

# THÈSE

## DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Raymond PELLETIER

LABORATOIRE AIMÉ COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

**Sujet:** Etude comparée des rapidités et des rapports signal-sur-bruit des spectrographes multicanaux à très haute résolution.

Réalisation expérimentale d'un nouveau spectrographe: le SIMAC.

SOUTENUE LE 21 décembre 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

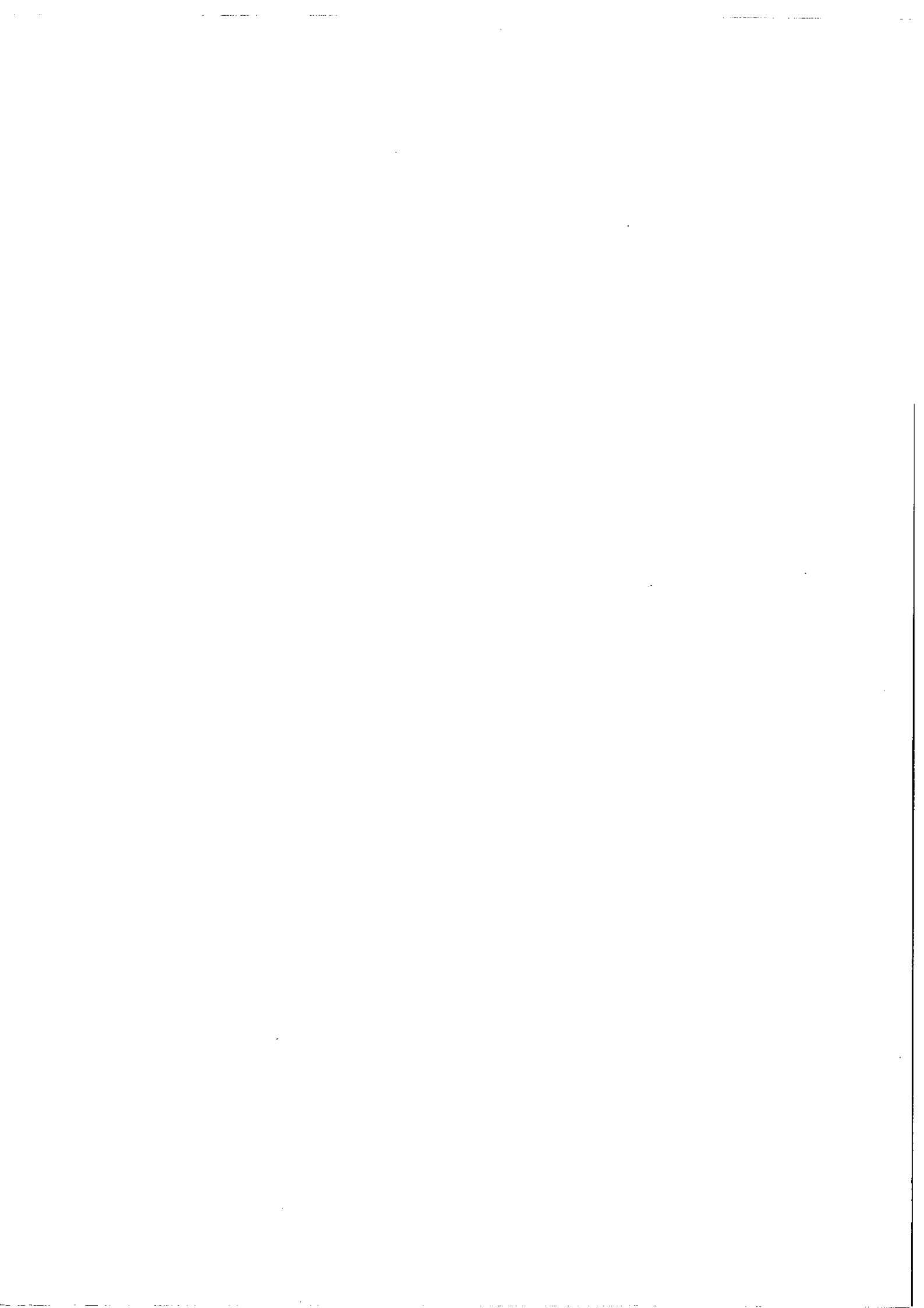
M. P. JACQUINOT : Président

M. R. CHABBAL

M. J. D'INCAN

M. B. PICINBONO

} Examineurs



## REMERCIEMENTS

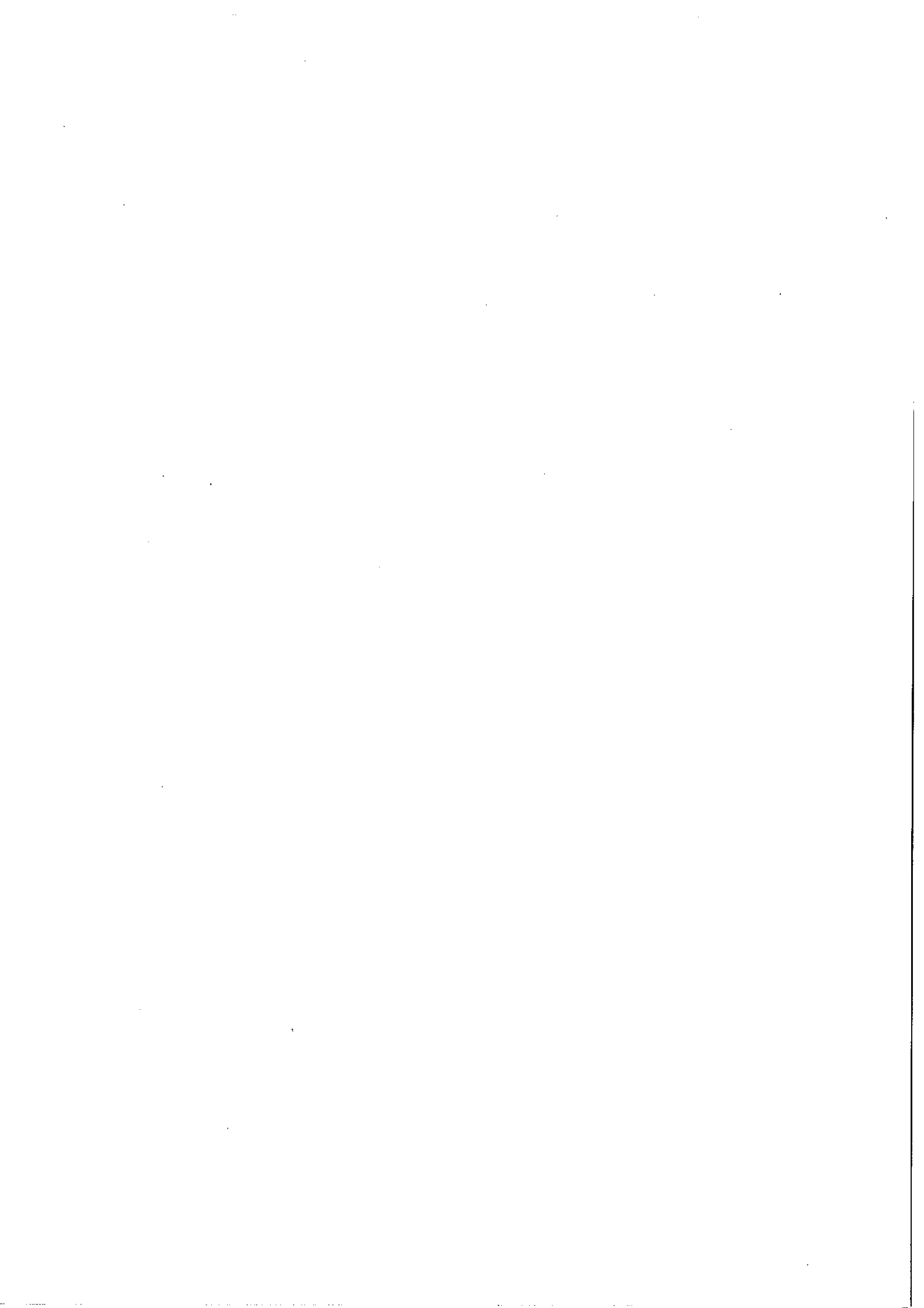
Le présent travail a été effectué au laboratoire AIME COTTON sous la bienveillante direction de Messieurs les Professeurs JACQUINOT et CHABBAL ; c'est pour moi un agréable devoir de leur exprimer toute ma gratitude pour leur accueil et de les remercier pour l'aide qu'ils m'ont fournie sur tous les plans.

Monsieur le Professeur PICINBONO, malgré ses très lourdes charges, Monsieur le Professeur d'INCAN, malgré l'éloignement de son laboratoire, ont bien voulu s'intéresser à mon travail et faire partie de mon jury. Je suis heureux de trouver ici l'occasion de les en remercier très vivement.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur le Professeur BROCHARD pour les précieux renseignements qu'il m'a fournis, à S. GERSTENKORN qui m'a fait profiter de sa riche expérience de l'interferomètre de Fabry-Pérot et à P. BOUCHARBINE pour ses critiques constructives.

Je ne saurais oublier B. FRITSCH, Madame SCHWEIGHOFER et R. BACIS qui m'ont aidé à exploiter les enregistrements du SIMAC, ni la Société REOSC qui a construit le prototype de l'appareil.

Enfin je voudrais exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont participé plus anonymement à l'élaboration de ce travail. A mes camarades de laboratoire victimes "d'emprunts", aux personnels techniques et administratifs du laboratoire AIME COTTON et du centre de GIF-sur-YVETTE pour lesquels je n'ai cessé d'être un "client" toujours pressé, j'adresse ici mes sincères remerciements.



## TABLE DES MATIERES

### INTRODUCTION

Ière PARTIE     ETUDE COMPAREE DES RAPIDITES ET DES RAPPORTS  
                  SIGNAL SUR BRUIT DES SPECTROGRAPHES A TRES  
                  HAUTE RESOLUTION

### CHAPITRE I     DEFINITIONS FONDAMENTALES

- §1   Luminosité et rapport signal sur bruit en spectrométrie
- §2   Luminosité des spectrographes
- §3   Introduction du rapport signal sur bruit en photographie
- §4   Variation de la résolution et de la luminosité
- §5   Retour sur la luminosité des spectrographes

### ANNEXE     RAPPELS SUR L'ETENDUE

### CHAPITRE II    LE SIMAC

- §1   Spectrographe à Fabry-Pérot
- §2   Principe du SIMAC
- §3   Description et Fonctionnement
- §4   Calcul de la Luminosité
- §5   Dimension des Images
- §6   Influence du choix des vitesses d'enregistrement

### CHAPITRE III   COMPARAISON DES DIFFERENTS SPECTROGRAPHES

- §1   Spectrographe à réseau
- §2   SIMAC
- §3   Spectrographe à Fabry-Pérot
- §4   Comparaison des appareils
- §5   Retour sur la loi de variation de rapport signal sur bruit

### ANNEXE     CAS DES SPECTROGRAPHES NON INTEGRAUX               COMPLEMENTS SUR LE SPECTROGRAPHE A FABRY-PEROT

## IIème PARTIE REALISATIONS EXPERIMENTALES

### CHAPITRE IV LE SIMAC TECHNOLOGIE ET RESULTATS

- §1 Etudes Préliminaires
- §2 Le SIMAC
- §3 Systèmes de conjugaison
- §4 Prémonochromateur
- §5 Techniques d'enregistrement
- §6 Quelques résultats

### CHAPITRE V ETUDE DE LA DEFINIANCE

- §1 Défauts liés au procédé d'enregistrement
- §2 Qualité des images enregistrées
- §3 Défauts dûs au récepteur photographique

### CHAPITRE VI SYSTEME D'EXPLOITATION DES DONNEES

#### A) POSITION DU PROBLEME

- §1 Essais préliminaires
- §2 Méthode du miroir vibrant
- §3 Méthode de TOMKINS et FRED

#### B) REALISATION PRATIQUE

- §1 Banc de lecture
- §2 Dispositif d'exploration
- §3 Production de la tension de balayage
- §4 Résultats

### CONCLUSION

## INTRODUCTION

L'étude à très haute résolution (environ  $10^6$ ) des spectres d'émission et d'absorption dans le visible peut actuellement s'effectuer de plusieurs façons. Tout d'abord par les méthodes classiques utilisant la plaque photographique comme récepteur ; les deux instruments essentiels sont alors le spectrographe à réseau (du type Paschen Runge pour les études extensives ou du type Littrow pour l'étude de petits intervalles spectraux) ou le spectrographe Fabry Pérot qui utilise les dispersions croisées d'un Fabry Pérot et d'un réseau de résolution relativement faible. Quant aux instruments photoélectriques, le plus utilisé à l'heure actuelle est le spectromètre interférentiel Fabry Pérot ; il sera peut-être bientôt aidé, voire remplacé selon les cas, par les spectromètres à haute résolution à transformation de FOURIER.

Chacun de ces précédents instruments possède ses qualités propres mais aussi des défauts qui ne permettent guère de considérer l'éventail actuel des instruments spectrographiques comme parfaitement satisfaisant.

Les grands spectrographes à réseaux dont le meilleur est probablement celui des Laboratoires d'Argonne ont l'avantage de fournir en une seule opération l'ensemble du spectre étudié sous la forme de lignes ou raies dont la position est aisée à mesurer. Mais les défauts d'un tel instrument sont son encombrement (longueur focale d'une dizaine de mètres, encombrement total de l'ordre de  $100 \text{ m}^2$ ), sa sensibilité aux déformations les plus infimes et bien entendu son prix de revient.

Le spectrographe Fabry Pérot est de proportions et de prix beaucoup plus modestes mais la dispersion par le Fabry Pérot a l'énorme défaut d'être quadratique et le dépouillement du spectre exige soit un temps considérable, soit l'emploi de calculateurs. Le spectromètre Fabry Pérot est lui aussi d'encombrement et de prix raisonnables, il possède tous les avantages des appareils photoélectriques (rendement quantique élevé du récepteur, déviation rigoureusement proportionnelle à la luminance des composantes spectrales), mais aussi le défaut essentiel de ces

appareils; enregistrement séquentiel et non pas simultané comme en photographie des différents éléments spectraux .

Enfin on sait que les avantages fondamentaux des méthodes multiplex disparaissent lorsqu'on dispose de récepteurs à bruit de photons et les possibilités d'extension au domaine visible ou ultra-violet du spectromètre par transformation de Fourier commencent à peine à atteindre le stade expérimental.

Aucun de ces appareils n'étant réellement universel et étant donné l'expérience acquise au laboratoire, il nous a semblé qu'en fait la meilleure solution consistait à utiliser conjointement un spectromètre photoélectrique (Fabry Pérot ou à transformation de Fourier) et un spectrographe de même résolution (environ  $10^6$ ), celui-ci n'étant destiné qu'à donner une vue d'ensemble préliminaire ou un contrôle des résultats fournis par le premier appareil.

L'instrument dont le principe et les qualités vont être exposés est donc à considérer comme un spectrographe de complément auquel on demande essentiellement de fournir une très haute résolution, d'être peu encombrant, d'emploi facile et aussi d'être très rapide.

Mais il ne suffisait pas de réaliser ce spectrographe ni même de lui faire résoudre quelques problèmes pratiques, encore fallait-il pouvoir le comparer aux spectrographes existant actuellement.

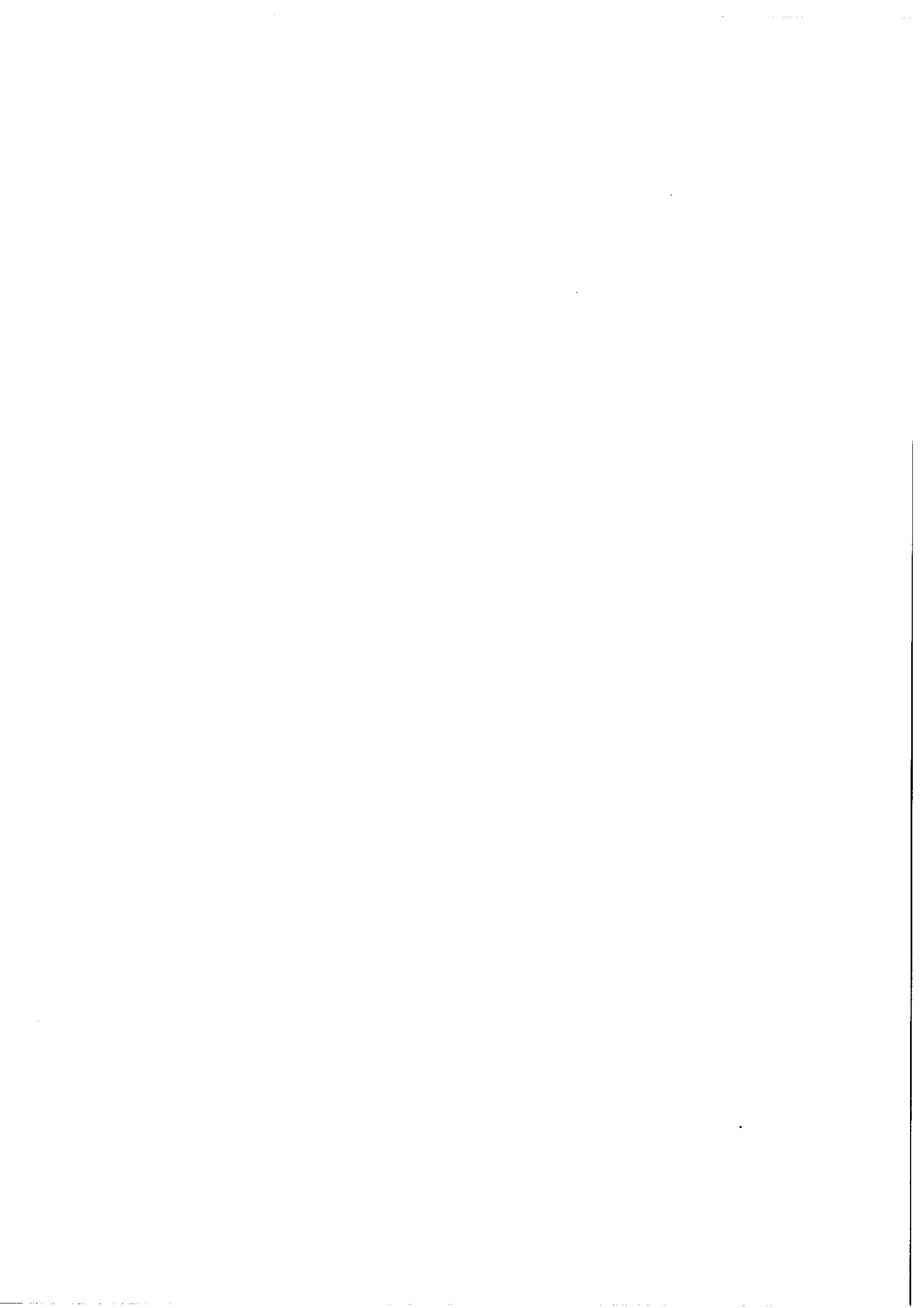
Cet aspect beaucoup plus théorique de notre travail, auquel est consacrée la première partie de ce manuscrit a été rendu délicat par suite d'une certaine confusion de langage qui existe actuellement en spectroscopie. En effet le même terme de "luminosité" désigne en spectrométrie une grandeur construite à partir du flux et en spectrographie une grandeur construite à partir de l'éclairement. Or la prise en considération du rapport signal sur bruit de l'enregistrement photographique fait intervenir le rôle joué par la surface consacrée à l'image et entraîne à tenir compte à la fois de l'éclairement et de la surface et non pas seulement du flux. C'est pourquoi nous nous sommes efforcés de bien distinguer les deux types de luminosité en les désignant par les symboles  $\mathcal{L}_\Phi$  et  $\mathcal{L}_E$  qui rappellent l'origine



de leur définition.

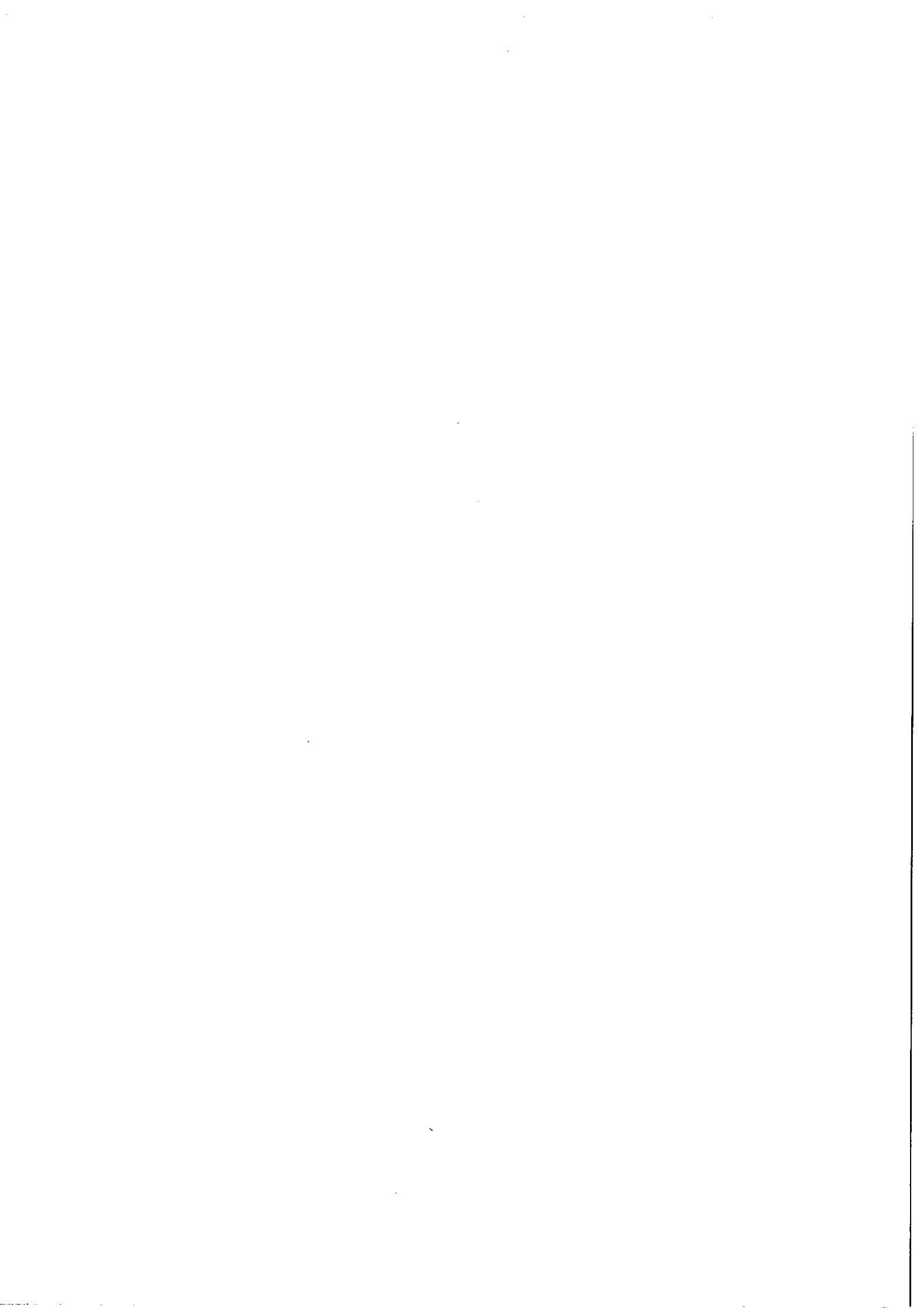
La seconde partie de ce manuscrit est consacrée à une description détaillée du SIMAC, aux quelques résultats obtenus, aux problèmes posés par l'emploi de l'émulsion photographique.

