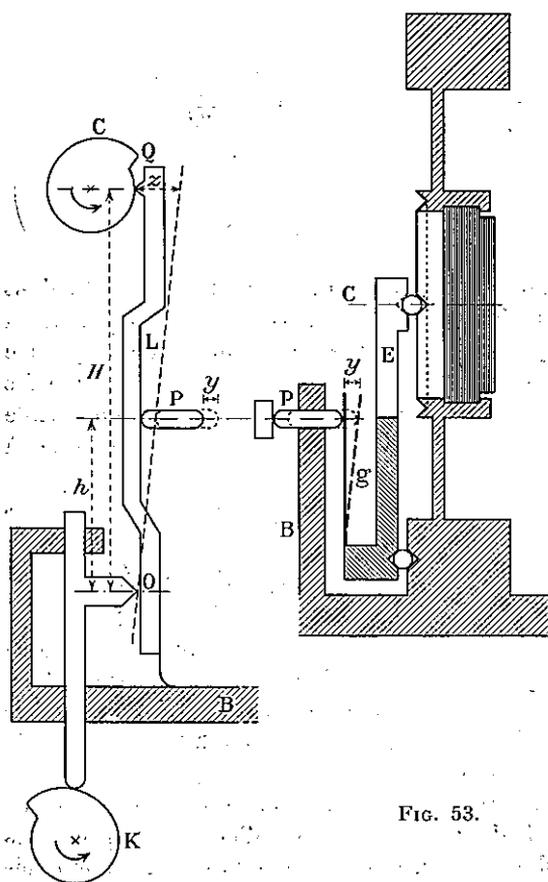


FIG. 53.

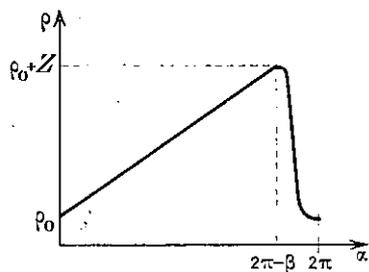
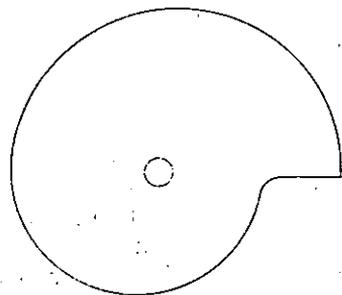
FIG. 54. — Variation du rayon de la came C en fonction de l'angle polaire α .

FIG. 55. — Came K.

b) *Organe moteur.* — C'est une came (C sur la fig. 53) dont l'action est identique pour tous les cycles. Son profil est donné par la loi

$$\rho = \rho_0 + \frac{\alpha}{2\pi - \beta} Z,$$

ρ étant le rayon, α l'angle de rotation de la came, β l'angle correspondant au temps mort, Z la variation maximum du rayon (fig. 54). Pendant le temps mort, ρ varie selon une loi décroissante quelconque ($\beta = 2\pi/30 = 12^\circ$ et $Z = 1$ mm pour le dispositif décrit au chap. XI).

La came C est entraînée par un moteur synchrone.

c) *Organe démultiplicateur.* — Au lieu d'agir directement sur le poussoir P, la came C provoque le déplacement z de l'extrémité d'un levier L; celui-ci, mobile autour du point O, communique au poussoir P un déplacement y . Le rapport y/z est rendu continûment variable par un lent déplacement du point d'application O. Ce point O est défini par le contact du levier L avec une rondelle biseautée dont l'axe est poussé par une came K dont nous allons déterminer la forme; toute variation r de son rayon se traduit par un déplacement égal du point O. Or

soient h et H les distances OP et OQ, h_0 et H_0 leurs valeurs au début de l'exploration ($\sigma = \sigma_0$), y_0 le déplacement qu'aurait le point P si le point O était immobile et y le déplacement réel. On doit avoir $y/y_0 = \lambda/\lambda_0$; on a, d'autre part, les relations géométriques suivantes: $y_0/z_0 = h_0/H_0$ et $y/z = (h_0 - r)/(H_0 - r)$. En combinant ces trois relations on obtient

$$r = \frac{H_0 h_0}{H_0 - h_0} \frac{\sigma \sigma_0}{\sigma_0 + \frac{H_0}{H_0 - h_0} (\sigma - \sigma_0)}$$

Pour avoir la forme de la came K, il faut relier cette variation du rayon à l'angle polaire α ; si la came est entraînée par un moteur synchrone, α est une fonction linéaire du temps, donc de $\sigma - \sigma_0$; si, de plus, on donne à la came K un angle mort β égal à celui de la came C (§ XI.4.4 Ca) l'équation de la came K est

$$r = \frac{H_0 h_0}{H_0 - h_0} \frac{\frac{D\sigma}{2\sigma_0} \frac{\alpha}{\pi - (\beta/2)}}{1 + \frac{H_0}{H_0 - h_0} \frac{D\sigma}{2\sigma_0} \frac{\alpha}{\pi - (\beta/2)}}$$

$D\sigma$ étant l'intervalle total balayé et σ_0 le point milieu de l'intervalle $D\sigma$. La figure 55 montre la came K utilisée (variation totale de r égale à 11 mm).

C) REMARQUE SUR L'ENTRAÎNEMENT DU RÉSEAU PRÉMONOCHROMATEUR. — Le balayage en dents de scie implique l'utilisation d'un prémonochromateur dont la bande passante coïncide à chaque instant avec celle du F. P. Le prémonochromateur comporte en général un réseau qui doit être capable d'explorer le spectre selon une loi linéaire en nombre d'ondes. Nous décrivons au paragraphe XI. 4.2 un dispositif permettant d'obtenir très simplement cette exploration linéaire.

3. Synchronisation des systèmes explorateurs des divers éléments du spectromètre. — 1. *Conditions à satisfaire.* — Un spectromètre F. P. intégral est constitué par la mise en série de plusieurs éléments dispersifs (par exemple, un monochromateur à réseau et deux F. P.) dont les bandes passantes doivent coïncider à chaque instant, ce qui impose à ces divers éléments des lois d'exploration identiques.

a) Cette coïncidence doit avoir lieu en particulier au début de l'exploration, ce qui implique une mise en coïncidence initiale des divers éléments.

b) Les vitesses d'exploration $v_1 = d\sigma_1/dt$, $v_2 = d\sigma_2/dt$, ... doivent être à chaque instant identiques.

Si, de plus, l'exploration se fait grâce à des dents de scie,

c) la loi commune d'exploration doit être une relation linéaire entre le nombre d'ondes et le temps ($\sigma = \sigma_0 + vt$);

d) l'exploration comporte des temps morts et les bandes passantes doivent coïncider au début comme à la fin de ces temps morts, ce qui exige l'arrêt simultané des divers systèmes explorateurs pendant le temps mort de l'un quelconque d'entre eux.

3.2. *Conséquences d'une mauvaise synchronisation.* — Prenons pour exemple un spectromètre F. P. constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et de deux F. P. Soient $\sigma_1 = f_1(t)$, $\sigma_2 = f_2(t)$ et $\sigma_3 = f_3(t)$ les lois d'exploration du F. P. résolvant, du F. P. monochromateur et du monochromateur à réseau. Supposons-les non identiques ; les bandes passantes ne coïncident pas, ce qui a deux conséquences.

a) *Déplacement de la bande passante.* — Soient $\mathcal{C}_1(\sigma - \sigma_1)$, $\mathcal{C}_2(\sigma - \sigma_2)$, $\mathcal{C}_3(\sigma - \sigma_3)$ les facteurs de transmission des trois appareils [$\mathcal{C}_1(\sigma) = W_1(\sigma)$ /étendue, ...]. Au sommet des bandes passantes, leur valeur est maximum [$\mathcal{C}_1(0)$, $\mathcal{C}_2(0)$, $\mathcal{C}_3(0)$]. Le sommet σ' de la bande passante du spectromètre F. P. coïncide avec le maximum du produit $\mathcal{C}_1(\sigma - \sigma_1) \mathcal{C}_2(\sigma - \sigma_2) \mathcal{C}_3(\sigma - \sigma_3)$.

Si les trois bandes passantes coïncidaient, on aurait $\sigma' = \sigma_1 (= \sigma_2 = \sigma_3)$.

Si σ_1 et σ_3 sont différents, on trouve que σ' s'écarte de la bande passante du F. P. résolvant de

$$\sigma' - \sigma_1 = \frac{\delta\sigma_1}{4} \frac{\delta\sigma_1}{\delta\sigma_3}.$$

Ce déplacement est indépendant de l'écart $\sigma_1 - \sigma_3$, tant que cette formule est valable, c'est-à-dire tant que $\delta\sigma_1$ et $\sigma_1 - \sigma_3$ sont petits devant $\delta\sigma_3$, largeur de bande du monochromateur à réseau. L'écart $\sigma' - \sigma_1$ est toujours une très faible fraction de $\delta\sigma_1$ et peut donc être négligé.

Si les bandes passantes σ_1 et σ_2 des deux F. P. ne coïncident pas, on trouve que σ' s'écarte de σ_1 de

$$\sigma' - \sigma_1 = (\sigma_2 - \sigma_1) \frac{1}{k_1^2 + 1} \left[1 - 4 \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\delta\sigma_2} \right)^2 \right]$$

pour une chaîne du premier type (formule approchée admettant que $\sigma_2 - \sigma_1$ est petit devant $\delta\sigma_2$) et de

$$\sigma' - \sigma_1 \simeq \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2}$$

pour une chaîne du deuxième type.

b) *Perte de transparence du spectromètre.* — Si les bandes passantes des trois éléments coïncident, le facteur de transmission du spectromètre atteint sa valeur maximum $\tau_0 = \mathcal{C}_1(0) \mathcal{C}_2(0) \mathcal{C}_3(0)$.

Si la bande passante σ_2 du F. P. monochromateur s'écarte de $\sigma_2 - \sigma_1$ de celle du F. P. résolvant, le facteur de transmission du spectromètre devient

$$\tau = \mathcal{C}_1(0) \mathcal{C}_3(0) \mathcal{C}_2(\sigma_2 - \sigma')$$

et diffère de sa valeur maximum d'une quantité qui vaut

$$d\tau = \tau \times 4 \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\delta\sigma_2} \right)^2.$$

pour une chaîne du premier type [en admettant qu'on peut confondre $\mathcal{C}_2(0)$ avec une fonction d'Airy],

$$d\tau = \tau \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\delta\sigma_2} \right)^2$$

pour une chaîne du deuxième type.

Enfin si c'est la bande passante σ_3 du monochromateur à réseau qui s'écarte de σ_1 , le facteur de transmission baisse de $d\tau = \tau_0(\sigma_1 - \sigma_3)/\delta\sigma_3$ (si on admet que la

bande passante du monochromateur à réseau est triangulaire et de largeur $\delta\sigma_3$).

Remarque. — La perte de transparence due aux défauts de synchronisation est surtout gênante quand elle est variable ; en effet des fluctuations de l'écart entre bandes passantes entraînent des fluctuations du facteur de transmission qui introduisent un bruit supplémentaire, déforment le profil des courbes enregistrées et faussent de manière difficilement contrôlable les mesures d'intensité. Nous serons amené à introduire le rapport $\mathcal{D}_I = \tau/d\tau$ qui définit l'importance de ces fluctuations et sera nommé « défiance sur l'intensité » (§ XI. 4. 4 A).

CONCLUSION. — *Une mauvaise synchronisation des divers éléments entraîne une perte de transparence du spectromètre et un écart entre la bande passante du spectromètre et celle du F. P. résolvant.*

Nous aurons l'occasion au chapitre XI d'étudier systématiquement ces défauts de synchronisation. Nous verrons que si la chaîne est du premier type, l'écart $\sigma' - \sigma_1$ est absolument négligeable tant que la perte de transparence n'est pas devenue rédhitoire.

3. 3. *Synchronisation des bandes passantes de deux F. P.* — Supposons réalisée la mise en coïncidence initiale des bandes passantes. La synchronisation des deux F. P. est assurée si les vitesses d'exploration sont égales et si à chaque temps mort d'un F. P. correspond un temps d'arrêt de l'autre F. P. La réalisation pratique est différente selon que le procédé d'exploration est du premier ou du deuxième type (§ VIII. 1. 3 Bb).

A) CAS OU LES DEUX F. P. UTILISENT UN PROCÉDÉ D'EXPLORATION DU PREMIER TYPE (exemple : variation de pression). — Une variation $d\alpha$ du facteur d'exploration (variation de pression par exemple) entraîne l'exploration d'un intervalle de *indépendant de l'épaisseur et de la résolution du F. P.* Les bandes passantes restent donc synchronisées si leurs deux facteurs d'exploration x_1 et x_2 subissent des variations identiques ; on placera par exemple les deux F. P. dans deux enceintes communicantes, de telle sorte que les pressions du gaz entourant les deux F. P. soient constamment égales ; l'exploration s'effectue par variation de la pression commune (§ XII.4).

Temps morts. — Si la variation $d\alpha$ du facteur d'exploration est suffisante pour explorer l'i. s. l. de la chaîne, on ne reviendra à l'état initial des F. P. qu'après exploration de cet i. s. l. $\Delta\sigma^{(2)}$, ce qui correspond à l'exploration de k_1 i. s. l. du F. P. épais et x_2 i. s. l. du F. P. mince.

Remarque. — En fait, il est souvent impossible d'explorer un intervalle égal à l'i. s. l. de la chaîne (§ XII. 4). Si, cependant, on désire absolument que le facteur d'exploration soit la variation de pression (procédé fournissant actuellement la plus grande régularité dans le déplacement de la bande passante), l'étude d'intervalles étendus reste possible si on consent à resynchroniser fréquemment les bandes passantes des F. P. Voici le principe des méthodes utilisables.

Supposons l'intervalle spectral exploré exactement égal à l'i. s. l. du F. P. mince ($\Delta\sigma_2 = \sigma\Delta^{(2)}/x_2$). On amène en coïncidence les bandes passantes des deux F.P., on explore $\Delta\sigma_2$ et on revient à l'état initial ; les bandes passantes des deux F. P.

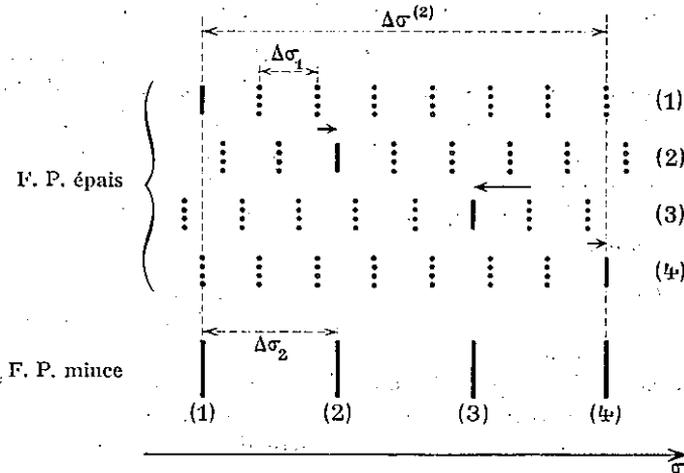


FIG. 56. — Exemple d'exploration en dents de scie dans le cas où il n'est pas possible d'explorer $\Delta\sigma^{(2)}$ de façon continue. Cas d'une chaîne de deux F. P. : $\Delta\sigma^{(2)} = 7\Delta\sigma_1 = 3\Delta\sigma_2$. Les traits indiquent la position des bandes passantes des deux F. P. au début de l'exploration des quatre intervalles suivants : (1) $\sigma_0 \rightarrow \sigma_0 + \Delta\sigma_2$, (2) $\sigma_0 + \Delta\sigma_2 \rightarrow \sigma_0 + 2\Delta\sigma_2$, (3) $\sigma_0 + 2\Delta\sigma_2 \rightarrow \sigma_0 + \Delta\sigma^{(2)}$, (4) $\sigma_0 + \Delta\sigma^{(2)} \rightarrow \sigma_0 + \Delta\sigma^{(2)} + \Delta\sigma_2$.

En traits pleins, bandes passantes utiles du F. P. mince et du F. P. épais pour les quatre dents de scie successives. Les flèches indiquent le déplacement à donner aux bandes passantes du F. P. épais avant le départ des quatre dents de scie.

ne coïncident à nouveau que si, par un dispositif auxiliaire, on déplace la bande passante du F. P. épais d'une fraction de $\Delta\sigma_1$. Une fois réalisée cette nouvelle mise en coïncidence initiale, on explore à nouveau un intervalle $\Delta\sigma_2$, puis on revient à l'état initial. Après x_2 opérations identiques, on a réussi à explorer l'i. s. l. $\Delta\sigma^{(2)}$ de la chaîne et on peut redonner aux deux F. P. les épaisseurs qu'ils avaient au début de l'exploration (fig. 56 et § XII.5).

Bref une exploration continue d'un intervalle spectral illimité peut être obtenue si la variation de pression permet d'explorer $\Delta\sigma_2$, i. s. l. du F. P. mince.

Si un dispositif auxiliaire permet de déplacer la bande passante du F. P. épais de $\Delta\sigma_1$, i. s. l. de ce F. P. épais, ce dispositif auxiliaire permet de resynchroniser les deux F. P. chaque fois que le F. P. mince est ramené à son état initial ; il assure par exemple le déplacement d'une des lames du F. P. mince par un procédé mécanique. Ce dispositif doit être stable et fidèle, mais il est bien plus facile à réaliser qu'un dispositif de même nature chargé d'assurer lui-même l'exploration du spectre selon une loi linéaire et avec une grande « défiance ». Le gain que permet une telle méthode est d'autant plus grand que $x_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$ est plus élevé ; les chaînes de F. P. à épaisseurs voisines (deuxième type) trouvent donc là une application intéressante.

B) CAS OU L'EXPLORATION SE FAIT GRÂCE A UN PROCÉDÉ DU DEUXIÈME TYPE (§ VIII. 1.3 Bb). — Une variation dx du facteur d'exploration entraîne alors l'exploration d'un intervalle $d\sigma$ inversement proportionnel à l'épaisseur. Les variations des facteurs d'exploration x_1 et x_2 du F. P. épais et du F. P. mince doivent être non plus égales, mais dans le rapport $dx_2/dx_1 = \Delta\sigma_1/\Delta\sigma_2$. Ceci est obtenu,

soit en reliant les lames mobiles des deux F. P. par un dispositif démultiplicateur, soit en utilisant deux systèmes explorateurs distincts. Pratiquement il sera plus difficile que dans le cas précédent de synchroniser le déplacement des bandes passantes et seule une étude expérimentale permettra de conclure sur l'intérêt de ces procédés.

Temps morts. — Les deux systèmes explorateurs fonctionnent en général de façon indépendante et chaque F. P. est ramené à son état initial toutes les fois qu'il a parcouru le nombre maximum d'i. s. l. que le procédé utilisé permet d'explorer. Ces retours à l'état initial sont k_1/k_2 fois plus fréquents pour le F. P. épais.

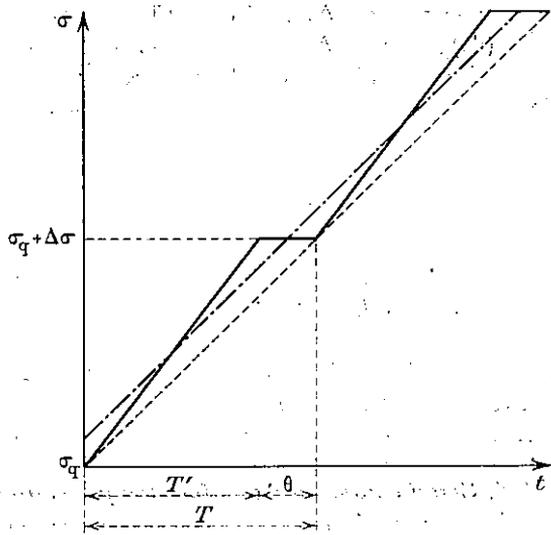


Fig. 57. — Lois d'exploration du F. P. épais (en trait plein), du F. P. mince sans temps d'arrêt (courbe pointillée ou mieux courbe en trait mixte).

Temps d'arrêt. — Pendant les temps morts d'un des F. P., l'autre F. P. doit en principe cesser son exploration du spectre ; ces arrêts peuvent cependant parfois être évités si la chaîne est du premier type ; la bande passante est alors pratiquement confondue avec celle du F. P. résolvant (sauf si la bande passante du F. P. mince s'en écarte trop mais, bien avant que l'effet soit décelable, la transparence du spectromètre a baissé de façon rédhibitoire). Dans ces conditions,

il est nécessaire d'arrêter le F. P. résolvant pendant les temps morts du F. P. mince ; en effet pendant ces temps morts la transparence du spectromètre est nulle et on ne recueillerait aucune information sur l'intervalle spectral alors exploré par le F. P. résolvant, donc par le spectromètre ;

en revanche il est parfois possible de ne pas arrêter le F. P. mince pendant les temps morts du F. P. résolvant ; en effet le seul inconvénient éventuel est alors une perte de transparence que nous allons évaluer ; supposons que la bande passante du F. P. monochromateur continue à se déplacer pendant les temps morts du F. P. résolvant, mais que sa vitesse moyenne soit égale à la vitesse moyenne d'exploration par le F. P. résolvant, compte tenu de ces temps morts ; les radiations transmises par le F. P. résolvant d'une part, par le F. P. monochromateur d'autre part, sont données par les équations (fig. 57)

$$\sigma_1 = \sigma_q + \frac{t}{T'} \Delta\sigma_1 = \sigma_q + \frac{t}{T - \theta} \Delta\sigma_1, \quad \sigma_2 = \sigma_q + \frac{t}{T} \Delta\sigma_1.$$

L'écart en nombre d'ondes d'une des radiations transmises par chacun des F. P.

vaut donc $\sigma_1 - \sigma_2 = \Delta\sigma [t \theta/T(T-\theta)]$. Cet écart est maximum pour $t = T-\theta$ et vaut alors $(d\sigma)_M = (\theta/T) \Delta\sigma_1$. Cet écart maximum est d'ailleurs divisé par 2 lorsqu'on réalise les coïncidences des deux courbes exploratrices, non pas au point de départ de chaque cycle, mais en leurs points milieux. De cet écart résulte une perte de transparence

$$\frac{d\tau}{\tau} = 4 \left(\frac{d\sigma_M}{\delta\sigma_2} \right)^2 = \left(\frac{\Delta\sigma_1}{\delta\sigma_2} \right)^2 \times \left(\frac{\theta}{\tau} \right)^2 ;$$

il peut arriver qu'elle soit parfaitement tolérable. Ainsi si $\theta/T = 1/30$ (cas du dispositif décrit au chap. XI) et si, d'autre part, on tolère que $d\tau/\tau$ atteigne $1/10$, il suffit que $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$ soit supérieur à $N_2/10$; une telle condition est en général compatible avec un bon filtrage pour des chaînes du premier type et, parfois, pour des chaînes du troisième type ($x_2 = 2$ ou 3).

Bref, il n'est pas toujours nécessaire d'arrêter l'organe moteur du F. P. monochromateur pendant les temps morts de l'organe moteur résolvant.

3.4. Synchronisation des bandes passantes du réseau et du F. P. — La bande passante du monochromateur à réseau étant beaucoup plus large que celle du F. P. résolvant, la synchronisation des deux appareils ne présente aucune difficulté (§ XI. 4.4 B). En particulier un raisonnement analogue à celui du paragraphe précédent prouve qu'il est totalement inutile d'arrêter le réseau pendant les temps morts du F. P. résolvant et même pendant les temps morts du F. P. monochromateur.

3.5. Mise en coïncidence initiale des divers éléments. — Il faut amener les trois éléments à transmettre la radiation choisie comme radiation initiale (une raie monochromatique ou encore une bande découpée par le monochromateur à réseau ou le F. P. monochromateur dans un spectre continu).

Il est préférable que cette coïncidence soit obtenue grâce à un dispositif auxiliaire qui permette de déplacer la bande passante d'un des F. P. sans qu'il soit nécessaire de toucher à son système explorateur; il est alors possible de donner aux systèmes explorateurs une structure facilitant leur synchronisation [par exemple, pressions égales dans les enceintes contenant les deux F. P. (§ XII. 4) ou bien coïncidences des angles morts des deux comes motrices du dispositif décrit au chap. XI].

Mais un tel dispositif n'est pas indispensable et le même système peut permettre d'abord d'amener les bandes passantes du F. P. monochromateur à coïncider avec celle du F. P. résolvant, ensuite d'explorer le spectre [24].

4. Conclusion. — *Nous avons passé en revue les divers procédés permettant au F. P. d'explorer continûment le spectre sans perdre, ce faisant, ses qualités de luminosité. Nous avons conclu que si l'intervalle spectral étudié est étendu, les meilleurs résultats sont actuellement obtenus par une variation en dents de scie de l'épaisseur optique.*

La loi d'exploration doit alors être une relation linéaire entre le temps et le nombre d'ondes; une telle loi est obtenue en conjuguant les actions d'un organe moteur et d'un organe démultiplicateur à rapport continûment variable.

Les bandes passantes des divers éléments du spectromètre doivent se déplacer de façon synchrone ce qui impose aux systèmes explorateurs certaines servitudes.

Cette étude théorique montre qu'un spectromètre F. P. est effectivement capable d'explorer continûment un intervalle spectral d'étendue illimitée. Nous en verrons au chapitre XI une confirmation expérimentale qui permettra de préciser les conditions d'utilisation du système explorateur.

QUATRIÈME PARTIE

IX. Conséquences de l'étude théorique. Introduction à l'étude expérimentale

1. **Le spectromètre F. P. intégral : son domaine d'utilisation.** — Nous avons voulu déterminer dans quelle mesure un spectromètre F. P. peut être utilisé dans tous les domaines de la spectroscopie, c'est-à-dire, bien entendu, pour résoudre les problèmes à très haute résolution qui lui ont toujours été réservés, mais aussi pour remplacer systématiquement les spectromètres à réseau ou à prisme, quelle que soit la résolution demandée et quelle que soit la région du spectre.

Nous avons réservé le qualificatif d'*intégral* à tout spectromètre F. P. doté des possibilités d'un spectromètre classique à prisme ou à réseau et capable de résoudre n'importe quel problème spectroscopique. C'est un tel spectromètre qu'il s'agissait de construire et deux difficultés essentielles étaient à résoudre : l'élimination des bandes passantes parasites du F. P. et le déplacement continu de la bande utile.

Nous avons proposé diverses solutions permettant de résoudre convenablement ces deux difficultés et discuté leurs qualités respectives, tout d'abord sur un plan le plus *général* possible, ensuite en tenant compte des *caractéristiques réelles* des divers éléments qui se sont avérés devoir constituer un spectromètre F. P. intégral.

Nous avons conclu qu'actuellement le spectromètre le mieux adapté à l'étude du problème le plus général (spectre très dense, intervalle spectral très étendu) était ainsi constitué :

le F. P. chargé de fournir la résolution est précédé d'un autre F. P. et d'un monochromateur à réseau,

les bandes passantes des trois éléments sont déplacées en synchronisme,

le déplacement de la bande passante des F. P. est assuré par une variation en dents de scie de l'épaisseur optique.