Enfin nous terminons par la description d'un lecteur de plaques que nous avons été amenés à construire pour tirer le meilleur parti possible de nos enregistrements.



Ière PARTIE

ETUDE COMPAREE DES RAPIDITES ET DES RAPPORTS  
SIGNAL SUR BRUIT DES SPECTROGRAPHES MULTICANAUX  
A TRES HAUTE RESOLUTION



## CHAPITRE I

## DEFINITIONS FONDAMENTALES

Le même terme de "Luminosité" sert en spectrométrie et en spectrographie à définir deux quantités physiques totalement différentes. Si ce choix a une raison physique évidente (le photomultiplicateur est sensible au flux alors que l'émulsion photographique l'est à l'éclairement), il n'en est pas moins regrettable par suite de la confusion qu'il entraîne. Cette confusion risque encore de s'accroître par suite de la prise en considération du rapport signal sur bruit fourni par les enregistrements photographiques. En effet la relation qui relie cette grandeur à la surface consacrée à l'image rend les définitions de la luminosité si voisines qu'il a été proposé de les confondre. Cependant spectromètres et spectrographes gardent des comportements si distincts qu'il faut accueillir ce rapprochement avec quelques réserves.

§<sub>1</sub> - Luminosité et rapport signal sur bruit en spectrométrie

Nous savons que la luminosité des spectromètres [1] est donnée par l'expression

$$\mathcal{L} = \tau \frac{\Phi}{L} \quad (\text{I-1})$$

$\tau$  étant le coefficient de transmission moyen de l'appareil,  $\Phi$  le flux accepté à l'entrée et  $L$  la luminance énergétique de la source.

Or la luminance  $L$  étant par définition le flux émis par unité de surface et par unité d'angle solide ( $\Phi = Lu$ ) l'expression ci-dessus peut encore s'écrire

$$\mathcal{L} = \tau U \quad (\text{I-2})$$

Mais cette identité des définitions n'est plus valable si l'on s'intéresse au rapport signal sur bruit et il convient de faire une distinction très nette selon que l'appareil est équipé d'un récepteur à bruit propre ou d'un récepteur à bruit de photons.

Dans ce dernier cas (photomultiplicateur) le signal fourni est indé-

pendant de la surface utilisée sur la photocathode et le bruit ne dépend que du signal reçu. La formule (I-2) montre alors que le choix de la distance focale de sortie de l'appareil n'a pas d'importance fondamentale. Seule des considérations accessoires telles que des questions d'encombrement ou de correction d'aberrations interviendront dans ce choix.

D'autre part l'étendue étant une quantité liée au volume du faisceau qui aboutit au récepteur, la luminosité devient, en termes quantiques, une grandeur proportionnelle au nombre de photons qui, émis par une source de luminance unité, sont recueillis par unité de temps sur le récepteur. Par suite si  $N$  photons arrivent pendant une mesure de durée  $T$ , le rapport signal sur bruit  $\sqrt{N}$  ou  $\sqrt{T}$  est indépendant de la distance focale de sortie de l'appareil. Il n'en va pas de même dans le cas des récepteurs à bruit propre. Si le signal enregistré est indépendant de la surface utilisée, les fluctuations de ce signal sont liées à la valeur de cette surface. Par exemple dans le cas des récepteurs infra-rouge on sait que l'on a intérêt à concentrer le plus possible le faisceau qui arrive sur le récepteur.

Dans ces conditions deux spectromètres qui ne diffèrent que par la distance focale de sortie conduiront aux mêmes signaux et aux mêmes rapports signal-sur-bruit dans un temps  $T$  s'ils sont équipés d'un récepteur à bruit de photons. Par contre ils mèneront à des signaux identiques mais à des rapports signal-sur-bruit différents s'ils sont équipés de récepteurs à bruit propre.

## §<sub>2</sub> - Luminosité des spectrographes

Tandis que le récepteur photographique est sensible au flux, la grandeur photométrique dont dépend le noircissement obtenu en un point de la plaque photographique est l'éclairement  $E$  en ce point. Aussi pour tenir compte de ce comportement la définition de la luminosité d'un spectrographe est-elle donnée par l'expression

$$\mathcal{L} = \tau \frac{E}{L} \quad (I-3)$$

Si  $S$  désigne la surface de la pupille de sortie de l'appareil (en général égale à la projection de la surface du disperseur sur le plan

perpendiculaire à l'axe optique de l'objectif de sortie),  $s$  la surface utilisée sur l'émulsion photographique et  $F$  la distance focale de sortie de l'appareil les relations

$$E = \frac{\Phi}{s} \quad \text{et} \quad U = \frac{S \times s}{F^2} \quad \text{conduisent immédiatement}$$

$$\text{à} \quad \mathcal{L} = \frac{\tau S}{F^2} = \tau \Omega \quad (\text{I-4})$$

$\Omega$  désignant l'angle solide sous lequel on voit, à partir du récepteur, la pupille de sortie de l'instrument.

Remarque : On définit souvent par ouverture la quantité  $\frac{D}{F}$ , rapport du diamètre de l'objectif de sortie à sa distance focale. On voit alors que la luminosité d'un spectrographe est proportionnelle au carré de son ouverture.

- Notons qu'avec cette définition de la luminosité la comparaison de deux spectrographes porte seulement sur la rapidité de la mesure. En effet à luminance de source donnée et à dimensions de disperseur données l'appareil de plus courte focale conduit à un éclairage plus intense. Or nous savons que le noircissement de l'émulsion photographique est liée au produit Eclairage-temps et par suite l'appareil le plus lumineux est celui qui permet d'atteindre le même noircissement en un temps plus court.

### §<sub>3</sub> - Introduction du rapport signal sur bruit en photographie

#### 3-1) Rôle de la surface consacrée à l'image

Il n'est pas nécessaire d'avoir à effectuer beaucoup de pointés sur des images photographiques pour s'apercevoir que la qualité des mesures devient très incertaine lorsque la dimension de l'image devient petite. Sans qu'il y ait eu à proprement parler de recherches dans cette voie sauf depuis une date très récente, le souci de la dimension de la surface consacrée à l'image spectrale n'était pas absente des préoccupations des spectrographistes. C'est ainsi que dans le cas des spectrographes à prismes ou à réseaux les considérations sur l'éclairage étaient complétées par la donnée de la hauteur angulaire  $\beta$  de la fente. Cette donnée en apparence surperfétatoire permet en fait d'atteindre la superficie de l'image photographique.

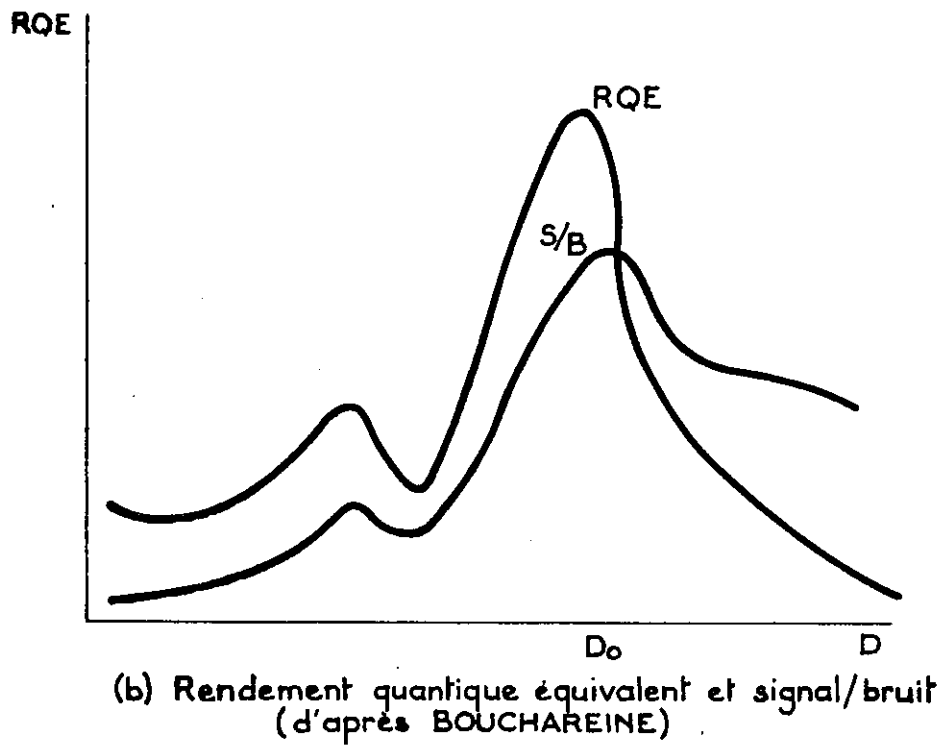
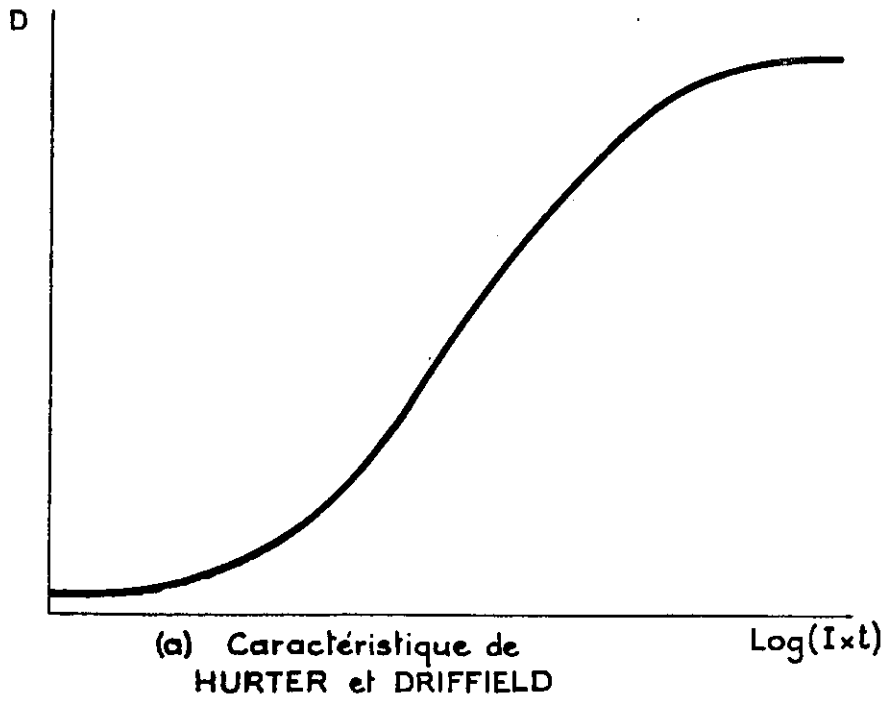


Fig. 1



En effet dans la direction de dispersion la largeur de l'image est fixée par la résolution demandée à l'appareil, dans la direction perpendiculaire elle est donnée par l'expression  $\beta F$ .

L'importance de la dimension de l'image apparaît également, quoique de façon moins apparente, dans le cas des associations d'instruments dispersifs; mise en série d'un Fabry-Perot et d'un réseau par exemple.

Pour un tel type d'instrument, la luminosité est toujours définie par l'expression  $I-4$  et ne fait donc pas figurer de façon explicite la dimension utilisée sur le premier disperser. S'il semble évident que cette dimension doit être la plus grande possible, nous montrerons que dans certains cas cette condition équivaut non seulement à rechercher l'éclairement, c'est-à-dire la luminosité maximale, mais aussi la plus grande dimension d'image possible. (cf Chapitre III - § 2-3)

Enfin si le rôle de la surface de l'image peut paraître accessoire pour la comparaison des spectrographes à prisme et à réseau puisqu'elle est la même pour les deux appareils, on conçoit son importance dans le cas où l'aspect des spectres enregistrés diffère totalement (spectrographe à réseau et spectrographe à Fabry-Pérot par exemple).

Ainsi pour ces différentes raisons la luminosité des spectrographes est-elle devenue une grandeur assez floue. En tenant compte plus ou moins implicitement du rôle joué par la surface de l'image sa définition construite à partir de l'éclairement a glissé peu à peu vers celle construite à partir du flux.

Nous allons d'ailleurs voir que la prise en considération du rapport signal sur bruit de l'enregistrement photographique ne fait qu'accentuer cette tendance.

### 3-2) Rappels sur les émulsions photographiques

La courbe caractéristique de HURTER et DRIFFIELD représentant la réponse d'une émulsion en fonction de la lamination (produit de l'éclairement par le temps de pose) est bien connue (fig. 1a). Mais suite aux travaux de R.C. JONES [2] [3] de nombreux auteurs dont, entre autres, FELLGETT [4] MARCHANT [5] WEBB [6] et plus récemment au laboratoire P. BOUCHARÉINE [7], ont montré l'intérêt de courbes dont la connaissance est au moins aussi importante que celle de HURTER et DRIFFIELD.

Ces courbes dont la figure 1-b donnent un exemple établissent la variation du rendement quantique équivalent [Note] et du rapport signal sur bruit en fonction de la densité atteinte par l'émulsion.

L'intérêt de ces courbes dont l'allure se retrouve malgré les fluctuations dues aux conditions de traitement de l'émulsion, est de révéler l'existence d'un pic assez étroit du rendement quantique équivalent pour une valeur  $D_0$  de la densité, valeur d'ailleurs assez faible puisque les astronomes la situent en général aux alentours de 0,3, c'est-à-dire

---

Note - Nous prenons pour définition du rendement quantique équivalent celle proposée par R.C. JONES :

$$Q = \frac{(\text{signal/bruit})^2_{\text{out}}}{(\text{signal/bruit})^2_{\text{in}}}$$

identique à celle proposée simultanément par FELLGETT sous le nom de "detective quantum efficiency".

Cette formule fait apparaître au dénominateur le carré du rapport signal sur bruit du signal arrivant (in) sur le récepteur considéré, grandeur qui est égale, dans le cas d'un signal lumineux au nombre de photons incidents (si  $N$  est le nombre de photons, la fluctuation est  $\sqrt{N}$ , le rapport signal sur bruit est  $\sqrt{N}$  et son carré est  $N$ ).

Par analogie  $(\text{signal/bruit})^2_{\text{out}}$  représente un nombre de photons fictifs, nombre tel que sa racine carrée ait la valeur du rapport signal sur bruit fourni par le récepteur (out), (ce nombre pouvant différer par suite de l'existence d'un bruit propre du nombre de photons "physiquement" enregistrés), La dénomination de rendement quantique est alors évidente, le qualificatif "équivalent" soulignant l'aspect arbitraire de la définition du rapport signal sur bruit délivré par le récepteur étudié.

Etant donné les très nombreuses définitions, souvent inconciliables, du rendement quantique qui existent dans les publications, nous insistons sur le fait que tous les ouvrages auxquels nous faisons référence dans ce texte utilisent cette définition du rendement quantique équivalent.

dans le coude inférieur des caractéristiques de HURTER et DRIFFIELD.

L'existence de ce pic a pour conséquence que l'on tire le meilleur parti possible du récepteur photographique seulement lorsqu'on le fait travailler à niveau de sortie constant  $D_0$ .

Ceci veut dire que pour une source de luminance donnée, il faudra jouer soit sur la dimension de l'image photographique (modification de l'éclairage), soit sur le temps d'exposition de façon qu'après traitement l'image présente la densité  $D_0$ . Des valeurs de densité inférieures à  $D_0$  conduiraient à un moins bon rapport signal sur bruit, des valeurs de densité supérieure à un gaspillage des photons par suite de la chute du rendement quantique équivalent.

Rappelons enfin qu'à ce caractère qui distingue nettement le photomultiplicateur de la plaque photographique (le rendement quantique équivalent du photomultiplicateur est constant quelle que soit l'intensité du signal enregistré), s'ajoute l'existence du grain photographique c'est-à-dire d'une limite de résolution, ou d'une distance minimale en dessous de laquelle il n'est plus possible de séparer deux images. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

### 3-3) Expression du rapport signal sur bruit

BOUCHARÉINE a montré [7] que l'on pouvait tirer l'expression du rapport signal sur bruit à partir de la loi de SELWYN. Or la démonstration qu'il utilise en exprimant des quotients de rapports signal sur bruit masque le rôle joué par le coefficient de proportionnalité qui lie ce rapport à la surface.

En effet SELWYN [8] propose pour expression de la granularité d'une émulsion [Note]

$$G = \sigma_D \sqrt{2s}$$

$\sigma$  écart quadratique moyen des fluctuations de densité,  $s$  surface du diaphragme explorateur.

---

Note - La définition de granularité d'une émulsion doit être considérée comme une façon de caractériser les fluctuations de densités observées autour d'une densité moyenne (plaque vierge ou plaque uniformément exposée). Différents modèles ont été proposés [10]

Des mesures assez récentes [9] ayant montré qu'à densité donnée  $\sigma_D$  variait inversement proportionnellement à  $\sqrt{s}$ , les fluctuations de densité peuvent s'écrire avec  $G = \text{cte}$  à densité donnée

$$\delta D = K_D / \sqrt{s}$$

En particulier si nous respectons la condition du maximum de rendement quantique équivalent, le signal est  $D_0$ , les fluctuations sont

$$\delta D_0 = K_{D_0} / \sqrt{s}$$

Mais les courbes de HURTER et DRIFFIELD nous permettent, compte tenu de la pente de la caractéristique, de passer de la densité  $D_0$  au nombre de photons enregistrés. (BOUCHAREINE, MARCHANT, FELLGETT)

Dans ces conditions le rapport signal sur bruit mesuré est bien proportionnel à la racine carrée de la surface utilisée sur l'émulsion photographique.

Mais il faut faire attention au fait que la variation du rapport signal sur bruit (quotient de deux rapports signal sur bruit) n'est proportionnelle à la variation de la surface (quotient des surfaces) que si les deux échantillons de mesure présentent la même densité (invariance de  $K_D$ )

### 3-4) Rôle de la distance focale de sortie d'un spectrographe

Considérons un spectrographe d'acceptance donnée étudiant une source MONOCHROMATIQUE de luminance  $L$  donnée. Toute modification de la distance focale de sortie se traduit par une variation de l'éclairement par suite de la variation de la surface consacrée à l'image. Si nous nous imposons de travailler dans les deux cas au maximum du rendement quantique équivalent (ou ce qui revient au même à la même densité  $D_0$ ) il nous faudra modifier le temps d'exposition.

Puisque  $D$  est le même pour les deux expositions, le produit Eclairement-temps doit rester constant ; mais l'éclairement est inversement proportionnel à la surface et par suite le temps d'exposition doit être proportionnel à la surface consacrée à l'image.

La loi de rapport signal sur bruit de l'émulsion photographique  $\rho \propto \sqrt{s}$  prend alors la forme  $\rho \propto \sqrt{T}$

Cette analogie avec la formule  $\rho \propto \sqrt{N}$  ou  $\sqrt{T}$  du photomultiplicateur ne doit pas nous étonner. En effet si nous imposons à la plaque photographique de travailler à rendement quantique équivalent CONSTANT (et non forcément maximum, la constance suffisant) nous nous trouvons précisément être dans le cas du photomultiplicateur dont le rendement quantique équivalent est constant quelle que soit l'intensité du signal étudié,

Cette similitude de comportement paraît donc de nature à réduire sérieusement l'importance du choix de la distance focale de sortie d'un spectrographe, importance que soulignait la définition de la luminosité des spectrographes  $\mathcal{L} = \tau S / F^2$

Elle montre en effet que si on allonge par exemple cette distance focale de sortie, on est certes contraint d'augmenter le temps de l'exposition, mais que cette perte sur la rapidité se trouve compensée, exactement comme en spectrométrie, par le gain obtenu sur le rapport signal sur bruit de l'enregistrement.

Cette analogie supplémentaire amène donc comme le fait R. CHABBAL [11] [Note] et [12] à utiliser la même expression de la luminosité construite à partir du flux à la fois pour les spectromètres et les spectrographes. Cependant il convient de souligner les restrictions suivantes :

Si nous imposons à la plaque photographique de travailler à la densité  $D_0$

- d'une part nous limitons la courbe caractéristique de ce récepteur à un très faible domaine (même si cela est justifié par l'existence d'un maximum du rendement quantique équivalent)
- d'autre part nous ne disposons plus pour un spectrographe donné (focale de sortie imposée) du temps d'exposition, donc du rapport signal sur bruit de la mesure

---

Note - Est apparu dans ce papier le vocable de "Luminosité photographique" produit de la luminosité des spectrographes par le carré du rapport signal sur bruit. Mais dans les conditions précitées  $\rho$  étant proportionnel à  $\sqrt{s}$  la "luminosité photographique" n'était autre, à une constante près, que la luminosité des spectromètres.

Apparaît ainsi une divergence fondamentale entre le spectromètre et le spectrographe ; en spectrographie, pour un appareil donné, tout changement du temps d'exposition et par suite du rapport signal sur bruit ne peut se faire qu'en changeant la focale de sortie de l'appareil.

Une autre divergence apparaît par suite de l'existence du "grain" de l'émulsion photographique, mais il nous faut d'abord rappeler comment varient luminosité et résolution.