La luminosité d'un tel spectromètre est bien entendu inférieure à celle d'un spectromètre F. P. dépourvu de prémonochromateur ; elle reste cependant beaucoup plus grande, à résolution donnée, que celle des spectromètres classiques à prisme ou à réseau. Une telle affirmation reste vague tant que l'aire des instruments dispersifs n'est pas précisée ; le plus simple en l'occurrence consiste à chercher le gain de luminosité obtenu en remplaçant un spectromètre à réseau par l'association de ce spectromètre à réseau et d'une chaîne de deux F. P. ; ce gain dépend encore de la surface des F. P. utilisés. Pour tracer les courbes de la figure 58 nous avons donné à ces F. P. les caractéristiques indiquées aux paragraphes XI.2

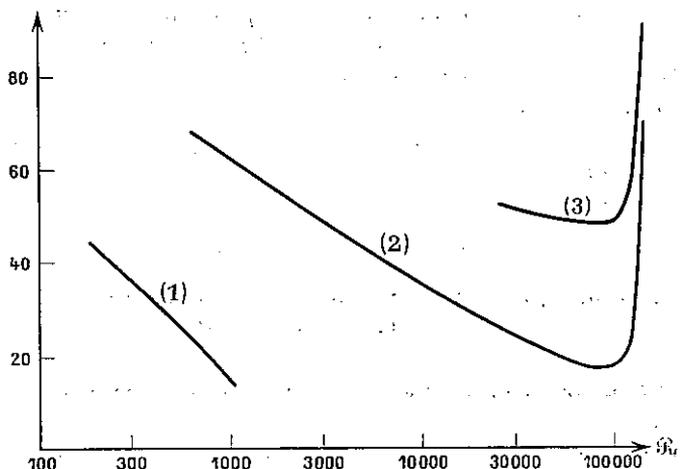


FIG. 58. — En abscisse, résolution \mathcal{R} ; en ordonnée, gain de luminosité. Courbe (1) : le réseau (65×76 mm, $\varphi = 30^\circ$, $\beta = 1/50$) + un F. P.; courbe (2) : le réseau + deux F. P.; courbe (3) : le réseau + trois F. P.

et XII.3; ces courbes montrent à quel point le gain de luminosité peut être important.

Ce spectromètre F. P. intégral est capable de s'adapter à n'importe quel problème. Son intérêt n'est pourtant pas le même dans les différents domaines de la spectroscopie; passons ceux-ci en revue.

Spectroscopie d'émission ou d'absorption. Jusqu'ici exclusivement utilisé à l'étude des spectres d'émission, le spectromètre F. P. peut s'adapter à la spectroscopie d'absorption (chap. XII); mais il est alors indispensable qu'il ait une bande passante unique et aucun des éléments du spectromètre F. P. intégral ne peut être supprimé. Au contraire, pour les spectres d'émission peu denses, l'existence simultanée de plusieurs bandes passantes peut n'avoir que peu d'importance, ce qui permet, le cas échéant, de simplifier notablement la structure du spectromètre.

Divers domaines de résolution. Aux faibles résolutions, le seul avantage du F. P. est sa grande luminosité; il permet une étude plus rapide des phénomènes.

Aux grandes résolutions, le spectromètre F. P. est capable de fournir des résolutions beaucoup plus élevées que les réseaux et a fortiori que les prismes. Mais il est également supérieur à d'autres appareils interférentiels tels que la lame de Lummer ou l'échelon de Michelson de qualités résolventes aussi bonnes mais dont la luminosité est beaucoup moins grande à résolution donnée [5]. Or, dans toute étude à haute résolution, on dispose de peu de lumière (parce que, de façon générale, le flux varie comme $1/\mathcal{R}$, mais aussi parce que toute augmentation de la résolution du spectromètre doit s'accompagner d'une diminution de la largeur des raies, ce qui impose l'emploi de sources de faible luminance). Les qualités de luminosité sont donc très précieuses et, en fait, *les qualités résolventes du F. P. ne sont utilisables que grâce à sa grande luminosité.*

Signalons ici qu'aux très hautes résolutions ($\mathcal{R} > 3 \cdot 10^6$ environ), le F. P. sphérique [9] devient encore bien supérieur au F. P. classique.

Diverses régions spectrales. L'association d'un F. P. à un récepteur photoélectrique permet de l'utiliser dans n'importe quelle région du spectre, tout au moins partout où l'on pourra fabriquer des lames transparentes et faciles à tailler.

Cependant l'emploi du F. P. est d'autant plus confortable que la longueur d'onde est plus grande ; en effet, ses performances sont essentiellement limitées par la qualité de ses surfaces et, plus précisément, dépendent du rapport de la dimension de leurs défauts à la longueur d'onde. Le même F. P. peut être inutilisable dans l'ultraviolet et très bon dans l'infrarouge. Par ailleurs la transparence et l'efficacité des pouvoirs réflecteurs sont liés à l'existence de corps sans absorption et de haut indice ; de tels corps sont fréquents en infrarouge (Ge, Si, Se), rares et incommodes en ultraviolet [30, 31]. Là aussi l'ultraviolet se présente comme une région peu propice au F. P. En revanche l'infrarouge présente beaucoup d'avantages tout au moins tant que la silice y est transparente ; au delà de $2,7 \mu$ environ d'autres matériaux doivent être utilisés. Peu d'essais ont encore été tentés (cf. cependant [32]), mais il semble que la fluorine et peut-être certains verres nouveaux pourraient être taillés avec une précision suffisante (environ le quart de longueur d'onde pour le visible).

Bref aucun domaine de la spectroscopie n'est interdit au spectromètre F. P. et il y présentera des avantages variables mais toujours considérables.

Malheureusement, la structure et le maniement d'un spectromètre F. P. restent assez complexes et ceci suffira à rendre peu rentable l'emploi d'un spectromètre F. P. à toute étude déjà aisément résolue par les spectromètres classiques. Son intérêt n'est vraiment incontestable que pour les problèmes exigeant de hautes performances, tels que : étude des phénomènes fugitifs, étude des spectres peu lumineux (effet Raman), spectroscopie à haute résolution.

Il faut ajouter cependant que, dans bien des cas, la structure du spectromètre F. P. peut être simplifiée, ce qui rend ses applications bien plus nombreuses. Nous allons très brièvement signaler quelques-unes de ces simplifications.

2. Cas particuliers où se simplifie la structure du spectromètre F. P. — La structure du spectromètre F. P. peut être simplifiée soit lorsque l'intervalle spectral à explorer est petit ou même nul, soit lorsqu'il n'est plus nécessaire de supprimer tous les pics parasites. Citons entre autres :

l'étude des variations de luminance d'une raie d'un spectre d'émission (dosages, études de réactions, etc.) ; la bande passante est centrée une fois pour toutes sur la radiation étudiée. On peut utiliser alors une chaîne de F. P. solides, peu encombrante, de réglage facile et stable. Une telle chaîne fait, bien entendu, penser au filtre de Lyot ; celui-ci est plus lumineux, à résolution donnée [33], ses qualités de filtrage sont comparables, mais il ne peut fournir des résolutions aussi élevées que la chaîne de F. P. ;

l'étude de la structure hyperfine des raies d'émission ; l'intervalle spectral occupé par la structure de la raie, de l'ordre de quelques cm^{-1} , est explorable par simple variation de 1 atm de la pression du gaz entourant le F. P. Par ailleurs, étant donnée la grande résolution cherchée, l'i. s. l. du F. P. est, en général, petit devant la distance à la raie étudiée de la raie du spectre la plus voisine ; pour éliminer ces raies adjacentes il suffit d'un monochromateur à réseau dont la réso-

lution requise est tellement inférieure à celle du F. P. qu'il peut sans difficulté fournir au F. P. un faisceau d'étendue suffisante ;

L'amélioration « locale » des performances d'un spectromètre classique [34]. Supposons qu'on dispose d'un spectromètre à prisme dont la résolution et la luminosité seraient suffisantes pour étudier l'ensemble d'un spectre donné, si celui-ci ne contenait un doublet exigeant des performances très supérieures. On peut alors, au moment où ce doublet est étudié, adjoindre au spectromètre à prisme un F. P. de caractéristiques bien définies qui apporte un gain suffisant de résolution et de luminosité.

Il existe ainsi de nombreux problèmes où un spectromètre F. P. de structure très simple apporte un gain considérable de luminosité ou de résolution.

3. Comparaison générale du spectromètre F. P. aux autres types de spectromètres. — C'est aux spectromètres à réseau ou à prisme que nous avons le plus souvent comparé le spectromètre F. P. Sa confrontation aux autres types de spectromètres exigerait un rappel de leurs propriétés, trop long pour entrer dans le cadre de ce chapitre ; elle sera donc faite ailleurs. Signalons cependant les appareils possédant une supériorité certaine sur le spectromètre F. P. intégral :

pour les études de structure hyperfine des raies d'émission à très hautes résolutions (le spectromètre n'a pas alors besoin d'être intégral), le F. P. sphérique [9] ;

aux résolutions moyennes, dans l'infrarouge, le spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation [16] ;

aux faibles résolutions, dans l'infrarouge lointain, les spectromètres interférentiels utilisant l'analyse de Fourier [35, 41].

4. Conclusion. Problèmes choisis pour l'étude expérimentale. — *Le spectromètre F. P. peut être adapté à tous les domaines de la spectroscopie, sans diminution rédhibitoire de sa luminosité ; cependant sa structure et son maniement complexe semblent actuellement réserver son usage à l'étude des problèmes exigeant soit une grande résolution, soit une grande luminosité. C'est à de tels problèmes que sont destinés les trois spectromètres F. P. dont l'étude expérimentale va être présentée :*

l'un exploite les qualités résolvantes du F. P., il est destiné à l'étude de la structure hyperfine des raies d'émission infrarouges ;

le second trouve son intérêt dans la luminosité du F. P., de faible résolution ($R = 10\ 000$) il est adapté à l'étude rapide de spectres peu lumineux et occupant un grand intervalle spectral ;

le troisième, consacré à l'étude à haute résolution des spectres d'absorption infrarouge, profite simultanément de la luminosité et de la résolution du F. P.

Dans les deux derniers cas le spectromètre F. P. se présente sous son aspect le plus complexe ; c'est aussi la raison qui nous a conduit à les choisir comme base de notre étude expérimentale. Les difficultés étudiées sur le plan théorique pouvaient ainsi être toutes abordées expérimentalement. Leur exemple ne doit pas faire oublier que le spectromètre F. P. peut, dans bien des cas, apporter à moindres frais, d'importants avantages.

CINQUIÈME PARTIE

RÉALISATIONS EXPÉRIMENTALES

X. Réalisation d'un spectromètre F. P. pour l'étude de la structure hyperfine des raies d'émission infrarouges

1. **Introduction.** — Le passage du spectrographe F. P. au spectromètre F. P. permet d'étendre le domaine d'utilisation du F. P. au spectre infrarouge, dont les radiations ne peuvent être décelées que par des récepteurs physiques. Nous avons mis au point deux spectromètres F. P. pour l'infrarouge, l'un destiné à l'étude des spectres d'absorption, qui sera décrit au chapitre XII, l'autre destiné à l'étude à haute résolution des raies d'émission infrarouges. Ce dernier, comme nous l'avons vu au paragraphe IX.2, peut être de structure moins complexe qu'un spectromètre F. P. intégral et sera formé par l'association d'un monochromateur et d'un F. P.

2. **Intérêt du spectromètre.** — *1. Supériorité du spectromètre F. P. pour l'étude des structures hyperfines des raies infrarouges.* — La comparaison du F. P. au réseau ne peut se faire, dans le cas particulier du domaine infrarouge, qu'en tenant compte simultanément des qualités de résolvançe et de luminosité de ces deux appareils. En effet la résolution effectivement fournie par un spectromètre peut être limitée :

a) soit par des raisons purement optiques : la limite de résolution d'un F. P. est aussi petite qu'on le désire alors que celle d'un réseau ne peut descendre au-dessous de $\delta\sigma_0 = 1/2M\sin\varphi$ (de l'ordre de $0,03\text{ cm}^{-1}$ pour les très grands réseaux) ;

b) soit par la *sensibilité des récepteurs* : lorsque la résolvançe croît, le flux qui parvient au récepteur décroît comme l'inverse de la résolvançe ; on atteint ainsi le flux minimum Φ_0 décelable par le récepteur ce qui fixe à la résolvançe la limite supérieure k/Φ_0 ; k est un facteur qui dépend de la nature de l'appareil dispersif et croît avec les dimensions de l'appareil ; à surface égale le facteur k d'un F. P. est environ 100 à 300 fois supérieur à celui d'un réseau.

Dans le visible ou l'ultraviolet c'est en général la première condition qui limite la résolution d'un spectromètre à réseau ; dans l'infrarouge, c'est le plus souvent la seconde car le rapport signal/bruit des récepteurs y est bien inférieur. La recherche des grands pouvoirs de résolution en infrarouge implique donc l'utilisation d'appareils non seulement plus résolvançants du point de vue théorique, mais aussi plus lumineux à résolvançe donnée ; la construction de réseaux de plus en plus grands fournit bien en principe une solution puisque, accroître la largeur d'un réseau multiplie par le même facteur sa résolution théorique et l'étendue du faisceau qu'il délimite. Mais l'emploi du F. P. fournit une solution plus satisfaisante puisque, de résolvançe théorique illimitée, cet instrument fournit une luminosité très grande même s'il reste de faible surface.

Ceci ressort clairement de la comparaison du réseau et du F. P. qu'il faut utiliser pour étudier les structures hyperfines de raies infrarouges; un spectromètre est bien adapté à ce genre d'études si sa limite de résolution est légèrement inférieure à la largeur des composantes étudiées; dans la région infrarouge la plus riche en raies d'émission (1 à 2,5 μ environ), ces largeurs sont de l'ordre de 0,01 cm^{-1} . Pour qu'un spectromètre à réseau fournisse confortablement une telle résolution, il faut que sa limite de résolution théorique w_0 soit environ moitié [8] ce qui, d'après la formule $w_0 = 1/2M \sin \varphi$ impose un $M \sin \varphi$ de 100 cm ; si l'angle de « blaze » vaut 60° et si le réseau est utilisé en double passage, il faut que la largeur rayée soit d'environ 60 cm . Pour qu'un F. P. fournisse même résolution, il faut que ses lames soient distantes d'environ 3 cm , ce qui ne présente aucune difficulté. Pour qu'il fournisse au récepteur le même flux que le réseau, en admettant que la hauteur des traits de ce réseau soit 30 cm et que la hauteur des fentes atteigne 1/25, il suffit que le diamètre des lames du F. P. soit de 6 cm .

Il est beaucoup plus facile d'exécuter un F. P. de diamètre 6 cm qu'un réseau de 60 \times 30 cm . Il est, d'autre part, beaucoup plus facile de l'utiliser. En effet le système optique encadrant les éléments d'un spectromètre F. P. est assez élémentaire et d'encombrement réduit, alors que si l'on désire réellement approcher la limite de résolution théorique d'un grand réseau on est conduit à construire des spectromètres de grande longueur dont l'optique, la stabilité mécanique et l'isolement thermique posent de difficiles problèmes.

Enfin nous avons déjà remarqué qu'il ne sert de rien d'accroître la résolution d'un spectromètre, si sa définitivité n'est pas simultanément accrue de telle sorte que le rapport \mathcal{D}/\mathcal{R} reste toujours de l'ordre de 10 à 20. Ceci est facile à obtenir pour le F. P.; en effet nous avons vu au chapitre VIII que pour explorer un spectre d'étendue quelconque, un procédé consiste à faire varier le facteur d'exploration selon une loi en dents de scie qui le ramène à sa valeur initiale toutes les fois qu'un ou deux intervalles entre ordres ont été parcourus; si la finesse N vaut 30 et si l'on désire une définitivité 20 fois supérieure à la résolution il faut que le facteur d'exploration ne s'écarte jamais de la valeur qui lui est attribuée par la loi d'exploration de plus de $1/20N = 1/600$ de l'amplitude totale de sa variation, ce qui est facile à obtenir. Dans le cas du spectromètre à réseau, si l'on veut encore avec un système explorateur unique pouvoir étudier n'importe quelle raie du spectre, donc être capable de parcourir l'intervalle spectral séparant deux bandes passantes, il faut utiliser un facteur d'exploration dont la précision relative soit $1/20N$, où N est cette fois le nombre de traits du réseau (de l'ordre de 100 000 pour un réseau à grande résolution) et le problème devient quasi impossible à résoudre; il faut, en fait, adjoindre à un premier système d'exploration rapide et peu précise, un second système d'exploration lente ce qui pose de difficiles problèmes d'étalement, ou bien encore utiliser un F. P. auxiliaire. Là encore l'emploi du spectromètre F. P. présente de sérieux avantages.

Remarquons cependant que dans quelques cas particuliers où la luminance de la raie est considérable, le spectromètre à réseau peut reprendre quelque supériorité grâce à la forme de sa fonction d'appareil dont les pieds sont bien inférieurs à ceux de la fonction du F. P.

2.2. Remarques sur l'intérêt de la région infrarouge pour l'étude des structures hyperfines. — Deux problèmes ont un intérêt évident : l'étude des niveaux qui ne donnent naissance qu'à des raies infrarouges et la classification des raies de spectres encore inconnus dans l'infrarouge par l'étude de la structure hyperfine de chaque raie.

Un troisième problème serait éventuellement celui-ci : étude, grâce à une raie infrarouge, d'un niveau donnant par ailleurs naissance à une raie visible. L'infrarouge est a priori très défavorisé par la faible sensibilité des récepteurs dont le bruit est très supérieur au bruit de photons. Il peut arriver cependant que l'étude de la raie infrarouge soit intéressante.

Soit en effet un niveau double (écart y) donnant naissance à deux doublets d'émission, l'un (bb') dans le visible, l'autre (aa') dans l'infrarouge, les longueurs d'onde moyenne des deux doublets étant dans le rapport n (fig. 59).

La largeur de raie s est, pour une source donnée, n fois plus faible pour la raie infrarouge. Le rapport s/y est alors divisé par n . En revanche, une source ayant à fournir une raie de largeur s peut travailler dans l'infrarouge à une température n^2 fois plus élevée.

La résolution finale s/y à obtenir est n fois plus faible dans l'infrarouge.

Avec des lames données, la finesse limite N_D est n fois plus grande dans l'infrarouge ce qui, en première approximation, permet d'obtenir la même finesse N_D avec des lames de surface n fois plus grande.

Ces avantages peuvent être exploités de diverses façons ; ainsi :

Supposons que s/y soit égal à 2 dans le doublet bb' ; le niveau ne peut alors pas être résolu sur la raie λ_V . Il peut au contraire l'être aisément par la raie λ_{IR} où $s/y = 1/2$.

Supposons que s/y soit égal à 0,4 dans le doublet bb' ; le niveau peut alors être résolu dans le visible mais à condition d'utiliser une résolution instrumentale très supérieure à la finesse de la raie, ce qui réduit considérablement la luminosité (fig. 60). La même limite de résolution y est obtenue dans l'infrarouge avec une luminosité 1 600 fois plus grande (gain de 16 sur l'étendue, gain de 100 provenant d'une amélioration de la transparence due à l'augmentation du rapport s/ω , que l'on choisit voisin de 1, et, d'autre part, d'une augmentation de la luminance de la source, car cette largeur $s = \omega$, bien qu'inférieure à la largeur s visible peut s'obtenir avec une source de température plus élevée).

En fait cet important gain de luminosité n'est pas suffisant en général pour compenser l'accroissement du bruit dû à l'emploi des récepteurs au sulfure de plomb. Ce dernier

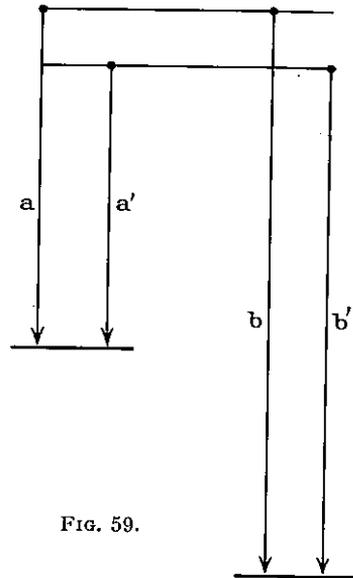


FIG. 59.

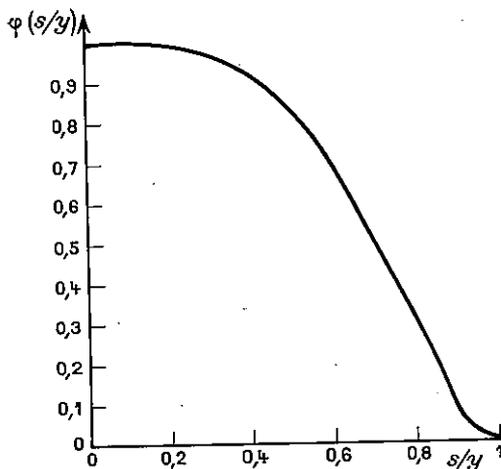


FIG. 60.

exemple montre cependant que, dans certains cas, l'étude de la raie infrarouge s'effectue avec un bon rapport signal/bruit tout en apportant des avantages fondamentaux de résolution.

Conclusion. — Le spectromètre F. P. est bien adapté à l'étude des structures hyperfines des raies infrarouges car ses qualités de luminosité permettent de reculer la limite imposée à la résolution par la faible sensibilité des récepteurs pour l'infrarouge.

L'étude de la structure hyperfine des raies infrarouges se justifie par le fait que certains niveaux ne donnent naissance qu'à des raies infrarouges mais aussi par la faible largeur Doppler de ces raies infrarouges.

3. Description du spectromètre F. P. pour l'étude des structures hyperfines des raies infrarouges. — L'appareil que nous allons décrire (fig. 61) est spécialement destiné à l'étude des structures hyperfines et bénéficie par conséquent des simplifications que nous avons signalées au paragraphe IX.2.

3.1. Plan général du montage. — Le système comprend trois parties bien distinctes : le *système interférentiel*, le prémonochromateur à réseau et le système optique adaptant ces deux instruments l'un à l'autre (fig. 62). Nous compléterons la description du montage par un aperçu du *système explorateur* et du *système récepteur*.

3.2. Système interférentiel. — Il comprend le F. P. et le trou isolateur placé au foyer de sa lentille collimatrice.

Les lames du F. P. sont montées dans un appareil décrit par Dufour dans sa thèse ([5] p. 64, fig. 31). Les lames sont serrées par la tranche grâce à des patins élastiques. Il existe un degré de serrage, assez critique, tel que, d'une part, les

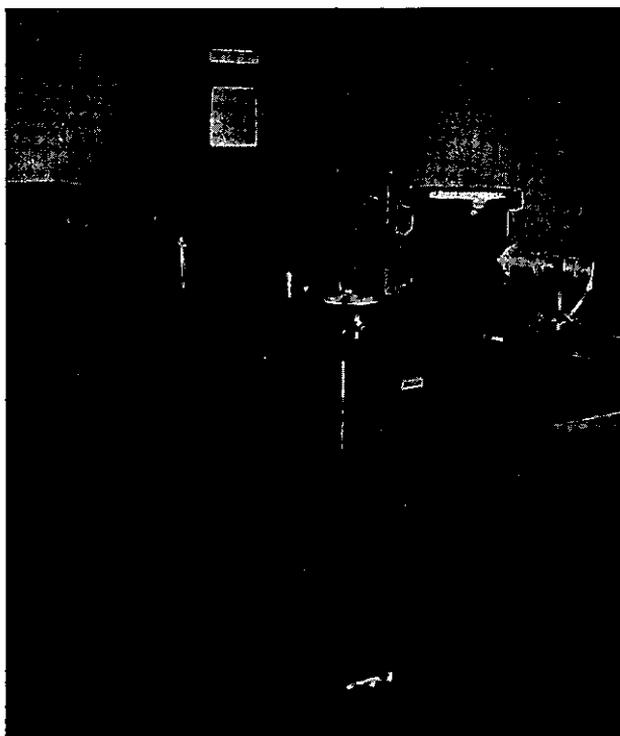


FIG. 61.

lames ne subissent pas de déformations supérieures à leurs défauts propres ($\approx 5\ 000/50\ \text{Å}$) et tel que, d'autre part, la stabilité du réglage soit suffisante.

Les lames utilisées ont 7 cm de diamètre ; la première paire utilisée avait, à $15\ 000\ \text{Å}$, une finesse limite de l'ordre de 30 lorsqu'on limitait à 3 cm leur diamètre utile. Nous disposons actuellement d'une autre paire de lames ayant une finesse limite de 60 lorsque leur diamètre utile est 5 cm.

Les lames sont couvertes de couches réfléchissantes formées d'un empilement de couches d'épaisseur $\lambda/4$ de sulfure de zinc et cryolithe [10, 11] : $N_R = 60$ et $\tau = 50\%$ pour un revêtement fabriqué pour $15\ 000\ \text{Å}$, ce revêtement conservant une finesse réfléchissante N_R supérieure à 20 de $14\ 000\ \text{Å}$ à $18\ 000\ \text{Å}$.

L'appareil F. P. est placé dans une cloche étanche qui sera décrite avec le système explorateur. Le trou isolateur ainsi que la lentille collimatrice du F. P. sont placés sur un support fixé sur cette cloche.

3.3. Monochromateur à réseau. — Nous avons utilisé successivement un monochromateur à réseau du type Pfund (fig. 61) puis un monochromateur à réseau du type Ebert-Fastie [13], ce dernier ayant été préféré car il permet de faire travailler le réseau dans de meilleures conditions (position voisine de la position de Littrow [12]). Nous allons le décrire rapidement. Un schéma du trajet de la lumière est donné par la figure 62. Les fentes F_1 et F_2 sont placées dans le plan

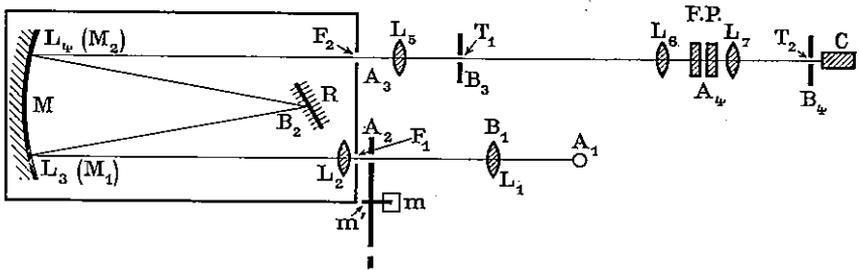


FIG. 62. — Schéma optique du spectromètre F. P. pour l'étude des structures hyperfines des raies infrarouges : A_1 , source ; F_1 , F_2 , fentes ; R, réseau ; M, miroir ; T_1 , T_2 , trous ; C, cellule ; m, moqueur ; m' , modulateur.

focal des miroirs M_1 et M_2 ; ceux-ci ont un rayon de courbure de 320 cm, un diamètre tel que ce soit le réseau qui diaphragme le faisceau. Le réseau a pour dimensions 230×135 mm (surface rayée 203×127 mm), pour un angle de « blaze » 48° . L'angle entre les rayons incidents et émergeant du réseau vaut $\theta = 7,5^\circ$. Les fentes sont circulaires, centrées sur l'axe du spectromètre ; leur lèvres inférieure est immobile à 12 cm de cet axe.