#### §<sub>4</sub> - Variations de la résolution et de la luminosité en spectrographie

##### 4-1) Résolution

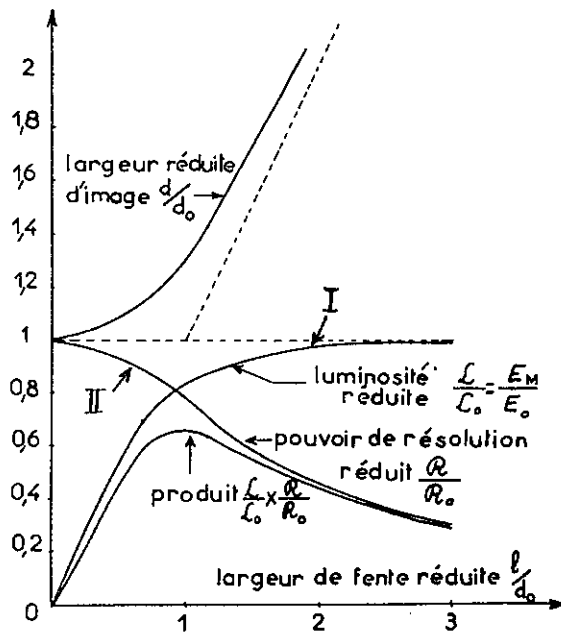
La résolution est définie par le rapport

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

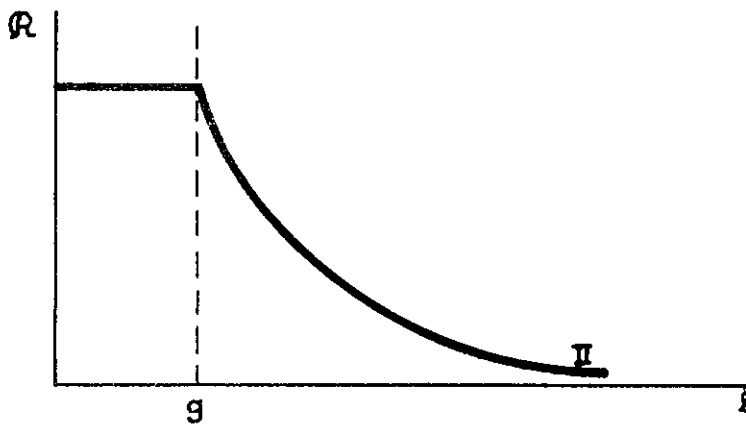
dans lequel  $\lambda$  désigne la longueur d'onde de la radiation étudiée et  $\delta\lambda$  la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil  $W(\lambda)$ . JACQUINOT et DUFOUR [13] ont montré qu'en spectrométrie cette largeur s'évaluait en formant la convolution de quatre fonctions  $D(\lambda)$ ,  $A(\lambda)$ ,  $F_1(\lambda)$  et  $F_2(\lambda)$  qui représentent respectivement les effets de la diffraction, des aberrations et les actions des fentes d'entrée et de sortie du système.

Les résultats dans le cas où les effets de la diffraction et des aberrations sont négligeables et où le rôle des fentes est traduit par des fonctions "rectangle" conduisent aux classiques fonctions d'appareil en "trapèze" ou "triangle" selon les largeurs relatives des fentes d'entrée et de sortie.

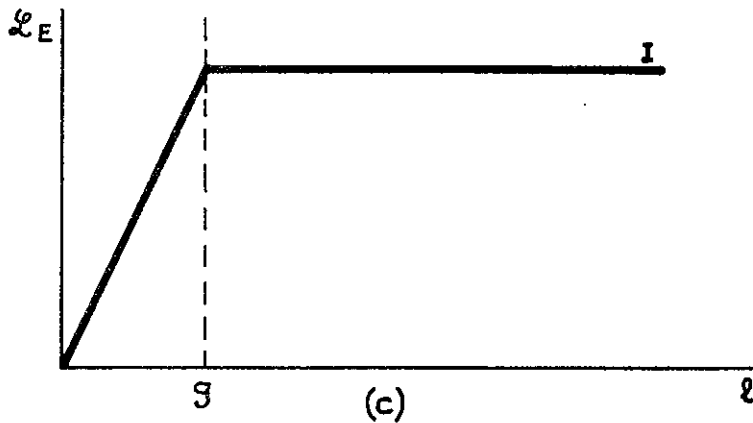
Le même type de raisonnement appliqué à la spectrographie appelle quelques réserves en ce sens qu'il faut définir pour le récepteur une fonction d'appareil qui joue le rôle de  $F_2(\lambda)$ . Mais si l'on peut définir une telle fonction par suite de l'existence d'une limite de résolution des émulsions photographiques, sa forme et sa largeur sont assez mal définies car elles dépendent en fait énormément des conditions expérimentales. En effet cette limite de résolution improprement appelée grain de l'émulsion varie beaucoup avec le type de l'émulsion mais aussi avec le traitement chimique qu'on lui fait subir.



(a) d'après JACQUINOT et DUFOUR



(b)



(c)

Fig. 2

Dans ces conditions il est difficile d'établir l'expression exacte de la résolution d'un spectrographe et il convient d'utiliser les résultats acquis en spectrométrie avec précaution .

De plus l'existence d'une limite de résolution fait apparaître une relation entre la distance focale de sortie et la résolution maximum que l'on peut obtenir d'un spectrographe.

Si  $g$  est la limite de résolution,  $D = \frac{\delta i}{\delta \lambda}$  la dispersion de l'instrument résolvant, on montre facilement [14] que

$$R_M = \frac{DA}{g} F$$

En d'autres termes il existe pour un disperseur donné une valeur minimum de la distance focale de sortie en dessous de laquelle la séparation des images spectrales devient inférieure à  $g$ . La résolution est alors déterminée non par le disperseur mais par le récepteur lui-même.

#### 4-2) Relation entre Résolution et Luminosité

L'étude complète des variations de la luminosité et de la résolution a été faite par JACQUINOT et DUFOUR [13], elle conduit aux courbes I et II de la figure 2-a.

Ces variations sont importantes à connaître ; nous les avons schématiquement rappelées par les figures 2-b et 2-c en portant en abscisse la largeur géométrique de la fente d'entrée et en supposant que le grandissement de l'appareil est égal à l'unité (distances focales d'entrée et de sortie identiques).

Tant que la largeur de l'image sur la plaque reste inférieure à la dimension du grain de l'émulsion, la résolution est limitée par la plaque et reste constante et égale à la valeur  $R_M$  définie précédemment. Au delà de cette valeur elle décroît en  $1/\ell$ , car  $\ell$  peut être associée par les lois de dispersion à la valeur  $\delta \lambda$  de  $R = \lambda/\delta \lambda$ . Quant à la luminosité  $\mathcal{L}_E = \tau E/L$ , elle commence à croître linéairement. En effet, tant que la dimension de l'image de la fente reste inférieure à celle du grain, la surface impressionnée sur la plaque garde une valeur constante, mais par contre le flux et par suite l'éclairement croissent proportionnellement à  $\ell$ .



Lorsque l'on atteint et dépasse la valeur  $g$ , flux et surface impressionnée croissent de la même façon et par suite l'éclairement, c'est-à-dire la luminosité, reste constant.

## §<sub>5</sub> - Retour sur la luminosité des spectrographes

Le rôle joué par la surface de l'image, l'existence d'un maximum de rendement quantique qui se traduit par l'apparition d'une loi de variation de rapport signal sur bruit analogue à celle obtenue en spectrométrie, semblent plaider pour l'adoption de la même formule pour décrire la luminosité des spectromètres et des spectrographes.

Mais l'existence en spectrographie d'une distance focale minimum et le fait qu'à chaque distance focale corresponde un temps d'exposition et un rapport signal sur bruit donnés doivent inciter à quelque prudence.

En fait aucune de ces deux formules ne se suffit à elle même et toutes deux doivent être complétées.

En effet si celle construite à partir de l'éclairement permet immédiatement la comparaison sur les rapidités des instruments, il faut lui adjoindre la donnée de la surface consacrée à l'élément spectral afin de permettre la comparaison des rapports signal/bruit.

De même si l'utilisation de la luminosité des spectromètres permet une comparaison globale, un spectrographe A étant plus lumineux qu'un spectrographe B si

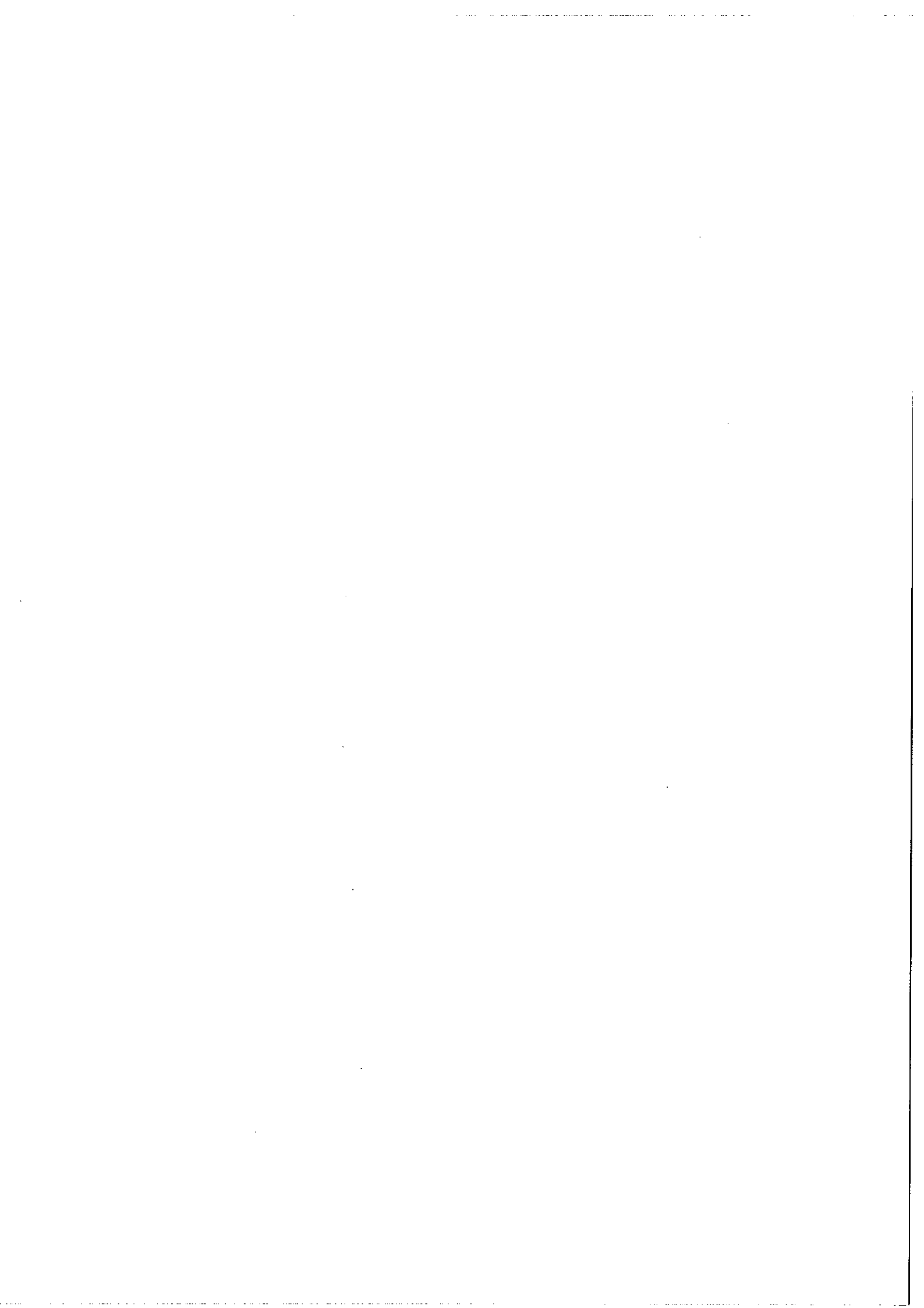
ou  $\left\{ \begin{array}{l} \text{a) à égalité de temps de pose le rapport signal sur bruit fourni} \\ \text{par A est meilleur } (s_a > s_b) \\ \text{b) à égalité de rapport signal sur bruit A est plus rapide que B} \end{array} \right.$

il n'en reste pas moins qu'il faudra compléter cette définition par la donnée, soit de la distance focale minimum, soit de la dimension minimum de l'image; l'utilisateur ayant en effet besoin de savoir, en cas d'égalité de luminosité, lequel des deux appareils lui permettra de travailler le plus rapidement ou lequel des deux lui fournira le meilleur rapport signal sur bruit.

Signalons que dans la suite de ce texte nous utiliserons systématiquement les deux expressions en les notant  $\mathcal{L}_\Phi$  (construite à partir du flux) et  $\mathcal{L}_E$  (construite à partir de l'éclairement). D'autre part nous définirons pour tous les spectrographes la distance focale minimum comme étant celle qui amène la plus petite des deux dimensions de l'image spectrale à être égale à la valeur  $g$ .

### CONCLUSION

Nous avons vu qu'en fait les considérations de rapport signal sur bruit n'étaient pas aussi absentes en spectographie que le laissait supposer la définition de la luminosité à partir de l'éclairement. L'adoption de la loi de SELWYN pour évaluer le rapport signal sur bruit va nous permettre de chiffrer celui-ci et, partant, de faire une comparaison mathématique des différents spectrographes à très haute résolution actuellement existant. Nous avons également souligné les inconvénients de faire porter uniquement cette comparaison sur les flux. Nous reviendrons sur ce point dans un chapitre ultérieur.



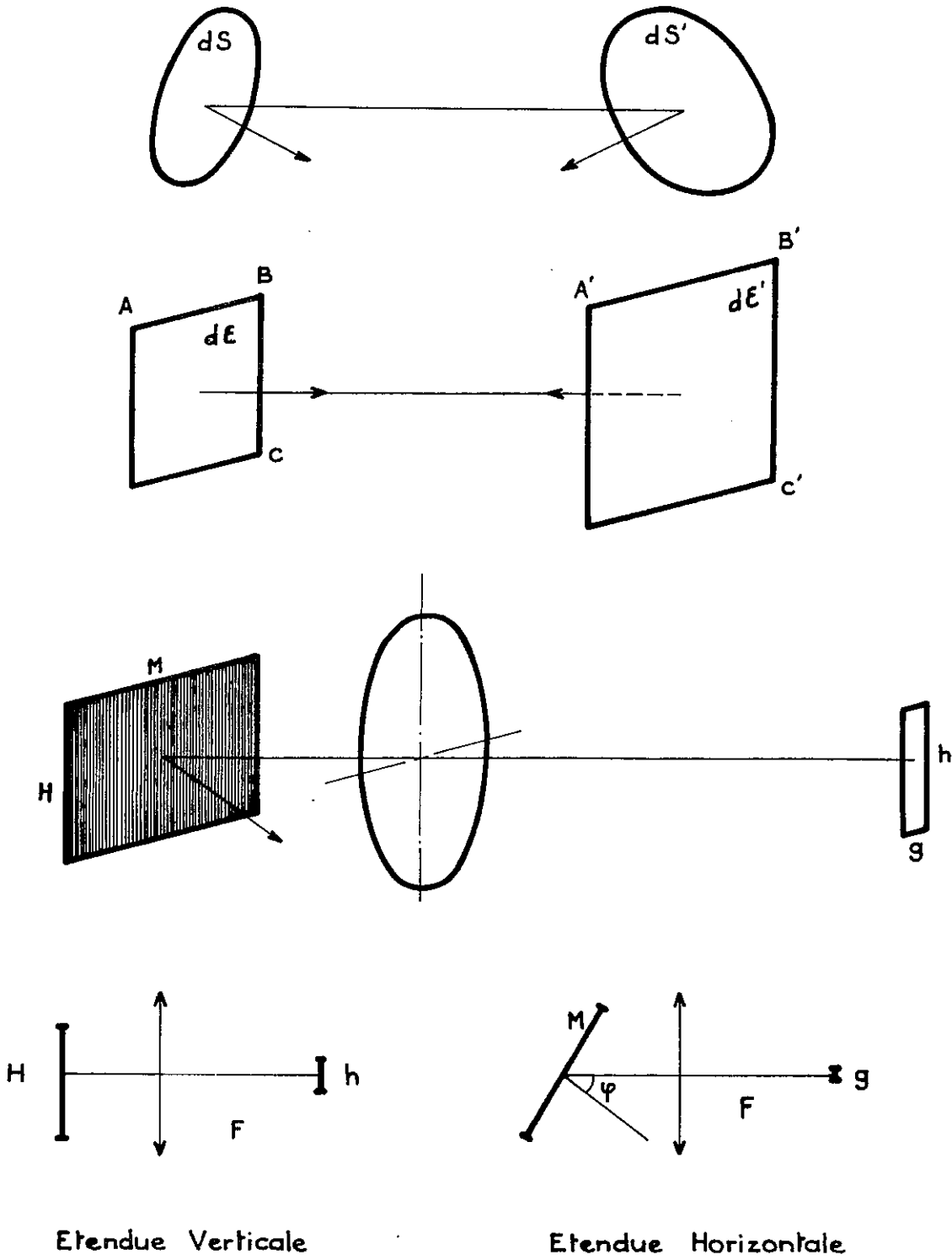


Fig. 3

## ANNEXE

## RAPPELS SUR L'ÉTENDUE

L'étendue d'un faisceau est définie par l'expression

$$d^2U = \frac{dS \cos \alpha \, dS' \cos \alpha'}{r^2}$$

où  $dS$  et  $dS'$  sont deux surfaces distantes de  $r$  et dont les normales font les angles  $\alpha$  et  $\alpha'$  avec la droite qui passe par leurs centres.

Désignons par  $d\Sigma = dS \cos \alpha$  et  $d\Sigma' = dS' \cos \alpha'$  les sections droites de  $dS$  et  $dS'$  et supposons d'autre part que ces surfaces soient assimilables à des rectangles  $ABCD$  et  $A'B'C'D'$  (fig. 3) L'étendue va pouvoir s'écrire

$$d^2U = \frac{d\Sigma \times d\Sigma'}{r^2} = \left( \frac{AB \times BC}{r} \right) \times \left( \frac{A'B' \times B'C'}{r} \right)$$

ou encore

$$d^2U = \left[ \frac{AB \cdot AB'}{r} \right] \left[ \frac{BC \cdot B'C'}{r} \right]$$

les termes entre crochets reçoivent le nom d'étendue plane. Pour plus de commodité on les distingue en les appelant étendue horizontale et étendue verticale.

Remarquons alors qu'une étendue plane n'est autre que le produit d'une longueur par un angle, propriété que nous allons utiliser très souvent.

#### Application aux instruments spectrographiques

Etablissons à titre d'exemple l'expression de l'étendue fournie par un réseau. Soient  $H$  et  $M$  les dimensions du réseau,  $\varphi$  son angle d'utilisation (blaze), soient  $h$  et  $g$  les dimensions correspondantes de l'image et  $F$  la distance focale de sortie du spectrographe.

Dans ces conditions, en appliquant le principe de conservation de l'étendue de part et d'autre de l'objectif de sortie de l'appareil,

il vient immédiatement :

$$\text{Etendue verticale} \quad U_y = H \times \frac{h}{F}$$

mais  $\frac{h}{F}$  est la hauteur angulaire de l'image, soit aussi celle de la fente d'entrée désignée habituellement par la lettre  $\beta$ , d'où

$$U_y = H\beta$$

Etendue horizontale

En appliquant les définitions précédentes ( $AB = M \cos \varphi$ ) il vient  $U_x = M \cos \varphi \times \frac{g}{F}$  mais  $\frac{g}{F}$  n'est autre que l'intervalle angulaire  $\delta i$  sous lequel est transmis l'intervalle spectral  $\delta \lambda$ , ces deux grandeurs étant reliées entre elles par la loi de dispersion

$$D_2 = \left( \frac{\delta i_2}{\delta \lambda} \right)$$

Pour le réseau la loi  $\sin i_1 + \sin i_2 = n\lambda$  donne  $\delta i_2 = \frac{g}{F} = \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{R}$