La longueur focale a été calculée de telle sorte qu'à $15\ 000 \text{ \AA}$, l'aberration de sphéricité ne soit pas gênante pour les résolvances inférieures à 200 000. En fait nous n'avons jamais eu à dépasser la résolution 5 000.

Une partie du monochromateur d'Ebert-Fastie est représentée par la figure 86.

3.4. Système optique. — L'ensemble du montage comporte la source et son condenseur, le monochromateur dont les pupilles sont le réseau et les fentes, le système interférentiel dont les pupilles sont les lames du F. P. et le trou isolateur.

On montre aisément que la meilleure solution pour adapter les unes aux autres ces différentes fractions du montage consiste à conjuguer :

d'une part la source A_1 , la fente d'entrée A_2 , la fente de sortie A_3 , les lames A_4 du F. P. ;

d'autre part le condenseur B_1 de la source, le réseau B_2 , le trou isolateur B_4 .

Il suffit pour cela :

a) que le condenseur L_1 de la source forme de celle-ci une image sur la fente d'entrée ;

b) qu'une lentille L_2 placée sur la fente d'entrée F_1 conjugue le condenseur L_1 et le réseau R ;

c) qu'une lentille L_6 donne du réseau R une image T_1 , qui soit elle-même l'image antérieure du trou isolateur T_2 ; celui-ci étant obligatoirement au foyer postérieur de la lentille focalisatrice L_7 du F. P., l'image T_1 doit être au foyer antérieur de la lentille collimatrice L_6 du F. P. ;

d) que les lentilles L_5 et L_6 conjuguent la fente de sortie F_2 avec une des lames du F. P.

CHOIX DES LENTILLES. — Le choix des lentilles L_1 , L_2 , L_7 ne présentant aucune difficulté nous nous contenterons d'indiquer le mode de calcul des convergences et des positions de L_5 et L_6 qui adaptent le système interférentiel au monochromateur à fentes ; c'est la résolution désirée ou, plus précisément, la largeur de la

fonction exploratrice qui commande leur choix. En effet le diamètre angulaire de T_1 est égal au diamètre angulaire de T_2 et vaut $\alpha = \sqrt{8} \sqrt{f/\sigma}$.

Dans le cas où le monochromateur est du type Ebert, l'image du réseau donnée par L_4 est pratiquement à l'infini ; l'image qu'en donne ensuite L_5 est donc au foyer postérieur de L_5 ; l'ensemble des deux lentilles L_5, L_6 forme ainsi un système afocal de grandissement $\gamma = C_5/C_6$. Si on nomme H la dimension utile du réseau et C_4 la convergence du miroir collimateur du monochromateur, on a donc $H C_4 = \alpha \gamma$, d'où

$$\gamma = \frac{C_5}{C_6} = \sqrt{\mathfrak{R}_F} \frac{H C_4}{\sqrt{8}}$$

Le monochromateur décrit avait à travailler entre $\mathfrak{R} = 100\,000$ ($\delta\sigma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$ à 1μ) et $\mathfrak{R} = 5.10^6$ ($\delta\sigma = 0,001 \text{ cm}^{-1}$ à 2μ). La dimension utile du réseau est sa hauteur $H = 127 \text{ mm}$. La convergence du miroir est $C_4 = 0,62 \delta$. Le rapport γ est donc compris entre 10 et 65.

La lentille L_6 ayant un diamètre utile bien supérieur à celui de la lentille L_5 , il vaut mieux, pour changer γ , agir uniquement sur C_5 et garder toujours la même lentille L_6 . Nous avons adopté pour celle-ci la convergence $C_6 = 0,75 \delta$ qui conduit à prendre pour L_5 une lentille de convergence variant entre 7,5 et 45 δ .

DÉPLACEMENT DES LENTILLES ADAPTATRICES. — La position des lentilles L_5 et L_6 est déterminée par le fait que la fente de sortie F_2 et l'étalon A_1 doivent, lorsque $\gamma = C_5/C_6$ varie, rester conjugués et ne peuvent, par ailleurs, être déplacés ; ce déplacement, qui impliquerait en particulier un nouveau réglage optique de l'ensemble du spectromètre, ne saurait être envisagé si l'on veut pouvoir changer rapidement la résolution du F. P., donc la largeur f de la fonction exploratrice $F(\sigma)$. Il a donc été nécessaire de prévoir un déplacement des lentilles L_5 et L_6 tel que les points F_2 et A_1 restent fixes et conjugués. Nous allons calculer l'amplitude de ces déplacements.

On a les relations

$$\varphi_6 = \gamma \varphi_5, \quad \overline{L_6 A_1} = \varphi_6 - \gamma^2 \overline{F_2 C},$$

$$2(\varphi_6 + \varphi_5) + \overline{F_2 C}(1 - \gamma^2) = \overline{F_2 A_1} = \text{Cte},$$

en appelant φ_6, φ_5 les longueurs focales de L_6, L_5 et C le foyer-objet de L_5 .

Il résulte de ces formules que les déplacements à prévoir pour les lentilles L_6 et L_5 , lorsque γ croît de γ_0 à γ_1 , sont :

$$\begin{aligned} z &= \overline{L_6^0 L_6^1} \simeq \overline{F_2 A_1} \left(\frac{1}{\gamma_0^2} - \frac{1}{\gamma_1^2} \right) + 2 \varphi_6 \left[\left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_0} \right) + \left(\frac{1}{\gamma_1^2} - \frac{1}{\gamma_0^2} \right) \right] \\ &\simeq 2 \varphi_6 \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_0} \right), \end{aligned}$$

$$z = \overline{L_5^0 L_5^1} \simeq \overline{F_2 A_1} \left(\frac{1}{\gamma_0^2} - \frac{1}{\gamma_1^2} \right) + \varphi_6 \left[\left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_0} \right) + 2 \left(\frac{1}{\gamma_1^2} - \frac{1}{\gamma_0^2} \right) \right]$$

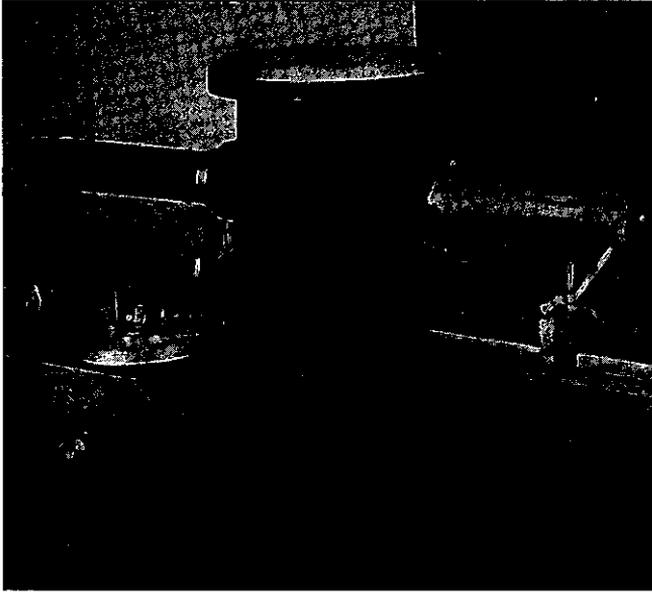


FIG. 63.

$$\approx \varphi_0 \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_0} \right).$$

Dans notre montage, on a $\varphi_0 = 133$ cm et $\overline{L_6 A_{1\min}} = 17$ cm (imposé par les dimensions de la cloche contenant le F. P.) ; il suffit donc de déplacer la lentille L_6 de 27 cm et le support de la lentille L_5 de 13,5 cm pour couvrir la gamme des résolvances désirées. Ces déplacements sont tout simplement obtenus en plaçant les lentilles L_6 et L_5 sur des supports qui coulissent dans deux tubes, solidaires l'un de la cloche du F. P., l'autre du monochromateur (fig. 63).

Bref, le changement du rapport $\mathcal{R}_F = \sigma/f$ se réalise en changeant la lentille L_5 et en faisant coulisser la lentille L_6 dans le tube qui la supporte.

3.5. Système explorateur. — Son principe correspond aux règles du paragraphe IX.2. La bande passante du monochromateur à réseau reste fixe. Celle du F. P. se déplace grâce à la variation de la pression dans la cloche où est placé le F. P. Une variation de 1 atm, le gaz étant de l'air, suffit toujours à explorer au minimum un ordre. Les procédés permettant de ralentir la vitesse d'exploration dans le cas des hautes résolvances et d'obtenir une excellente régularité de cette vitesse sont ceux qui ont été mis au point dans les spectromètres F.P. pour l'étude de la structure hyperfine visible [23].

3.6. Système récepteur. — Le récepteur utilisé est une cellule au sulfure de plomb. La lumière est modulée à 975 Hz par un disque crénelé placé devant la fente d'entrée du monochromateur. Le signal modulé attaque un amplificateur accordé de type classique (filtre en double T). Après redressement le signal est enregistré par un millivoltmètre enregistreur.

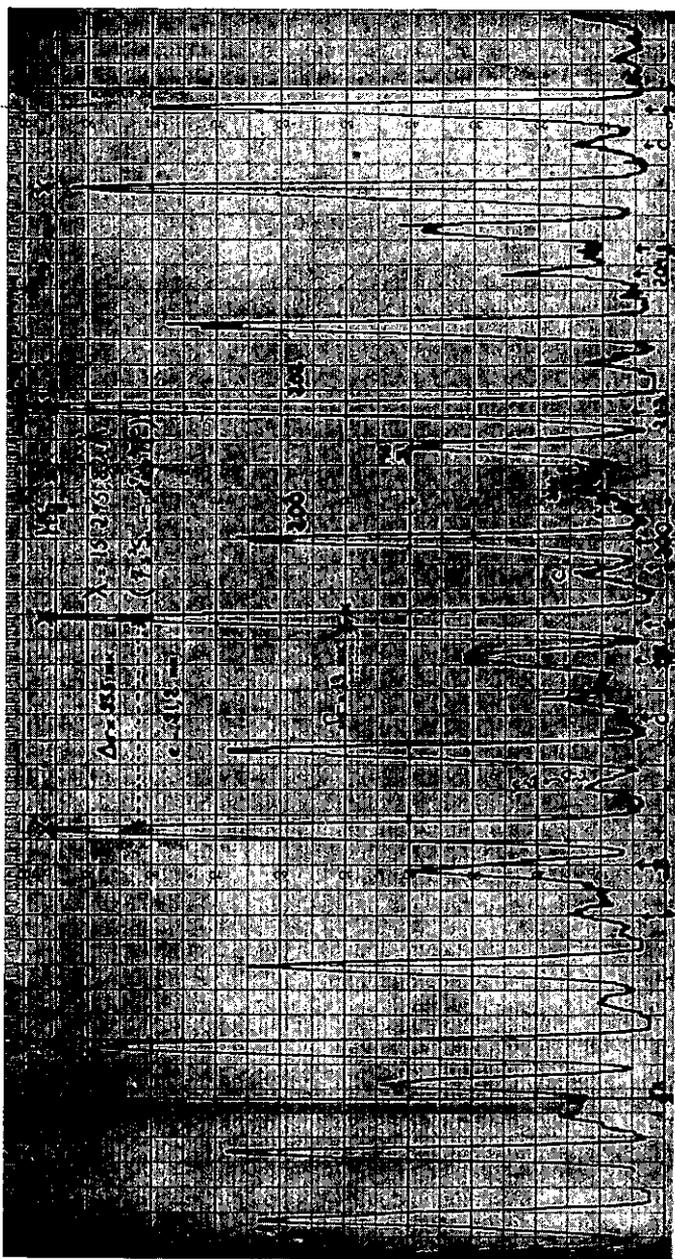


Fig. 64.

4. Résultats obtenus. — Nous avons, avec l'appareil qui vient d'être décrit, commencé l'étude des structures hyperfines des raies du mercure et du cadmium. La figure 64 montre un des enregistrements obtenus ; la résolution instrumentale γ atteint $0,8 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$, ce qui représente la résolution la plus haute jamais atteinte

dans cette région. Cet enregistrement a permis de déterminer le déplacement isotopique du niveau $5d^9 6s^2 6p^3 P_2^0$ du mercure, qui ne donne naissance à aucune raie visible ou ultraviolette [14]. D'autres raies du mercure ou du cadmium ont également été étudiées.

XI. Réalisation d'un spectromètre F.P. intégral de faible résolution ($\mathcal{R} \simeq 10^4$)

1. **Introduction.** — L'appareil que nous allons décrire dans ce chapitre est un spectromètre F. P. intégral destiné à l'étude de problèmes choisis volontairement dans des domaines de résolvances faciles à atteindre avec un réseau et même avec un prisme (\mathcal{R} compris entre 5 000 et 50 000) ; *le seul intérêt du F. P. est alors sa grande luminosité.* Naturellement on exige de l'appareil toutes les qualités de filtrage et d'exploration d'un spectromètre classique à réseau. (Les essais s'effectuaient, en général, en prenant pour source une cathode creuse à fer, fournissant donc un spectre très riche en raies à toutes longueurs d'onde.) On peut se fixer comme ordre de grandeur de l'intervalle spectral à explorer l'étendue d'un spectre Raman, soit environ $4\,000\text{ cm}^{-1}$ dans les régions violette et bleue du spectre.

Le montage réalisé comporte deux F. P. et un monochromateur à réseau mis en série. L'exploration se fait grâce au principe des « dents de scie » ; le fonctionnement à faible résolution ne permet plus un balayage par variation de pression et nécessite une variation relativement importante de la distance des lames, qu'on obtient par déplacement d'une des lames du F. P. La mise au point d'une monture permettant d'obtenir ce déplacement a présenté de nombreuses difficultés, les principales étant la conservation du parallélisme des lames et surtout la régularité du déplacement. L'appareil réalisé, bien qu'encore imparfait, remplit cependant son rôle et permet effectivement l'étude avec une grande luminosité de spectres denses et étendus.

2. **Choix du prémonochromateur.** — Nous avons montré au chapitre VII comment s'effectuait le choix du meilleur type de prémonochromateur. La figure 45 résume un calcul partant des données suivantes.

a) Le spectromètre est destiné à l'étude des spectres d'émission. Dans ces conditions l'énergie parasite ne prend de l'importance que si le spectre est très dense ou comporte une forte composante continue. Si on se désintéresse de ce cas on est amené

à confondre l'énergie totale \mathcal{C} fournie au récepteur avec l'énergie utile \mathcal{U} ,

à se désintéresser de la valeur précise du facteur de filtrage. Il s'ensuit que :

la solution la meilleure est celle qui *correspond au maximum de $\sqrt{\mathcal{U}}$* ; en effet $\sqrt{\mathcal{U}} \simeq \mathcal{U}/\sqrt{\mathcal{C}}$ et représente le rapport signal/bruit lorsque le bruit se réduit au bruit de photons (cas des photomultiplicateurs qui sont toujours utilisés ici),

les qualités de filtrage du prémonochromateur se caractérisent par la *hauteur relative des ghosts*, dont nous admettrons ici qu'elle ne doit pas dépasser 2%.

b) Les éléments dont on dispose pour construire le spectromètre sont :

un réseau de $76 \times 65\text{ mm}$, d'angle de « blaze » égal à 30° ;

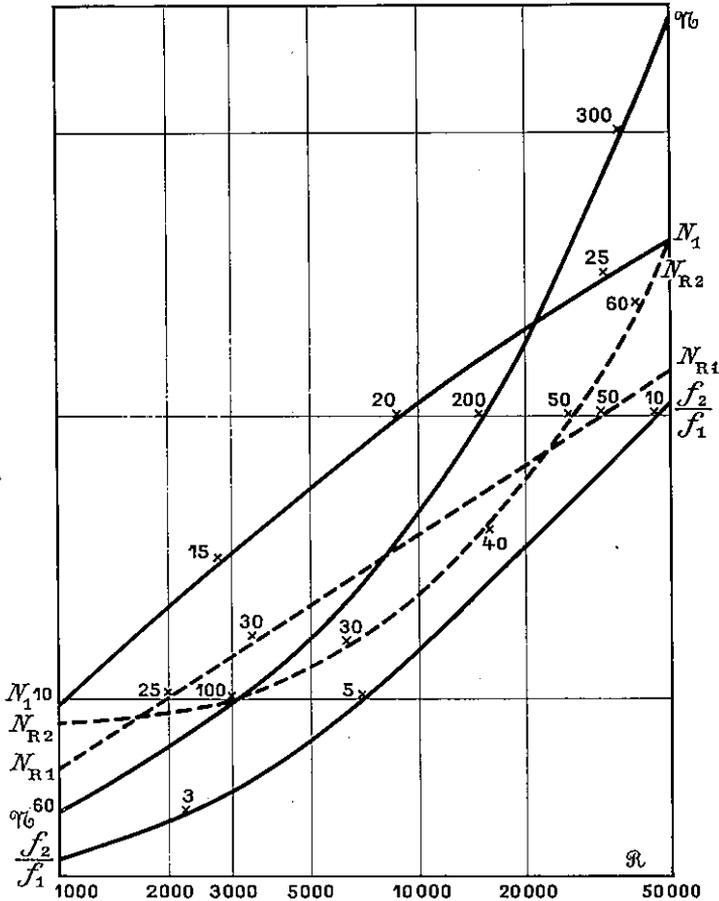


FIG. 65.

un F. P. de 7 cm de diamètre ; lorsqu'on utilise une aire croissante de ses lames, la finesse limite décroît selon une loi qu'indique la figure 43 (cf. méthode du § XI.4.3Ba β) ;

un petit F. P. de 3 cm de diamètre, de finesse limite égale à environ 40. Les revêtements réflecteurs des deux F. P. sont des couches multidiélectriques de facteur d'absorption égal à 0,5 %.

De la figure 45 on déduit immédiatement que pour la zone de résolution qui nous intéresse (5 000-50 000), c'est l'association d'un monochromateur à réseau et de deux F. P. qui constitue la solution optimum. Pour des résolutions supérieures à 50 000 la transparence diminue de façon rédhitoire et il faudrait utiliser un réseau monochromateur de plus grandes dimensions.

3. Description des éléments du spectromètre. — 1. Valeur des paramètres caractérisant les divers éléments. — La figure 65 indique, à chaque résolution, les valeurs qu'il faut donner aux différents paramètres caractérisant le spec-

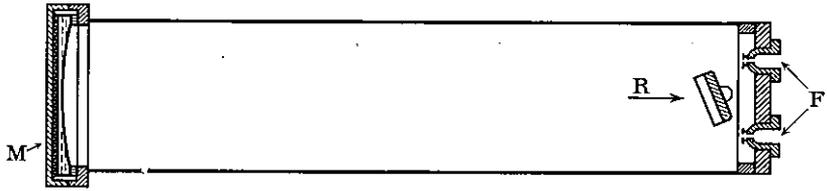


FIG. 66. — Coupe du monochromateur à réseau :
F, fentes ; R, réseau ; M, miroir.

tromètre : finesse globale \mathcal{N} de la chaîne des deux F. P., rapport k_1 de l'i. s. l. de la chaîne à l'i. s. l. du F. P. épais ($k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$), finesse effective N_1 du F. P. épais, finesse réfléchrice du F. P. monochromateur.

Rappelons que les valeurs obtenues ne dépendent pas du type de chaîne considérée ; mais, pour raison de commodité dans la réalisation du système explorateur, nous avons choisi une chaîne du premier type ($\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma^{(2)}$).

Les conditions optima d'utilisation sont à peu près les suivantes :

pour le F. P. monochromateur, largeur de la fonction $F_2(\sigma) =$ largeur de la fonction $D_2(\sigma)$;

pour le F. P. épais, largeur de $F_1(\sigma) =$ largeur de $A_1(\sigma) \star D_1(\sigma)$ si \mathcal{N} est petit, largeur de $F_1(\sigma) =$ largeur de $D_1(\sigma)$ si \mathcal{N} est grand.

VALEURS NUMÉRIQUES DANS LE CAS OÙ $\mathcal{R} = 10\,000$. On trouve :

finesse globale de la chaîne, $\mathcal{N} = 164$;

résolution du monochromateur à réseau, $\mathcal{R}' = 61$;

largeur des fentes peu différente de 30 mm.

F. P. épais : finesse effective, 20,5 ; surface utilisée des lames, 22 cm² ; finesse limite des lames, $N_{D1} = 32$; finesse réfléchrice $N_{R1} = 40$.

F. P. monochromateur : rapport de son épaisseur à celle du F. P. épais, $l_2 = l_1/8$; finesse réfléchrice, $N_{R2} = 33$; finesse limite, $N_{D2} = 40$; finesse effective, $N_2 = 22$.

Le f. f. i. vaut alors environ 25 % si les réflexions intermédiaires ne sont pas éliminées, ce qui n'est d'ailleurs nullement nécessaire.

3.2. Montage des divers éléments du spectromètre. — A) MONOCHROMATEUR A RÉSEAU. — Il est du type Ebert-Fastie, déjà décrit au paragraphe X.3.3. La figure 66 en montre la coupe. Deux platines encastrées aux extrémités d'un tube de fonte portent :

la première le miroir sphérique M (diamètre, 23 cm ; rayon de courbure, 220 cm),

la seconde les deux fentes qui, pour le fonctionnement normal, sont de simples trous et, pour des expériences demandant au monochromateur une résolution élevée (contrôles, cf § XI.4.3Cb γ), sont des fentes à lèvres circulaires (centrées sur l'axe du spectromètre ; rayon, 55 mm), ainsi que le réseau R de surface rayée 76×65 mm, à 1 200 traits/mm et d'angle de « blaze » 30°.

B) F. P. RÉSOLVANT ET F. P. MONOCHROMATEUR. — Les montures des deux F. P., conçues de telle sorte qu'une de leurs lames soit mobile, seront décrites au paragraphe XI.3.7A. Ces montures sont fixées sur une platine commune qui porte également les organes moteurs permettant l'exploration du spectre.

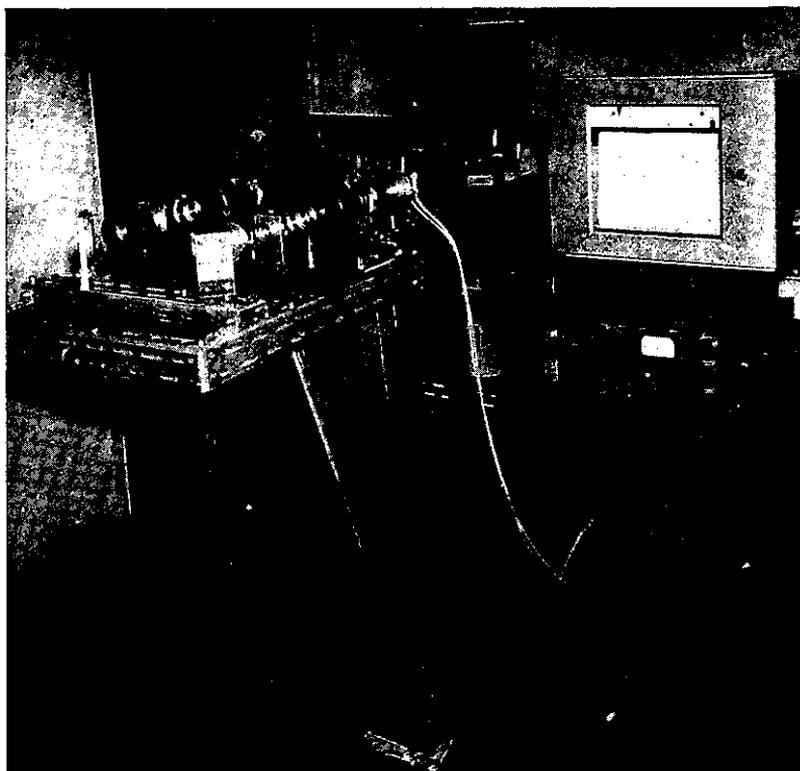


FIG. 67.

C) L'ENSEMBLE DU MONTAGE est représenté par la figure 67; le monochromateur d'une part, la platine qui porte les F. P., d'autre part, sont rigidement liés par une charpente métallique.

D) SYSTÈME OPTIQUE. — Le réseau et les deux F. P. sont encadrés d'un ensemble de lentilles permettant de donner leurs valeurs optima aux angles solides des rayons traversant chaque élément. Ce système optique est représenté par la figure 68. Il est semblable à celui que nous avons décrit au paragraphe X.3.4 et les calculs permettant de déterminer la convergence et la position des diverses lentilles sont les mêmes.

Les points conjugués sont :

d'une part la lentille B_1 suivant la source, le réseau B_2 , les diaphragmes B_3 , B_4 , B_5 et la cellule B_6 ;

d'autre part la source A_1 , les fentes d'entrée A_2 et de sortie A_3 du monochromateur à réseau, les surfaces A_4 et A_5 des F. P.

a) *Choix des lentilles L_4 et L_5 .* — Les convergences C_4 et C_5 des lentilles L_4 et L_5 sont reliées par la formule (§ X.3.4)

$$\gamma_1 = \frac{C_4}{C_5} = \sqrt{\frac{\sigma}{f_1}} \frac{HC_3}{\sqrt{8}},$$

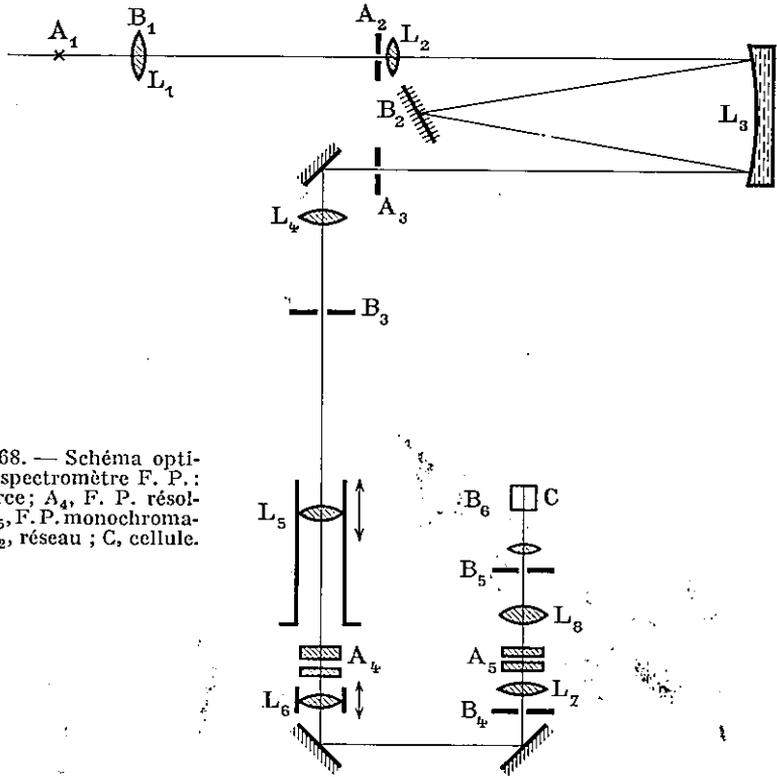


FIG. 68. — Schéma optique du spectromètre F. P.: A₁, source; A₄, F. P. résolvant; A₅, F. P. monochromateur; B₂, réseau; C, cellule.

où C_3 est la convergence du miroir, H la hauteur du réseau et f_1 la largeur de la fonction $F_1(\sigma)$ caractérisant l'angle solide du F. P. placé à la suite du monochromateur à réseau.

Remarque. — Selon que l'on place en A₄ le F. P. résolvant ou le F. P. monochromateur, le rapport $\gamma_1 = C_4/C_5$ est de l'ordre de 3 ou de 1. La première solution a été préférée pour des raisons pratiques : d'une part la mise au point du système explorateur exige souvent l'emploi du seul F. P. résolvant (la cellule est alors tout simplement placée en B₄ sans qu'il soit besoin de toucher au F. P. monochromateur); d'autre part, nous avons vu au paragraphe X.3.4 que lors d'un changement de résolution il était nécessaire de déplacer la lentille L₅; le déplacement total correspondant à la gamme de résolution choisie est beaucoup plus faible (25 cm au lieu de 75 cm) si c'est le F. P. résolvant qui est placé en A₄.

b) *Choix des lentilles L₆ et L₇.* — Le trou B₄ est le diaphragme isolateur du F. P. résolvant; il est, par ailleurs, conjugué du trou isolateur du F. P. monochromateur. Il faut donc qu'il soit placé au foyer-image de L₆ et au foyer-objet de L₇; ces deux lentilles forment ainsi un système afocal. Le rapport $\gamma_2 = C_6/C_7$ de leurs convergences fixe le rapport Ω_2/Ω_1 des angles solides, lui-même égal à $\sqrt{f_2/f_1}$, f_2 et f_1 étant les largeurs des fonctions $F_2(\sigma)$ et $F_1(\sigma)$ caractérisant le trou isolateur de chaque F. P. Finalement $\gamma_2 = C_6/C_7 = \sqrt{f_1/f_2}$; la valeur optimum de f_2/f_1

varie avec la résolution du spectromètre selon la loi qu'indique la figure 65 (remarquons d'ailleurs que f_2/f_1 reste toujours peu différent de $k_1 = \Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$).

Il faut pouvoir changer les rapports f_1/f_2 et $\gamma_2 = C_6/C_7$ sans avoir à déplacer les deux F. P. dont la position est imposée par la mise en place des organes moteurs assurant l'exploration du spectre. Pour cela on change la position de L_6 (de convergence constante) et la convergence de L_7 (de position fixe); L_8 est placée sur un support coulissant analogue à celui qui a été décrit au paragraphe X.3.4.

c) *Résumé des caractéristiques du montage à la résolution $\mathfrak{R} = 10\,000$.* — Convergence des lentilles et miroir : miroir L_3 , $C_2 = C_3 = 0,9 \delta$; lentille L_4 , $C_4 = 5 \delta$; lentille L_5 , $C_5 = 2 \delta$; lentille L_6 , $C_6 = 2,25 \delta$; lentille L_7 , $C_7 = 5,5 \delta$; lentille L_8 , $C_8 = 7 \delta$.

Diamètre des diaphragmes : « fentes » du monochromateur, trous circulaires de diamètre $d_2 = 21$ mm; trou B_3 , diamètre = 11,8 mm; trou B_4 , diamètre = 10,5 mm; trou B_5 , diamètre = 7,5 mm; lames du F. P. résolvant, diamètre = 52,5 mm; lames du F. P. monochromateur, diamètre = 21,7 mm.

Longueur totale du trajet optique (indépendant de \mathfrak{R}) de la source à la cellule, 8 m.

3.3. *Résultats.* — Les enregistrements effectués avec le spectromètre F. P. qui vient d'être décrit montrent que ses performances diffèrent peu de celles que laisse prévoir le calcul : la hauteur relative des ghosts ne dépasse pas 2 %, la transparence de la chaîne des deux F. P. est d'environ 1/6, alors que le calcul prévoyait 1/4; une des causes en est le mauvais choix initial du rapport des épaisseurs des deux F. P. qui avait été pris égal à 10 (au lieu de 8), ce qui amenait à donner au F. P. monochromateur une finesse réfléchissante trop élevée.

Tel que, ce spectromètre possède une luminosité 40 fois supérieure à celle d'un spectromètre utilisé à la même résolution et qui serait équipé du réseau de 65×76 mm qui sert ici de prémonochromateur. Cette luminosité est équivalente à celle d'un spectromètre équipé soit d'un prisme de 100×100 cm de base, soit d'un train de 4 prismes de 30×40 cm, traversé deux fois.

Sa transparence, donc sa luminosité pourraient encore être multipliées par un facteur de l'ordre de 2 grâce à l'emploi de lames de F. P. de meilleure qualité et en se plaçant exactement dans les conditions de meilleure utilisation.

4. *Etude expérimentale du système explorateur en dents de scie. — 1. Généralités sur le système explorateur.* — Rappelons les conclusions du chapitre VIII.

A) PRINCIPLE DE LA MÉTHODE D'EXPLORATION. — a) Pour réaliser l'exploration continue d'un intervalle spectral aussi étendu qu'on le désire, il faut déplacer simultanément les bandes passantes des trois appareils dispersifs mis en série : réseau, F. P. monochromateur et F. P. résolvant.

b) L'exploration du spectre par le monochromateur à réseau s'obtient par rotation du réseau.

c) L'exploration par un F. P. de l'intervalle spectral $\Delta\sigma$ séparant deux radiations transmises sur deux ordres d'interférence adjacents est obtenue grâce à une variation de son épaisseur optique égale à $\lambda/2$. Si la résolution du F. P. est infé-

rière à 25 000 environ, une variation de 1 atm de la pression d'un gaz entourant le F. P. n'est plus suffisante et c'est de plusieurs atmosphères que la pression doit varier ; mais la luminosité du F. P. permet d'explorer un intervalle entre ordres dans un temps relativement court, de l'ordre de 1 mn, et il ne semble pas possible, sans inconvénients majeurs, d'obtenir une variation de pression aussi rapide. Aussi avons-nous tenté de réaliser l'exploration de l'intervalle $\Delta\sigma$ par déplacement d'une des lames du F. P.

d) L'exploration d'un intervalle très étendu par le F. P. est possible grâce au balayage en dents de scie qui ramène le F. P. à son épaisseur initiale toutes les fois qu'un nouvel intervalle $\Delta\sigma$ a été exploré.

e) Il n'est pas toujours nécessaire d'arrêter l'exploration du spectre par le réseau et le F. P. monochromateur pendant les temps morts correspondant aux retours du F. P. résolvant à son épaisseur initiale.

B) LOI D'EXPLORATION. VITESSE. — Le balayage en dents de scie impose une loi linéaire en nombre d'ondes :

$$\sigma = \sigma_0 + \nu t.$$

Deux vitesses d'exploration $\nu = d\sigma/dt$ ont été choisies : l'une, lente, pour les expériences de contrôle de l'appareil ($20 \text{ cm}^{-1}/\text{mn}$) ; l'autre, rapide, pour l'utilisation normale ($4/3 \text{ cm}^{-1}/\text{s}$).

4.2. *Rotation du réseau.* — Pour obtenir que la bande passante du réseau se déplace selon une loi linéaire en nombre d'ondes ($\sigma_3 = \sigma_0 + \nu_3 t$) nous avons utilisé le dispositif suivant.

Le réseau est placé dans un montage d'Ebert-Fastie. Dans ces conditions la fréquence de la radiation transmise vaut

$$\sigma = \frac{1}{\sin \eta} \frac{nP}{2 \cos \varepsilon};$$

le produit $\sigma \sin \eta$ est donc constant (fig. 69). η est l'angle de la normale au réseau avec l'axe du spectromètre, 2ε l'angle des rayons incidents et diffractés, P l'ordre d'interférence et n le nombre de traits par millimètre.

Pour que σ varie selon la loi $\sigma = \sigma_0 + \nu t$, il faut agir sur l'angle η de telle sorte que $1/\sin \eta$ soit une fonction linéaire du temps : $1/\sin \eta = (\sigma_0 + \nu_3 t)/\sigma_0 \sin \eta_0$.

Cette condition est réalisée par le dispositif que schématise la figure 70 : une vis micrométrique dont l'axe, parallèle à l'axe du monochromateur, rencontre l'axe O autour duquel tourne le réseau, appuie en P sur un plan perpendiculaire au réseau. Le segment OH a une longueur constante que nous nommerons b ; d'autre part OP varie linéairement avec le temps si la vis micrométrique est entraînée par un moteur synchrone. Donc $1/\sin \eta = OP/OH$ varie, ainsi que σ , de façon linéaire.

A une progression dx du point P correspond l'exploration d'un intervalle $d\sigma = \frac{nP}{2b \cos \varepsilon} dx$. On en déduit

d'une part que la vitesse d'exploration vaut

$$\nu_3 = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{nP}{2b \cos \varepsilon} \frac{l}{2\pi} \omega,$$

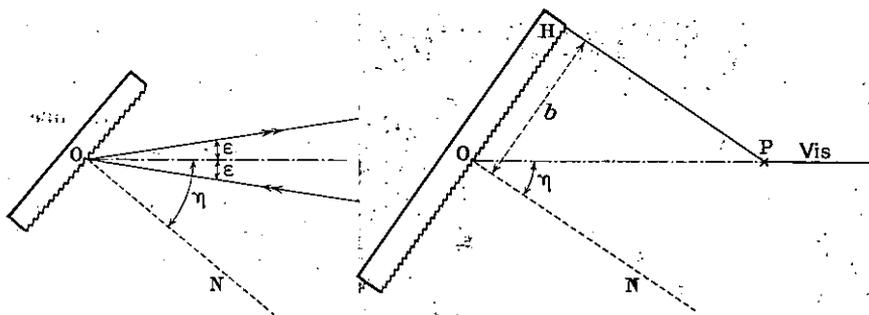


FIG. 69 et 70. — En trait mixte, axe du monochromateur ; N, normale au réseau.

ω étant la vitesse angulaire du moteur entraînant la vis micrométrique et l la progression de la vis lorsqu'elle tourne de 2π ,

d'autre part que pour explorer un intervalle $\sigma_2 - \sigma_1$, la vis doit progresser de

$$x_2 - x_1 = \overline{P_1 P_2} = b \left(\frac{1}{\sin \eta_2} - \frac{1}{\sin \eta_1} \right) = \frac{2 b \cos \varepsilon}{n P} (\sigma_2 - \sigma_1) ;$$

enfin qu'à toute erreur dx sur la progression de la vis correspond un écart $d\sigma$ entre la loi recherchée $\sigma = \sigma_0 + \nu_3 t$ et la loi réelle $\sigma = f(t)$. La défiance (§ VIII. 1) fournie par le système explorateur vaut $\mathcal{D} = \frac{\sigma}{d\sigma} = \frac{b \cos \varepsilon}{dx \sin \varphi}$.

La figure 71 montre comment ce dispositif a été réalisé.

Vitesse de rotation de la vis. Les divers paramètres intervenant dans la formule précédente ont les valeurs numériques suivantes : $n = 600$, $P = 3$, $2\varepsilon = 10^\circ$, $a = 11,25$ mm, $l = 0,5$ mm par tour de vis. Les vitesses d'exploration choisies, $d\sigma/dt = 10$ cm⁻¹/mn et 80 cm⁻¹/mn, demandent alors que les vitesses de rotation de la vis soient $\omega_1 = 0,25$ tr/mn et $\omega_2 = 2$ tr/mn, ce qu'on obtient par un moteur synchrone à 1 tr/mn suivi de démultiplications par engrenages de $1/4$ et 2.

Le réglage fin de la vitesse d'exploration $d\sigma/dt$ s'effectue en jouant sur la distance $OH = b$.

Régularité et linéarité de l'enregistrement. A toute erreur dx sur la progression de la vis correspond une erreur égale sur la progression du point de contact du roulement r avec la tige A (fig. 71), donc une erreur $d\sigma = \frac{n P}{2 b \cos \varepsilon} dx = \frac{\sigma \sin \varphi}{a \cos \varepsilon} dx$ sur la loi d'enregistrement. Or, dans le montage, $b = 11,25$ cm, $\sigma \simeq 20\,000$ cm⁻¹, $\sin \varphi = 0,5$. Donc $d\sigma \simeq 1$ cm⁻¹ et la défiance $\mathcal{D} = \sigma/d\sigma$ vaut environ 20 000. C'est bien l'ordre de grandeur des erreurs que nous avons observées.

D'autre part la loi d'exploration est effectivement linéaire en nombre d'ondes dans la mesure où l'axe de la butée B rencontre l'axe du réseau et où la tige A est perpendiculaire au plan du réseau. En fait sur un intervalle de 5 000 cm⁻¹ nous avons mesuré une flèche de non-linéarité inférieure à 2 cm⁻¹.

Une telle précision est d'ailleurs inutile lors de l'emploi normal du monochromateur à réseau comme prémonochromateur puisque sa largeur de bande est alors 400 cm⁻¹. Mais pour certaines expériences de contrôle de l'appareil (§ XI. 4.3

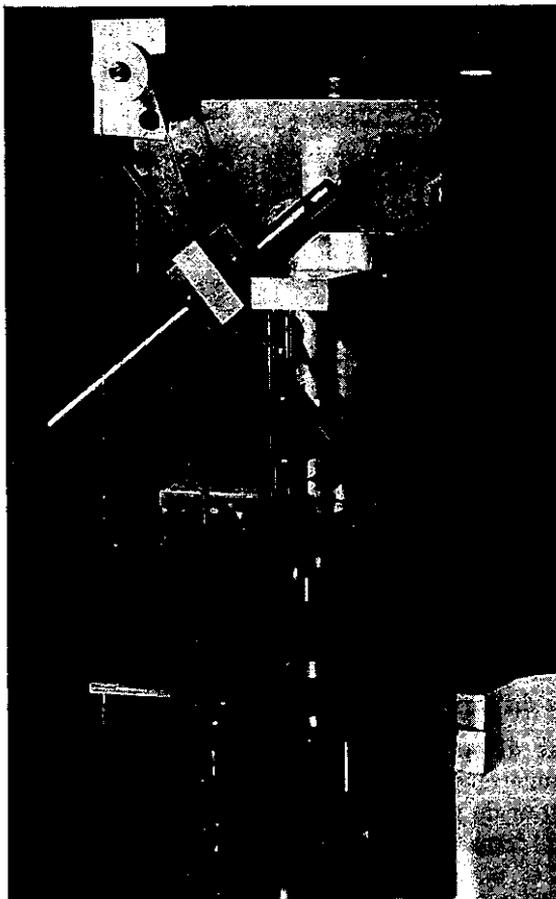


Fig. 71.

A) DESCRIPTION DÉTAILLÉE DE LA MONTURE. — Les figures 72 et 73 en donnent une photographie et un schéma.

a) *Fixation des lames et réglage du parallélisme.* — Les lames 1' et 2' du F. P. sont portées par les couronnes 1 et 2 ; ces deux couronnes sont séparées par les cales de silice S placées à 120°. La couronne 3, solidaire de la couronne 1, porte trois ressorts à 120°, qui, appuyant sur la couronne 2 en face des cales de silice, permettent de modifier leur épaisseur et d'obtenir le parallélisme des lames du F. P. Une petite couronne 4, solidaire de la couronne 2, porte trois vis, placées à 120° et grâce auxquelles on peut faire glisser la lame 2' par rapport à la couronne 2 ; on amène ainsi cette lame 2' à la distance voulue de la lame 1'.

La lame 2' est serrée entre trois patins. La lame 1' est au contraire appliquée par un écrou E contre la couronne 1 (fig. 74). Pour qu'il soit néanmoins possible d'approcher la lame 2' très près de 1', on a ménagé sur le pourtour de la lame 1' un épaulement de profondeur supérieure à l'épaisseur de l'écrou.

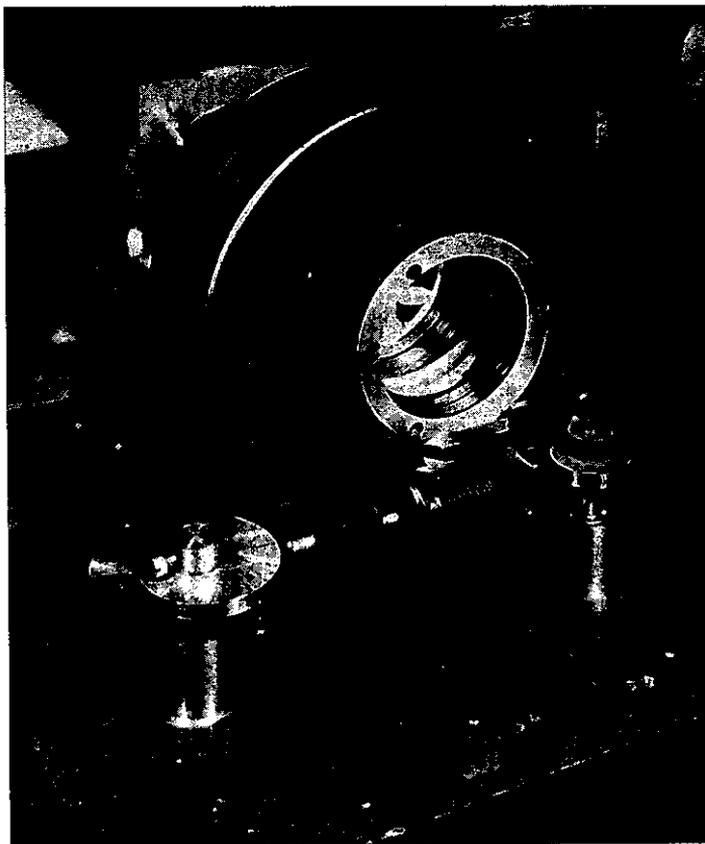
Cby et XI.4.4 D), la résolution du monochromateur doit atteindre 10 000, ce qui exige bien une défiance $\sigma/d\sigma$ de l'ordre de 20 000.

4.3. *Exploration par le F. P.* — Nous avons sommairement décrit au paragraphe VIII.2.4 le dispositif assurant l'exploration de l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma$. Les lames du F. P. sont portées par deux couronnes métalliques, dont l'une est déformable. Ces deux couronnes sont séparées par trois cales de silice placées à 120° l'une de l'autre ; des ressorts portés par une troisième couronne permettent, en modifiant légèrement et successivement la longueur de chacune de ces trois cales, d'amener les deux lames du F. P. à être parallèles.

Nous distinguerons dans la description détaillée de ce dispositif :

la monture porte-lames,
les organes démultiplicateurs permettant le déplacement d'une des lames.

FIG. 72.



b) *Déplacement de la lame mobile du F. P.* — La lame 1', portée par la couronne 1, doit être mobile. A cette fin, l'épaisseur de cette couronne a été ramenée (fig. 73) de 20 mm à 2 mm sur une zone annulaire (diamètre intérieur, 75 mm ; diamètre extérieur, 100 mm) ; la couronne 1 se comporte alors comme une lame annulaire souple dont la partie extérieure reste fixe lorsqu'on exerce une force sur le cercle intérieur ; si cette force atteint environ 1 kg, le cercle intérieur, solidaire de la lame 1' se déplace d'une demi-longueur d'onde.

c) *Application sur la couronne flexible d'une force variable.* — Le poussoir P glisse dans le bloc B rigidement lié à la partie fixe de la couronne 1 et déplace l'extrémité de la lamelle métallique g ; celle-ci, relativement mince (hauteur \simeq 5 cm, largeur \simeq 1 cm, épaisseur 1,5 mm), est fixée rigidement par sa partie inférieure à l'étrier E, beaucoup plus épais et rigide, et, de plus, mobile autour d'une bille O. Le déplacement de P entraîne donc une flexion de g et une rotation de E autour de O. Cette rotation de E permet d'appliquer sur le cercle intérieur de la couronne 1 une force variable qui entraîne un déplacement de ce cercle. Finalement une translation y du poussoir P se traduit par une translation ϵ de la lame 1'

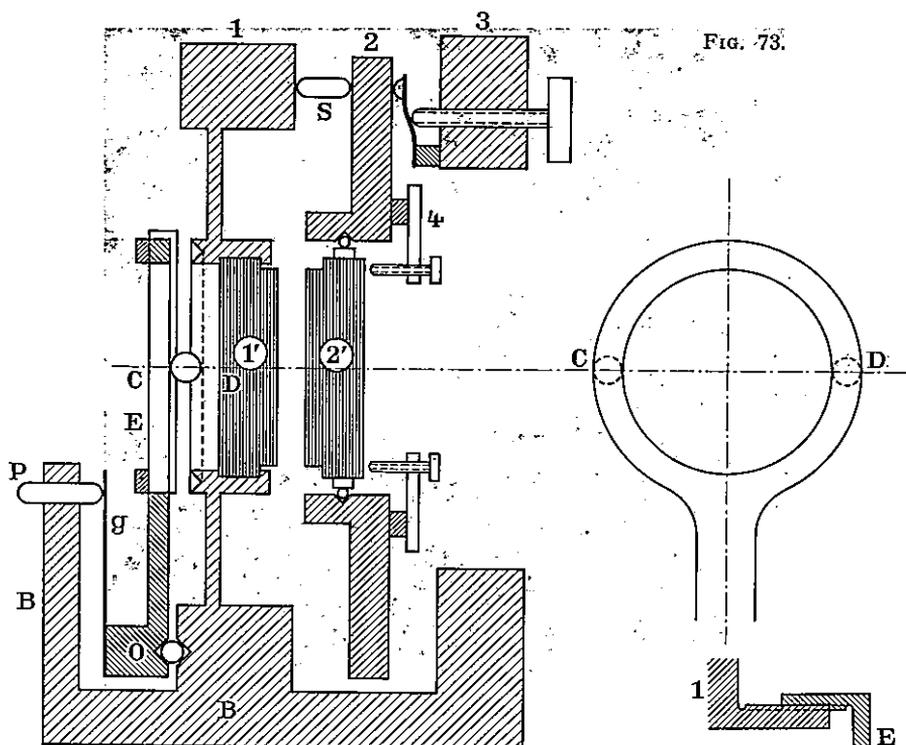


Fig. 73.

Fig. 74.

du F. P. ; le rapport ε/y est extrêmement faible : pour la monture que nous avons utilisée ε vaut $0,25 \mu$ environ quand le poussoir P se déplace de $y = 0,5 \text{ mm}$; on réalise donc une démultiplication sans jeu de rapport 2 000.

B) MAINTIEN DU PARALLÉLISME DES DEUX LAMES DU F.P. PENDANT LE DÉPLACEMENT. — Il est naturellement essentiel que, pendant le déplacement, la lame mobile du F. P. reste parallèle à la lame fixe ou, tout au moins, que les défauts de parallélisme ainsi introduits restent bien inférieurs aux autres défauts du F.P. (courbure et micropoli). Disons que les déplacements de deux points diamétralement opposés de la lame ne doivent pas différer de plus de $\lambda/100$, c'est-à-dire doivent être égaux à 2 % près puisque la lame doit se déplacer de $\lambda/2$ (si les lames sont réglées au parallélisme à mi-course, la tolérance devient 4 %).

a) *Procédés de contrôle.* — Pour évaluer et corriger les erreurs de parallélisme, nous avons utilisé les procédés de contrôle suivants.

α) *Observation des anneaux à l'infini.* Une étude quantitative du déplacement des lames peut s'effectuer par observation des anneaux à l'infini. Supposons qu'au début de la course du poussoir P, le F. P. ait ses lames bien parallèles et soit d'épaisseur telle que la radiation verte du cadmium soit transmise suivant les rayons normaux à l'axe. Plaçons devant le F. P. un diaphragme percé de deux trous de 1 mm^2 , qui permettent d'isoler successivement deux points diamétralement-

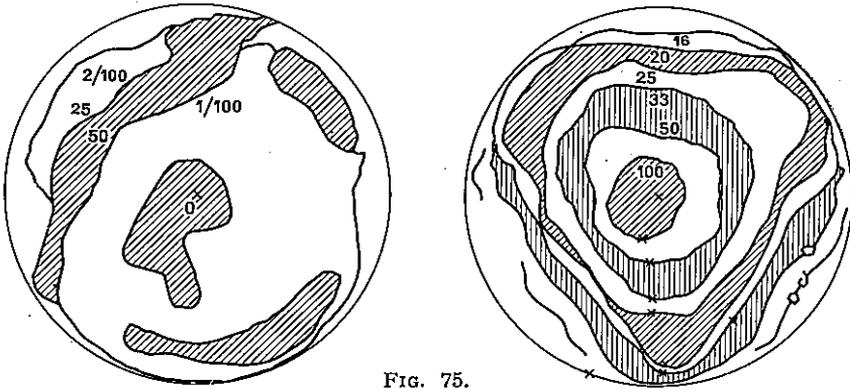


FIG. 75.

ment opposés ; mesurons chaque fois les longueurs y_1 et y_2 dont il faut déplacer le poussoir pour que réapparaisse la raie verte du cadmium. Si la lame se déplace parallèlement à elle-même, y_1 et y_2 sont égaux. Si, au contraire, il y a défaut de parallélisme, ce défaut est caractérisé par $(y_1 - y_2)/y_1$. On constate que sur un diamètre du F. P., $y_1 - y_2$ est nul ; sur le diamètre perpendiculaire $y_1 - y_2$ est maximum. Cette méthode est longue mais permet d'étudier de façon très complète le mouvement de la lame.

β) *Observation des franges d'égale épaisseur.* Sur les lames du F. P. éclairées par un faisceau de faible champ angulaire transportant la radiation verte du cadmium, se dessinent les franges d'égale épaisseur. Nous allons montrer que la possibilité de déplacer l'une des lames de quantités connues permet d'établir, grâce à ces franges, une *carte des lames*, puis de déduire de ces cartes un éventuel dérèglement du parallélisme.

1° *Carte des lames.* Supposons que la lame mobile du F. P. soit parfaitement plane, mais que la lame fixe soit sphérique (sphère centrée sur l'axe de la lame et de rayon naturellement beaucoup plus grand que le diamètre de la lame). On peut donner au F. P. une épaisseur telle qu'au début de la course de la lame mobile, la frange verte soit la circonférence délimitant la partie utilisable de la lame ; si, par déplacement du poussoir P, on donne à la lame une nouvelle position plus proche de la lame fixe, il se dessine sur la lame une nouvelle circonférence de rayon plus petit. En donnant ainsi à la lame mobile des positions successives distantes de λ/n , on trace les courbes de niveau λ/n par λ/n et on établit une carte de la lame. Ce raisonnement est valable quelles que soient la forme et l'importance des défauts de surface des lames. La figure 75 montre les cartes de deux F. P., l'un de mauvaise qualité, l'autre excellent, cartes obtenues en donnant à la lame mobile des positions distantes de $\lambda/200$. On remarque les déformations locales produites par les patins qui serrent la lame.

Quelle est la précision de cette méthode ? Il importe d'abord de connaître avec exactitude les quantités dont on déplace la lame mobile. Le poussoir P est entraîné par une came d'Archimède ; on détermine au préalable l'angle dont doit tourner cette came pour que la lame du F. P. se déplace de $\lambda(\text{vert Cd})/2$; supposons-le

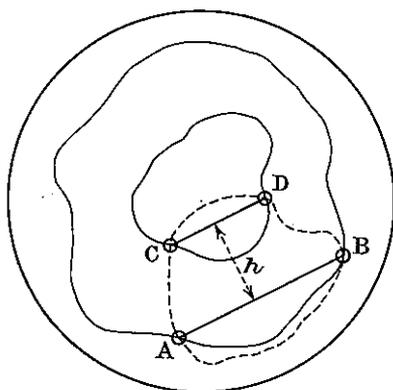


FIG. 76.