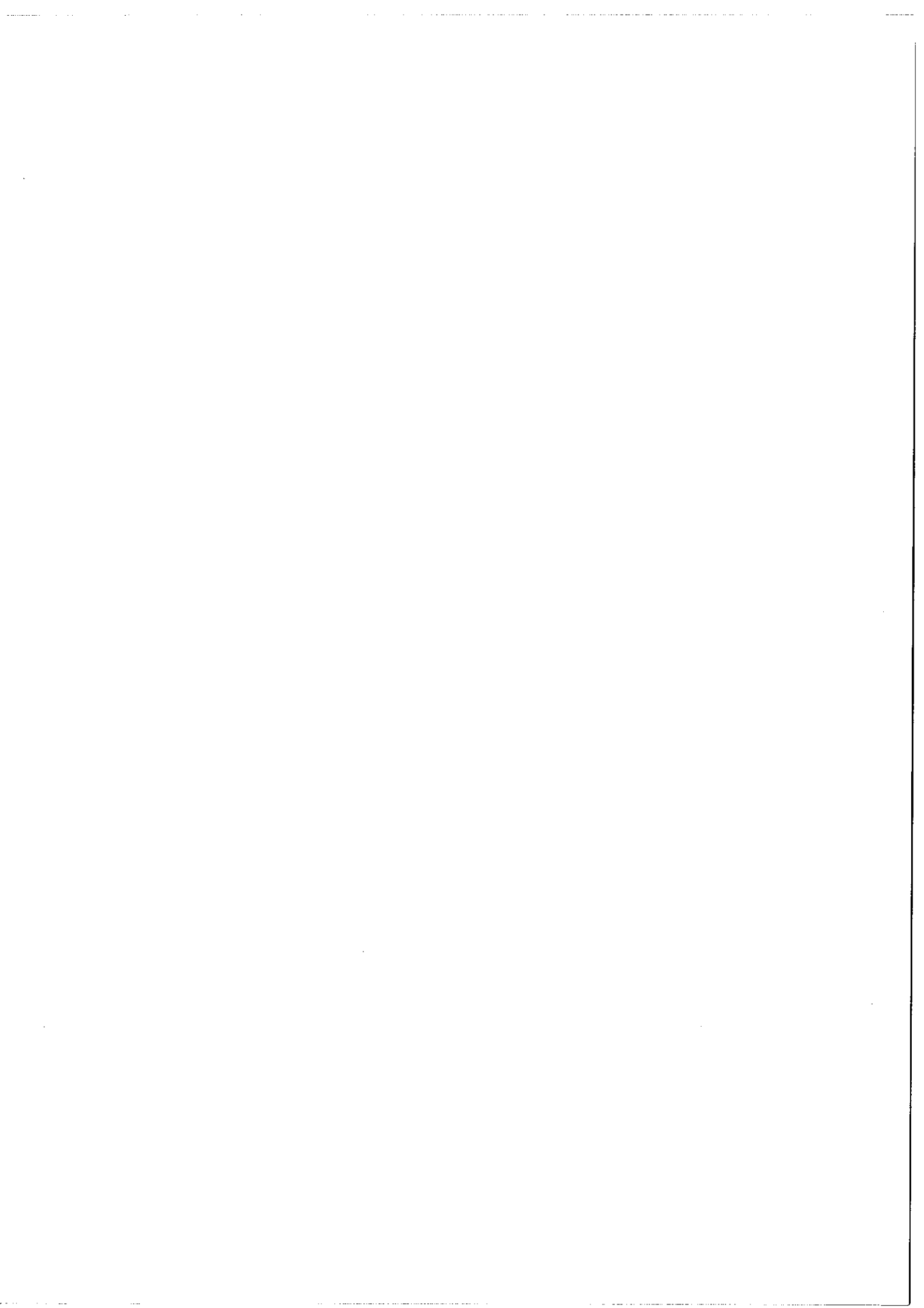
d'où

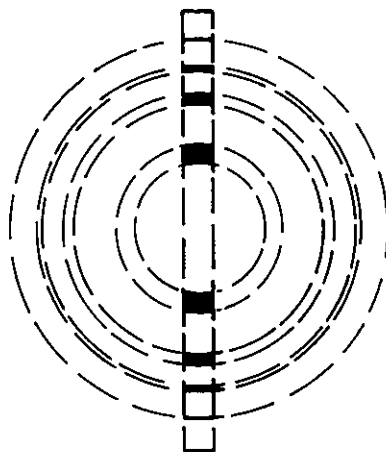
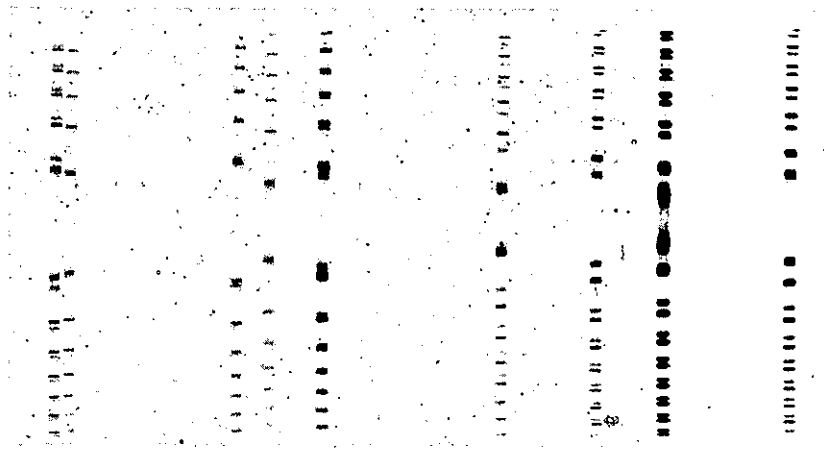
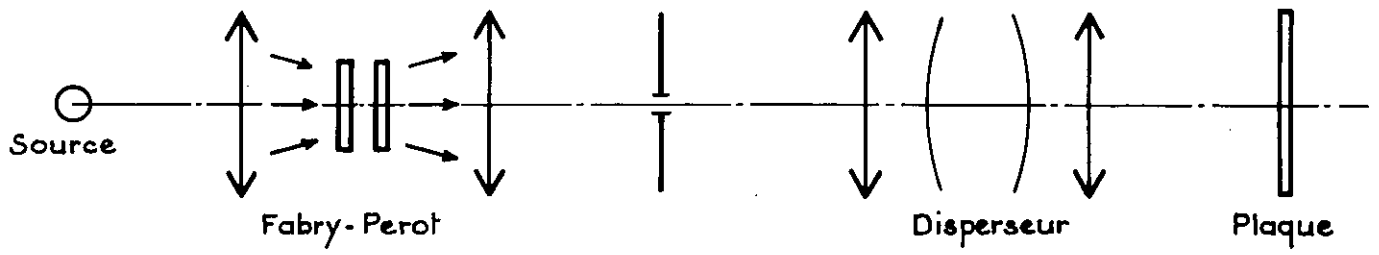
$$U_x = \frac{2M \sin \varphi}{R}$$

et par suite l'étendue totale vaut :

$$U = U_x \times U_y = \beta \frac{2HM \sin \varphi}{R} \quad (\text{I-5})$$

expression que nous utiliserons au chapitre III.





SPECTROGRAPHE FABRY - PEROT CLASSIQUE

Fig. 4



## CHAPITRE II

## LE SIMAC

L'étude du spectrographe interférentiel multicanal (S.I.M.A.C.) peut se faire directement en définissant les différents organes qui le constituent. Cependant la ressemblance qu'il présente avec des appareils déjà existant nous a incités à commencer par un bref rappel de ces appareils afin de montrer que le principe du SIMAC apparaît en fait comme une tentative permettant de concilier leurs avantages respectifs. Puis nous décrirons rapidement ce nouveau spectrographe remettant à un chapitre ultérieur une description plus technologique. Enfin nous soulignerons l'originalité de ce spectrographe qui, à distance focale de sortie fixée, permet le libre choix du temps de la mesure c'est-à-dire du rapport signal sur bruit de l'enregistrement contrairement au cas des autres spectrographes dont nous avons abordé l'étude au chapitre précédent.

### §<sub>1</sub> - Spectrographe à étalon de Fabry Perot

L'exploitation photographique de la très haute luminosité de l'interféromètre de Fabry Perot aux résolutions élevées commence dès 1897. L'association de cet appareil à un disperseur, association à qui nous donnerons le nom de "spectrographe Fabry Perot classique" est bien connue (Fig. 4). Rappelons rapidement que l'interféromètre, éclairé à l'aide d'une source étendue, donne un système de franges circulaires localisées à l'infini. Ce système de franges est projeté sur la fente d'entrée d'un spectrographe ce qui permet de séparer les différentes radiations présentes dans la source.

Le spectre enregistré sur une plaque photographique se présente sous la forme d'une série de segments d'anneaux dont le contour est limité par l'image de la fente d'entrée du spectrographe.

Cet appareil a été extrêmement utilisé et continue à l'être tant pour des études de structure hyperfine que pour la mesure de déplacements isotopiques. Cependant ce système présente plusieurs inconvénients.

- a) La loi de dispersion de l'interféromètre étant  $\Delta = 2ne \cos i = p\lambda$ , la dispersion verticale est quadratique. Ceci se traduit, d'une part par l'obtention de profils dissymétriques, d'autre part par la nécessité d'introduire lors de l'interpolation un coefficient correctif qui dépend de la hauteur par rapport au centre, du segment d'anneau utilisé.
- b) La dispersion au centre du système d'anneau tend vers l'infini. Les erreurs de pointés sont alors catastrophiques et pratiquement l'appareil n'est utilisé qu'à partir du 4ème anneau. Mais le flux transporté par un anneau est indépendant du rang de celui-ci et l'on voit que la présence de la fente du système qui assure la dispersion ne permet d'utiliser qu'une très faible fraction du flux incident.

Ces deux inconvénients disparaissent lorsque l'on s'intéresse uniquement à l'anneau central. Un tel dispositif a été proposé sous une forme photométrique en 1948 par JACQUINOT et DUFOUR [13]. Ce spectromètre à étalon de Fabry-Perot, dont la théorie complète a été établie par R. CHABBAL [15] est plus connu sous le nom d'HYPEAC [16] bien que cet appareil ne soit en fait qu'une version adaptée à des problèmes particuliers. Nous allons voir que le SIMAC n'est autre qu'une forme multicanale de ce dernier instrument.

## §<sub>2</sub> - Principe du SIMAC

Le spectromètre Fabry-Perot est maintenant largement connu et utilisé. Il est constitué par un Fabry-Perot d'épaisseur optique ne variable et d'un diaphragme placé au centre des anneaux. La fonction d'appareil de ce spectromètre est constituée par une infinité de pics distants de  $\Delta\sigma = 1/2 ne$  de largeur  $\delta\sigma = \Delta\sigma/N$  où  $N$ , le coefficient de finesse, ne peut que rarement dépasser 30 ou 40.

Cette multiplicité des bandes passantes est en général considérée

comme un inconvénient sérieux car elle oblige à associer au spectromètre un monochromateur de pouvoir résolvant  $N$  fois inférieur à celui du Fabry-Perot.

Il en résulte une assez grande complexité de l'instrument et des pertes d'étendues ou de transparence. [16]. Cet inconvénient peut être transformé en un avantage très appréciable si toutes les bandes passantes du Fabry-Perot sont utilisées simultanément et envoyées chacune sur un récepteur différent ; le gain en information sur la méthode classique est alors  $k = (\sigma_2 - \sigma_1) / \Delta\sigma$  ( $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  étant les nombres d'onde limites de l'intervalle spectral à étudier).

En d'autres termes la totalité du spectre sera balayée par la fonction d'appareil lorsque celle-ci aura été déplacée non pas de  $\sigma_1$  à  $\sigma_2$  mais seulement de  $\Delta\sigma$  et le temps d'exploration sera divisé par  $k$ .

Un tel processus ne peut évidemment être utilisé qu'en plaçant après le spectromètre Fabry-Perot un disperser qui enverra les différents pics de la fonction instrumentale sur un récepteur formé de micro-récepteurs indépendants ; des exemples de tels récepteurs sont la plaque photographique, les transformateurs d'image (orthicon, etc...) ou mieux, une caméra électronique telle que celle de A. LALLEMAND.

Nous appellerons SIMAC (Spectromètre interférentiel multicanal) l'association d'un spectromètre Fabry-Perot, d'un disperser et d'un récepteur multiple. Deux types de récepteurs ont été utilisés au Laboratoire Aimé Cotton conduisant à la construction de deux SIMAC qui ne diffèrent que par les conditions d'adaptation du récepteur au faisceau délivré par l'instrument. Nous ne considérerons dans ce mémoire que le SIMAC à plaque photographique, les problèmes posés par le remplacement de la plaque photographique par la caméra électronique ayant été étudiés par BIED-CHARRETON [17]

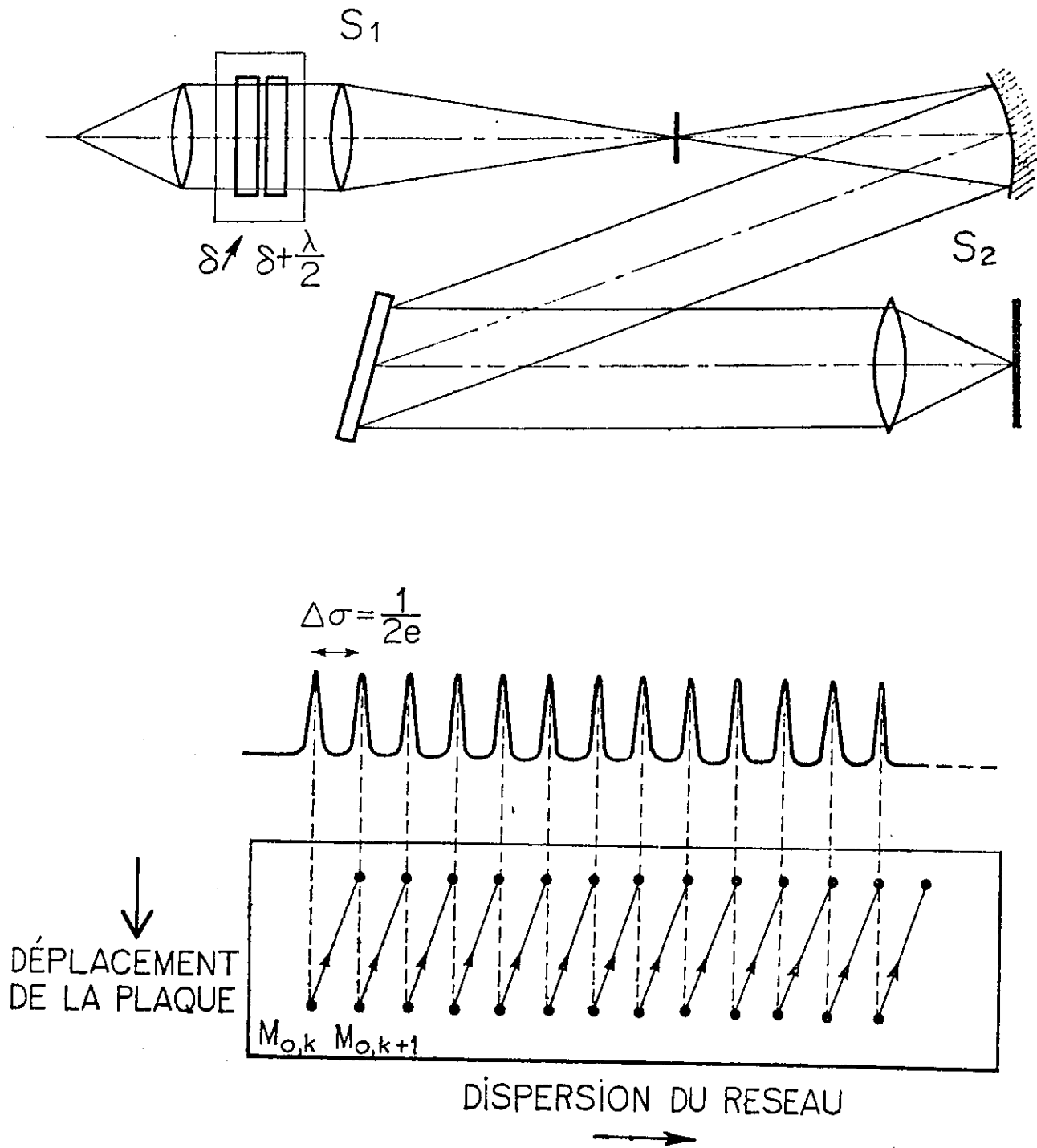
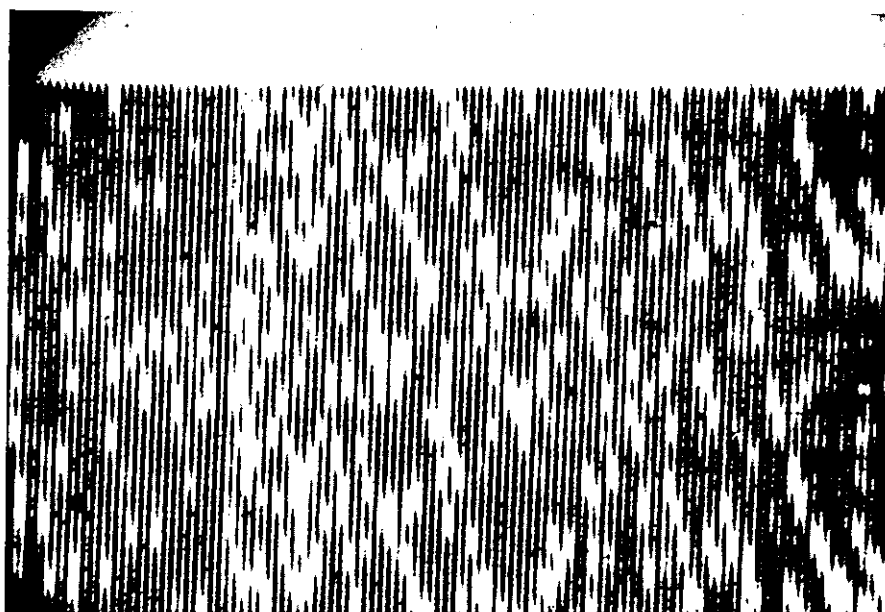


Fig. 5



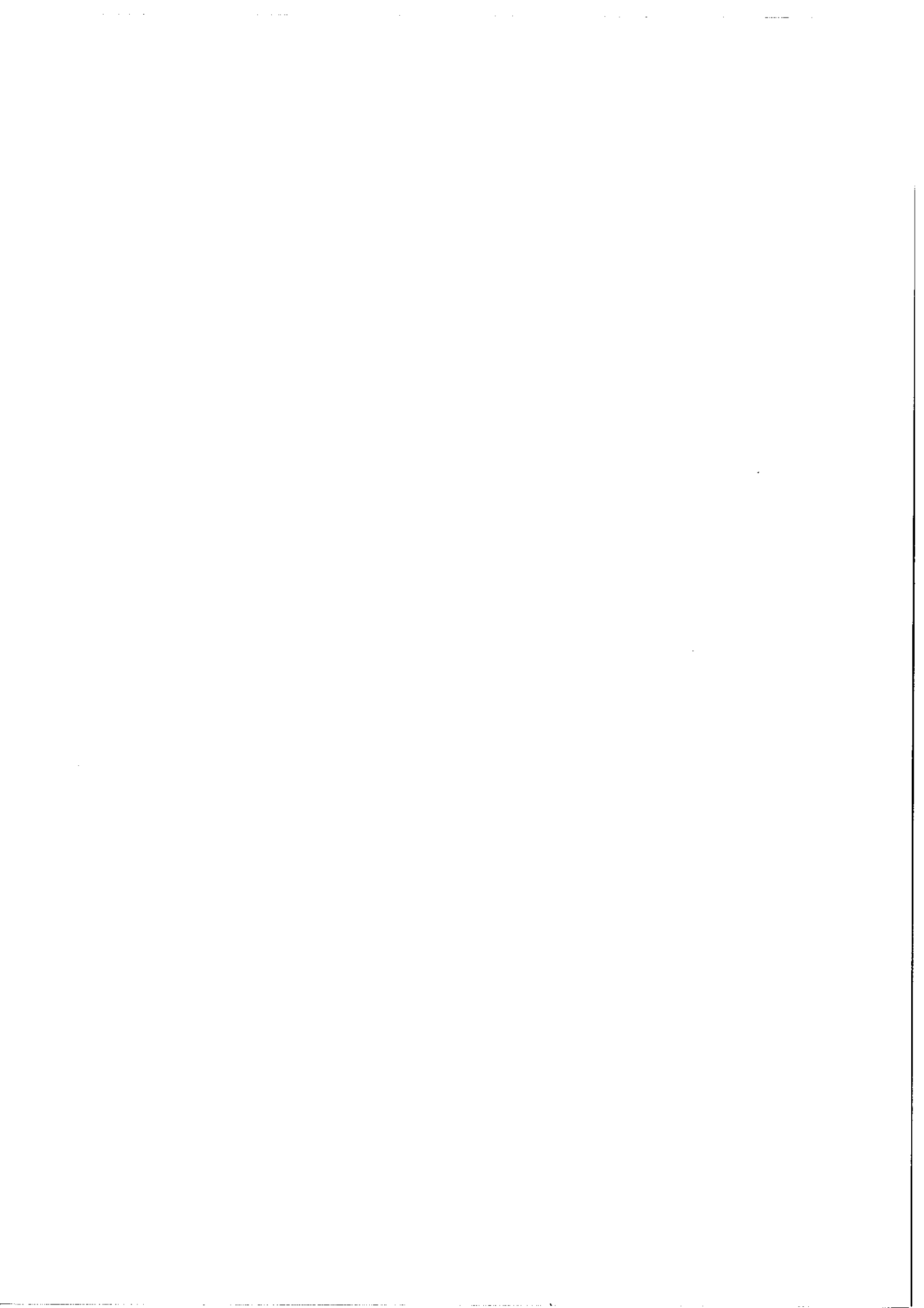
Spectre d'émission du Cérium (fragment)  
(isotopes 138 et 140)



Spectre d'absorption de l'Iode (fragment)

$\Gamma \times 50$  ( Un enregistrement complet s'étalerait sur 3 mètres)

Fig. 6



### §<sub>3</sub> - Description et Fonctionnement du SIMAC

On place en série (Fig. 5) un spectromètre Fabry-Perot de modèle classique ( $S_1$ ) puis un spectrographe à réseau ( $S_2$ ) dont la plaque photographique est mobile dans son plan perpendiculairement à la direction de dispersion du réseau. Les pupilles des deux appareils sont conjuguées deux à deux.

Supposons le SIMAC éclairé par un spectre continu uniforme ; le spectrographe  $S_2$  reçoit du spectromètre  $S_1$  le spectre cannelé du Fabry-Perot et forme sur la plaque photographique une série d'images alignées du diaphragme d'entrée de  $S_1$  correspondant aux différents pics de ce spectre cannelé ( $M_{ok}$ ,  $M_{ok+1}$ , etc ..., de la figure 5)

L'exploration du spectre consiste alors à effectuer simultanément les deux opérations suivantes :

- a) Faire varier l'épaisseur optique du Fabry-Perot depuis  $E = ne$  jusqu'à  $E = ne + \frac{\lambda_2}{2}$   
 ( $\lambda_2$  longueur d'onde maximum de l'intervalle spectral étudié) ;  
 la fonction d'appareil du Fabry-Perot se déplace alors de  $\Delta\sigma$  le long de l'axe de dispersion du réseau et les différents pics explorent tout le spectre.
- b) Déplacer de façon synchrone la plaque photographique dans son plan, perpendiculairement à la direction de dispersion du réseau ; les différentes images d'entrée décrivent alors des segments de droite quasi-parallèles ayant leurs origines aux différentes images  $M_{ok}$ ,  $M_{ok+1}$ , etc...

La Figure 6 montre deux exemples de spectres où apparaît la linéarité de la dispersion. En fait le spectre peut se présenter sous une forme un peu plus complexe. Nous verrons que la recherche des grandes luminosités nous amène à utiliser un réseau d'angle de miroitement (blaze) très élevé ce qui conduit à l'utilisation d'ordres élevés et nécessite par suite l'introduction d'un trieur d'ordres. Les points  $M_{ok}$  ont donc une ordonnée qui varie selon la loi de ce disperseur. D'autre part, aux grands angles d'utilisation la dispersion fournie par le réseau ne peut plus être considérée comme linéaire, enfin la

variation d'épaisseur optique du Fabry-Perot nécessaire à l'exploration d'un intervalle entre ordres est fonction de la longueur d'onde, ce qui fait que les segments de droite précédemment décrits n'ont pas tous la même longueur.

#### §<sub>4</sub> - Calcul de la luminosité SIMAC

Il faut d'abord définir la résolution à laquelle va devoir travailler le système qui assure la dispersion, puis ensuite comparer les étendues horizontales et verticales afin de savoir quel est l'appareil qui limite celles-ci. Le produit de ces deux étendues limites nous donnera alors l'expression de la luminosité cherchée.