égal à 300° : une rotation de 1° correspond donc à un déplacement de $\lambda/600$. En fait avec notre appareil les erreurs de tracé de la came limitent à $\lambda/200$ la précision du déplacement (§ XI.4.3 Cb γ) et il est illusoire de tourner la came de moins de 3° pour passer d'une courbe de niveau à la suivante.

Mais la précision du tracé peut être aussi limitée par la largeur des franges observées ; en effet, l'œil ou la plaque photographique « voit », pour une position donnée de la lame mobile, tous les points pour lesquels la transmission du F. P. est supérieure à une certaine fraction $1/k$ de la transmission maximum ; si $k = 2$, ce sont les points où

l'épaisseur du F. P. est comprise dans un intervalle dl tel que

$$dl = l \times \frac{\text{largeur de la fonction d'Airy}}{\sigma} = \frac{1}{N_R} \frac{\lambda}{2} ;$$

il est souhaitable que dl soit inférieur ou égal à la distance λ/n des courbes de niveau, c'est-à-dire que la finesse réflectrice soit au moins égale à $n/2$ ($N_R \geq 100$ pour le tracé des courbes de niveau $\lambda/200$ par $\lambda/200$).

Bref, on peut tracer des courbes de niveau de la lame, $\lambda/200$ par $\lambda/200$, à condition que la finesse réflectrice et la définiance soient supérieures à 100.

Remarques. 1. On déduit immédiatement de cette carte la forme à donner à un diaphragme placé devant le F. P., lorsqu'on désire obtenir de celui-ci une finesse limitée donnée. (Le contour de ce diaphragme sera, par exemple, la quatrième courbe de niveau à partir du centre, si on désire obtenir une finesse limite de 25.)

2. Les franges cessent d'être fines si l'épaisseur du F. P. devient de l'ordre de 1 mm. On peut alors tracer les courbes d'égale épaisseur en déplaçant devant le F. P. un petit trou ; celui-ci suivra une ligne de niveau si le signal fourni par la cellule reste constant.

2° *Contrôle de la conservation du parallélisme.* On veut calculer l'angle éventuel dont a tourné au cours du déplacement le plan de la lame mobile (ou tout au moins le plan moyen de cette lame). A cette fin on règle au préalable l'épaisseur du F. P. de telle sorte qu'une frange verte (radiation du cadmium) apparaisse au centre de la lame en début de course ; puis on trace la carte du F. P. en rapprochant la lame mobile de la lame fixe d'une quantité qui est en général de l'ordre de $\lambda/30$. On continue ensuite à rapprocher la lame mobile jusqu'à ce que réapparaissent des franges, la lame ayant alors parcouru $\lambda/2$ depuis sa position initiale. Si le mouvement de la lame est une translation parfaite, les courbes de niveau qui sont obtenues coïncident exactement avec celles qui étaient apparues en début de course ; si, au contraire, il y a eu rotation du plan de la lame, les nouvelles courbes de niveau sont décalées dans une direction perpendiculaire à l'axe de rotation. Soient A, B, C, D les points d'intersection d'une nouvelle courbe et de deux anciennes, distantes de λ/n (fig. 76) ; AB et CD sont les sections, par un plan parallèle à la nou-

velle position de la lame, de deux plans distants de λ/n et parallèles à la position initiale de la lame. L'axe de rotation est parallèle à AB et CD ; l'angle de rotation vaut $\alpha = \frac{\lambda/n}{h}$, où h est la distance de AB et CD ⁽⁵⁾. L'écart maximum au parallélisme, dû à cette rotation, vaut $D\alpha$, si D est le diamètre utile des lames. La finesse limite, qui serait obtenue si le F. P. était par ailleurs parfait, vaut [2] $N_D = \lambda\sqrt{3} D \alpha$. On en déduit facilement la finesse limite réelle [2].

Il n'est pas question ici d'étudier complètement cette méthode ; elle comporte des variantes plus ou moins commodes selon l'importance des défauts. Remarquons cependant qu'on peut obtenir des renseignements sur l'évolution des défauts au cours du déplacement par l'observation des franges fournies par les autres raies de la lampe à cadmium.

b) *Maintien du parallélisme ; résultats.* — L'étude, par les méthodes précédentes, du déplacement de la lame mobile a donné les résultats suivants :

si l'on exerce sur le cercle intérieur de la couronne mobile une force régulièrement répartie (poids d'une couronne d'acier), le déplacement est une translation parfaite (pas de déréglage appréciable après le passage de 10 anneaux) ;

en fait cette force est exercée par l'étrier E (fig. 73) qui appuie sur la couronne par l'intermédiaire de deux billes d'acier. L'expérience prouve que le mouvement de la lame du F. P. dépend de la position des billes par rapport à la couronne d'une part, par rapport à l'étrier d'autre part. Un dispositif simple permet de régler ces positions (la position des billes entre l'étrier et la couronne est déterminée par une couronne de tôle percée, sur tout son périmètre, de trous dont le diamètre est légèrement supérieur à celui des billes et, d'autre part, rendue solidaire de l'étrier par un simple serrage). Grâce à ce dispositif il est effectivement possible de donner aux billes une *position telle que le mouvement de rotation de la lame soit négligeable après le passage d'environ 5 anneaux (finesse limite due aux défauts de parallélisme supérieure à 100)*.

C) ORGANES MOTEURS. — Il s'agit de l'ensemble des organes qui permettent de donner au poussoir P le mouvement en dents de scie qui assure une exploration du spectre, linéaire en nombre d'ondes. Comme nous l'avons fait pour la monture porte-lames, nous examinerons successivement : le principe des divers organes, les tolérances de réalisation, les procédés de contrôle, les résultats obtenus avec l'appareil que nous avons réalisé.

a) *Principe du système moteur.* — Le système qui commande le déplacement du poussoir P a été sommairement décrit au paragraphe VIII.2.3 [la figure 53 de ce paragraphe est reproduite ici (fig. 77)]. Le système comporte un organe moteur et un organe démultiplicateur.

Organe moteur. C'est une came C d'Archimède dont le rayon varie selon la loi $\rho = \rho_0 + (Z\alpha/348)$ pour $0 < \alpha < 348^\circ$ et décroît ensuite de $\rho_0 + Z$ à ρ_0 , selon une loi quelconque, pendant les 12 derniers degrés. L'angle $\beta = 12^\circ$ (angle mort) correspond donc à 1/30 de la course de la came. Cette came est entraînée par des moteurs synchrones dont la vitesse impose la vitesse d'exploration lorsque l'in-

(5) Si les défauts des lames ou la rotation de la lame mobile sont grands, on peut être amené à introduire un terme correctif tenant compte de ce que la lame a tourné d'un angle non négligeable pendant le tracé des courbes de niveau.

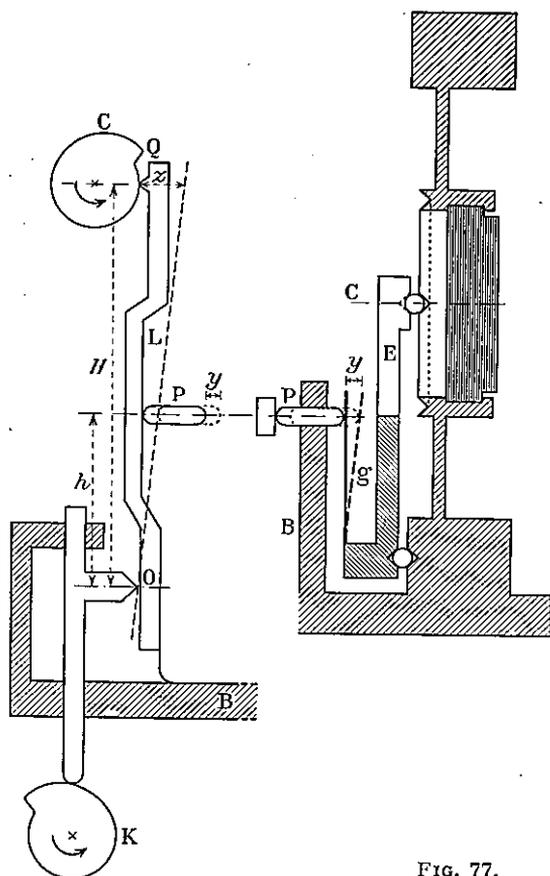


FIG. 77.

tervalle entre ordres du F. P. est connu. Dans le montage réalisé on a $\Delta\sigma = 40 \text{ cm}^{-1}$ et on veut obtenir les deux vitesses d'exploration 10 et $80 \text{ cm}^{-1}/\text{mn}$; il suffit pour cela que les vitesses de rotation du moteur soient $1/4$ et $2 \text{ tr}/\text{mn}$.

Organe démultiplicateur à rapport continûment variable. La came C agit sur l'extrémité d'un levier L qui agit lui-même sur le poussoir P et dont le point d'appui O est mobile; ce point d'appui se trouve au contact de la surface du levier et d'une pièce biseautée; celle-ci peut glisser le long d'un axe parallèle à la position de repos du levier; elle se trouve poussée par une came K de profil tel qu'à chaque instant le rapport de démultiplication du levier ait la valeur désirée. La forme de la came K a été déterminée au paragraphe VIII. 2. 3 B.

Si tous les organes (came C, came K, levier L) ont été parfaitement exécutés; le poussoir P se déplace d'un mouvement tel que la loi d'exploration du spectre soit linéaire en nombre d'ondes. Nous allons examiner quelles sont les conséquences des inévitables imperfections que présentent en fait ces organes.

b) *Écarts à la loi théorique d'exploration dus aux défauts de réglage ou d'exécution des organes moteurs.* — $\alphaGrandeurs caractérisant les écarts à la loi d'exploration. A chaque instant la radiation transmise par le F. P. devrait avoir une valeur σ' ; en fait par suite des imperfections du système explorateur, c'est une radiation $\sigma = \sigma' + d\sigma$ qui est transmise. Nous avons déjà défini la défiance $\mathcal{D} = \sigma/d\sigma$ et la défiance relative $\mathcal{F} = \Delta\sigma/d\sigma$ qui, selon les cas, caractérisent au mieux l'importance de l'écart $d\sigma$. Comparables, l'une à la résolution, l'autre à la finesse, leur rapport vaut $\mathcal{D}/\mathcal{F} \doteq \mathcal{R}/N = p$.$

On considère en général que pour utiliser pleinement les qualités de résolution d'un appareil, il faut lui donner une défiance de 5 à 10 fois supérieure à sa résolution (donc une défiance relative de 5 à 10 fois supérieure à la finesse).

β) *Diverses causes d'erreurs.* Tout défaut des systèmes moteur ou démultipli-

cateur se traduit dans la loi d'exploration soit par des irrégularités locales, soit par un écart à la linéarité en nombre d'ondes. La relation entre un défaut et le $d\sigma$ correspondant se calcule aisément à partir de la loi fondamentale $2nl = p/\sigma$ d'une part et, d'autre part, en reliant l'amplitude du défaut étudié au déplacement correspondant de la lame. Les résultats sont rassemblés par le tableau III, dont les diverses colonnes indiquent le type de défaut étudié, la nature des écarts à la loi d'exploration qui résultent de ce défaut, la formule reliant l'amplitude du défaut à l'écart $d\sigma$, la tolérance si l'on admet que \mathcal{D}/\mathcal{R} doit être supérieur à 10 et la valeur de la défiance relative lorsque l'amplitude du défaut vaut $m/100$ mm.

On peut ainsi classer les divers types de défauts :

a) *Défauts d'exécution des diverses pièces* (came C, came K, levier L). Le tableau III montre que la came C et la face plane du levier sur laquelle glisse le point d'appui O doivent être travaillées avec une très grande précision ; pour que la défiance soit supérieure à 100, leurs profils ne doivent pas s'écarter de la loi théorique (came d'Archimède et face plane) de plus de 0,01 mm. On voit aussi sur ce tableau que la came C étant relativement plus difficile à construire il y a intérêt à augmenter le rapport H/h .

En revanche les tolérances sur l'exécution de la came K sont assez larges, de l'ordre de 0,1 mm.

b) *Défauts de principe*. Ces défauts apparaîtraient si la came K ne tournait pas ou si l'on se contentait de la faire tourner, au début de chaque course, de l'angle adéquat. Le tableau III montre que ces défauts peuvent être négligeables si on travaille dans un ordre élevé et si l'intervalle à explorer n'est pas trop étendu.

c) *Défauts de réglage*. Ils peuvent être introduits par une mauvaise mise en place des divers organes démultiplicateurs :

1° *Réglage du rapport de démultiplication h/H* . La came K ne remplira exactement son office que si, lors de la mise en place du système démultiplicateur, on donne aux grandeurs H_0 , $H_0 - h_0$ et α_0 (cf. formule du § VIII.2.3 Bc) les valeurs 80 mm, 40 mm et 174° en fonction desquelles cette came a été calculée et tracée. Le tableau III montre d'ailleurs que les tolérances de réglage sont très larges ; si N est la finesse et si l'on veut que \mathcal{D}/\mathcal{R} soit supérieur à 10,

$H - h$, distance des points de contact Q et P de la came C et du poussoir P avec le levier L, doit être égale à 40 mm à $25/N$ mm près ;

h_0 , distance à P de la position initiale de O, doit avoir à $90/N$ mm près la valeur correspondant à la radiation pour laquelle débute l'exploration du spectre (40 mm si $\sigma_0 = 21\ 000\text{ cm}^{-1}$) ;

enfin l'orientation de la came doit avoir sa valeur prévue, à $490/N$ degré près.

2° *Réglage de la position du levier*. Lorsque la came C est dans sa position de départ ($\rho = \rho_0$) la face du levier sur laquelle glisse le point d'appui O doit être rigoureusement parallèle à l'axe le long duquel se déplace le point O, sinon les positions initiales du poussoir P et de la lame mobile du F. P. ne seront pas les mêmes au début de chaque tour de came et les radiations transmises en début de course ne seront pas rigoureusement distantes de $\Delta\sigma$. Le contrôle de ce réglage s'effectue facilement en déplaçant le point O par rotation de la came K, la came C restant fixée à sa position de départ ($\rho = \rho_0$) et le monochromateur à réseau qui précède le F. P. fournissant à celui-ci une raie coïncidant avec un de ses pics de

TABLEAU III

Type de défaut	Nature du défaut de la loi d'exploitation	Données	Expression de $d\sigma = \sigma - \sigma'$	Schémas indiquant la variation de l'écart $\Delta\sigma$	Tolérance pour que $y/\beta > 10$ ($H = 80$ mm, $h = 40$ mm, $y_M = 1$ mm)	Définiance relative \mathcal{F} $d\sigma = \frac{m}{100}$ mm	$d\sigma$ en cm^{-1} si $\Delta\sigma_1 = 40 \text{ cm}^{-1}$ $\Delta\sigma_2 = 4(0 \text{ cm}^{-1})$
(1) Défauts de profil de la came C_1	Défauts locaux de période $\Delta\sigma$	y_M , amplitude de déplacement du poussoir h et H , voir fig. 53	$d\sigma = \Delta\sigma \frac{dz}{y_M} \frac{h}{H}$		$dz < 0,005$ mm	$\mathcal{F} = \frac{100}{m}$	0,4 m 4 m
(2) Défauts de planéité de la surface de glissement du point O	Défauts locaux s'étendant sur un large intervalle spectral.	"	$d\sigma = \Delta\sigma \frac{dz}{y_M} \frac{H-h}{H}$		$dz < 0,005$ mm	$\frac{100}{m}$	0,4 m 4 m
(3) Non-rotation de la came K	Erreur de pente	q^{me} course $\Delta\sigma$	$d\sigma = \beta \frac{(q-2)}{p}$		$\frac{p}{q-2} > 200$	$\mathcal{F} = \frac{p}{q-2}$	0,24 cm^{-1} 24 cm^{-1}
(4) Rotation discontinue de la came K	Non-linéarité, défauts pseudo-périodiques ($\Delta\sigma_1$)	$\beta = \frac{t}{T}$ p , ordre d'interférence	$d\sigma = \Delta\sigma \frac{\beta(\beta-1)}{p}$		$p > 50$	$\mathcal{F} = 4p$	0,02 cm^{-1} 2 cm^{-1}
(5) Défauts de profil de la came K	Erreur de pente	H_0, h_0, σ_0 , voir § VIII.2.3	$d\sigma \sim \frac{1}{p} \left(\frac{H_0-h_0}{H_0 h_0} \right) \times \beta d\sigma_0$ $d\sigma/dp$ variable avec p donc avec σ selon courbe ci-contre		$dp < \frac{8}{N_1}$ mm	$\mathcal{F} = \frac{8000}{m}$	
(6) Défauts de réglage du système multiplicateur	Erreur de pente	"	$d\sigma \sim \frac{1}{p} \left(\frac{H_0-h_0}{H_0 h_0} \right) \times \beta d\sigma_0$ dp étant lié à $\varepsilon_1, \varepsilon_0$ et α_0 par des lois représentées par les courbes de la figure 78		$\varepsilon_1 < \frac{24}{N}$ mm $\varepsilon_2 < \frac{88}{N}$ mm		$(d\sigma)_0 < \left(\frac{49}{N} \right)^0$

transmission ; la réponse du récepteur doit rester constante. On évalue par la même occasion les défauts locaux de la surface de glissement ; le réglage lui-même s'effectue en déplaçant la monture du F. P. par rapport à la platine sur laquelle elle repose. On peut ainsi rendre parallèles l'axe de glissement du point O, solidaire de la monture, et le levier L qui s'appuie sur O mais aussi sur le point Q de la came C, solidaire de la platine.

3° *Réglage de la raideur de la lamelle métallique g.* Quand la came C tourne de $360 - 12 = 348^\circ$, la lame mobile du F. P. doit se déplacer de $\lambda/2$, λ correspondant à la position qu'occupent la came K et le point O ; si l'ensemble du système levier L-came K a déjà été réglé, l'amplitude du déplacement de la lame mobile ne dépend plus que de la raideur de la lamelle g ; or cette raideur est proportionnelle à $b^3 a / l_0^3$, b , a et l_0 étant l'épaisseur, la largeur et la hauteur d'une lamelle parallélépipédique ; après un choix préalable de a et b on donne à la lamelle la raideur désirée en agissant sur la hauteur l_0 , qu'il est possible sur notre monture de faire varier continûment. Le tableau III prouve d'ailleurs qu'il est possible de parfaire le réglage par un léger déplacement du point O.

Pour *contrôler ce réglage*, on utilise le prémonochromateur à réseau éclairé lui-même en lumière blanche et découpant dans le spectre une bande légèrement plus fine que la bande passante du F. P. ; cette bande sert de raie d'émission à position variable. Plaçant la came C dans sa position de départ (rayon minimum) on tourne le réseau jusqu'à ce que la déviation de l'enregistreur soit la moitié de la déviation maximum ; on tourne alors la came C de 348° et la lamelle g a sa raideur correcte si l'enregistreur reprend la même déviation. La variation de cette déviation lors d'un tour de came est représentée par la figure 79. Le calcul montre que si la différence de hauteur des points A et B est inférieure à $1/6$ du maximum, la défiance vaut plus de 10 fois la résolution.

γ) *Contrôle de la loi d'exploration.* Nous avons décrit au fur et à mesure les procédés permettant de donner à chaque organe sa position correcte. Mais il est fon-

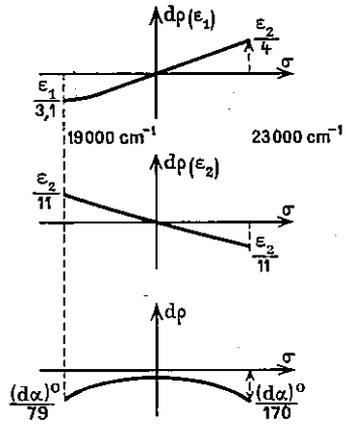
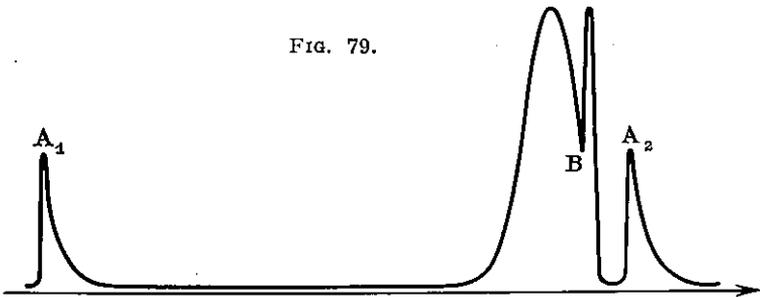


FIG. 78.

FIG. 79.



damental de pouvoir aussi, une fois tout mis en place, contrôler l'ensemble du système en établissant la loi d'exploration effectivement fournie par ce système. Les procédés utilisés sont les suivants.

a) *Contrôle de la loi d'exploration du F. P. mince.* Le F. P. monochromateur est placé en série avec le F. P. résolvant et le prémonochromateur à réseau ; on éclaire celui-ci en lumière blanche et ses fentes sont fermées de telle sorte que sa bande passante soit légèrement plus fine que celle du F. P. résolvant ; on fait alors coïncider cette bande passante successivement avec les divers pics de transmission du F. P. résolvant dont l'épaisseur est maintenue constante ; notant chaque fois pour quelle position de la came C_2 (came C du F. P. mince) la transmission du F. P. mince est maximum, on possède k_1 points rigoureusement équidistants de la courbe représentant la loi d'exploration du F. P. mince si k_1 est le rapport des épaisseurs des deux F. P.

b) *Contrôle de la loi d'exploration du F. P. épais.* On procède un peu différemment : on donne pour bande passante au prémonochromateur à réseau la distance entre ordres $\Delta\sigma_1$ de ce F. P. épais ; si on déplace cette bande passante, le F. P. étant d'épaisseur constante, puis si on déplace la bande passante du F. P., le réseau étant immobile, on obtient deux courbes (une série de triangles isocèles) qui seraient confondues si les deux systèmes explorateurs étaient identiques. La comparaison des courbes obtenues permet d'évaluer à la fois les défauts des systèmes explorateurs du monochromateur et du F. P. épais.

δ) *Résultats ; qualité du système explorateur.* Les contrôles décrits au paragraphe précédent ont donné les résultats suivants :

le domaine de la linéarité de la lamelle g (force exercée sur la couronne portelames proportionnelle à la flèche de la lamelle) est assez étroit ; en fait il ne faut pas que la flèche de la lamelle dépasse 1 mm ;

une autre cause d'erreur fut la mauvaise exécution d'une des deux cames dont le profil était grossièrement inexact.

Une fois ces causes d'erreur éliminées on a obtenu pour les deux F. P. une définiance relative \mathcal{F} légèrement supérieure à 100 ; c'est actuellement la qualité des cames C qui limite la définiance car, d'une part le tracé des cames K et des surfaces de glissement du point d'appui, d'autre part la mise en place des divers organes ont pu être réalisés avec toute la précision désirable.

4.4. Synchronisation du déplacement des bandes passantes du monochromateur et des deux F. P. — A) Pour que le spectromètre ait sa transparence maximum, il est nécessaire que les bandes passantes des trois appareils dispersifs coïncident à chaque instant. Ceci sera réalisé si, d'abord, on amène ces trois bandes en coïncidence pour une radiation donnée σ_0 et si, ensuite, les trois lois d'exploration sont identiques, c'est-à-dire linéaires en nombre d'ondes et de même vitesse $v = d\sigma/dt$. Si ces conditions ne sont pas simultanément réalisées, les trois bandes passantes occupent des positions différentes σ_1, σ_2 et σ_3 ; la transparence du spectromètre diminue alors d'une quantité $d\tau$, fonction de $\sigma_2 - \sigma_1$ et $\sigma_3 - \sigma_1$, dont nous avons donné l'expression au paragraphe VIII.3.2.

Le rapport $\tau/d\tau$ que nous appellerons \mathcal{D}_1 , définiance sur l'intensité, vaut :

si ce sont les bandes passantes des deux F. P. qui sont distantes de $\sigma_2 - \sigma_1$,

$$\mathcal{D}_I = \frac{\tau}{d\tau} = \frac{1}{4} \left(\frac{\delta\sigma_2}{\sigma_2 - \sigma_1} \right)^2,$$

où $\delta\sigma_2$ est la bande passante du F. P. monochromateur ;

si ce sont les bandes passantes du réseau et du F. P. épais qui sont distantes de $\sigma_3 - \sigma_1$,

$$\mathcal{D}_I = \frac{\tau}{d\tau} = \frac{\delta\sigma_3}{\sigma_3 - \sigma_1},$$

où $\delta\sigma_3$ est la largeur de la bande passante du monochromateur à réseau.

Nous allons calculer à quelle précision doivent être réalisés les systèmes exploreurs et leurs réglages pour que cette perte de transparence ne soit pas gênante.

B) SYNCHRONISATION DES MOUVEMENTS DU RÉSEAU ET DU F. P. RÉSOLVANT. — La bande passante $\delta\sigma_3$ du monochromateur à réseau a pour largeur l'i. s. l. du F. P. monochromateur et vaut donc 400 cm^{-1} . La défiance $\mathcal{D}_I = \delta\sigma_3/(\sigma_3 - \sigma_1)$ reste encore égale à 50, ce qui est largement suffisant, si $\sigma_3 - \sigma_1$ atteint 8 cm^{-1} .

Aussi la synchronisation des mouvements du réseau et du F. P. est-elle très facile ; en particulier il est totalement inutile d'arrêter le réseau pendant les temps morts de la came C_1 , puisque la continuité de la rotation du réseau entraîne un écart $\sigma_3 - \sigma_1$ dont la valeur maximum vaut $\Delta\sigma_1(2\pi/\text{angle mort de } C_1) = 4/3 \text{ cm}^{-1}$, § VIII. 3.3 B. Naturellement il faut que la vitesse ν_3 à laquelle le réseau explore le spectre soit égale à la vitesse moyenne du déplacement de la bande passante du F. P., compte tenu des temps morts. Cette vitesse ν_3 se règle, rappelons-le, en agissant sur la longueur du bras de levier solidaire du réseau (formule du § XI.4.2). Ce réglage pourrait n'être fait qu'assez grossièrement puisque, sans soins particuliers, il a été facile de réaliser une synchronisation assez correcte pour qu'il n'y ait pas de perte de transparence sensible lorsque le monochromateur à réseau travaillait à une résolution 40 fois supérieure à sa résolution utile.

C) SYNCHRONISATION DES MOUVEMENTS DES DEUX F. P. — Le problème est beaucoup plus complexe, essentiellement parce que les largeurs des deux bandes passantes ne sont pas très différentes.

a) *Conditions de synchronisme.* — α) Le F. P. épais part de son épaisseur maximum, s'en écarte lentement pendant un temps $T_1 - \theta_1$, y revient rapidement pendant le temps mort θ_1 (T_1 est la période de rotation de la came C_1). Après q tours de came, l'intervalle $q\Delta\sigma_1$ a été exploré et ceci pendant un temps utile égal à $q(T_1 - \theta_1)$. La vitesse d'exploration par utilisation des ordres successifs est donc $\nu_1 = q\Delta\sigma_1/q(T_1 - \theta_1) = \Delta\sigma_1/(T_1 - \theta_1)$; les organes moteurs sont, d'autre part, réglés de telle sorte que la *vitesse instantanée d'exploration par variation de l'épaisseur optique soit égale à $\Delta\sigma_1/(T_1 - \theta_1)$ pendant les périodes d'exploration et soit nulle pendant les temps morts.*

De même le F. P. monochromateur d'i. s. l. $\Delta\sigma_2$, entraîné par la came C_2 dont la période de rotation et le temps mort valent T_2 et θ_2 , explore le spectre à la vitesse $\nu_2 = \Delta\sigma_2/(T_2 - \theta_2)$.

β) Il y aura donc à chaque instant coïncidence des bandes passantes des deux F. P.,

si elles coïncident au temps $t = 0$ où débute l'exploration,
 si les vitesses d'exploration sont égales, c'est-à-dire si $\Delta\sigma_1/(T_1 - \theta_1) = \Delta\sigma_2/(T_2 - \theta_2)$,
 si chacune des cames s'arrête pendant les temps morts de l'autre ; ces temps d'arrêt sont à distinguer des temps morts et, par exemple, le temps que met la came C_2 à tourner de 360° est la somme de ces temps d'arrêt et du temps qui serait sa période de rotation en l'absence de temps morts.

γ) A ces trois conditions fondamentales, qu'on retrouverait dans tout système de synchronisation à « dents de scie », s'ajoutent des considérations pratiques qui achèvent de définir le système que nous avons utilisé.

1^o Sans que cela ait un caractère obligatoire, il est recommandé de choisir égaux les angles morts β_1 et β_2 des cames C_1 et C_2 ; les cames C_1 et C_2 sont alors identiques et le rapport $(2\pi - \beta_1)/(2\pi - \beta_2)$ prend la seule valeur simple qui lui soit permise ; en effet β_1 et β_2 étant des angles morts doivent être très petits et $(2\pi - \beta_1)/(2\pi - \beta_2)$ ne peut être le rapport de deux nombres entiers et petits que si $\beta_1 = \beta_2$. Si $\beta_1 = \beta_2$ la relation d'égalité des vitesses moyennes devient

$$\frac{\omega_1 \Delta\sigma_1}{\omega_2 \Delta\sigma_2} = \frac{2\pi - \beta_1}{2\pi - \beta_2} = 1$$

2^o Rien ne s'oppose théoriquement à ce que $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$ ait une valeur quelconque ; ces i. s. l. peuvent même être incommensurables ; si k est le nombre entier le plus voisin de ce rapport, les ghosts et le f. f. i. ont à peu près mêmes valeurs que si $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$ était exactement égal à k , à condition bien entendu que la bande passante du monochromateur à réseau ait $k \Delta\sigma_1$ pour largeur.

Cependant il est commode que l'ensemble du mouvement des deux cames soit périodique et ceci exige que $\Delta\sigma_2$ et $\Delta\sigma_1$ soient sous-multiples d'un intervalle $\Delta\sigma^{(2)}$ de préférence pas trop supérieur à $\Delta\sigma_1$. Ceci permet de réduire le nombre des temps morts (§ XI.4.4 Cc). De plus, la démultiplication ω_1/ω_2 , égale à $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$ ne sera commode à réaliser que si $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$ est un entier ou le rapport de deux nombres entiers et petits.

D'où l'intérêt d'adopter la convention communément admise selon laquelle $\Delta\sigma_1/\Delta\sigma_2$ est le rapport κ_2/k_1 de deux nombres entiers et petits. On donne alors à la bande passante du monochromateur à réseau une largeur égale à l'i. s. l. de la chaîne : $\Delta\sigma^{(2)} = \kappa_2 \Delta\sigma_2 = k_1 \Delta\sigma_1$.

3^o Pour explorer l'i. s. l. $\Delta\sigma^{(2)}$ de la chaîne, il faut que les cames C_1 et C_2 accomplissent l'une $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1$, l'autre $\kappa_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$ tours. Le nombre des temps morts est donc égal à $k_1 + \kappa_2$. Il est environ deux fois plus petit, à intervalle $\Delta\sigma^{(2)}$ donné, pour une chaîne du premier type, que pour une chaîne du deuxième type ($k + 1$ au lieu de $2k - 1$). C'est la raison essentielle qui nous a conduit à utiliser une chaîne du premier type (cette raison disparaîtrait si on disposait d'une monture permettant de déplacer la lame mobile de plusieurs fois $\lambda/2$ sans destruction du parallélisme et selon une loi linéaire).

Bref des considérations pratiques, mais nullement fondamentales, nous ont

conduit à utiliser des *comes* C_1 et C_2 identiques et une chaîne de F. P. du premier type ($\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 = \text{entier}$).

La synchronisation exige alors :

qu'au temps $t = 0$ où débute l'exploration, les bandes passantes soient amenées à coïncider,

que chaque came s'arrête pendant le temps mort de l'autre,

que soit vérifiée la double relation

$$\omega_1/\omega_2 = \Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 = \text{entier}$$

et enfin que chacun des deux systèmes explorateurs fonctionne correctement de telle sorte qu'à chaque instant les vitesses v_1 et v_2 soient bien égales à leurs valeurs moyennes $\Delta\sigma_1/(T_1 - \theta_1)$ et $\Delta\sigma_2/(T_2 - \theta_2)$.

Les deux premières conditions, relatives aux temps d'arrêt et de départ, peuvent être appelées conditions de *coïncidence des points initiaux* ; les deux autres qui concernent l'égalité des vitesses seront alors nommées conditions de *coïncidence du point courant*.

b) *Conditions de coïncidence du point courant*. — Supposons, pour les étudier, que soient satisfaites les conditions de « coïncidence des points initiaux ». Il suffit alors que, d'une part les systèmes explorateurs soient parfaits, que d'autre part soit satisfaite la double relation $\omega_1/\omega_2 = \Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 = k(\text{entier})$; rappelons une fois encore que cette double relation est suffisante mais non nécessaire.

α) *Accord des vitesses angulaires*. La condition $\omega_1/\omega_2 = \text{entier}$ est très facilement satisfaite en reliant les axes des comes C_1 et C_2 par un train d'engrenages dont le nombre de dents est correctement choisi.

β) *Choix et réglage du rapport des épaisseurs des deux F. P.* Après q tours de la came C_2 , le F. P. mince est revenu à son épaisseur initiale ; il en est de même pour le F. P. épais si ω_1/ω_2 est un entier, puisque la came C_1 a tourné d'un angle multiple de 360° ($\alpha = q \times 360^\circ \times \omega_1/\omega_2 = kq \times 360^\circ = \text{entier} \times 360^\circ$). Les radiations transmises par les deux F. P., d'i. s. l. égaux à $\Delta\sigma_1$ et $\Delta\sigma_2 = k_1 \Delta\sigma_1$ sont alors $\sigma_1 = \sigma_0 + k_1 q \Delta\sigma_1$ et $\sigma_2 = \sigma_0 + q \Delta\sigma_2$; leur distance $\sigma_2 - \sigma_1 = q(k_1 \Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_2) = q(k_1 - k_1) \Delta\sigma_1$, n'est nulle que si $k_1 = \Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1$ est égal à k_1 , entier par hypothèse. De façon générale, si k_1 est différent de k_1 on observe une perte de transparence

$$d\tau = 4 \tau \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\delta\sigma_2} \right)^2 \simeq 4 q^2 \left(\frac{k_1 - k_1}{k_1} \right)^2 N_2^2$$

Inversement, pour que la défiance sur l'intensité, $\tau/d\tau$, ne soit pas inférieure à une certaine valeur \mathcal{D}_I , il faut que $(k_1 - k_1)/k_1$ soit inférieur à $1/2qN_2\sqrt{\mathcal{D}_I}$, N_2 étant la finesse effective du F. P. monochromateur.

Quelle précision dans le réglage des épaisseurs des F. P. cette relation exige-t-elle ? Supposons qu'en mesurant les ordres d'interférence p_1 et p_2 des deux F. P. on commette des erreurs dp_1 pour le F. P. épais et dp_2 pour le F. P. mince. Cette mesure se fait pour une radiation σ_0 qu'on amène les deux F. P. à transmettre

simultanément ; pour σ_0 , p_1 et p_2 ont alors tous deux des valeurs entières P_1 et P_2 et les erreurs dp_1 et dp_2 sont des nombres entiers dP_1 et dP_2 .

Dans ces conditions, on règle le F. P. mince, on mesure P_2 et on trouve $P_2 = P_{2,0} \pm dP_2$. Puis on donne au F. P. épais une épaisseur telle que son ordre d'interférence soit $P_{1,0} = k_1 P_{2,0}$; en fait étant donnée l'imprécision sur la mesure de l'ordre d'interférence celui-ci vaut $P_1 = k_1 P_{2,0} \pm dP_1$. Le rapport k_1 des i. s. l. vaut alors

$$k_1 = \frac{\Delta\sigma_2}{\Delta\sigma_1} = \frac{k_1 P_{2,0} \pm dP_1}{P_{2,0} \pm dP_2} \leq k_1 \left(1 + \frac{|dP_1|}{P_{1,0}} + \frac{|dP_2|}{P_{2,0}} \right).$$

La relation $(k_1 - k_1)/k_1 < 1/2qN_2\sqrt{\mathcal{D}_I}$ se traduit alors par l'inégalité

$$\frac{|dP_1|}{P_1} + \frac{|dP_2|}{P_2} \leq \frac{1}{2qN_2\sqrt{\mathcal{D}_I}}.$$

Dans le spectromètre étudié, les paramètres ont les valeurs suivantes : $p_2 \simeq 50$, $p_1 \simeq 500$ et $N_2 \simeq 30$; on veut, d'autre part, que $q_2 = \text{intervalle exploré}/\Delta\sigma_2$ atteigne 10 et que \mathcal{D}_I soit supérieur à 20. Il faut alors que $(|dP_1|/P_1) + (|dP_2|/P_2)$ soit inférieur à $1/2 \cdot 500$, ce qui n'est possible, puisque dP_1 et dP_2 sont des nombres entiers, que si $dP_1 = dP_2 = 0$.

Bref la partie entière de l'ordre d'interférence des deux F. P. doit être connue sans erreur et le rapport des valeurs ainsi mesurées doit être exactement entier.

Mais par ailleurs la valeur de P_2 est fixée par d'autres considérations ; on désire, par exemple, que l'intervalle total à explorer $\sigma_1 - \sigma_0$ (qui correspond à un tour de la came K) soit un multiple de l'intervalle $\Delta\sigma_2$ exploré à chaque tour de la came C_2 (de telle sorte que le rapport des vitesses angulaires des cames C_2 et K soit entier). Or la came K est prévue pour une certaine valeur de $(\sigma_1 - \sigma_0)/\sigma_0$; si on se fixe σ_0 , on se fixe aussi $\sigma_1 - \sigma_0$ et, par suite, $\Delta\sigma_2$ et $P_2 = \sigma_0/\Delta\sigma_2$.

Pratiquement le réglage peut s'effectuer de la manière suivante : les considérations précédentes amènent à choisir $\Delta\sigma_2$ peu différent de 400 cm^{-1} . D'où $P_{2,0} = 49$ et $P_{1,0} = 490$ pour la raie verte du cadmium. Chaque F. P. est amené successivement à son épaisseur correcte ; l'observation des coïncidences et anticoincidentes des systèmes d'anneaux fournis par les raies jaunes du mercure et, d'autre part, le comptage des franges du spectre cannelé fourni par le F. P. permettaient d'abord d'amener rapidement le F. P. à une épaisseur supérieure à la valeur théorique de 20 ou 30 demi-longueurs d'onde seulement ; l'aspect des anneaux à l'infini fournis par les quatre raies principales d'une lampe à cadmium était alors comparé à un schéma coloré indiquant la position relative des quatre systèmes d'anneaux pour les ordres 480 à 530 par exemple. Une fois identifié l'aspect observé sur le F. P., on déplaçait une lame du F. P. jusqu'à ce que la position relative des anneaux soit celle qui correspond à $P_{\text{vert}} = 490^{(6)}$.

(6) Lorsque les couches réfléchissantes sont formées par un empilement de couches diélectriques, il apparaît une différence de phase à la réflexion qui n'est nullement négligeable [29] ; la variation de l'ordre d'interférence qui en résulte vaut 1,015 pour 7 couches et 0,94 pour 5 couches. Heureusement ces variations de p_1 et p_2 sont indépendantes de la longueur d'onde et si p_1/p_2 a été réglé à une valeur entière pour une certaine radiation, ce rapport garde cette valeur entière pour toutes les radiations du spectre. Ceci montre néanmoins que lorsque p_1/p_2 est entier, il n'en est pas de même pour le rapport des épaisseurs et que ce sont bien les ordres d'interférence qui sont à mesurer.

γ) *Effet des défauts du système explorateur.* Une fois réalisés les réglages précédents on est assuré que les vitesses moyennes d'exploration sont identiques pour les deux F. P. Encore faut-il que la vitesse instantanée soit à chaque instant égale à ces vitesses moyennes.

Il en sera ainsi si les systèmes explorateurs sont parfaits ; en revanche si les lois d'exploration pendant la rotation des cames, $\sigma_1 = f_1(t)$ et $\sigma_2 = f_2(t)$ s'écartent des lois théoriques $\sigma_1' = (\sigma_0 + k_1 q \Delta\sigma_2) + v_1 t$ et $\sigma_2' = (\sigma_0 + q \Delta\sigma_2) + v_2 t$, les bandes passantes des deux F. P. s'écartent de $d\sigma \leq |\sigma_1 - \sigma_1'| + |\sigma_2 - \sigma_2'|$. Les divers défauts signalés au paragraphe XI. 4.3 Cb se traduisent donc par une perte de transparence, donc de définiance sur l'intensité. Montrons qu'en fait seuls ont de l'importance les défauts du *système explorateur du F. P. mince* : le tableau III montre que la définiance relative $\mathcal{F} [\mathcal{F}_1 = \Delta\sigma_1/(\sigma_1 - \sigma_1')]$ est, suivant les cas, indépendante de l'ordre d'interférence p ou proportionnelle à p . Si les deux systèmes explorateurs sont de même qualité, la définiance relative \mathcal{F}_2 du F. P. monochromateur ($p_2 \simeq 50$) est donc inférieure ou égale à la définiance relative \mathcal{F}_1 du F. P. résolvant ($p_1 \simeq 500$). Mais d'autre part la définiance sur l'intensité vaut

$$\mathcal{D}_I = \frac{\tau}{d\tau} = \frac{1}{4} \frac{\delta\sigma_2^2}{(|\sigma_1' - \sigma_1| + |\sigma_2' - \sigma_2|)^2} = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\frac{|\sigma_1 - \sigma_1'|}{\delta\sigma_2} + \frac{|\sigma_2 - \sigma_2'|}{\delta\sigma_2}} \right)^2$$

$$= \frac{1}{4 N_2^2} \left(\frac{1}{\frac{1}{\mathcal{F}_2} + \frac{1}{k \mathcal{F}_1}} \right)^2.$$

Si k est grand ($k = 10$ dans notre montage), $1/k\mathcal{F}_1$ est très inférieur à $1/\mathcal{F}_2$ et son rôle est négligeable.

Sont donc seuls à considérer les défauts du système explorateur du F. P. mince et la définiance sur l'intensité vaut, à très peu près, $\mathcal{D}_I = \frac{1}{4} \left(\frac{\mathcal{F}_2}{N_2} \right)^2$.

Il ressort immédiatement de cette formule qu'il sera *très difficile par cette méthode d'obtenir une bonne définiance sur l'intensité* ; en effet la finesse N_2 du F. P. monochromateur ne peut guère être inférieure à 20 ou 30 si on veut éviter des ghosts trop importants, tandis que, d'autre part, il est malaisé d'atteindre une définiance relative \mathcal{F} supérieure à 300 ; \mathcal{D}_I sera donc limité par les défauts du système explorateur à des valeurs de 20 ou 30. C'est ce que met en évidence le tableau IV qui indique les limites que ces défauts imposent à $\mathcal{D}_I = \tau/d\tau$.

La dernière colonne de ce tableau montre l'aspect des variations d'intensité dues à ces défauts ; en général il s'agit d'une variation lente du facteur de transmission ; aux défauts dus au profil de la came C_2 correspondent au contraire des variations brutales, irrégulières et en général importantes qui seront les plus gênantes. Nous y reviendrons dans la conclusion de ce chapitre.

δ) *En résumé, la condition $\omega_1/\omega_2 = \text{entier}$ est automatiquement satisfaite par l'emploi d'un train d'engrenages. La relation $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 = \text{entier}$ exige que l'épaisseur du F. P. soit réglée avec une très grande précision, mais ce réglage, s'il peut être long, ne présente aucune difficulté. En revanche il est difficile d'obtenir du système explo-*

TABLEAU IV

Type de défaut du système explorateur	Perturbation de la loi exploratrice	Données	$\overline{\sigma^2}$ (valeur du défaut = m/100 mm)	\mathcal{D}_I ($N_2 = 30, p = 60$)	Aspect de la variation du facteur de transmission
Défaut de profil de la came C_2	Défauts locaux périodiques, défaut régulier et périodique	y_{M1} , amplitude de déplacement du poussoir h et H (fig. 53).	$\frac{y_M}{c.x} \frac{H}{h} = \frac{100}{m}$	12,5 $\frac{m^2}{m^2}$	
Défauts de planéité de la surface de glissement du point O	Défauts locaux, mais de très large amplitude	"	$\frac{y_M}{dx} \frac{H}{H-h} = \frac{100}{m}$	12,5 $\frac{m^2}{m^2}$	
Rotation discontinue de la came K	Défauts de large amplitude	$\gamma = \frac{l - (q-1) T_2}{T_2^2}$ p , ordre d'interférence	$P \left(\frac{T_2}{l} \right)^2 (\ll 4 p)$	16	
Non-rotation de la came K	Défauts de large amplitude	q^{me} course de C_2 $\gamma =$ (temps écoulé depuis la position de repos)/ T_2	$\frac{P}{\gamma(q-2)} (\leq \frac{P}{q-2})$	$\frac{1}{(q-2)^2}$	
Défauts εφ du profil de la came K	Défauts de large amplitude	h et H (fig. 53) $\gamma = \frac{l - (q-1) T_2}{T_2}$	$\frac{8\,000}{\gamma m} \leq \frac{8\,000}{m}$	17 700 $\frac{m^2}{m^2}$	
Pas d'arrêts de C_2 pendant les temps morts de C_1			$\left(\frac{T}{\theta} \right)^2 k^2$	25	
Défauts de réglage du système démultiplicateur : ϵ_1 mm sur $H_0 - h_0$, ϵ_2 mm sur h_0 (réglage de la position centrale du point O), $(d\alpha)_0$ sur la position initiale de la came K			$\frac{240}{\epsilon_1}$ 880 $\frac{6\,400}{(\epsilon_2)^2}$ $\frac{10^4}{(d\alpha)_0^2}$	$\frac{16}{\epsilon_1^2}$ $\frac{210}{\epsilon_2^2}$ $\frac{10^4}{(d\alpha)_0^2}$	

rateur du F. P. mince une qualité assez bonne pour que la défiance sur l'intensité reste supérieure à 15 ou 20.

c) *Conditions de coïncidence initiale.* — Il faut

d'une part amener les deux F. P. à transmettre simultanément la radiation σ_0 choisie comme point de départ de l'exploration,

d'autre part obtenir que chacune de ces comes s'arrête pendant les temps morts de l'autre. Rappelons cependant que ces arrêts ne sont pas d'égale nécessité ; c'est ce que montre la discussion faite au paragraphe VIII.3.3 B et qu'on peut résumer comme suit.

Si C_2 ne s'arrête pas pendant le temps mort de C_1 et tourne ainsi de façon continue, le facteur de transmission subit des variations, de période T_1 , et dont l'amplitude atteint sa valeur maximum, de l'ordre de $\pi/20$, de part et d'autre du temps mort de C_1 . Ces variations sont peu gênantes, car régulières et calculables.

En revanche, si C_1 ne s'arrête pas pendant les temps morts de C_2 , l'appareil est incapable d'étudier l'intervalle spectral que parcourt la bande passante du F. P. résolvant pendant le temps mort de C_2 (sauf cependant si la came C_2 parcourt un angle mort à une vitesse angulaire telle que son temps mort soit exactement égal à la période de C_1 , mais on augmente ainsi considérablement la proportion de temps mort).

Bref s'il est parfaitement tolérable que C_2 tourne de façon continue, il est pratiquement nécessaire que C_1 s'arrête pendant les temps morts de C_2 .

Nous allons présenter deux procédés permettant d'obtenir ces arrêts ; aucun des deux n'a été intégralement exécuté pour l'instant mais leur principe résulte d'expériences faites avec un troisième dispositif (§ XI.4.4 Cc γ) imparfait et destiné seulement à une première étude des conditions de fonctionnement de l'appareil.

α) *Premier procédé.* La monture du F. P. monochromateur comporte un dispositif auxiliaire permettant d'amener en coïncidence les bandes passantes des deux F. P. sans l'aide des comes C_1 et C_2 .

La solution la plus élégante pour obtenir que le F. P. résolvant cesse son exploration pendant le temps mort de C_2 consiste, non pas à arrêter C_1 pendant le temps mort de C_2 , mais plutôt à faire coïncider le temps mort de C_2 avec un temps mort de C_1 . Il en est ainsi

si les comes C_1 et C_2 partent simultanément de leur position de repos (nous nommons ainsi la position correspondant au rayon minimum des comes),

si pendant son temps mort C_2 tourne à la même vitesse que C_1 (les angles morts étant égaux par hypothèse, les deux temps morts ont bien alors même durée).

Mais pour que les comes puissent partir simultanément de leur position de repos, il faut qu'un dispositif auxiliaire permette de faire coïncider les bandes passantes au début de l'enregistrement sans qu'il soit nécessaire d'écarter ces comes de cette position particulière. On peut y arriver, par exemple,

soit en déplaçant celle des deux lames qui restera immobile pendant l'enregistrement en la plaçant, elle aussi, au centre d'une couronne flexible,

soit en faisant varier l'épaisseur des cales séparatrices par électrostriction,

soit en plaçant l'un des F. P. dans une enceinte à pression variable.

Supposons donc la monture équipée de ce dispositif auxiliaire. La synchronisa-

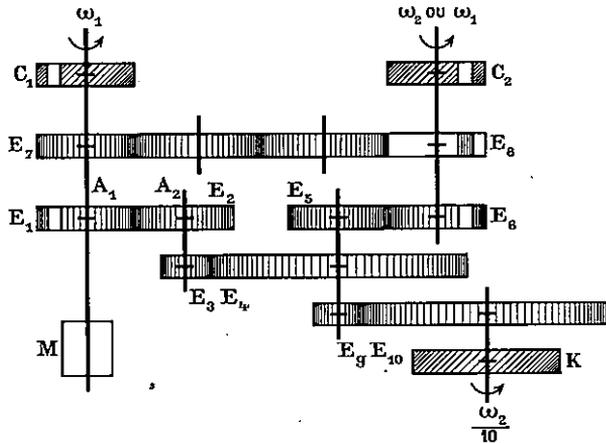


FIG. 80.

tion sera alors assurée par un train d'engrenages reliant l'axe de C_2 à l'axe de C_1 et tel que

la came C_1 tourne de façon continue à la vitesse ω_1 ,

la came C_2 tourne à la vitesse $\omega_2 = \omega_1/k_1$ pendant sa course utile, à la vitesse 0 pendant les temps morts de C_1 et à la vitesse ω_1 pendant son temps mort.

Un train d'engrenages satisfaisant ces conditions et qui a été effectivement exécuté et utilisé, est constitué de la façon suivante (fig. 80) : la démultiplication est assurée par le couple d'engrenages E_3E_4 dont le rapport des nombres de dents vaut k_1 ; les comes C_1 et C_2 sont solidaires, non pas de E_3 et E_4 , mais d'engrenages E_1 et E_6 dont les dents ont été limées sur $1/30$ de leur périmètre ($1/30 = \text{angle mort}/2\pi$). Ces engrenages E_1 et E_6 sont reliés aux pignons E_3 et E_4 par l'intermédiaire des pignons E_2 et E_5 de même diamètre que E_1 et E_6 .

L'axe qui porte la came C_1 et le pignon E_1 est entraîné par un moteur synchrone.

Lorsque c'est la fraction non limée du périmètre de E_1 qui attaque E_2 , tout l'ensemble des engrenages $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, E_6$ est entraîné par le moteur synchrone et les comes C_1 et C_2 tournent simultanément, la première à la vitesse ω_1 , la seconde k_1 fois moins vite.

En revanche lorsque l'arc limé de E_1 arrive devant E_3 , l'ensemble des pignons E_2, \dots, E_6 s'immobilise ; par un réglage préalable on s'est assuré que l'arc limé de E_1 correspond à l'angle mort de C_1 . Ainsi la came C_2 , solidaire de E_6 , s'arrête pendant le temps mort de C_1 .

Enfin, quand l'arc limé de E_6 arrive en face de E_5 , le pignon E_6 et la came C_2 sont désolidarisés de l'ensemble E_5, \dots, E_1 ; on en profite pour les entraîner par un train de pignons auxiliaires commençant par le pignon E_7 solidaire du pignon E_1 et se terminant par le pignon E_8 solidaire de E_6 et dont $1/30$ seulement du périmètre n'est pas limé. Ce train auxiliaire est tel que E_8 tourne à la vitesse angulaire ω_1 ; par un réglage préalable on s'est assuré que l'arc non limé de E_6 , l'arc limé de E_6 et l'angle mort de C_2 coïncident. Ainsi la came C_2 parcourt son angle mort à la vitesse angulaire ω_1 . Au bout du temps $\theta = 3\omega_1$, les comes C_1 et C_2 sont revenues à leur position de repos ; d'autre part les dents non limées de E_1 et E_6 sont revenues au contact de E_2 et E_5 . L'enregistrement reprend son cours normal.

l'axe A_1 et le pignon E_1 tournent de façon continue ; le fonctionnement du train d'engrenages est strictement identique à celui décrit au paragraphe précédent.

En revanche, le système est réglé de telle sorte qu'à l'instant où C_2 commence son temps mort, l'arc limé de E_a arrive devant E_c , tandis que le pignon P s'écarte ; dans ces conditions ni E_a , ni E_b ne sont capables d'entraîner l'axe A_1 qui s'arrête ainsi que la came C_1 . Quant à la came C_2 , entraînée par le pignon E_3 , elle se met à tourner à la vitesse ω_1 et arrive donc à sa position de repos à l'instant où E_a , entraîné à la même vitesse ω_1 , a tourné de $2\pi/30$ et recommence à entraîner l'axe A_1 . Il suffit que le pignon P ait repris sa place avant le prochain passage devant E_c des dents limées de E_a pour que l'enregistrement reprenne son cours normal.

Les opérations de réglage seraient les suivantes.

a) *Réglage préalable du train d'engrenages.*

1° Coïncidence de l'angle mort de C_1 et de l'arc limé de E_1 .