Nous profiterons de l'écriture des formules pour tirer l'expression de la valeur de la surface de plaque consacrée à un élément spectral.

##### 4-1) Spectrographe intégral

Nous allons demander au SIMAC d'être un spectrographe intégral c'est-à-dire par définition d'être capable d'étudier à résolution donnée le spectre le plus général. Voyons alors comment le Fabry-Perot et le disperseur vont se partager l'étude du spectre.

On sait que la fonction d'appareil d'un interféromètre de Fabry-Perot éclairé sous incidence normale est constitué d'une série de pics (fonction d'Airy) équidistants dans l'échelle des nombres d'ondes d'une quantité  $\Delta\sigma$  (intervalle spectral libre). Deux pics consécutifs de cette fonction d'appareil ne seront séparés par le système qui assure la dispersion que si la limite de résolution  $d\sigma = \sigma/R$  disperseur est au moins égale à leur distance spectrale. Mais nous savons que tout accroissement de la résolution d'un appareil s'accompagne d'une diminution de sa luminosité et par suite nous devons chercher à faire travailler l'appareil qui assure la dispersion à la résolution minimale compatible avec la condition précédente.

Par suite le meilleur compromis luminosité-résolution sera obtenu lorsque l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot sera égal à la limite de résolution du système qui assure la dispersion.



Or l'intervalle spectral libre du Fabry-Pérot vaut

$$\Delta\sigma = \sigma N/R \text{ Fabry-Pérot} \quad (N \text{ coefficient de finesse})$$

et par suite la condition d'intégralité qui conduit à la plus grande luminosité s'écrit

$$R \text{ disperseur} = \frac{R \text{ Fabry-Pérot}}{N} \quad (\text{II-1})$$

Nous étudierons au chapitre III ce qui se passe lorsqu'on ne demande plus à l'appareil de travailler en intégral.

#### 4-2) Comparaison des étendues horizontales

a) Réseau - Le calcul a été fait précédemment. Nous avons trouvé

$$U_x = \frac{2M \sin \varphi}{R \text{ réseau}} = \frac{2M \sin \varphi}{R \text{ Fabry-Pérot}} N \quad (\text{II-2})$$

b) Fabry-Pérot - On sait que la luminosité et la résolution du spectromètre Fabry-Perot varient en sens inverse lors de l'ouverture du diaphragme centré sur le système d'anneaux fournis par le Fabry-Pérot. JACQUINOT et DUFOUR [13] ont montré que le compromis optimum avait lieu lorsque le diaphragme isolateur atteignait la valeur angulaire

$$\alpha = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R_{FP}}} \quad (\text{II-3})$$

Dans ces conditions l'étendue horizontale fournie par le Fabry-Pérot vaut

$$U'_x = D\alpha = D \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R_{FP}}} \quad (\text{II-4})$$

D étant le diamètre des lames de l'interféromètre.

La comparaison ne peut être faite que sur un exemple numérique. Fixons la résolution finale à  $10^6$  avec  $D = 60\text{mm}$  et  $N = 25$  qui sont des valeurs courantes pour un Fabry-Perot

et avec  $M = 250\text{mm}$  et  $\varphi = 63^\circ 27'$

qui caractérisent les plus grands réseaux

$$U'_x = 60 \times \frac{2\sqrt{2}}{10^6} \approx \frac{17}{100} \quad \text{pour le Fabry-Pérot}$$

$$U_x \approx \frac{250}{10^6} \times \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 25 \approx \frac{11}{1000} \quad \text{pour le réseau}$$

Ainsi le réseau ne peut-il transmettre toute l'étendue fournie par

le F P et par suite nous devons prendre pour étendue horizontale la plus petite de ces deux valeurs,

$$U_x = u_x = \frac{2 M \sin \varphi}{R_{\text{rés}}} = \frac{2 M \sin \varphi}{R_{\text{F.P.}}} N$$

#### 4-3) Comparaison des étendues verticales

- a) Fabry-Perot - Nous avons toujours  $U'_y = D\alpha = D \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R_{\text{FP}}}}$
- b) Réseau - Dans cette direction parallèle à ses traits, le réseau se comporte comme un miroir, la seule limitation étant sa hauteur H. L'étendue du faisceau est alors délimitée par la hauteur h utilisée sur la fente et vaut  $U'y = h \times H/F$  que l'on désigne habituellement par

$$U'y = H\beta \quad (\text{II-5})$$

$\beta$  étant la hauteur angulaire de la fente.

Nous reviendrons ultérieurement sur cette valeur, mais on donne généralement à  $\beta$  des valeurs de l'ordre de 0,01 ce qui avec un réseau de hauteur  $H = 120\text{mm}$  conduit à une étendue de 1,20.

On s'aperçoit alors que F.P. ne permet pas d'utiliser toute la hauteur de la fente, l'étendue verticale est alors donnée par la valeur

$$U_y = u'y = \frac{D \times 2\sqrt{2}}{\sqrt{R_{\text{FP}}}}$$

Et par suite l'étendue totale délivrée par le SIMAC sera

$$U = U_x \times U_y = \frac{D \times 2\sqrt{2}}{\sqrt{R_{\text{FP}}}} \times \frac{2 M \sin \varphi}{R_{\text{FP}}} N \quad (\text{II-6})$$

#### §<sub>5</sub> - Surface attribuée à un élément spectral

Profitons de la proximité de ces formules pour calculer la surface attribuée à un élément spectral. Nous rappelons que ce calcul est conduit avec la focale la plus courte que puisse admettre l'appareil. (voir Ch. I - §5)

Déterminons d'abord cette focale minimum.

Nous avons vu que nous devions avoir

$$F_m \delta i = g$$

or  $\delta i = 2 \operatorname{tg} \varphi / R_{\text{rés}}$ , d'où la valeur de la distance focale

$$F_m = \frac{g R}{2 N \operatorname{tg} \varphi} \quad (\text{II-7})$$

soit avec une limite de résolution  $g = 25 \mu$ ,

$$F_m = 250 \text{ mm}$$

Le même calcul, conduit avec le Fabry Pérot, aboutirait à une focale beaucoup plus courte ce qui est normal puisque l'étendue fournie est beaucoup plus importante, mais cette valeur est à rejeter car dans ce cas les informations ne seraient plus séparées par le réseau.

La largeur  $\ell$  de l'image étant égale au grain par suite du choix de cette focale, calculons maintenant la longueur  $L$ .

L'étendue verticale qui arrive sur la plaque est  $L \times H / F_m$  et doit être égale à celle fournie par le Fabry-Pérot d'où

$$\left\{ \begin{array}{l} L = F_m \frac{D\alpha}{H} \\ \ell = g \end{array} \right. \quad (\text{II-8})$$

avec les valeurs numériques utilisées  $L = 350 \mu$

## §<sub>6</sub> - Influence du choix des vitesses d'enregistrement

Nous avons signalé lors de sa description (§3) que le SIMAC était un spectrographe séquentiel qui enregistrerait de façon continue. Aussi convient-il d'étudier le rôle joué par le choix des vitesses d'enregistrement. Cette étude pouvant simplement se faire en imaginant un dispositif "d'enregistrement pas-à-pas", rappelons qu'il s'agit de photographier successivement  $N = 25$  images d'éléments spectraux, images dont la hauteur sur la plaque photographique est d'environ  $h_0 = 400 \mu$ .

Deux types d'opérations sont possibles.

6-a) Réglage du temps de pose optimal.

Désignons par  $t_0$  le temps d'exposition qui permet d'amener l'image d'une raie de luminance donnée à la valeur  $D_0$  qui correspond au maximum de rendement quantique équivalent de l'émulsion.

D'après ce qui précède le temps d'exposition consacré à un intervalle entre ordres devra être  $Nt_0$  et durant ce temps total la plaque photographique aura dû être déplacée (vingt cinq fois) d'une hauteur totale égale à  $Nh_0$ . On passe alors facilement au cas de l'enregistrement continu : le choix d'une vitesse de défilement des ordres du Fabry-Pérot impose comme vitesse de déplacement du châssis photographique celle qui correspond à une avance de  $Nh_0$  durant le temps consacré à l'exploration d'un intervalle entre ordres.

La définition précédente de  $t_0$  étant arbitraire nous pouvons modifier à volonté le noircissement de l'image, mais le respect de la règle édictée ci-dessus assure que l'image d'un élément spectral dispose d'une hauteur égale à  $h_0$  et par suite que cet élément spectral est enregistré à temps d'exposition donné avec le meilleur rapport signal sur bruit que puisse fournir l'appareil.

6-b) Amélioration du rapport signal sur bruit optimal de l'enregistrement

Le caractère séquentiel du SIMAC permet d'augmenter à volonté le rapport signal sur bruit de l'enregistrement sans avoir à modifier la distance focale de sortie de l'appareil.

En effet reprenons le raisonnement de l'enregistrement "pas-à-pas". Immobilisons le Fabry-Pérot sur un élément spectral donné et enregistrons non plus une, mais  $p$  images de cet élément. Puis passons à l'élément spectral suivant et enregistrons encore  $p$  images. Le temps total d'enregistrement d'un intervalle entre ordres devient alors  $N_p t_0$  tandis que la hauteur du spectre est  $ph_0$ . Passons au cas continu. Par rapport à l'opération décrite au §6a nous enregistrons maintenant avec une vitesse de déplacement des ordres du Fabry-Pérot  $p$  fois plus lente mais en gardant la même vitesse de déplacement de la plaque (le temps d'exposition étant multiplié par  $p$ , la vitesse

inchangée, la valeur du déplacement sera bien  $p$  fois plus importante).

Cette opération nous permet d'obtenir une surface exposée  $p$  fois plus importante sans changer la densité de l'image afin de respecter la condition du maximum de rendement quantique équivalent, nous gagnons ainsi un facteur  $\sqrt{p}$  sur le rapport signal sur bruit.

Notons que si ce gain est équivalent à celui que produirait un allongement de la distance focale de sortie dans un facteur  $\sqrt{p}$ , il n'est pas absolument identique [Note]. En effet dans le cas du SIMAC l'augmentation de la dimension de l'image se fait dans une seule dimension, (celle du balayage) sans diminution de l'éclairement. Cette dernière remarque prend son importance lorsque la luminance des raies est à peine supérieure à la limite de sensibilité de l'émulsion photographique.

#### CONCLUSION

L'étude du SIMAC nous a permis de montrer qu'il atteignait les très hautes résolutions avec un objectif très ouvert

$$(F = 25\text{cm} , n = F/2)$$

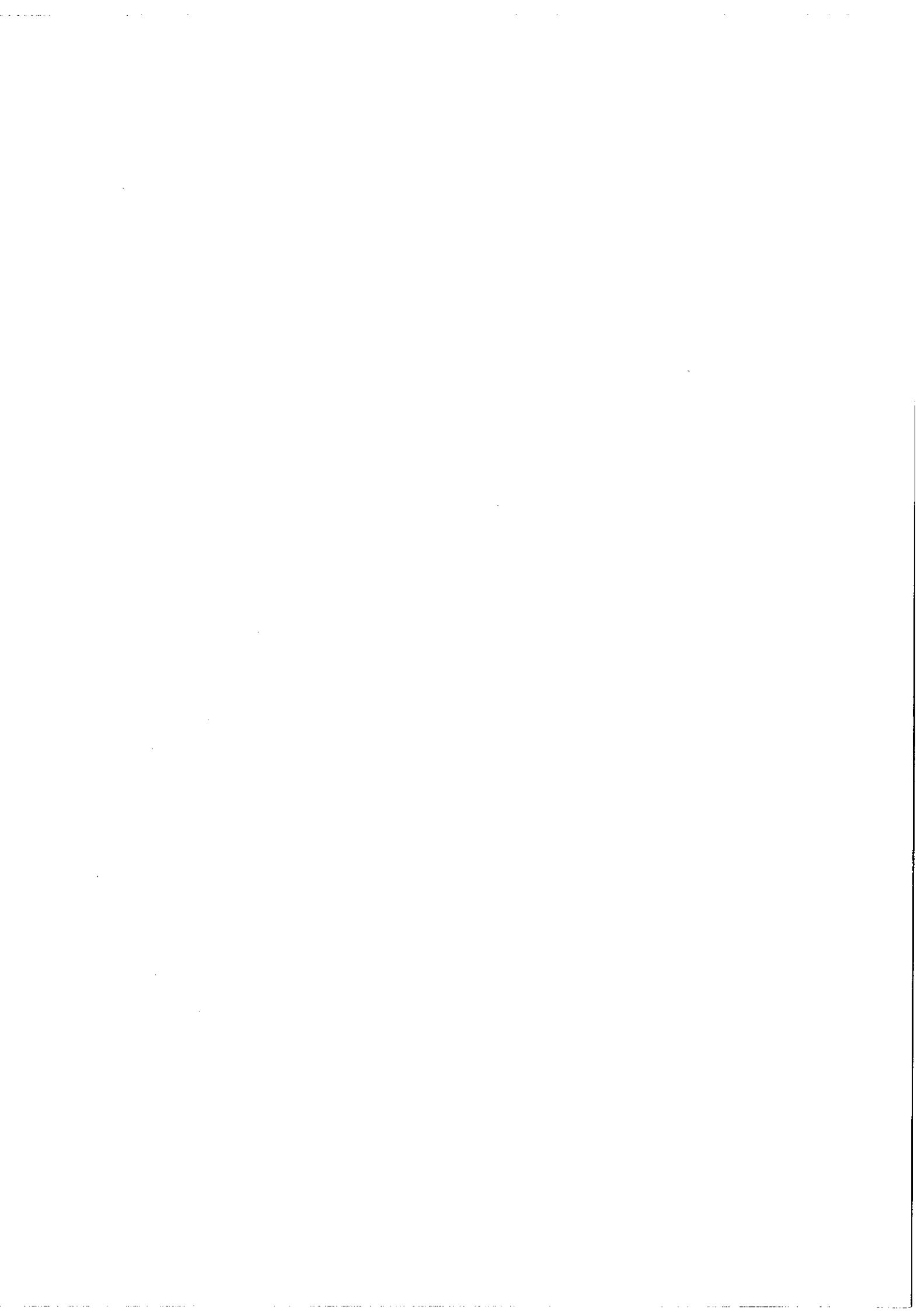
ce qui en faisait un spectrographe très rapide donc, à priori, à mauvais rapport signal sur bruit. Mais nous avons vu que son caractère séquentiel nous permettait d'améliorer la qualité des enregistrements fournis sans avoir à procéder au coûteux et délicat changement d'objectif de sortie. De plus le SIMAC présente une loi de dispersion qui est linéaire dans le sens de la dispersion du Fabry-Pérot, ce qui facilite la réalisation de méthodes de pointés photoélectriques telle celle que nous décrirons dans un chapitre ultérieur.

---

Note - L'opération la plus semblable consisterait à faire  $p$  plaques différentes du même spectre et à moyenner les résultats, sous réserve que l'appareil utilisé pour ces mesures soit muni de la plus courte distance focale qu'il puisse recevoir comme c'est le cas pour le SIMAC.

Il reste pourtant à s'inquiéter de la très faible dimension des images fournies par le SIMAC (350  $\mu$  alors qu'une focale de sortie de 25cm autorise des images de 2,5mm de haut) et également de la perte en rapidité due précisément au caractère séquentiel de l'enregistrement. Mais seule la comparaison avec d'autres types de spectrographes nous permettra de dégager les conséquences de ces conditions d'exploitation.

---



Résolution  $R = 10^6$

Dimension de l'image dans sa plus petite dimension  $g = 25$  microns

H = 120 mm  
RESEAU L = 250 mm  
 $\varphi = 63^\circ 27'$

D = 60 mm  
Fabry Pérot N = 25

Grandissement du système optique accompagnant le réseau  $\Gamma = 1$ .

Luminosité définie à partir de l'éclairement.

$$\mathcal{L}_E = \tau S/F_2$$

S surface utilisée de la pupille de sortie.

F focale minimum

- Calcul de la focale minimum.
- Calcul de la surface de sortie.

Luminosité définie à partir du flux.

$$\mathcal{L}_f = \tau U$$

étendue du faisceau.

- Calcul des étendues planes.
- Calcul de l'étendue totale.

Calcul des surfaces utilisées sur le récepteur.

- |   |   |
|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> <li>- Gain sur les temps de pose donné par le rapport des luminosités.</li> <li>- Gain sur les rapports signal/bruit donné par le rapport des surfaces.</li> </ul> | <ul style="list-style-type: none"> <li>- Comparaison des appareils par le rapport des luminosités.</li> </ul> |
|---|---|

Fig. 7



## CHAPITRE III

## COMPARAISON DES DIFFERENTS SPECTROGRAPHES.

Introduction.

Nous limiterons cette étude aux différents spectrographes multicanaux (Note) qui n'exigent pas de codage des images qu'ils fournissent. D'autre part, nous intéressant seulement aux résolutions très élevées, nous nous bornerons à établir la comparaison entre le spectrographe à réseau, le spectrographe à Fabry Pérot classique et le SIMAC.

Cette étude se fera au moyen de la luminosité définie à partir du flux, et sera complétée par le calcul des distances focales minimum dont peuvent être dotés les appareils.

Cependant une difficulté déjà signalée va apparaître dans le cas du spectrographe Fabry Pérot classique et va nous amener à modifier la notion

---

Note. - Le terme "spectrographe multicanal" peut sembler redondant, mais même pour les spectrographes il convient de distinguer les méthodes multicanales, multiplex et mixtes. Dans les premières, à chaque image spectrale est affectée une région différente de l'émulsion photographique. La plaque photographique peut alors être considérée comme une mosaïque de récepteurs indépendants, bien que travaillant dans des conditions strictement identiques. Dans les méthodes multiplex (spectrographie par holographie) l'image consacrée à un élément spectral occupe toute la surface de l'émulsion, le codage s'obtenant par l'obtention d'un système de franges de YOUNG ou de tout autre système équivalent. Dans ce cas, la plaque photographique se comporte comme un récepteur unique. Enfin, dans les méthodes qu'on peut appeler mixtes (spectrographes à grille de GIRARD) les images des éléments spectraux n'occupent pas toute la surface de l'émulsion et peuvent être, selon la richesse du spectre, soit totalement séparées (caractère multicanal) soit plus au moins superposées.

de focale minimum, modification que ne rendait pas utile la définition classique de la luminosité. Nous verrons alors que nos trois appareils doivent travailler avec un disperseur de plus grande dimension possible. Le tableau de la figure 7 rassemble les caractéristiques qui vont être ainsi communes aux trois appareils, ainsi que les différentes définitions données dans les précédents chapitres.

### §<sub>1</sub> - Spectrographe à réseau.

Nous ne rappellerons par le principe de cette appareil universellement connu, mais nous soulignerons les conditions particulières d'emploi nécessaires à l'obtention des meilleurs rapports signal/bruit possibles.

### §<sub>1-1</sub> - Calcul de l'étendue.

Le calcul des étendues planes a été effectué dans les précédents chapitres. Les formules (I-8) et (II-5) nous donnent :

$$U_x = (2M \sin \varphi)/R \quad \text{et} \quad U'_y = H\beta$$

d'où la luminosité

$$\mathcal{L}_{\frac{x}{y}} = \tau\beta(2 HM \sin \varphi)/R \quad (\text{III-1})$$

Cette formule souligne les avantages bien connus des réseaux de très grande surface et d'angle de miroitement élevé (réseaux échelles), mais elle fait aussi apparaître la nécessité d'utiliser la plus grande hauteur de fente possible à condition toutefois qu'une densitométrie ultérieure permette d'exploiter ce gain. Malheureusement la plupart des appareils commerciaux, malgré quelques combinaisons d'objectifs, limitent très sévèrement les dimensions de la plage de lecture.

### §<sub>1-2</sub> - Focale minimum; dimension de l'image.

Nous avons vu que la distance focale maximum à associer au réseau était donnée par la relation  $F_m \times \delta i = g$

soit avec la valeur de  $\delta i$  calculée précédemment (II-7)

$$F_m = gR/2\text{tg}\varphi \quad (\text{III-2})$$

Nos valeurs numériques conduisent à  $F_m = 6,25$  mètres.

Les dimensions de l'image sont alors, dans le cas d'un spectrographe de grandissement égal à 1

$$\begin{aligned} L &= F_m \beta \\ l &= g \end{aligned} \quad (\text{III-3})$$

Nous proposerons dans un prochain paragraphe une limitation de  $\beta$ , limitation imposée plus par des considérations pratiques que par des impératifs fondamentaux.

Remarque. L'emploi de la définition  $\mathcal{L}_\beta$  de la luminosité souligne le rôle joué par la hauteur angulaire de la fente d'entrée du spectrographe. Si ce rôle n'est pas fondamental dans le cas où l'on compare un spectrographe à prisme et un spectrographe à réseau dont les hauteurs de fente sont très voisines, si ce n'est égales (et dans ce cas la comparaison des éclaircissements suffit), il le devient lorsque l'on étend cette comparaison à d'autres types de spectrographes. C'est pourquoi nous avons souligné dans le précédent chapitre la très faible hauteur des images fournies par le SIMAC, remarque dont nous ne pouvons encore apprécier l'importance.

## §<sub>2</sub> - Le SIMAC.

### §<sub>2-1</sub> - Formules fondamentales.

Nous nous sommes bornés, dans le précédent chapitre, à établir l'expression de la luminosité (construite à partir du flux) de cet appareil en étudiant les différentes étendues planes. Nous avons vu que dans cette association l'étendue horizontale était limitée par le réseau, ce qui fixait alors la distance focale minimum de sortie, tandis que l'étendue verticale était limitée par le Fabry Pérot.