2° Coïncidences de l'angle mort de C_2 , de l'arc limé de E_3 , de l'arc limé de E_a et de l'écartement du pignon P .

b) *Mise en route de l'enregistrement.*

1° C_2 est amené, en agissant sur A_3 , à sa position de repos.

2° On tourne le réseau jusqu'à ce que la bande découpée comme précédemment par le monochromateur coïncide avec la bande passante du F. P. mince.

3° On désolidarise E_c de l'axe A_1 et E_2 de l'axe A_2 ; on peut ainsi faire tourner C_1 et E_1 sans rien changer aux réglages préalables du train d'engrenages. On amène la bande passante du F. P. résolvant à coïncider avec celle du F. P. mince.

4° On rebloque E_c et E_2 sur leurs axes ; on ouvre les fentes du monochromateur, on met en route les moteurs d'entraînement du réseau et du train d'engrenages.

Comparaison au système précédent. Les réglages ne sont pas plus compliqués ; le train d'engrenages n'est guère plus difficile à réaliser, mais l'exploration de l'i. s. l. de la chaîne comporte $k_1 + 1$ temps morts au lieu de k_1 par la méthode précédente. En revanche il est inutile de prévoir un dispositif auxiliaire pour la coïncidence initiale des bandes passantes.

Remarques. 1. Dans les deux cas envisagés, on peut simplifier légèrement le train d'engrenages si on tolère que C_2 ne s'arrête pas pendant les temps morts de C_1 ; il n'y a plus de raison de limer des dents de E_1 et ce pignon remplace E_2 qui peut être supprimé. En revanche le rapport de démultiplication des vitesses angulaires n'est plus k_1 mais $k_1 \times 2\pi/(2\pi - \beta)$ [$k_1 \times 30/29$ dans notre montage], ce qui rend plus difficile le choix des pignons E_3 et E_4 . Bref le train d'engrenages n'est guère simplifié, mais on supprime un réglage préalable (coïncidence de l'angle mort de C_1 avec l'arc limé de E_1).

2. A condition d'admettre la suppression des arrêts de C_2 pendant les temps morts de C_1 , on pourrait envisager que ce soit le pignon E_3 qui soit moteur ; le train d'engrenages décrit par la figure 80 réalise alors automatiquement les arrêts de C_1 pendant les temps morts de C_2 . D'autre part il n'est plus nécessaire que C_2 change de vitesse pour parcourir son angle mort. L'inconvénient rédhibitoire de cette solution est que toute irrégularité dans le mouvement du moteur ou dans la taille du pignon E_3 se traduit par une irrégularité k_1 fois plus grande du mouvement de C_1 .

γ) *Dispositif provisoirement utilisé.* Les deux systèmes explorateurs sont reliés par le train d'engrenages décrit au paragraphe XI.4.4 Cc α . Lors du réglage préalable des deux F. P. on amène les bandes passantes à coïncider le mieux possible, les cames étant à leur position de repos. La coïncidence parfaite est obtenue par rotation de la came C₂ désolidarisée de l'engrenage E₆. Le déroulement de l'enregistrement est alors celui que décrit le paragraphe XI.4.4 Cc α , si ce n'est qu'une faible fraction du spectre est sacrifiée lorsque la came C₂ passe par son angle mort.

Une telle méthode ne peut être considérée que comme provisoire ; elle a permis d'étudier le reste du montage sans attendre la mise au point d'un dispositif auxiliaire assurant la mise en coïncidence initiale des bandes passantes.

D) **CONTRÔLE GÉNÉRAL DU SYNCHRONISME.** — Il s'effectue de façon simple et précise par la méthode suivante. Les fentes du monochromateur à réseau sont fermées de telle sorte que sa bande passante soit de l'ordre de $\delta\sigma_1$, bande passante du F. P. épais. On éclaire alors la chaîne des trois éléments par un spectre continu et les bandes passantes du monochromateur à réseau et du F. P. mince sont déplacées jusqu'à ce que le flux reçu par la cellule soit maximum ; la déviation de l'enregistreur est alors Y_M . On met en route le système explorateur ; si le synchronisme était parfait, on enregistrerait une horizontale d'ordonnée Y_M ; les fluctuations dY de la déviation de l'enregistreur correspondent à une défiance sur l'intensité Y_M/dY (il est aisé de tenir compte de la perturbation due au mouvement continu du réseau, sans importance lors d'une expérience réelle car les fentes sont alors largement ouvertes, mais décelable lors de ce contrôle).

5. **Résultats.** — Pour contrôler globalement les performances du système explorateur nous avons étudié le spectre très dense fourni par une cathode creuse fer-néon. Un exemple des enregistrements obtenus est fourni par la figure 82.

Nous avons pu effectivement enregistrer de façon continue un intervalle de 4 000 cm^{-1} , cependant les défauts de synchronisation provoquent des variations faibles, mais brusques et désordonnées, du facteur de transmission ; cela ne gêne guère la localisation des diverses raies du spectre étudié, ni la détermination de leur intensité, mais le profil des raies est fâcheusement perturbé.

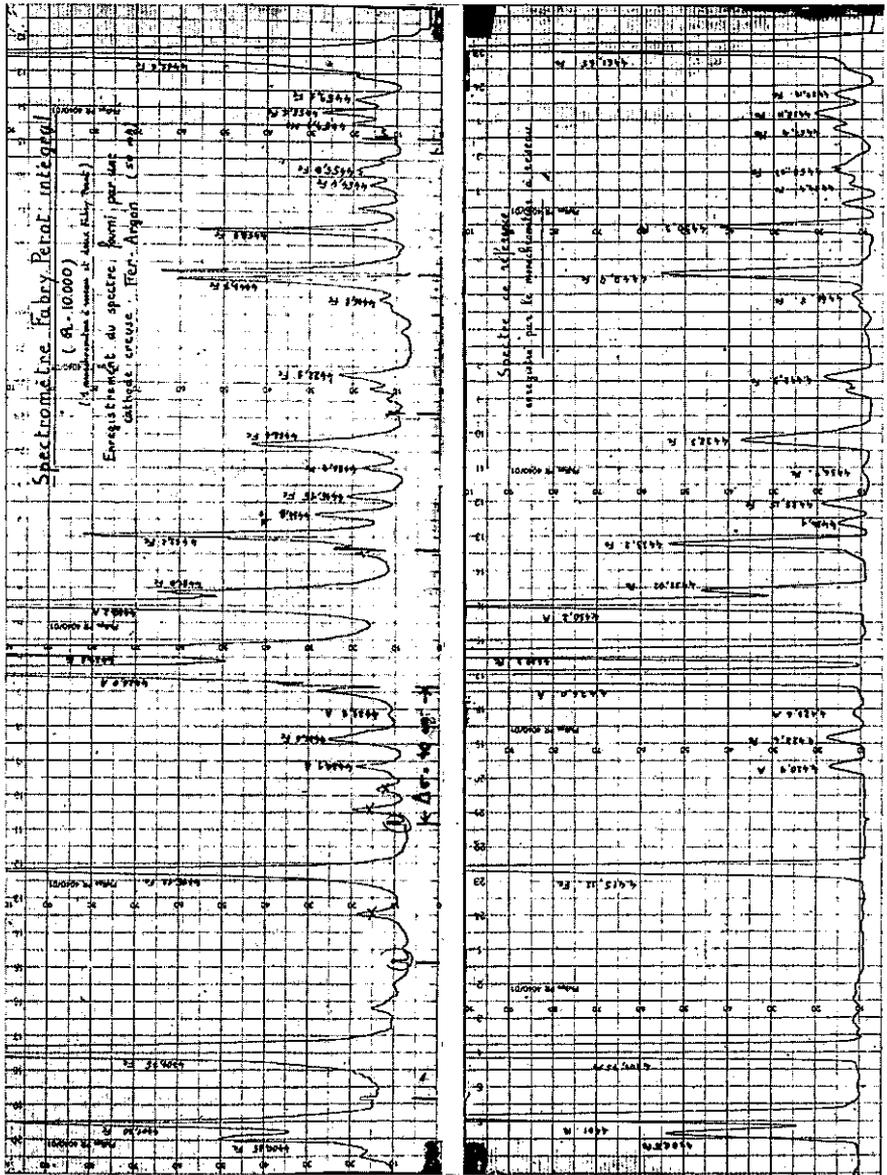
L'analyse par les procédés déjà signalés des défauts de synchronisation montre que :

a) aucune erreur décelable ne provient du train d'engrenages synchronisant les cames motrices (les vitesses moyennes des cames ont leur valeur correcte ; les temps morts ont la durée voulue et se produisent aux instants adéquats) ;

b) le réglage de l'épaisseur des F. P. est suffisamment précis pour que les bandes passantes restent en coïncidence après exploration d'un intervalle supérieur à 6 000 cm^{-1} ;

c) aucune erreur décelable ne provient des retours à l'état initial exigés par le balayage en dents de scie ;

d) les variations du facteur de transmission sont entièrement imputables à la mauvaise qualité du système explorateur du F. P. mince et, plus précisément, aux défauts de profil de la came C₂ ; les défauts de la came motrice C₁ du F. P. résolvant sont tout aussi importants mais il en résulte seulement une perte de défiance sur la position des raies, d'ailleurs tout à fait acceptable (§ XI.4.4 Cb γ).



tout, en augmentant la flèche de la lamelle g ; mais, si l'on veut rester dans le domaine de linéarité de cette lamelle, on est conduit à accroître fortement sa longueur. Cette dernière solution semble être de beaucoup la meilleure.

6. Conclusions de l'étude expérimentale du système explorateur en dents de scie. — Rappelons ici les faits essentiels que l'étude expérimentale du système explorateur a permis de dégager.

a) Le déplacement par procédé mécanique d'une lame de F. P. paraît actuellement permettre l'exploration la plus aisée, aux basses résolutions, d'un intervalle spectral égal à l'intervalle entre ordres. Le choix du dispositif assurant ce déplacement résulte d'un compromis entre deux conditions essentielles.

D'une part, les lames du F. P. doivent rester parallèles au cours de l'exploration, et ceci à $1/50$ de longueur d'onde près ; aucune irrégularité dans la déformation de la monture ne peut donc être tolérée et pourtant toute substance devient très malléable quand on l'examine au centième de micron ; les efforts exercés sur la monture pour obtenir l'exploration du spectre doivent donc être très régulièrement répartis et de *faible amplitude*.

D'autre part, le réglage du F. P. doit être parfaitement stable ce qui impose à la monture un *minimum de rigidité*.

Ces efforts faibles, appliqués sur une monture rigide, doivent cependant permettre un déplacement de l'ordre du micron de la lame mobile du F. P. ; le choix de la rigidité de la monture résulte d'un compromis ; nous n'avons pas encore fait d'essai systématique mais il est probable que la monture actuellement utilisée n'a pas ses dimensions optima (les forces à exercer sont trop considérables et la stabilité resterait bonne si l'épaisseur de la zone annulaire amincie était notablement diminuée).

b) La difficulté essentielle consiste à obtenir du système explorateur de chacun des deux F. P. une loi d'exploration très régulière.

Si la chaîne utilisée est du premier type,

les défauts du système explorateur du F. P. épais n'influent que sur la position des raies et diminuent le défiance de position,

les défauts du système explorateur du F. P. mince ne perturbent que le facteur de transmission de l'appareil ; les tolérances d'exécution et de réglage sont très sévères ; de l'imperfection du tracé de la came motrice proviennent les défauts de synchronisation les plus importants mais aussi les plus gênants par leur irrégularité,

les autres défauts éventuels (mauvais rapport des épaisseurs des deux F. P., train d'engrenages défectueux, irrégularité dans la durée ou la position des temps morts) sont faciles à éliminer et ne produisent aucune perturbation décelable.

Si la chaîne était du deuxième type, il ne serait pas possible de distinguer aussi nettement l'influence des défauts de chaque système explorateur mais les difficultés de synchronisation seraient analogues.

c) *Intérêt du balayage en dents de scie.* Tout d'abord l'intervalle à explorer par variation d'épaisseur est plus faible.

Mais de plus, on peut exiger du système explorateur une qualité bien moins grande ; en effet les temps morts, qui sont l'inconvénient principal du balayage en

dents de scie, ralentissent l'exploration mais n'introduisent, nous l'avons indiqué, aucun écart à la loi désirée. En revanche les irrégularités de cette loi proviennent essentiellement des organes moteurs des deux F. P. dont les caractéristiques n'ont pas à chaque instant la valeur voulue ; or le balayage en dents de scie permet de faire correspondre l'amplitude maximum du facteur d'exploration (force, ...) non pas à la totalité de l'intervalle spectral mais seulement à un intervalle entre ordres ; à tout défaut de l'organe moteur correspond donc une perturbation bien moins considérable de la loi d'exploration.

7. **Conclusion.** — Nous avons construit un spectromètre F. P. intégral, formé par l'association d'un monochromateur à réseau et de deux F. P., destiné à l'étude des phénomènes n'exigeant qu'une faible résolution (environ 10 000) mais de luminance très faible. La luminosité de ce spectromètre correspond aux prévisions puisque, équipé de lames de F. P. d'un diamètre utile égal à 5 cm, il équivaut à un spectromètre équipé d'un prisme de 100 cm d'arête. Il assure l'exploration continue d'un intervalle de l'ordre de $4\,000\text{ cm}^{-1}$ mais le système explorateur ne permet pas encore une synchronisation parfaite des bandes passantes des deux F. P. et il en résulte une certaine imperfection des enregistrements obtenus.

XII. Spectromètre F.P. intégral destiné à l'étude à très haute résolution des spectres d'absorption infrarouges (1-2,6 μ)

1. **Introduction.** — Dans ce chapitre sera décrit un spectromètre F. P. destiné à l'étude à très haute résolution des spectres d'absorption dans la région infrarouge. Les problèmes à résoudre par un tel appareil sont nombreux et importants ; en fait de nombreux laboratoires étudient actuellement des solutions permettant d'atteindre une *limite de résolution inférieure ou égale* à $0,01\text{ cm}^{-1}$.

Rank est actuellement celui qui a obtenu les meilleurs résultats dans cette course aux très hautes résolutions ; le spectromètre qu'il emploie est muni d'un grand réseau, utilisé deux fois, dont la limite de résolution théorique est alors $0,02\text{ cm}^{-1}$. Des améliorations successives ont permis d'atteindre des limites de résolution effectives de 0,08 ; 0,05 et $0,025\text{ cm}^{-1}$ [17, 18]. Il semble impossible de s'approcher plus de la limite de résolution théorique.

Par ailleurs Jaffé, en collaboration avec Rank, a utilisé un Fabry-Perot, ce qui lui a permis d'atteindre une limite de résolution de l'ordre de $0,03\text{ cm}^{-1}$. La comparaison de son montage à celui que nous avons mis au point semble indiquer que la résolution a été limitée soit par la sensibilité du récepteur, soit par une finesse insuffisante [19].

Quant au spectromètre que nous allons décrire il possède effectivement à $6\,000\text{ cm}^{-1}$ une résolvançe égale à 600 000 lui permettant de résoudre deux composantes distantes de $0,01\text{ cm}^{-1}$. Mais sa mise au point est trop récente pour qu'il ait été possible de profiter d'une telle résolution en spectroscopie d'absorption ; en effet la réduction correspondante de la largeur des raies d'absorption pose des problèmes délicats qui n'ont pas encore été résolus, faute de temps.

2. **Supériorité du spectromètre F. P.** — Insistons à nouveau sur le fait que les

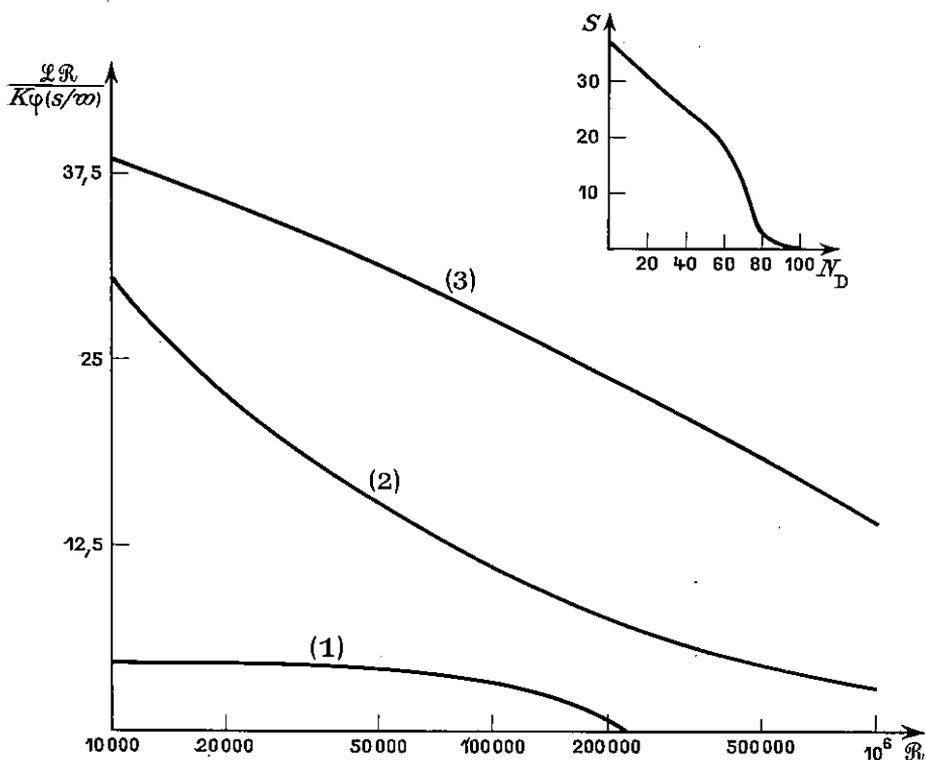


FIG. 83. — Courbe (1), un réseau ($\beta = 1/50$, $\sigma = 6\,000\text{ cm}^{-1}$); courbe (2), un réseau + un F. P.; courbe (3), un réseau + deux F. P. Réseau: $M = 203\text{ mm}$, $\varphi = 63^\circ$, $\tau = 0,5$. Facteur d'absorption du F. P.: $A = 0,5\%$. Hauteur de ghost 2%.

deux qualités du F. P., résolution illimitée et grande luminosité, contribuent toutes deux à rendre le spectromètre F. P. supérieur au spectromètre à réseau.

En effet pour atteindre une limite de résolution effective de $0,01\text{ cm}^{-1}$ il faut que la limite de résolution théorique du réseau soit d'environ $0,007\text{ cm}^{-1}$: utilisé en double passage il faut alors que sa projection sur l'axe optique ($M \sin \varphi$) soit égale à 35 cm; d'où une largeur rayée de 40 cm si l'angle de « blaze » atteint 60° . Un tel réseau serait difficile à construire, encore plus à utiliser. Quant au F. P., il suffit que la distance de ses lames soit d'environ 20 mm, ce qui ne présente aucune difficulté.

Mais, d'autre part, même en tenant compte de la perte de transparence due au prémonochromateur, un spectromètre F. P. de dimensions modestes (diamètre des lames 5 cm) possède une luminosité équivalant à celle de l'énorme réseau que nous venons de décrire (comparaison faite à la résolution 600 000 en supposant les traits du réseau hauts de 30 cm et la hauteur angulaire de la fente égale à $1/25$; une comparaison plus générale est possible grâce à la figure 83 qui donne, aux diverses résolutions, les luminosités d'un spectromètre F. P. et d'un spectromètre à réseau).

Or, comme nous l'avons déjà signalé au chapitre X, à ces hautes résolutions et

dans l'infrarouge, les flux transmis au récepteur sont de l'ordre de grandeur du flux minimum décelable par le récepteur ; c'est donc celui-ci qui fixe à la résolution sa limite supérieure.

Bref, *ce n'est qu'à cause de la grande luminosité du F. P. qu'il est possible de profiter de ses qualités résolventes.*

3. Choix du prémonochromateur. Structure du spectromètre F. P. intégral. — Plus que jamais, il sera important de se placer dans les conditions de luminosité maximum. Le calcul qui les détermine part des bases suivantes.

A) Le récepteur étant une cellule au sulfure de plomb le bruit de photons n'intervient pas ; la valeur du f. f. i. est alors secondaire (chap. VII) et on s'impose seulement la condition que la hauteur relative des ghosts n'excède pas une certaine limite que nous prendrons égale à $1/50$. D'autre part la grandeur dont on cherche le maximum est la profondeur d'absorption dont l'expression est la suivante (chap. VII) :

$$\mathcal{A} = K \varphi \left(\frac{s}{\omega} \right) \frac{1}{\mathcal{R}} 2 \pi S \left[\frac{f_1}{\omega_1} (\tau_{X1} \tau_{A1}) (\tau_{X2} \tau_{A2}) \right].$$

B) Les éléments dont on dispose pour construire le spectromètre sont les suivants :

a) un réseau de 106×203 mm, à 270 traits/mm et d'angle de « blaze » 70° ; c'est le réseau commercial dont le $M \sin \varphi$ est le plus grand ;

b) un F. P., de diamètre 7 cm, dont la finesse limite varie en fonction de la surface selon la courbe de la figure 83 ;

c) un F. P. monochromateur de finesse limite égale à 60 environ (dans l'infrarouge) si le diamètre utile n'excède pas 3 cm.

Les revêtements réflecteurs sont des couches multidiélectriques cryolithe-sulfure de zinc de facteur d'absorption égal à 0,005.

La figure 83 compare les résultats obtenus au moyen des trois types habituels de spectromètres F. P. : monochromateur à réseau seul, monochromateur à réseau et un F. P., association d'un monochromateur à réseau et de deux F. P. ; c'est cette dernière solution qui s'avère, ici encore, la plus lumineuse (pour des résolutions supérieures à 10^6 , il y aurait avantage, tout au moins du point de vue de la luminosité, à utiliser l'association d'un réseau et d'une chaîne de trois F. P.).

Remarque. Une solution préférable, mais qui n'a pu encore être essayée, consisterait à utiliser l'association d'un Fabry-Perot et d'un interféromètre à réseaux. Cet appareil, récemment inventé par P. Connes [16], sélectionne les diverses radiations par le taux de modulation différent qu'il fait correspondre à chacune d'elles ; la fonction représentant la variation de ce taux de modulation avec la fréquence a même forme que la fonction d'appareil $W'(\sigma)$ d'un spectromètre à fentes infiniment fines utilisant l'un des deux réseaux identiques qui forment l'interféromètre [$W'(\sigma) \equiv$ fonction d'intensité diffractée]. Si le récepteur est suivi d'un amplificateur accordé sur la fréquence de modulation, le signal reçu par l'enregistreur est représenté par cette même fonction $W'(\sigma)$.

Supposons qu'à la suite de cet appareil on place un F. P. ; la fonction représen-

tant la composante alternative du signal transmis au récepteur est le produit de la fonction d'appareil $W(\sigma)$ du F. P. par la fonction $W'(\sigma)$, ce qui permet d'éliminer les bandes parasites du F. P. (fig. 84).

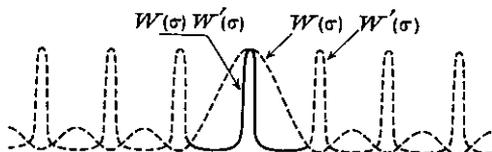


FIG. 84.

L'intérêt de cette solution tient à

ce que le faisceau fourni par l'interféromètre à réseaux est de révolution, donc parfaitement adapté à la forme circulaire des diaphragmes du F. P., et d'étendue au moins égale à celle du faisceau délimité par le F. P. C'est ce que précise le calcul suivant.

La résolution de l'interféromètre à réseaux est fixée par son rôle de monochromateur ; toutes les bandes du F. P. doivent être supprimées, ce qu'on obtient au mieux en faisant coïncider ces bandes avec les minima de la fonction $W'(\sigma)$. Il faut pour cela que l'i. s. l. $\Delta\sigma$ du F. P. soit égal à la largeur $\delta'\sigma$ de la fonction $W'(\sigma)$ définie selon les conventions habituelles, c'est-à-dire que $N \delta\sigma = 1/2 M \sin i$, $\delta\sigma$ étant la limite de résolution demandée au F. P. et i l'angle d'incidence sur les réseaux.

L'étendue fournie par l'interféromètre à réseaux est alors

$$U' = H M \cos i \frac{2\pi\delta'\sigma}{\sigma} = \frac{\pi H}{\sigma} \frac{1}{\operatorname{tg} i},$$

où H est la hauteur des réseaux. Son rapport à l'étendue U du F. P. vaut

$$\frac{U'}{U} = \frac{\pi H}{\sigma} \frac{1}{\operatorname{tg} i} \frac{\sigma}{S \cdot 2\pi f} = \frac{H}{2 f S \operatorname{tg} i},$$

f étant la largeur de la fonction $F(\sigma)$ et S la surface du F. P.

Si $S = 30 \text{ cm}^2$, $H = 6 \text{ cm}$, $f = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et $\varphi = 17^\circ$, le faisceau fourni par le monochromateur est 80 fois plus étendu que celui que peut accepter le F. P. (on peut alors songer à munir le F. P. d'un diaphragme isolateur laissant passer le flux transporté par les premier et deuxième anneaux). Qui plus est, la transparence de l'interféromètre à réseaux est nettement supérieure à celle d'un réseau et d'un F. P. mis en série.

Finalement la luminosité d'une telle association peut être bien supérieure à celle du spectromètre décrit dans ce chapitre (si le bruit du récepteur était du bruit de photons cette solution deviendrait beaucoup moins avantageuse).

4. Caractéristiques des éléments de l'association. — a) La figure 85 indique, à chaque résolution, les valeurs qu'il faut donner aux différents paramètres caractérisant les éléments du spectre. C'est ainsi que si la résolution désirée est 600 000, on doit avoir :

- finesse globale de la chaîne, $\mathcal{R} = 255$;
- résolution du monochromateur à réseau, $\mathcal{R}' = 2\,350$;
- pour le F. P. épais : finesse effective, $N_1 = 30$; surface utilisée des lames, $S = 20 \text{ cm}^2$ (finesse limite, $N_{D1} \simeq 50$) ; finesse réfléchrice, $N_{R1} = 46$;
- pour le F. P. monochromateur : finesse réfléchrice, $N_{R2} = 36$;
- rapport des i. s. l de la chaîne et du F. P. épais $\Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1 = 9$.

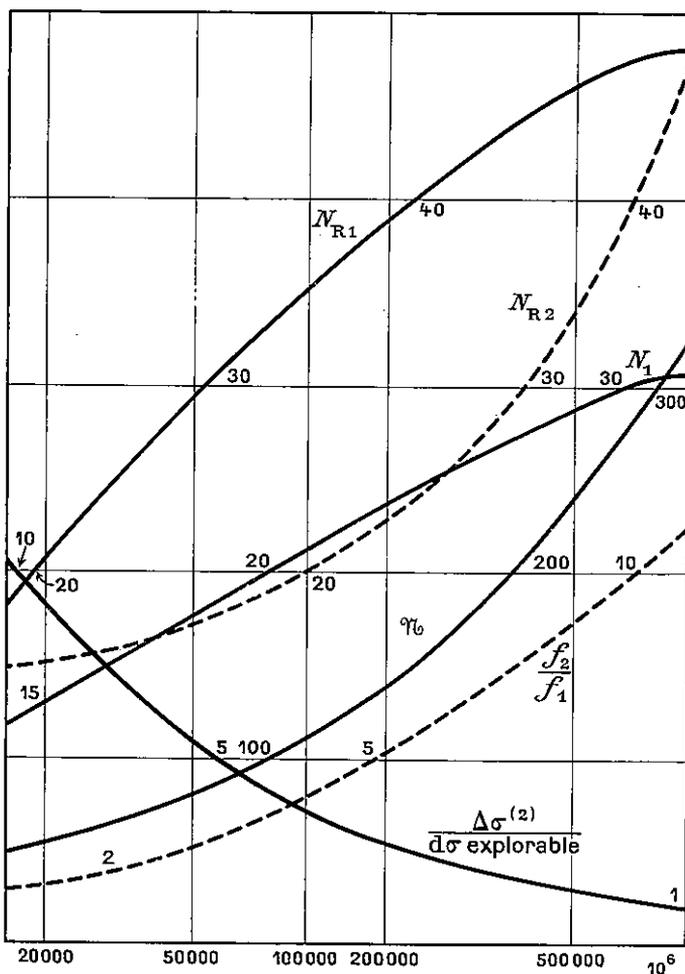


FIG. 85.

b) *Choix du rapport des épaisseurs.* — Le calcul précédent fixe le rapport $k_1 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_1 = \gamma_b/N_1$, mais il ne donne aucun renseignement sur la valeur de l'i. s.l. $\Delta\sigma_2$ du F. P. monochromateur. En effet nous savons que la luminosité, la hauteur du ghost et le facteur de filtrage dépendent très peu du rapport $\alpha_2 = \Delta\sigma^{(2)}/\Delta\sigma_2$, c'est-à-dire du type de chaîne utilisé. Ce sont d'autres considérations qui conduisent au choix de $\Delta\sigma_2$; c'est d'abord la possibilité d'explorer continûment un intervalle entre ordres du F. P. monochromateur (ce que demande le balayage en dents de scie); si on désire que cette exploration se fasse par variation de pression de 0 à 1 atm (le procédé actuellement le mieux au point), il faut que $\Delta\sigma_2$ soit inférieur à $\sigma dn/n = 3 \cdot 10^{-4} \sigma$ (§ VIII. 1.3 B), d'où la relation $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 < 3 \cdot 10^{-4} \sigma/\Delta\sigma_1$, c'est-à-dire $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 < 3 \cdot 10^{-4} \mathcal{R}/N_1$; à la résolution 600 000, on obtient ainsi $\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1 < 6$ (N_1 optimum = 30).

Mais, d'autre part, si les lames du F. P. monochromateur ne sont pas d'excel-

lente qualité (cas du spectromètre décrit) il y a intérêt à utiliser une surface minimum, donc à choisir $\Delta\sigma_2$ maximum.

La combinaison de ces deux règles conduit toujours à choisir $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma^{(2)}/2$, ce qui, à la résolution 600 000, amène à donner au F. P. monochromateur une épaisseur 4,5 fois plus faible que celle du F. P. épais.

5. Système explorateur. — Comme nous venons de l'indiquer, les épaisseurs choisies pour les F. P. sont telles qu'il soit possible d'explorer un ordre du F. P. monochromateur par une variation de la pression de l'air entourant le F. P. qui soit inférieure à 1 atm.

Les deux F. P. sont placés dans des cloches communicantes ; la pression de l'air qui les entoure est donc à chaque instant la même. Lorsqu'on fait varier la pression commune des deux cloches, l'intervalle exploré par les deux F. P., $d\sigma = 3 \sigma dn/n = 3 \cdot 10^{-4} \sigma$, est le même (il est indépendant de la résolution). Si les bandes passantes des deux F. P. coïncident au départ, elles restent en coïncidence pendant tout l'enregistrement (§ VIII.3.3 A).

Encore faut-il pouvoir obtenir cette coïncidence initiale ; on y arrive par déplacement mécanique d'une des lames du F. P. monochromateur. La monture de ce F. P. est identique à celle que nous avons décrite au chapitre précédent (fig. 72) ; le mouvement de la lame est encore commandé par une came C, mais celle-ci agit directement sur le poussoir P. Le système démultiplicateur est devenu en effet complètement inutile, car peu importe la loi selon laquelle la bande passante du F. P. monochromateur viendra coïncider avec celle du F. P. épais.

Remarque. L'exploration d'intervalles spectraux étendus grâce au balayage en dents de scie n'est pas actuellement totalement automatique ; en effet, dans l'exploration en dents de scie, le F. P. doit être ramené à son état initial à l'instant où la radiation qu'il transmet vient coïncider avec le sommet d'une des bandes passantes qu'il possède dans cet état initial. Cette radiation est alors distante de la radiation transmise au départ d'un nombre entier d'intervalles entre ordres $\Delta\sigma$. Or, dans le système explorateur actuel, les cloches contenant les deux F. P. sont constamment à la même pression ; les retours à l'état initial (pression nulle) ne peuvent donc s'effectuer que simultanément, au moment où l'intervalle exploré est le plus petit commun multiple des i. s. l. des deux F. P., donc égal à l'i. s. l. de la chaîne. ($\Delta\sigma^{(2)} = k_1 \Delta\sigma_1 = \kappa_2 \Delta\sigma_2$). Malheureusement une variation de 1 atm ne permet pas l'exploration de cet i. s. l. (c'est ce que montre la fig. 85). Il est donc impossible d'effectuer une exploration en dents de scie aussi automatique que celle utilisée avec l'appareil décrit dans le chapitre précédent.

En fait on ramène les F. P. à leur état initial lorsqu'un nombre entier d'ordres du F. P. épais ont été explorés, ce qui oblige à synchroniser les deux F. P. au début de chaque course. Grâce à la came C cette opération est relativement aisée et ne demande qu'un temps négligeable par rapport à la durée totale de l'enregistrement.

6. Description sommaire des éléments du spectromètre. — *F. P. monochromateur.* Il est placé dans une cloche étanche ; sa monture permettant le déplacement d'une des lames est celle qui est décrite au chapitre XI.

F. P. résolvant. Il est lui aussi placé dans une cloche étanche. Sa monture, très classique, est celle que mentionne le paragraphe X.3.2.

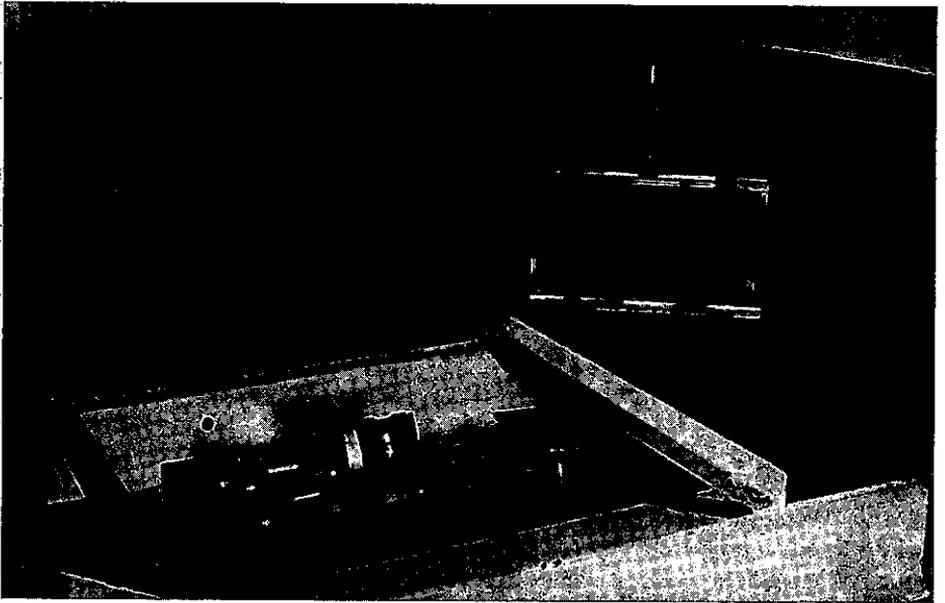


FIG. 86.

Réseau. Le monochromateur à réseau, du type Ebert-Fastie, est identique à celui que décrit le paragraphe X.3.3. Le réseau utilisé a pour caractéristiques : largeur 203 mm, hauteur 106 mm, angle de « blaze » 70° , 300 traits/mm.

Réseau prémonochromateur. Le réseau doit lui-même être précédé d'un monochromateur ; c'est ce que nous allons montrer en raisonnant sur le problème actuellement étudié par le spectromètre, qui concerne la région spectrale de $6\,000\text{ cm}^{-1}$. Cette radiation est fournie par le réseau dans le troisième ordre ; simultanément il possède dans les ordres 1, 2, 4, 5, ... des bandes passantes situées à $2\,000\text{ cm}^{-1}$, $4\,000\text{ cm}^{-1}$, $8\,000\text{ cm}^{-1}$, $10\,000\text{ cm}^{-1}$, etc. Un filtre coloré arrête les ordres 1, 5 et suivants. Restent les bandes passantes à $4\,000$ et $8\,000\text{ cm}^{-1}$, très gênantes car elles transportent, à la sortie du F. P., une énergie bien supérieure à celle qui provient de la bande utile à $6\,000\text{ cm}^{-1}$. En effet les couches réflectrices des F. P. sont formées d'empilements de couches de sulfure de zinc et cryolithe, d'épaisseur $16\,000\text{ \AA}/4$, dont le pouvoir réflecteur est devenu très faible pour $4\,000$ et $8\,000\text{ cm}^{-1}$. Le facteur de transmission moyen du F. P., égal à peu près à $(1-R)/(1+R)$, diffère peu de l'unité, alors qu'à $6\,000\text{ cm}^{-1}$, il est de l'ordre de $1/50$ pour chaque F. P.

Il est donc nécessaire de placer devant le monochromateur à réseau un prémonochromateur qui rejette les ordres 2 et 4 de ce réseau ; un prisme de Pellin-Broca, à priori bien adapté à ce travail, s'est avéré incapable de fournir un faisceau d'étendue suffisante, bien que la résolvançe demandée n'excède pas 4. Aussi avons-nous dû utiliser un petit réseau qui transmet la radiation $6\,000\text{ cm}^{-1}$ dans son deuxième ordre ; on constitue ainsi une « chaîne » de réseaux dont les i. s. l. sont dans le rapport $3/2$. De leurs pics de transmission communs, $6\,000\text{ cm}^{-1}$, $12\,000\text{ cm}^{-1}$, ... , l'un est le pic utile et les autres sont arrêtés par un filtre coloré.



FIG. 87.

Le meilleur prémonochromateur est la combinaison d'un filtre interférentiel à bande large et carrée et d'un filtre interférentiel passe-bas (en fréquence), mais nous n'en disposons pas encore au laboratoire.

Source. Arc au zirconium.

Système récepteur. Il est identique à celui que décrit le paragraphe X.3.6, si ce n'est que l'amplificateur est à détection synchrone.

Système optique. Tous les éléments du spectromètre sont conjugués par un système optique analogue à celui que nous avons étudié au paragraphe XI.3.2 D.

L'ensemble du spectromètre est représenté par la figure 87.

Résultats obtenus. — Les résultats actuellement obtenus sont satisfaisants.

En effet, la bande passante du spectromètre, déterminée par l'étude d'une raie d'émission, est de l'ordre de $0,01 \text{ cm}^{-1}$. Les ghosts sont d'intensité négligeable, la synchronisation des trois appareils est correctement obtenue.

Par ailleurs la bande spectrale de largeur $0,01 \text{ cm}^{-1}$, découpée par le spectromètre dans un spectre continu, fournit un signal environ 15 fois supérieur au bruit de la cellule (la bande passante de l'amplificateur étant pourtant relativement large, de l'ordre de 10 Hz).

La résolution et la luminosité du spectromètre sont donc très satisfaisantes. Aucun spectre d'absorption n'a pu cependant être encore étudié, car la réduction des largeurs des raies d'absorption qui doit accompagner l'augmentation de résolution pose des problèmes délicats qui sont encore à l'étude.

CONCLUSION

Il s'agissait de déterminer la structure, les conditions de fonctionnement et les performances d'un spectromètre utilisant le F. P. comme instrument dispersif et capable d'étudier à toute résolution le problème spectroscopique le plus général : spectre très dense et occupant un intervalle spectral très étendu.

L'étude théorique montre que toutes les difficultés soulevées a priori par cette

généralisation de l'emploi du F. P. trouvent des solutions satisfaisantes et conservent au F. P. la plus grande part de ses avantages de résolution et de luminosité.

Toutes les solutions proposées ont fait l'objet d'une étude expérimentale qui fait ressortir la complexité de structure et d'emploi du spectromètre F. P. dans le cas le plus général, mais qui nous ont permis de construire trois spectromètres de performances intéressantes.

Compte tenu de la supériorité d'autres appareils inventés tout récemment et nous bornant aux cas où l'expérience a confirmé les espoirs de la théorie, nous pouvons attribuer au spectromètre F. P. les domaines d'emploi suivants :

spectroscopie d'émission à très haute résolution, non seulement dans le visible et l'ultraviolet, mais aussi dans l'infrarouge (actuellement jusqu'à $2,7 \mu$, mais l'extension à de plus grandes longueurs d'onde paraît facile) ;

spectroscopie d'absorption à très haute résolution ;

étude à toutes résolutions de spectres d'absorption ou d'émission de faible luminosité, mais ceci seulement dans la région d'emploi des photomultiplicateurs.

La nécessité d'examiner simultanément les divers aspects expérimentaux de la généralisation d'emploi du spectromètre F. P. ne nous a pas permis une mise au point définitive des nouveaux procédés mis en œuvre. Mais il est maintenant possible d'exploiter ces nouveaux spectromètres ; leur utilisation fera sans aucun doute apparaître de notables simplifications, ce qui permettra une application plus générale encore du spectromètre F. P.

Nous ne saurions terminer ce travail sans remercier de son appui M^r Gondet, Directeur Général des Laboratoires de Bellevue, ainsi que tout le personnel des laboratoires.

RÉFÉRENCES

- [1] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS*, t. 5, 1953, p. 138.
- [2] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS* (à paraître).
- [3] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS*, t. 6, 1955, p. 352.
- [4] R. CHABBAL & P. JACQUINOT, *Nuovo Cim.* [10], t. 2 suppl., 1955, p. 661.
- [5] C. DUFOUR, Thèse, *Ann. Physique* [12], t. 6, 1951, p. 5.
- [6] P. JACQUINOT & C. DUFOUR, *Jl Recherches CNRS*, t. 2, 1948, p. 91.
- [7] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS*, t. 8, 1957, p. 77.
- [8] P. JACQUINOT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 44, 1954, p. 761.
- [9] P. CONNES, *Rev. Opt.*, t. 35, 1956, p. 37.
- [10] P. GIACOMO & P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. 13, 1952, p. 59.
- [11] P. GIACOMO, Symposium on astronomical optics, éd. North-Holland Publ., Amsterdam, 1956, p. 415.
- [12] P. CONNES & P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. 17, 1956, p. 1S.
- [13] W. G. FASTIE, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 42, 1952, p. 641.
- [14] J. BLAISE, R. CHABBAL & P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. 15, 1954, p. 749.
- [15] R. CLARK JONES, *Advances in Electronics*, éd. Acad. Press, New York, t. 5, 1953, p. 1.
- [16] P. CONNES, *Opt. Acta*, t. 4, 1957, p. 136 ; *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 215.
- [17] T. A. WIGGINS, E. R. SHULL & D. H. RANK, *Jl chem. Physics*, t. 21, 1953, p. 1368.
- [18] D. H. RANK, T. A. WIGGINS, A. H. GUENTHER & J. N. SHEARER, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 46, 1956, p. 953.
- [19] J. H. JAFFÉ, D. H. RANK & T. A. WIGGINS, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 45, 1955, p. 636.
- [20] TERHUNE, Communication au Symposium de spectroscopie moléculaire, Columbus, juin 1956.
- [21] D. H. RANK & J. M. BENNETT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 45, 1955, p. 46.
- [22] J. BROCHARD, R. CHABBAL, H. CHANTREL & P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. 13, 1952, p. 433.
- [23] J. BLAISE, Thèse, *Ann. Physique* (à paraître).
- [24] H. CHANTREL, Thèse, Paris, 1953.
- [25] R. DUPEYRAT & A. ZMERLI, *C. r. Ac. Sc.*, t. 238, 1954, p. 1207.
- [26] KLINE, Thèse.

- [27] J. ROIG, Communication privée.
- [28] P. GIACOMO, Thèse, *Rev. Opt.*, t. **35**, 1956, p. 317 et 442.
- [29] C. DUFOUR, *Rev. Opt.*, t. **31**, 1952, p. 1.
- [30] S. PENSELIN & A. STEUDEL, *Zeits. Physik*, t. **142**, 1955, p. 21.
- [31] G. RIMBERT, R. LENNUIER & J.-L. COJAN, *C. r. Ac. Sc.*, t. **141**, 1955, p. 1560.
- [32] R. G. GREENLER, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **47**, 1957, p. 120.
- [33] B. LYOT, *Ann. Astrophys.*, t. **7**, 1944, p. 31.
- [34] P. JACQUINOT, Semaine internat. Etudes sup. du G. A. M. S., 1955, p. **31**.
- [35] P. JACQUINOT, 17^e Congrès du G. A. M. S., 1954, p. 25.
- [36] B. N. WATTS, *Proc. phys. Soc. [A]*, t. **62**, 1949, p. 603.
- [37] P. FELGETT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **39**, 1949, p. 970.
- [38] J. G. HIRSCHBERG, *Jl Phys. [8]*, t. **19**, 1958, p. 256.
- [39] H. H. HOPKINS & N. S. KAPANY, *Opt. Acta*, t. **1**, 1955, p. 164.
- [40] W. BENESCH & J. STRONG, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **41**, 1951, p. 252.
- [41] P. FELGETT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **42**, 1952, p. 872.

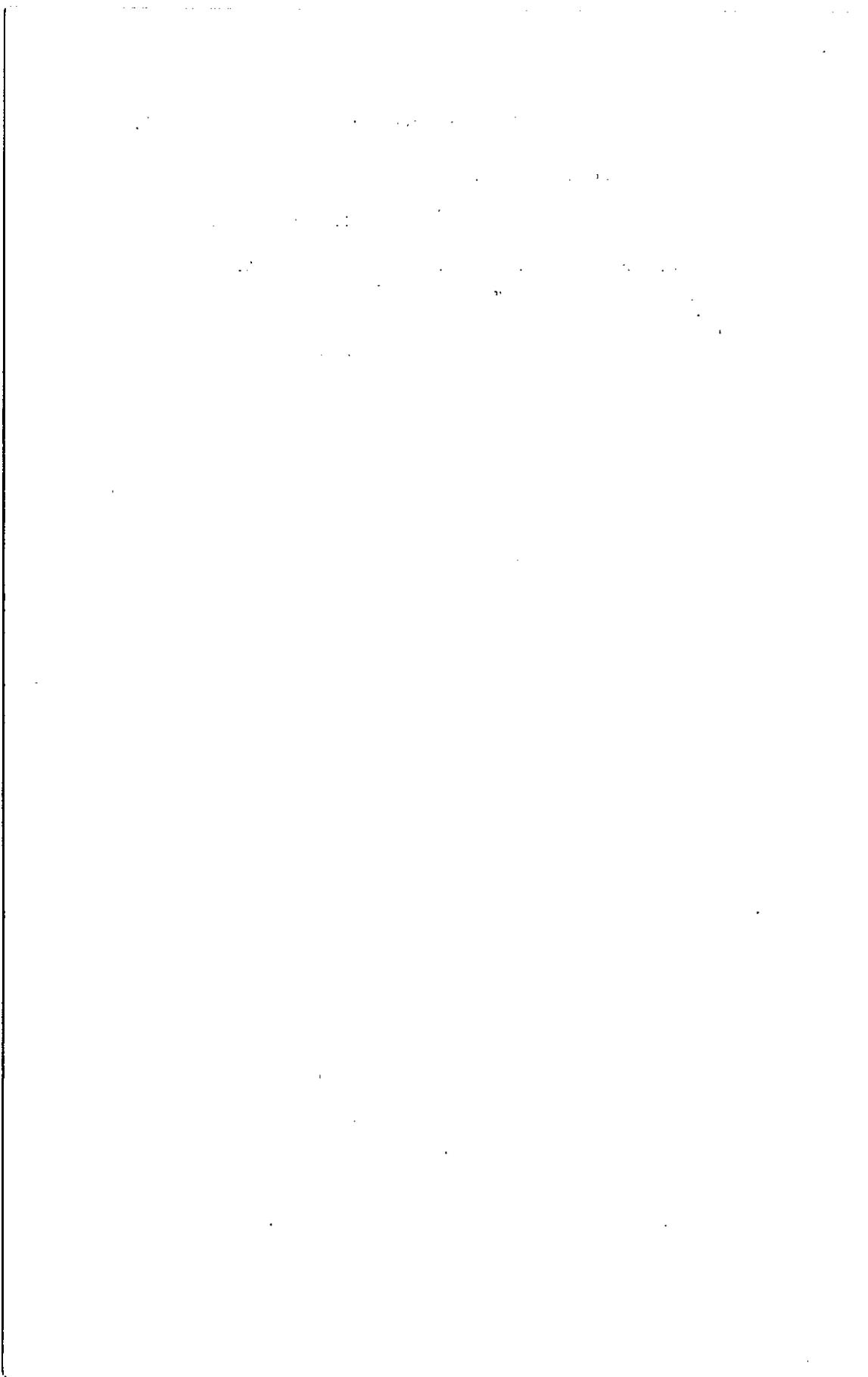


TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
PREMIÈRE PARTIE (Ch. I et II)	
I. <i>Introduction générale</i>	11
II. <i>Avantages et inconvénients de l'emploi du F. P. comme instrument dispersif d'un spectromètre intégral</i>	13
1 et 2. Définition d'un spectromètre intégral. Qualités à en exiger	13
3. Rappel des propriétés fondamentales du F. P.	15
3.1 à 3.3. Analyse du fonctionnement du F. P. F. P. théorique. Fonctions perturbatrices	15
3.4. Calcul de la résolution du F. P., compte tenu des largeurs des fonctions perturbatrices	17
3.5. Luminosité du F. P. Etendue et transparence	20
4. Gain de luminosité dû à l'emploi du F. P.	23
5. Problèmes posés par la généralisation de l'emploi du spectromètre F. P.	24
DEUXIÈME PARTIE (Ch. III à VII)	
Etude et choix des procédés permettant l'élimination des bandes passantes parasites du F. P.	
III. <i>Description de divers systèmes prémonochromateurs</i>	26
1. Conditions à satisfaire	26
2. Prémonochromateur à fentes. Théorème fondamental	26
3. Prémonochromateur F. P.	31
4. Association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de F. P.	32
IV. <i>Divers types de chaînes de F. P. Rappel de leurs propriétés</i>	33
1 et 2. Définitions. Choix du rapport des épaisseurs des divers F. P. d'une chaîne.	33
3. Conjugaison optique des divers F. P.	35
4. Propriétés des chaînes de F. P. Fonction d'appareil. Résolution. Luminosité ..	36
5. Réflexions entre F. P.	37
V. <i>Elimination des pics parasites du F. P. Hauteur relative des ghosts</i>	39
1 et 2. Définition de critères caractérisant les qualités de filtrage des spectromètres F. P. Aspect intégral. Aspect ponctuel	39, 41
3. Hauteur relative des ghosts : chaîne de deux F. P. théoriques	41
4. Hauteur relative des ghosts : chaîne de deux F. P. réels	43
5. Chaîne comptant plus de deux F. P.	46
6. Comparaison des ghosts dus aux divers types de prémonochromateurs	46
VI. <i>Etude du facteur de filtrage intégral (f. f. i.)</i>	47
1 et 2. Définition et mode de calcul	47, 48
3. F. f. i. d'appareils connus	49
4. F. f. i. des divers types de spectromètres F. P.	49
5. F. f. i. d'une chaîne de F. P. théoriques	50
6. F. f. i. d'une chaîne de F. P. réels (rôle de l'absorption, des fonctions perturbatrices)	54
7. Effet sur le f. f. i. des réflexions entre F. P.	57
VII. <i>Choix du meilleur prémonochromateur</i>	62
1 et 2. Choix possibles et critères essentiels	62
3. Spectroscopie d'émission	63
3.1 à 3.3. Choix des éléments de la chaîne de F. P.	63, 64
3.4. Choix du spectromètre	68
4. Spectroscopie d'absorption	72
5. Remarques générales sur les chaînes de F. P.	75

TROISIÈME PARTIE

VIII. <i>Exploration du spectre par un spectromètre F. P.</i>	76
1. Généralités. Divers procédés d'exploration. Définition de leur type. Balayage en dents de scie	76
2. Structure des systèmes explorateurs utilisant le balayage en dents de scie	83
3. Synchronisation des systèmes explorateurs des divers éléments d'un spectromètre F. P.	87

QUATRIÈME PARTIE

IX. <i>Conséquences de l'étude théorique. Introduction à l'étude expérimentale</i>	93
1 et 2. Domaine d'utilisation du F. P. intégral. Simplifications possibles	93, 95
3. Comparaison aux autres spectromètres	96

CINQUIÈME PARTIE (Ch. X à XII)

Réalisations expérimentales

X. <i>Spectromètre F. P. pour l'étude de la structure hyperfine des raies d'émission infrarouges</i>	97
1 et 2. Introduction. Intérêt du spectromètre	97
3. Description des éléments du spectromètre	100
3.1 à 3.3. Systèmes interférentiel et monochromateur	100, 101
3.4. Choix du système optique conjuguant les divers éléments	102
3.5 et 3.6. Systèmes explorateur et récepteur	104
4. Résultats	105
XI. <i>Spectromètre F. P. intégral de faible résolution</i>	106
1 et 2. Introduction. But de l'appareil. Choix du type de prémonochromateur ...	106
3. Description du spectromètre. Choix des paramètres. Montage des divers éléments optiques	107
4. Etude expérimentale du système explorateur	111
4.1. Principe de la méthode d'exploration	111
4.2. Rotation du réseau (exploration linéaire en cm^{-1})	112
4.3. Exploration par le F. P. (description d'une monture permettant le déplacement d'une lame de F. P., maintien du parallélisme des lames, organes moteurs)	114
4.4. Synchronisation des systèmes explorateurs du réseau et des deux F. P. ...	124
5 et 6. Résultats et conclusion de l'étude expérimentale du système explorateur en dents de scie	135, 137
XII. <i>Spectromètre F. P. intégral destiné à l'étude à très haute résolution des spectres d'absorption infrarouges</i>	138
1 et 2. Introduction. Supériorité du spectromètre F. P.	138
3 et 4. Choix du type de monochromateur. Structure du spectromètre F. P.	140, 141
5. Système explorateur	143
6. Description des éléments et résultats obtenus	143

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Manifestations spectroscopiques de l'exciton

Vu et approuvé :

Paris, le 8 Mai 1957

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. PÉRÈS.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.

3949. — Imp. JOUVE, 15, rue Racine, Paris. — 5-1959
Dépôt légal : 2^e trimestre 1959