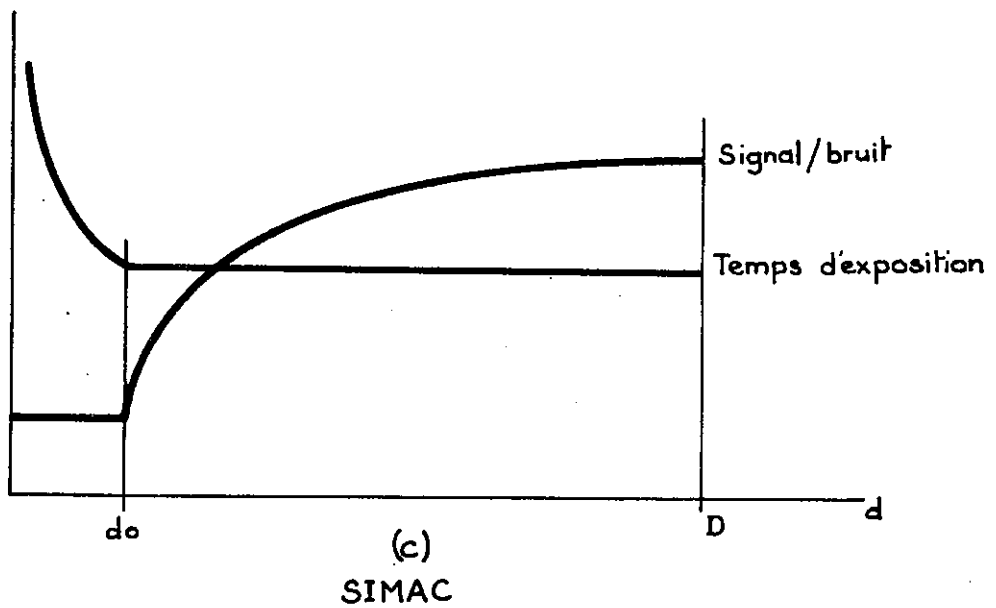
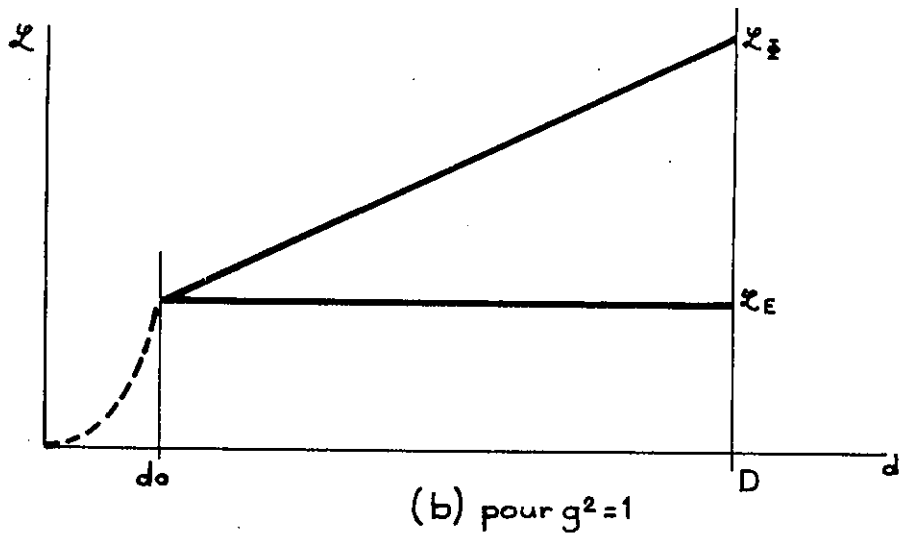
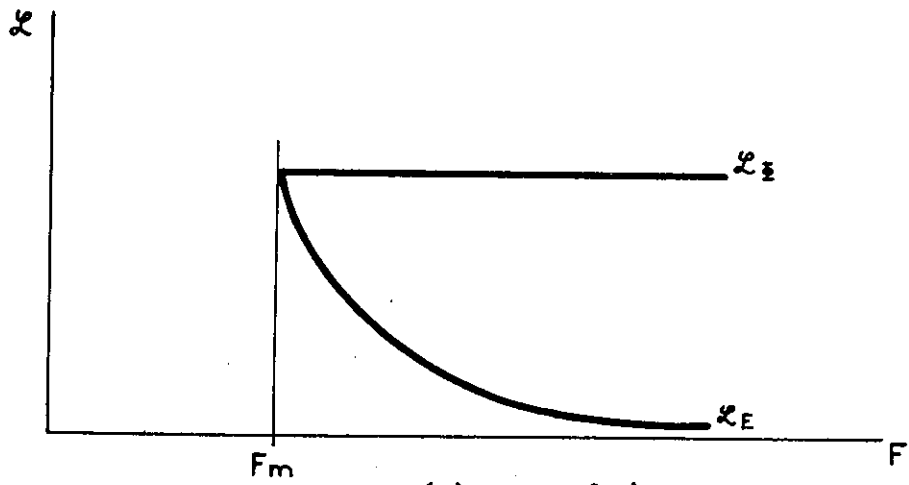


Fig. 8

Ceci nous avait conduit aux différentes formules que nous rappelons ici

$$\text{luminosité } \mathcal{L}_{\Sigma} = \tau \frac{2D\sqrt{2}}{\sqrt{R}} \times \frac{2M \sin \varphi}{R} \quad (\text{III-3})$$

$$\text{Focale minimum } F_m = \frac{gR}{2N \cdot \tan \varphi} \quad (\text{III-5}) \quad \begin{array}{l} \text{Dimension} \\ \text{de} \\ \text{l'image} \end{array} \quad \begin{array}{l} L = F_m \frac{D\alpha}{H} \\ l = g \end{array} \quad (\text{III-6})$$

En principe ceci suffit pour la comparaison que nous voulons établir, mais il est cependant intéressant d'étudier comment varie cette luminosité en fonction de différents paramètres. Les raisonnements sont très semblables à ceux que l'on rencontre pour les spectromètres, à cette différence près que l'existence de la limite de résolution présentée par le récepteur oblige à tenir compte de la distance focale de sortie de l'appareil. Nous profiterons de cette obligation pour établir le parallèle avec la luminosité définie à partir de l'éclairement.

### §<sub>2-2</sub> - Variations de la luminosité en fonction de la distance focale de sortie.

La comparaison numérique des étendues horizontales nous avait permis d'établir la nette supériorité du Fabry Pérot. Si nous appelons  $d_0$  le diamètre d'un Fabry Pérot qui fournirait la même étendue horizontale que le réseau, nous avons immédiatement

$$d_0 = \frac{2M \sin \varphi}{R\alpha} N$$

ce qui conduit, avec nos valeurs, à  $d_0 = 3,6$  mm.

Ainsi nous sera-t-il toujours possible d'utiliser une conjugaison qui permette de couvrir complètement la surface du réseau.

Dans ces conditions les lois de variations des luminosités sont immédiates (Fig.8a).

a) la définition de la luminosité classique,  $\mathcal{L}_E = \tau S/F^2$  montre que celle-ci va décroître en  $1/F^2$  à partir de la valeur  $\mathcal{L}_{E_0} = \tau S/F_m^2$

b) la luminosité définie à partir du flux  $\mathcal{L}_\phi = S.s/F^2$  garde sa valeur constante puisque tout accroissement de  $F^2$  s'accompagne de l'accroissement égal de la surface de l'image

c) les deux luminosités ne sont pas définies pour des valeurs de  $F$  inférieurs à  $F_m$ , car dans ce domaine l'une des dimensions de l'image devient inférieure à la limite de résolution  $g$ .

§<sub>2-3</sub> - Variation de la luminosité en fonction du diamètre du Fabry Pérot. (Fig.8b)

Nous allons faire l'étude de cette variation pour une valeur donnée de la distance focale de sortie. Il est alors normal de choisir pour cette valeur la distance  $F_m$ . Remarquons, d'autre part, que les constructeurs s'efforcent de fournir des réseaux tels que sous leur angle d'utilisation, la pupille qu'ils présentent est de forme carrée ( $M \cos i = H$ ). Ceci entraîne que les bords du réseau sont atteints simultanément par l'image circulaire du Fabry Pérot. Dans ces conditions la surface utilisée sur le Fabry Pérot est de révolution et il suffit d'étudier la variation en fonction du diamètre  $d$  de cette surface. (Note)

a) Luminosité  $\mathcal{L}_E$ .

Tant que  $d$  reste inférieure à la valeur  $d_0$  précédemment définie, le Fabry Pérot ne délivre pas une étendue suffisante. Ceci se traduit de deux façons.

- ou bien nous cherchons, malgré tout, à couvrir toute la surface du réseau, mais alors la focale  $F_m$  est insuffisante pour fournir des images de dimension au moins égale à  $g$  et par suite cette solution

---

Note. - Le calcul montre que l'on a intérêt à former une image du Fabry Pérot légèrement excédentaire, la perte de surface sur les parties rectilignes étant inférieure au gain sur les angles. Cependant le compromis optimum a lieu avant que le réseau ne soit totalement couvert. Le gain en surface peut atteindre 10%.

est à rejeter ( $d\alpha = (g'M \cos i)/F_m$  conduit à  $g' < g$  pour  $d < d_0$ )

- ou bien nous n'utilisons pas toute la surface du réseau. Dans ces conditions tout accroissement de  $d$  se traduit par une augmentation de la surface utilisable et par suite la luminosité varie comme  $S$ , c'est à dire comme  $d^2$ .

Lorsque  $d$  varie entre  $d_0$  et  $D$ , la distance focale  $F_m$  n'est plus incompatible avec l'utilisation de la surface totale du réseau.  $S$  a alors atteint sa valeur maximum et puisque nous gardons  $F_m$  constant, la luminosité classique  $\mathcal{L}_E$  reste constante. Ceci signifie que le temps de pose va rester le même.

#### b) Luminosité $\mathcal{L}_E$

Toute augmentation de  $d$  pour des valeurs comprises entre 0 et  $d_0$  va se traduire par un gain sur l'étendue horizontale et sur l'étendue verticale. Donc, là encore, la luminosité va varier comme  $d^2$ . Mais lorsque  $d$  dépasse la valeur  $d_0$ , l'étendue horizontale atteint sa valeur maximum, seule l'étendue verticale continue à croître (l'image formée sur la fente du disperser croît en hauteur, mais la largeur utilisée est limitée par les bords de la fente).

Par suite la luminosité croît comme  $d$  et atteindra sa valeur maximum lorsque l'un utilisera toute la hauteur sur le Fabry Pérot.

Ceci justifie la formule que nous avons établie pour le SIMAC.

#### §<sub>2-4</sub> - Variation du temps de pose et du rapport signal/bruit.

Des courbes de la figure 8b nous pouvons tirer l'allure de la variation du temps de pose et du rapport signal/bruit (Figure 8c). L'étude de la luminosité  $\mathcal{L}_E$  nous a montré que le temps de pose variait d'abord comme  $1/S$  ou  $1/d^2$ , puis restait constant pour  $d_0 \leq d < D$ .

Quant au rapport signal/bruit, il est d'abord constant, puisque l'on travaille avec une image dont les deux dimensions sont égales à la limite de résolution, c'est à dire avec une image de surface

constante et égale à  $g^2$ . Ensuite,  $d$  croissant au-delà de  $d_0$ , le rapport signal/bruit varie comme  $\sqrt{d}$ , car une des dimensions de l'image reste égale, tandis que l'autre varie comme  $d$ .

Notons enfin que tout changement de focale de sortie multiplie les ordonnées des courbes  $S_c$  par des facteurs respectivement égaux à  $(F/F_m)^2$  et  $(F/F_m)$ .

### §<sub>2-5</sub> - Conclusion.

Cette étude a montré que bien évidemment, on avait intérêt à utiliser des réseaux et Fabry Pérot de plus grandes dimensions possibles, mais aussi elle nous a conduit à préciser que la rapidité optimum, jointe au meilleur rapport signal/bruit était fixée par la distance focale à associer au réseau. Dans le cas du SIMAC, cette distance focale n'est autre que la distance focale de sortie de l'appareil. Nous allons voir qu'il n'en est pas de même pour le spectrographe Fabry Pérot classique.

### §<sub>3</sub> - Spectrographe Fabry Pérot classique.

Nous allons avoir à effectuer les mêmes types de raisonnements. Soulignons cependant que dans cette association, un seul mode de conjugaison est possible; c'est celui qui consiste à conjuguer le Fabry Pérot du réseau et les franges à l'infini de la plaque photographique. Rappelons que nous avons imposé au disperseur de fonctionner avec un grandissement égal à l'unité; c'est à dire que la condition  $F \cdot \delta i = g$  se retrouve au niveau de la fente d'entrée de celui-ci. Toute autre valeur du grandissement entraînerait l'apparition d'un coefficient correctif.

#### §<sub>3-1</sub> - Comparaison des étendues planes.

##### a) Etendue plane délivrée par le Fabry Pérot.

Nous avons immédiatement  $U_x = U_y = D \delta i$



$\delta i$  étant relié à la limite de résolution  $\delta\lambda$  souhaitée. La loi de dispersion  $2ne \cos i = p\lambda$  nous donne

$$\delta i = 1/(R \operatorname{tgi}) \simeq 1/(R i)$$

Cherchons à faire intervenir le rang  $m$  de l'anneau utilisé. En appelant  $p_0$ , l'ordre d'interférence au centre et  $p$  l'ordre d'interférence utilisée, les formules

$$2ne = p_0 \lambda \quad 2ne (1 - i^2/2) \simeq p\lambda \quad p_0 - p \simeq m$$

conduisent à  $i = \sqrt{(2m/p_0)}$

Mais  $R = p_0 N$  ( $p_0 = 2ne/\lambda = \sigma/\Delta\sigma = \sigma/(N \cdot \delta\sigma)$ )

et par suite l'étendue s'écrit

$$U_x = U_y = D/\sqrt{(2RmN)} \quad \text{(III-7)}$$

L'application de nos valeurs numériques donne  $U \simeq 4/1000$ , c'est à dire que l'étendue délivrée par le Fabry Pérot est très inférieure à l'étendue horizontale fournie par nos précédents réseaux. Dans ces conditions il ne semble pas nécessaire d'utiliser les très grands réseaux pour équiper ce type de spectrographe. Cependant il faudra étudier la variation de la luminosité avant de conclure.

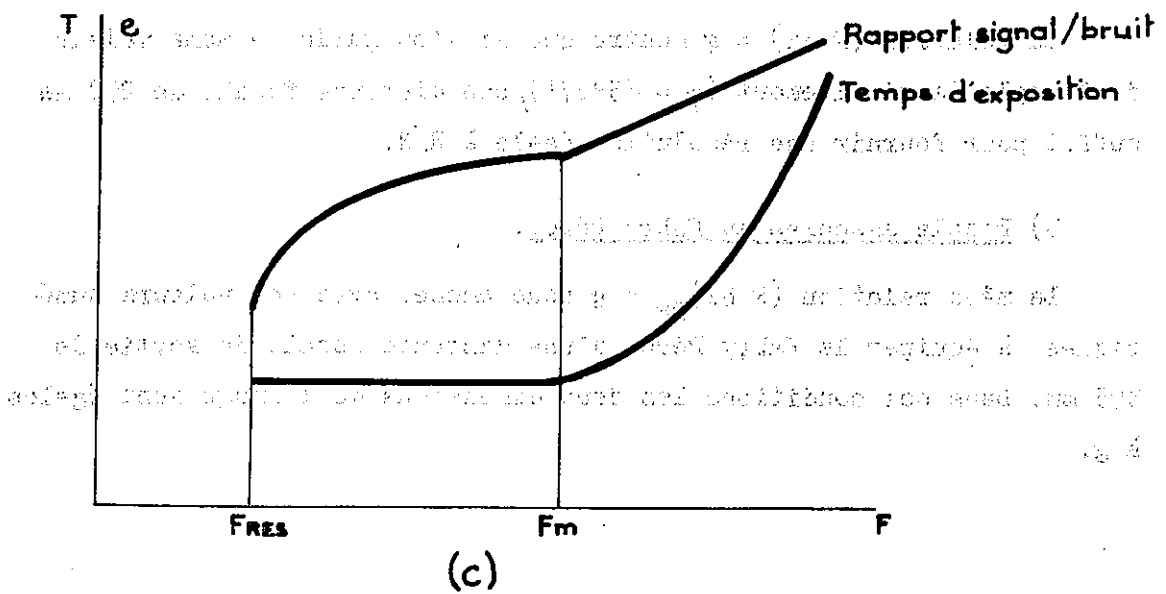
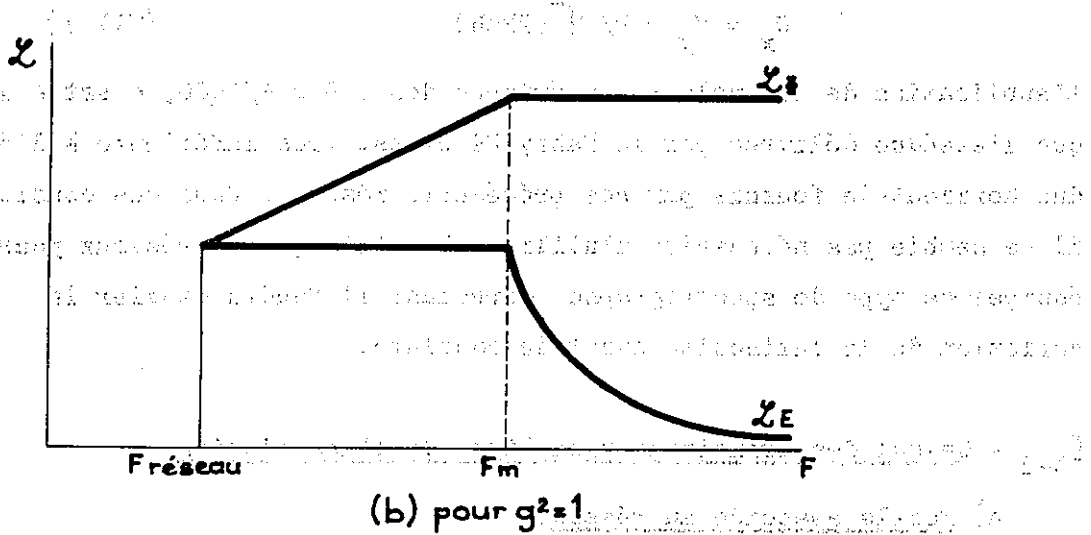
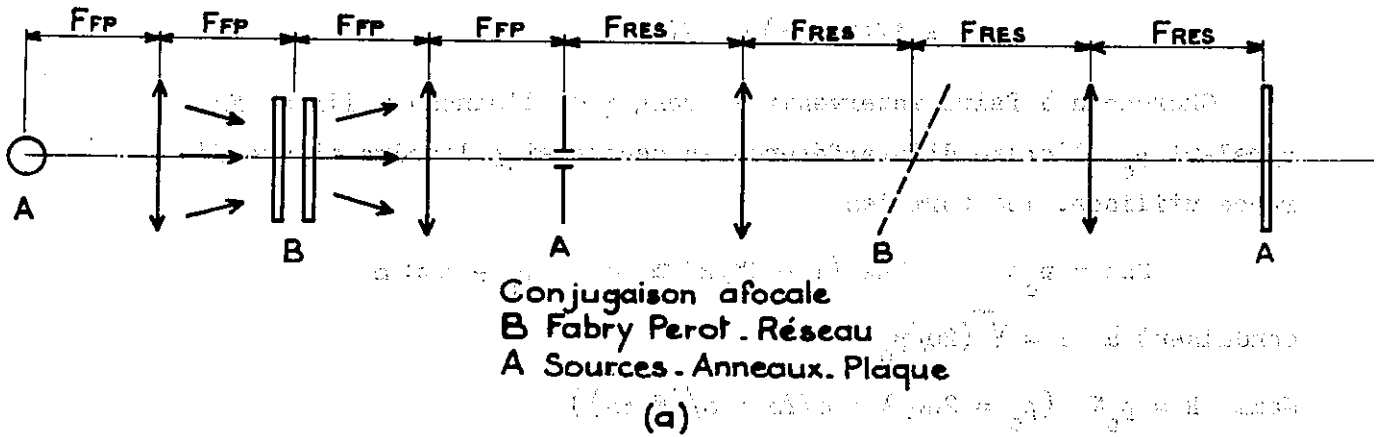
### §<sub>3-2</sub> - Calcul des principaux paramètres de l'association.

#### a) Focale associée au réseau.

La relation  $(F \delta i) = g$  montre que si l'on garde la même valeur de l'angle de miroitement ( $\varphi = 63^\circ 27'$ ), une distance focale de 250 mm suffit pour fournir une résolution égale à  $R/N$ .

#### b) Focale associée au Fabry Pérot.

La même relation  $(F \delta i)_{FP} = g$  nous amène, avec nos valeurs numériques, à équiper le Fabry Pérot d'une distance focale de sortie de 395 mm. Dans ces conditions les deux dimensions de l'image sont égales à  $g$ .



SPECTROGRAPHE FABRY PEROT CLASSIQUE

Fig. 9

c) Surface utilisée sur le réseau.

Supposons que la conjugaison du Fabry Péro et du réseau soit réalisée par un montage afocal (Fig.9a), il vient immédiatement

$$S_{\text{res}} = S_{\text{FP}} \times \left( \frac{F_{\text{res}}}{F_{\text{FP}}} \right)^2$$

à un coefficient de forme près. Nos valeurs numériques montrent qu'une telle conjugaison n'utilise que 1/9 de la surface du réseau.

§<sub>3-3</sub> - Variation de la luminosité avec la distance focale de sortie.  
(Fig.9b)

A partir de ce montage faisons croître la distance focale de sortie en maintenant égal à 1 le grandissement du système qui assure la dispersion, ce qui laisse inchangée "l'épaisseur" de l'image de l'anneau de rang m.

a) Luminosité  $\mathcal{L}_E$ .

La surface utilisée sur le réseau va croître comme  $F^2$  et par suite la luminosité reste inchangée, c'est à dire que le temps de pose ne varie pas. Au delà de la valeur  $F_m$  qui permet la couverture complète du réseau, on retrouve la loi classique de la variation en  $1/F^2$ . Mais cette opération a modifié la résolution de notre disperseur. On rétablira la résolution  $R/N$  en ouvrant la fente dans le rapport  $F_m/F_{\text{réseau}}$ , ce qui n'a aucune conséquence sur le temps d'exposition.

b) Luminosité  $\mathcal{L}_E$ .

L'étendue verticale reste constante et égale à  $D\delta i$ , ou si l'on préfère, la hauteur utilisée sur le réseau variant comme  $F$ , l'étendue verticale arrivant sur le grain  $H \times g / F_{\text{res}}$  ne varie pas.

L'étendue horizontale ne varie pas à cause de l'augmentation de la distance focale (la largeur utilisée sur le réseau variant comme  $F$ ). Mais elle augmente dans le rapport  $F/F_m$  par suite de l'ouver-

ture des fentes qui permet de retablir la résolution  $R/N$ . Par suite la luminosité  $\mathcal{L}_\varepsilon$  varie comme  $F$  entre  $F_{\text{réseau}}$  et  $F_m$ .

§<sub>3-4</sub> - Variations du rapport signal/bruit et du temps d'exposition en fonction de  $F$ .

Les lois de variations se déduisent immédiatement du paragraphe précédent. Le temps d'exposition, d'abord constant, croît lorsque l'on dépasse la valeur  $F_m$ . Il varie alors comme  $F^2$ . Le rapport signal/bruit augmente d'abord comme  $\sqrt{F}$ , puis ensuite comme  $F$  (Figure 9c).

L'étude de ces courbes nous amène à deux conclusions importantes:

- a) Contrairement à ce que laisserait penser la luminosité classique, il faut munir le spectrographe Fabry Pérot classique du plus grand disperseur possible.
- b) Il faut appeler distance focale minimum celle qui permet la couverture complète de ce disperseur. L'adoption de cette valeur permet alors sans changement du temps de pose d'obtenir un meilleur rapport signal/bruit.

§<sub>3-5</sub> - Formules fondamentales.

Nous pourrions alors établir les formules qui vont servir de base à notre comparaison.

a) Luminosité  $\mathcal{L}_\Phi$ .

L'étendue verticale est limitée par le Fabry Pérot et vaut  $U_y = D \delta i$

L'étendue horizontale est celle délivrée par le réseau de largeur  $M$  travaillant à la résolution  $R/N$  d'où :

$$\mathcal{L}_\Phi = \tau D \frac{1}{\sqrt{2RmN}} \times \frac{2M \sin \varphi}{R} \quad (\text{III-8})$$

b) Distance focale de sortie.

La distance focale minimum à associer au système est  $F_m = F_{FP} \times H/D$   
 soit :  $F_m = g \sqrt{2RmN} \times H/D$  ( III-9 )  
 où  $F_{FP}$  obéit à la loi :  $F_{FP} \delta i = g$  (  $\delta i = 1/\sqrt{2RmN}$  )  
 (avec nos valeurs numériques  $F_m = 79$  cm).

c) Dimensions de l'image.

Le grandissement du système qui assure la dispersion ayant été maintenu égal à l'unité, l'"épaisseur" de l'anneau est  $g$ . Quant à la largeur du segment de l'anneau, elle est donnée par la relation

$$F_m \times \delta i_{\text{res}} = \ell$$

$$\text{soit } F_{\text{FP}} \frac{H}{D} \times \frac{2 \operatorname{tg} \varphi N}{R} = \ell$$

ce qui conduit avec nos valeurs numériques à  $\ell = 30\mu$  soit  $\ell = 3g$   
d'où

$$\begin{aligned} L &= g \\ \ell &= 2 \operatorname{tg} \varphi \frac{N}{R} F_{\text{FP}} \frac{H}{D} \end{aligned}$$

§<sub>4</sub> - Comparaison des appareils.

Nous disposons maintenant d'un ensemble de formules qui va nous permettre les différentes comparaisons entre les appareils, mais avant de les exploiter numériquement, il convient de faire quelques remarques.

§<sub>4-1</sub> - Spectrographe à réseau.

Nous avons vu que l'étendue délivrée était proportionnelle à la hauteur de fente  $\beta$ . Il nous faut alors définir un critère de limitation de cette valeur. Celui que nous avons retenu semble être vérifié expérimentalement; c'est la seule justification de son choix. On sait, en effet, qu'un réseau donne d'une fente rectiligne une image parabolique par suite de l'utilisation de rayons inclinés sur l'axe. Nous définirons la hauteur maximum de l'image comme étant celle qui correspond à une flèche de courbure égale à la largeur d'un élément spectral.

La hauteur de fente  $\beta$  se calcule alors facilement.

Si  $\theta$  est l'angle que font les rayons avec le plan principal du réseau, la différence de marche dans ce plan vaut:  $a \cos \theta (\sin i_1 + \sin i_2)$ . En l'écrivant sous la forme  $a [\sin i_1 + \sin(i_2 + di_2)]$  il vient avec des angles  $\theta$  et  $di_2$  petits et avec  $i_1 \simeq i_2$

	R E S E A U	S I M A C	F A B R Y P E R O T C L A S S I Q U E
Luminosité $\mathcal{L}_\varphi$ ( 1. élément spectral )	$\tau_H \beta \frac{2M \sin \varphi}{R}$	$\tau_D \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R}} \frac{2M \sin \varphi}{R} N$	$\tau_D \frac{1}{\sqrt{2RmN}} \frac{2M \sin \varphi}{R} N$
Luminosités comparées	Limitation de la hauteur de fente $\tau_H \left[ \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R}} \frac{2M \sin \varphi}{R} \right]$	Coefficient de filtrage du F.P. $\tau_D \left[ \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R}} \frac{2M \sin \varphi}{R} \right]$	Même formule que ci-dessus $\tau_D \frac{\sqrt{N}}{4\sqrt{m}} \left[ \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R}} \frac{2M \sin \varphi}{R} \right]$
Surface utilisée sur le réseau	$H M \cos \varphi$	$H M \cos \varphi$	$H M \cos \varphi$
Distances focales de sortie	$\frac{g R}{2 \operatorname{tg} \varphi}$	$\frac{g R}{2 \operatorname{tg} \varphi} \times \frac{1}{N}$	$\frac{H}{g \sqrt{2RmN}} \times \frac{H}{D}$
Dimensions des images	$L = \frac{g \sqrt{2R}}{\operatorname{tg} \varphi}$ $l = g$	$L = \frac{g \sqrt{2R}}{\operatorname{tg} \varphi} \frac{D}{H} \frac{1}{N}$ $l = g$	$L = g$ $l = g \sqrt{2RmN} \frac{H}{D} \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{R} N$

	RESEAU	S.I.M.A.C.	F.P. CLASSIQUE
Distance focale minimum	625 cm	25 cm	79 cm
Surface du disperseur	250 × 120 cm <sup>2</sup>	250 × 120 cm <sup>2</sup>	250 × 120 cm <sup>2</sup>
Dimension des images	$g \cdot 10^3 / \sqrt{2}$ $g$	$g \cdot 10^3 (\sqrt{2.50})$ $g$	$g$ $g \sqrt{10}$

- Tableau des valeurs numériques -

	RESEAU	S.I.M.A.C.	F.P. CLASSIQUE
	1	$G_T = 25$	$G_T = 62,5$
RESEAU	1	$G_x = \frac{1}{2}$	$G_x = \frac{1}{3,6}$
	1	$G_p = \frac{1}{7,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{25}}$	$G_p = \frac{1}{15} = \frac{1}{\sqrt{3,6}} \frac{1}{\sqrt{62,5}}$
	1		$G_T = 2,5$
SIMAC		1	$G_x = \frac{1}{1,8}$
		1	$G_p = \frac{1}{2,1} = \frac{1}{\sqrt{1,8}} \frac{1}{\sqrt{2,5}}$
F.P.			1
CLASSIQUE			1
			1

Tableau des gains  
 $\left\{ \begin{array}{l} \text{Gain} = \frac{\text{élément de la colonne}}{\text{élément de la ligne}} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} G_T \text{ gain sur le temps de pose} \\ G_p \text{ gain sur le rapport signal/bruit} \\ G_x \text{ gain en luminosité } \mathcal{L}_\Phi \end{array} \right.$

Fig. 11

$$a \cos i_2 \, di_2 = 2a \sin^2 \frac{\theta}{2} \sin i$$

Notre condition s'écrit alors  $di_2 = \delta i_2 = \frac{2 \, \text{tg} \, \varphi}{R}$  d'où  
avec  $\beta = 2\theta$

$$\beta = \frac{2 \sqrt{2}}{\sqrt{R}}$$

#### §<sub>4-2</sub> - SIMAC.

Nous avons effectué le calcul des étendues délivrées par les différents appareils dans le cas où ils n'étudiaient qu'un seul élément spectral à la fois. C'est ce qui se passe lorsqu'on les emploie en spectromètres et nos formules démontrent une fois encore la nette supériorité de l'interferomètre de Fabry Pérot utilisé sous incidence quasi normale (spectromètre HYPEAC). Mais il n'en va pas de même dans un montage multicanal. En effet, sous incidence normale le Fabry Pérot se comporte comme un filtre qui ne laisse passer que  $1/N$  du spectre à étudier. Autrement dit, si  $T_0$  est le temps nécessaire pour étudier un spectre à l'aide du spectrographe à réseau, ou du spectrographe Fabry Pérot classique, le SIMAC aboutira au même temps de mesure total, à condition de ne consacrer à chaque élément spectral que la fraction  $1/N$  de ce temps de mesure. Il est alors strictement équivalent à un appareil qui étudierait simultanément tous les éléments spectraux avec une luminosité  $\mathcal{L}_\frac{1}{N}$   $N$  fois plus petite que celle calculée.

Compte tenu de ces deux remarques, nous pouvons alors entreprendre les comparaisons sur les luminosités, temps d'exposition et rapport signal/bruit de nos trois appareils. Les formules dont nous allons avoir besoin ont été rassemblées dans le tableau de la figure 10. Cependant nous nous bornerons à définir le principe des différents calculs, l'ensemble des applications numériques faisant l'objet du tableau de la figure 11.



#### §<sub>4-3</sub> - Comparaison des luminosités.

Elle ressort immédiatement de la ligne 2 du tableau de la figure 10. Si nous désignons par  $u$  la valeur du terme entre crochets et si nous appliquons les valeurs numériques proposées ( $H = 2D$ ,  $m = 5$ ,  $N = D/25$ ), nous avons aux coefficients  $\approx$  près

Réseau  $2 D[u]$     SIMAC  $D[u]$     Fabry Pérot classique  $1/1,8 D[u]$

Ceci montre que nos trois appareils délivrent pratiquement la même étendue. Examinons les conséquences de ce fait en négligeant également les facteurs 2 et  $1/1,8$ .

1) Nous savons que la luminosité  $\mathcal{L}_{\mathcal{E}}$  est indépendante de la distance focale de sortie de l'appareil. Par suite, si nous munissons les trois appareils de la même distance focale de sortie, ils conduisent aux mêmes temps de pose et aux mêmes rapports signal/bruit. On voit alors apparaître de nouveau le rôle fondamental de la valeur minimum de cette distance.

2) Le spectrographe à Fabry Pérot classique et le SIMAC peuvent être beaucoup plus rapides, mais ces gains de rapidité ne seront acquis qu'au prix d'une perte équivalente sur le rapport signal/bruit des signaux fournis. Disons plus familièrement que le spectrographe à réseau, par suite des grandes distances focales qu'il exige, nous condamne obligatoirement aux bons rapports signal/bruit. (Note)

#### §<sub>4-4</sub> - Comparaison des rapidités.

On peut l'établir directement à partir des expressions des luminosités comparées (ligne 2 du tableau de la figure 11). En effet, la rapidité (inverse du temps de pose) est proportionnelle à la luminosité  $\mathcal{L}_{\mathcal{E}}$

Note. On peut songer à accroître la rapidité du spectrographe à réseau en utilisant un objectif de sortie cylindro-sphérique, le gain sur le temps de pose étant alors compensé par la perte sur le rapport signal/bruit.

et inversement proportionnelle à la surface de l'image obtenue.

Par exemple:

$$\frac{\text{rapidité SIMAC}}{\text{rapidité RESEAU}} = \frac{D[u]}{2D[u]} \times \frac{HN}{D} = 25$$

Mais on peut aussi faire cette comparaison en s'adressant à la luminosité  $\mathcal{L}_E$ ; les trois appareils utilisant des disperseurs de même surface, les rapidités sont inversement proportionnelles au carré des distances focales de sortie. Mais il ne faut pas oublier de diviser la rapidité du SIMAC par le facteur  $N = 25$ , facteur qui provient du caractère séquentiel dû au balayage du spectre par le Fabry Pérot.

Par exemple:

$$\frac{\text{rapidité SIMAC}}{\text{rapidité RESEAU}} = \left( \frac{NgR/2 \operatorname{tg} \varphi}{gR/2 \operatorname{tg} \varphi} \right)^2 \times \frac{1}{N} = 25$$

#### §<sub>4-5</sub> - Comparaison des rapports signal/bruit.

Les appareils fournissant le même signal qui est, rappelons-le, la densité  $D_0$  conduisant à l'optimum de rapport signal/bruit, la comparaison des rapports signal/bruit s'effectue simplement en faisant le quotient des racines carrées des surfaces des images produites par les instruments.

La comparaison SIMAC-RESEAU donne immédiatement

$$\frac{\rho_{\text{SIMAC}}}{\rho_{\text{RESEAU}}} = \sqrt{\frac{D}{H}} \sqrt{\frac{1}{N}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{25}}$$

Le facteur  $1/\sqrt{2}$  provenant de la différence entre les luminosités  $\mathcal{L}_E$  du réseau et du SIMAC.

#### §<sub>4-6</sub> - Influence des coefficients de transmission.

Rappelons tout d'abord que le spectrographe Fabry Pérot classique et le SIMAC comportent tous deux un Fabry Pérot et un réseau qui travaille à la résolution  $R/N$ . Seul diffère le mode d'utilisation du Fabry Pérot.

Or, l'étude détaillée de la transparence de cet appareil a été faite par R. CHABBAL [18] qui a montré que cette grandeur pouvait être mise sous la forme d'un produit de quatre transparences élémentaires. L'un des termes du produit traduisant l'influence de la fonction exploratrice, on conçoit l'existence d'une valeur légèrement différente des deux types d'instruments. Cependant, nous pouvons raisonnablement faire l'hypothèse que les coefficients de transmission du SIMAC et du spectrographe Fabry Pérot classique sont sensiblement les mêmes. La comparaison avec le spectrographe à réseau est beaucoup plus incertaine. En effet, dans cet instrument le réseau travaille à une résolution  $N$  fois plus élevée, c'est à dire très proche de sa résolution théorique. Dans ces conditions on doit s'attendre à une baisse notable de son coefficient de transmission. Mais le fait que le réseau travaille seul, qu'il exige une optique beaucoup plus simple, doit à peu près compenser son infériorité en ce domaine. Cependant, il est certain que ce point mériterait une étude particulière.

#### §<sub>4-7</sub> - Comparaison des mérites respectifs des appareils.

L'étude précédente nous a montré que les trois appareils étaient très sensiblement équivalents au point de vue luminosité, c'est à dire qu'un prétendu gain en rapidité ne s'obtenait en fait qu'au prix d'une perte équivalente sur le rapport signal/bruit. Par suite la comparaison doit s'orienter vers des détails plus pratiques.

Le spectrographe à réseau présente les avantages de fournir de très bons rapports signal/bruit et d'être de montage très simple. Mais c'est un appareil obligatoirement très lent et très encombrant. Son utilisation est à proscrire lorsque l'on a affaire à des sources de brève durée de vie.

Le spectrographe Fabry Pérot classique couvre la gamme de rapidité la plus étendue (muni de sa focale minimum il est 2,5 fois plus rapide que le SIMAC). Son montage est simple; seule l'exploitation des données, par suite de sa dispersion quadratique, est délicate. Notons enfin qu'on ne peut avancer en faveur de cet appareil le fait qu'il permette d'étudier simultanément plusieurs images du même élément spectral. Nous

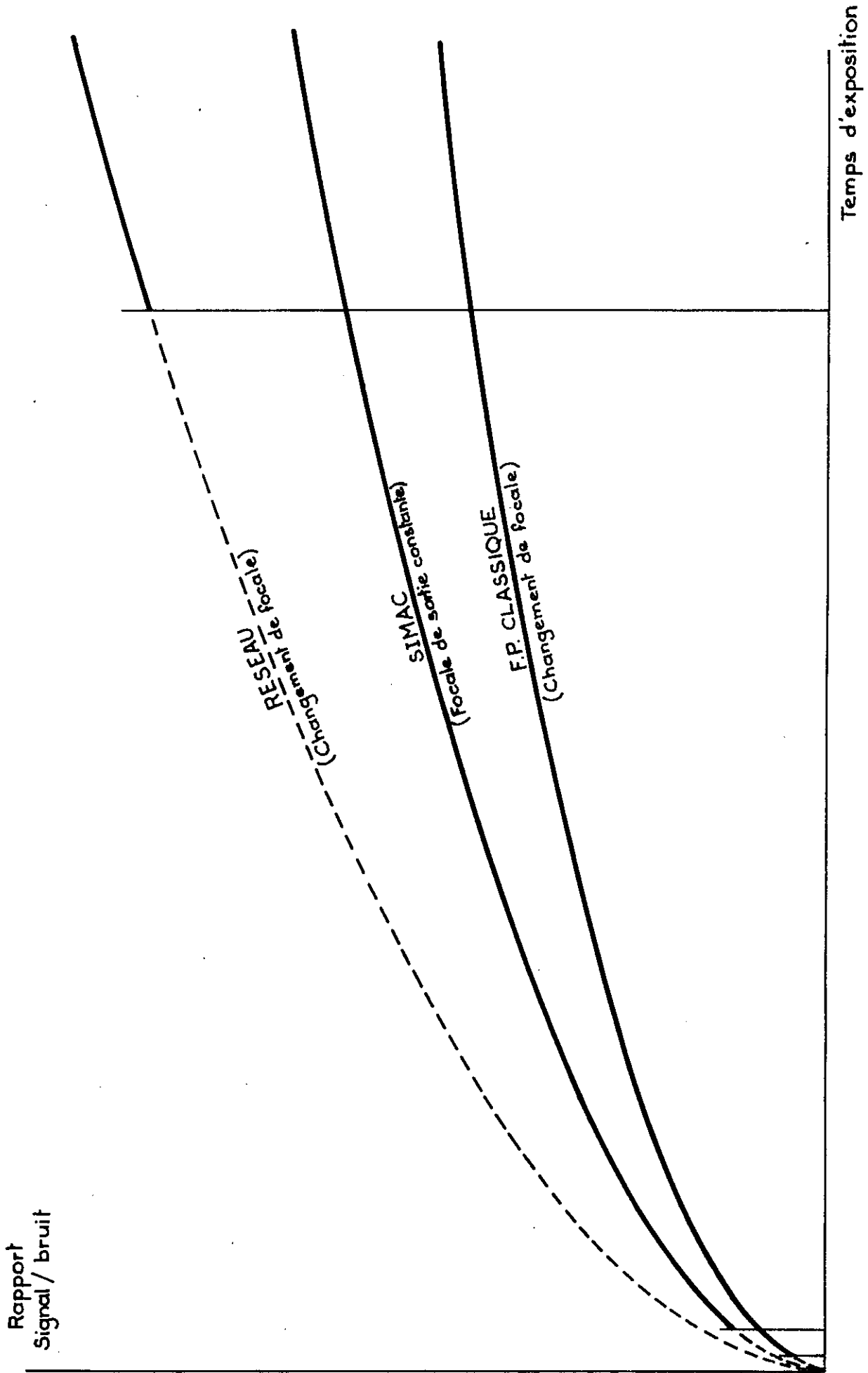


Fig.12

verrons dans l'appendice de ce chapitre que cela n'est possible qu'au prix d'une perte sur la rapidité. Quant au SIMAC, il couvre une gamme de rapidités très étendues. La dispersion fournie est linéaire, ce qui est fondamental pour pouvoir réaliser ultérieurement des pointés photométriques. Son montage, plus délicat par suite de l'existence d'un système de balayage par variation de pression, permet cependant une extraordinaire souplesse dans le choix de la rapidité ou du rapport signal/bruit désirés, l'ouverture d'une vanne et la sélection d'une vitesse de déplacement de la plaque photographique remplaçant le classique mais onéreux changement d'objectif de sortie. (Cf Chap.II, §<sub>6</sub>)

En fait ne sont importantes que les performances de ces trois appareils, à l'intérieur de leurs domaines d'utilisation respectifs. Un diagramme tel celui présenté par la figure 12 permet alors d'orienter le choix vers l'un d'entre eux en fonction des problèmes posés par la source.

#### §<sub>5</sub> - Retour sur la loi de variation du rapport signal/bruit.

Les comparaisons que nous venons d'effectuer sont construites à partir de la loi de Selwyn en supposant que nous disposons de lumière ou de temps en quantité suffisante pour atteindre la densité  $D_0$  qui correspond au maximum de rendement quantique équivalent. Si l'on respecte cette dernière condition, tout changement de la distance focale de sortie d'un spectrographe conduit à une loi de rapport signal/bruit en  $\sqrt{t}$  tout comme en spectrométrie. Mais l'on peut se demander ce qui se passe si la source étudiée présente une luminance très faible ou encore une durée de vie limitée qui ne permettent pas d'arriver à la densité  $D_0$ . Pour cela il nous faut savoir comment évolue le rapport signal/bruit durant l'exposition, c'est à dire connaître en fait la véritable loi  $\rho = f(t)$ .

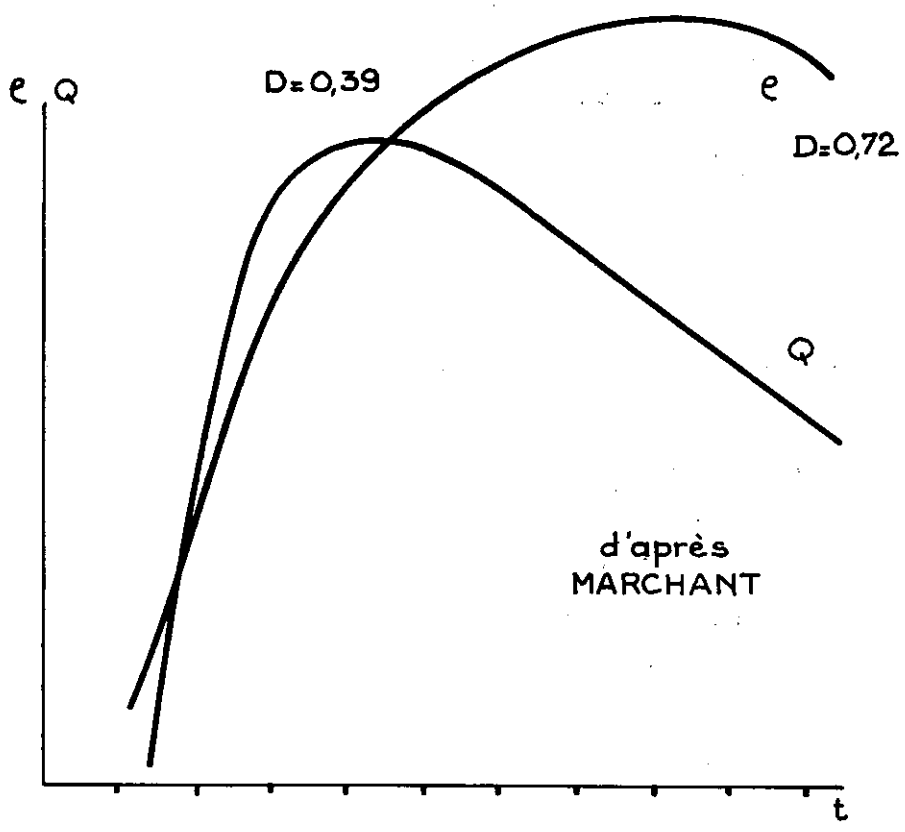
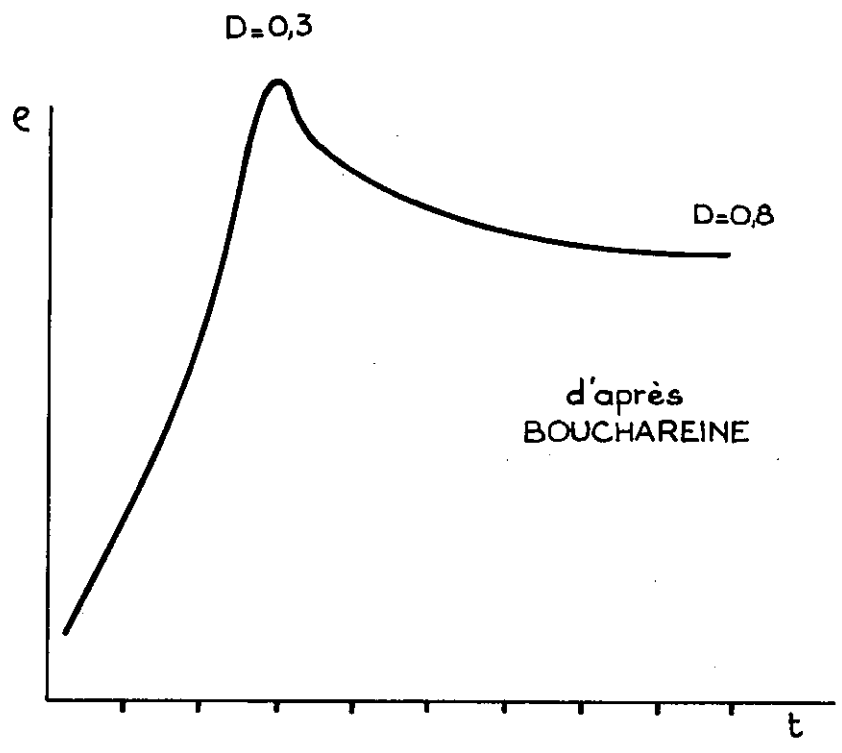


Fig. 13



§<sub>5-1</sub> - Relation entre rapport signal/bruit et rendement quantique équivalent.

Les publications existant sur ce sujet traitent essentiellement de variation du rendement quantique équivalent en fonction de la densité de l'émulsion. Quelques calculs sont nécessaires pour remonter aux variations du rapport signal/bruit en fonction du temps de l'exposition. BOUCHAREINE [7] donne des mesures à temps de pose constant mais à éclairément variable par l'interposition d'un échelon densitométrique sur le faisceau qui sert à impressionner l'émulsion. En supposant que la loi de réciprocité est vérifiée dans le domaine de l'illumination utilisée, nous traçons facilement la courbe de la figure 13a qui fait apparaître une montée rapide du rapport signal/bruit jusqu'à ce que l'émulsion atteigne la valeur  $D_0$ , puis un plat au delà de cette valeur. Mais les mesures de l'auteur s'arrêtent à la densité 0,8. MARCHANT [19] donne le rapport signal/bruit du signal envoyé sur l'émulsion photographique. Le signal étant mesuré à l'aide d'un photomultiplicateur, nous avons supposé que le nombre de photons utilisés était proportionnel au temps d'exposition. Les résultats sont traduits par la courbe de la figure 13b. Là encore nous voyons une montée rapide du rapport signal/bruit, puis une stagnation. Sur cette même figure apparaissent les variations correspondantes du rendement quantique équivalent. Mais là encore les mesures s'arrêtent à la densité 0,8.

Les valeurs données par ces deux auteurs nous ont alors amenés à penser que le rapport signal/bruit ne chutait pas de façon catastrophique lorsqu'on prolongeait l'exposition au delà de la valeur qui amène à la densité  $D_0$ . En effet, si nous reprenons la définition du rendement quantique équivalent de Clark JONES

$$Q = \frac{(\text{signal/bruit})^2_{\text{out}}}{(\text{signal/bruit})^2_{\text{in}}}$$

et si nous supposons qu'au delà de la densité  $D_0$  le rapport signal sur bruit enregistré sur l'émulsion reste constant, nous voyons alors que  $Q$  varie comme  $1/N$  si  $N$  désigne le nombre de photons incidents. La plupart des courbes étant tracées en coordonnées logarithmiques, la décroissance



de  $Q$  prend une allure exponentielle.

L'hypothèse d'une constance ou d'une faible diminution du rapport signal/bruit s'est trouvée confirmée par des mesures de FELLGETT [20]. Cet auteur indique le nombre de photons utilisés pour la mesure et nous avons supposé que le temps d'exposition était proportionnel à ce nombre de photons.

Les résultats sont reportés sur la figure 13c. Dans ce graphique nous avons choisi comme temps unité celui qui amenait l'émulsion à la densité  $D_0$ . On voit dans ces conditions que la prolongation de l'exposition jusqu'à un temps égal à 30 fois ce temps unité ne se traduit que par une baisse de 10 à 20% du rapport signal/bruit de l'enregistrement. Malheureusement les mesures s'arrêtent à la densité 1,65 et il serait intéressant de poursuivre jusqu'à la saturation. Mais il s'agit de mesures très difficiles, comme le montre la disparité des valeurs du rendement quantique équivalent données par les auteurs cités.

#### § 5-2 - Conséquences de la loi $\rho = f(t)$ .

Cette loi explique très bien le comportement de l'émulsion photographique en spectrographie. Si l'on fait plusieurs expositions à des temps de poses croissants, les images des raies intenses ne paraissent pas se détériorer (tout au moins tant qu'on n'atteint pas la saturation où les phénomènes de turbidité deviennent très importants) tandis que l'on voit "sortir" les raies faibles.

Une seconde conséquence de cette loi est de montrer l'intérêt de l'emploi des spectrographes très ouverts pour l'étude de sources très peu intenses. En effet, ce passage à un spectrographe de focale plus courte s'accompagne bien d'une perte en  $\sqrt{s/s_0}$  ou  $\sqrt{t/t_0}$  sur le rapport signal/bruit si, avec le moins ouvert des deux appareils, on peut atteindre la densité  $D_0$ , mais dans le cas contraire cette perte peut être beaucoup moins importante à cause de la rapide variation du rapport signal/bruit entre les densités 0 et  $D_0$ . Comparons, par exemple, un spectrographe à réseau de 10 m de focale et le SIMAC ou le Fabry Péro

classique muni d'une focale de 1 mètre. Supposons de plus que la luminance de la source soit telle qu'il faille 100 heures pour arriver à la densité  $D_0$  avec le spectrographe à réseau et que le rapport signal/bruit enregistré vaille 100.

Si nous admettons que le rapport signal/bruit varie proportionnellement au temps d'exposition (voir fig.13a) entre les densités 0 et  $D_0$ , le spectrographe à réseau fournira un rapport signal/bruit de 10 en 10 heures, 20 en 20 heures, etc. Supposons que nous soyons limités par des raisons techniques à ces dix heures.

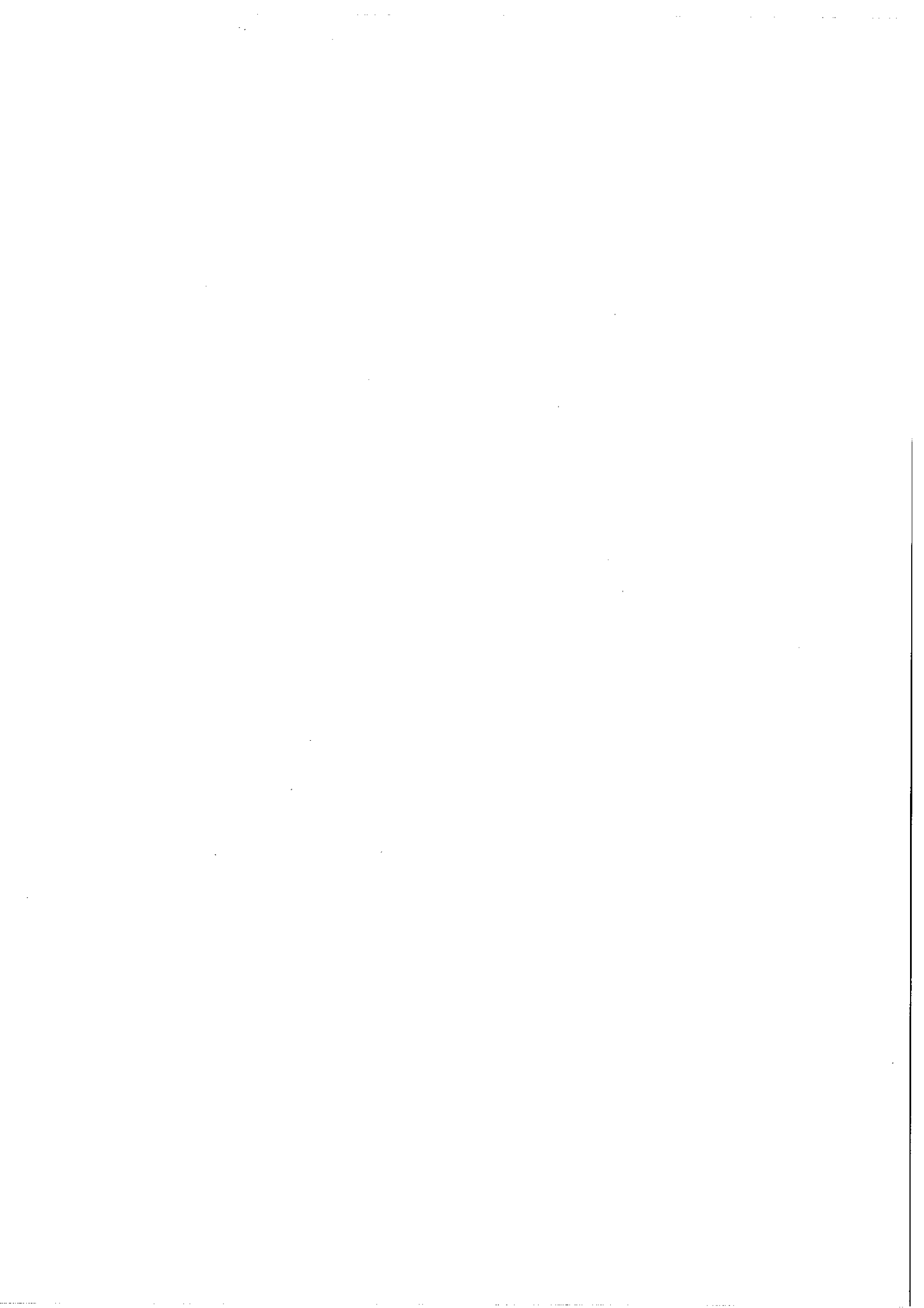
Si nous étudions la même source avec le SBAC ou le spectrographe Fabry Pérot classique, le rapport signal/bruit maximum que l'on pourra enregistrer sera de 10 (on arrive à la densité  $D_0$  sur une surface 100 fois plus petite) mais il sera atteint au bout d'une heure seulement (focale 10 fois plus courte donc rapidité multipliée par 100). Les dix heures de poses nous serviront alors à faire 10 mesures différentes et par suite à améliorer encore le rapport signal/bruit par un facteur  $\sqrt{10}$ .

Peut-on alors compléter les courbes de comparaison des spectrographes données en fig.12 en prolongeant ces courbes jusqu'à l'origine? Pour cela il nous faudrait connaître de façon certaine la loi de variation du rapport signal/bruit entre les densités 0 et  $D_0$ . En nous appuyant sur les données de BOUCHARÉINE nous avons utilisé une loi de variation linéaire, mais il ne faut pas oublier que les mesures de l'auteur sont effectuées avec des temps de pose de 2 minutes, c'est à dire en région de parfaite validité de la loi de réciprocité. Déjà pour des temps de poses de l'ordre de l'heure SCHWARZSCHILD propose pour la lustration un coefficient correctif ( $E \times t^{0,85}$ ) et il est vraisemblable que ce coefficient baisse très vite pour des temps de pose beaucoup plus longs. N'oublions pas en effet que nous nous trouvons avec de telles valeurs très proches du seuil de sensibilité des émulsions. Dans ces conditions, seules des mesures très précises nous permettraient de compléter avec certitude la comparaison des spectrographes.

Conclusion.

Nous avons vu que la description des "qualités" d'un spectrographe exigeait la donnée de deux grandeurs. Ou bien nous utilisons la définition de la luminosité construite à partir de la rapidité de l'instrument et il fallait alors compléter par la donnée du rapport signal/bruit, c'est à dire prendre en considération les dimensions des images spectrales, ou bien nous utilisons la même expression de la luminosité que pour les spectromètres et il devenait nécessaire de préciser la distance focale minimum que pourrait accepter l'appareil, ce qui revient à définir la surface minimale de l'image.

Ceci nous a amenés à étudier les variations comparées des deux types de luminosité, à préciser les meilleures conditions d'adaptation du spectrographe Fabry Pérot classique et à montrer que les trois appareils ne se distinguent finalement que par leur rapidité maximale. Dans cette optique le SIMAC révèle son originalité: à distance focale de sortie fixée il permet d'augmenter à volonté le temps d'exposition donc le rapport signal/bruit de l'enregistrement. De plus, cette variation se fait en maintenant l'éclairement à sa valeur maximale, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas des raies de luminance voisine du seuil de sensibilité de l'émulsion. Si l'on retient en plus le fait que la loi de dispersion est linéaire, on conçoit l'intérêt de cet appareil qui, sous une forme extrêmement compacte, fournit des enregistrements faciles à interpréter et qui sans modification de sa géométrie, peut être aussi rapide que le spectrographe Fabry Pérot ou atteindre les rapports signal/bruit des plus grands spectrographes.



## APPENDICE I

## CAS DES SPECTROGRAPHES NON INTEGRAUX.

L'étude d'un spectre à très haute résolution ne nécessite pas toujours le strict respect des conditions d'intégralité. En effet, dans le cas de spectres peu denses nous pouvons espérer gagner un facteur important sur la luminosité en augmentant l'une des étendues planes. Cette pratique est évidemment beaucoup plus restreinte dans un système multi-canal où l'on étudie un très grand nombre de raies simultanément. Mais l'expérience nous a montré que, même dans des spectres riches tels ceux des terres rares, seulement 2 à 3% des raies se trouvaient affectées par une telle manipulation.

D'autre part, nous avons vu en spectrographie que ce gain pouvait être consacré à l'augmentation de la rapidité ou du rapport signal/bruit, aussi convient-il d'examiner plus en détail le comportement de nos trois appareils. Pour cela il suffit de reprendre les expressions établies dans le précédent chapitre.

§<sub>1</sub> - Spectrographe à réseau.

Nous avons vu que la luminosité s'écrivait

$$\mathcal{L}_{\mathbb{F}} = \tau H \frac{2\sqrt{2}}{R_{\text{res}}} \frac{2 M \sin \varphi}{R_{\text{res}}}$$

Les deux étendues étant liées, il ne nous est pas possible, avec cet appareil, de modifier l'une d'elles sans toucher à la résolution finale.

§<sub>2</sub> - SIMAC.

Dans cette association le Fabry Pérot fournit la résolution finale, tandis que le réseau se contente de disperser les informations. Il va

nous être alors possible de faire varier la luminosité en diminuant la résolution demandée au réseau.

En effet, l'expression  $\mathcal{L}_E = D \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R_{FP}}} \times \frac{2M \sin \varphi}{R_{res}}$  montre que les étendues planes sont indépendantes.

Le gain maximum sera obtenu lorsque le réseau ne limitera plus l'étendue délivrée par le Fabry Pérot. On peut également le calculer en remarquant que dans ce cas les deux dimensions de l'image deviennent égales, et par suite le gain sur la surface de l'image vaut

$$G = \frac{D}{H} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{\sqrt{2R}}{\operatorname{tg} \varphi}$$

c'est à dire  $G \simeq 14$  avec nos applications numériques.

Remarquons alors que l'on peut consacrer ce gain soit à l'augmentation du rapport signal/bruit, soit à l'augmentation de la rapidité de l'appareil. Cependant, dans cette dernière voie, nous serons limités par les possibilités des constructeurs en matière d'objectifs très ouverts. En effet, l'utilisation totale du gain à l'accroissement de rapidité conduirait dans notre cas à un objectif de distance focale 14 fois plus courte, c'est à dire ouvert à 0,3 !

### §3 - Fabry Pérot classique.

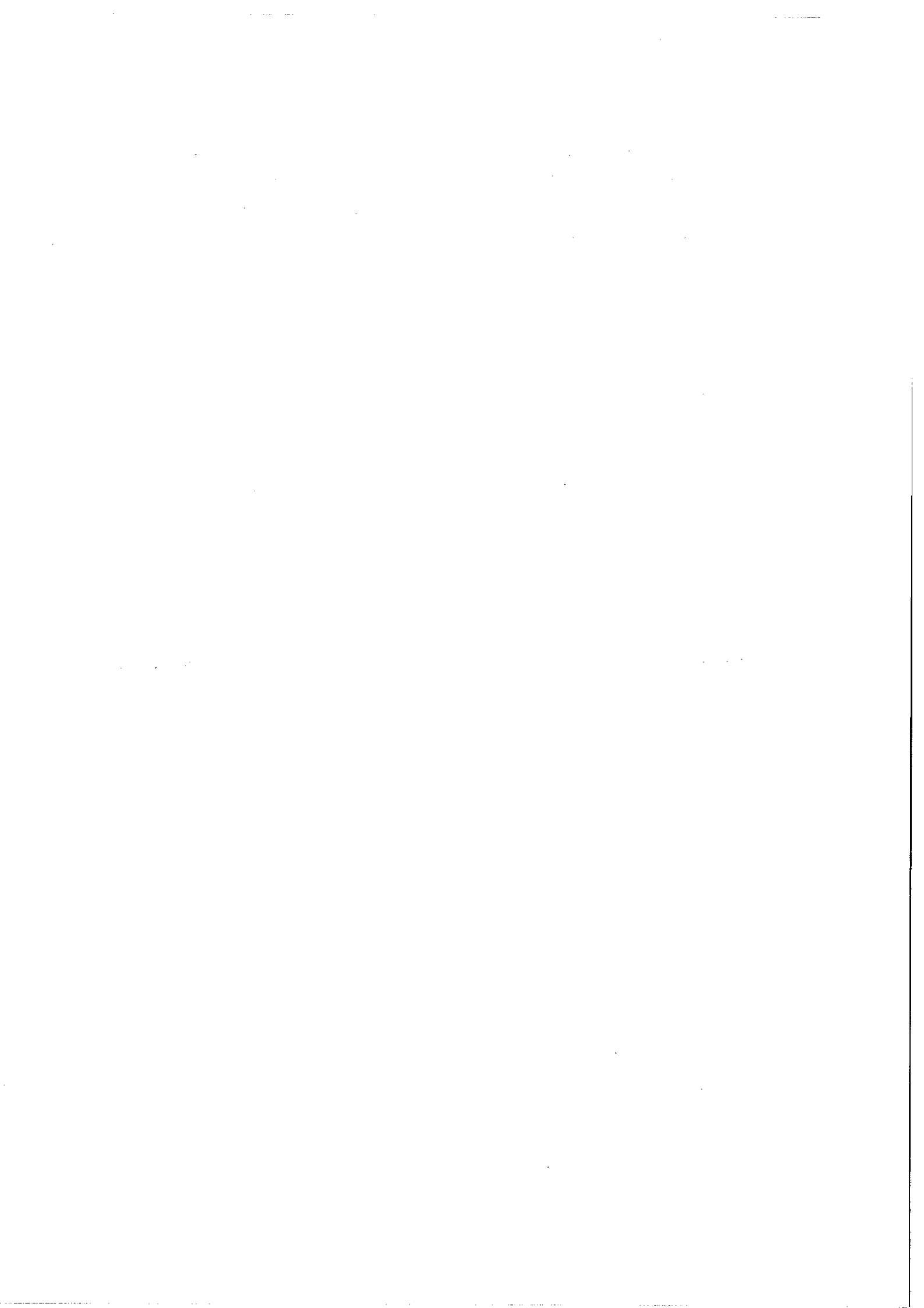
Là encore, par suite de l'indépendance des étendues planes, nous allons pouvoir ouvrir les fentes du disperseur. A la limite nous pouvons aller jusqu'à l'enregistrement de l'anneau complet, mais il faut alors que le spectre soit particulièrement pauvre, si l'on s'interdit de travailler avec des systèmes d'anneaux qui s'entrecroisent (grille d'anneaux). Dans ces conditions un calcul de gain n'a plus grand sens.

Signalons cependant que ce gain ne peut pas être consacré à une augmentation de la rapidité. En effet la dimension de l'image, dans le sens de la dispersion verticale, restant égale à la limite de résolution  $g$ , tout raccourcissement de la focale se traduirait par une perte de résolution.

Enfin l'exploitation des enregistrements fournis par ce spectrographe dans le cas où l'on utilise une fraction importante du système d'anneaux est un problème qui n'a pas encore été résolu. Ce point limite très sévèrement le gain que l'on était en droit d'attendre.

#### Conclusion.

Cette rapide étude de la possibilité d'adaptation d'un spectrographe à un problème posé méritait d'être retenue par suite de ses conséquences pratiques. En effet, à part certains problèmes tels que ceux posés en spectroscopie d'absorption ou d'émission moléculaire, la plupart des spectres peuvent être étudiés en tolérant une certaine superposition des ordres. Notons à ce propos que le décalage latéral des images sur le récepteur multicanal permet une interprétation plus facile en cas de doute, à condition toutefois que les images des différents éléments spectraux ne se superposent pas. Cependant, un calcul de gain qui dépend finalement de la richesse du spectre à étudier n'a pas grand sens et seules les façons de répartir ce gain sont intéressantes.





## APPENDICE II

## COMPLEMENTS SUR LE SPECTROGRAPHE FABRY PEROT CLASSIQUE.

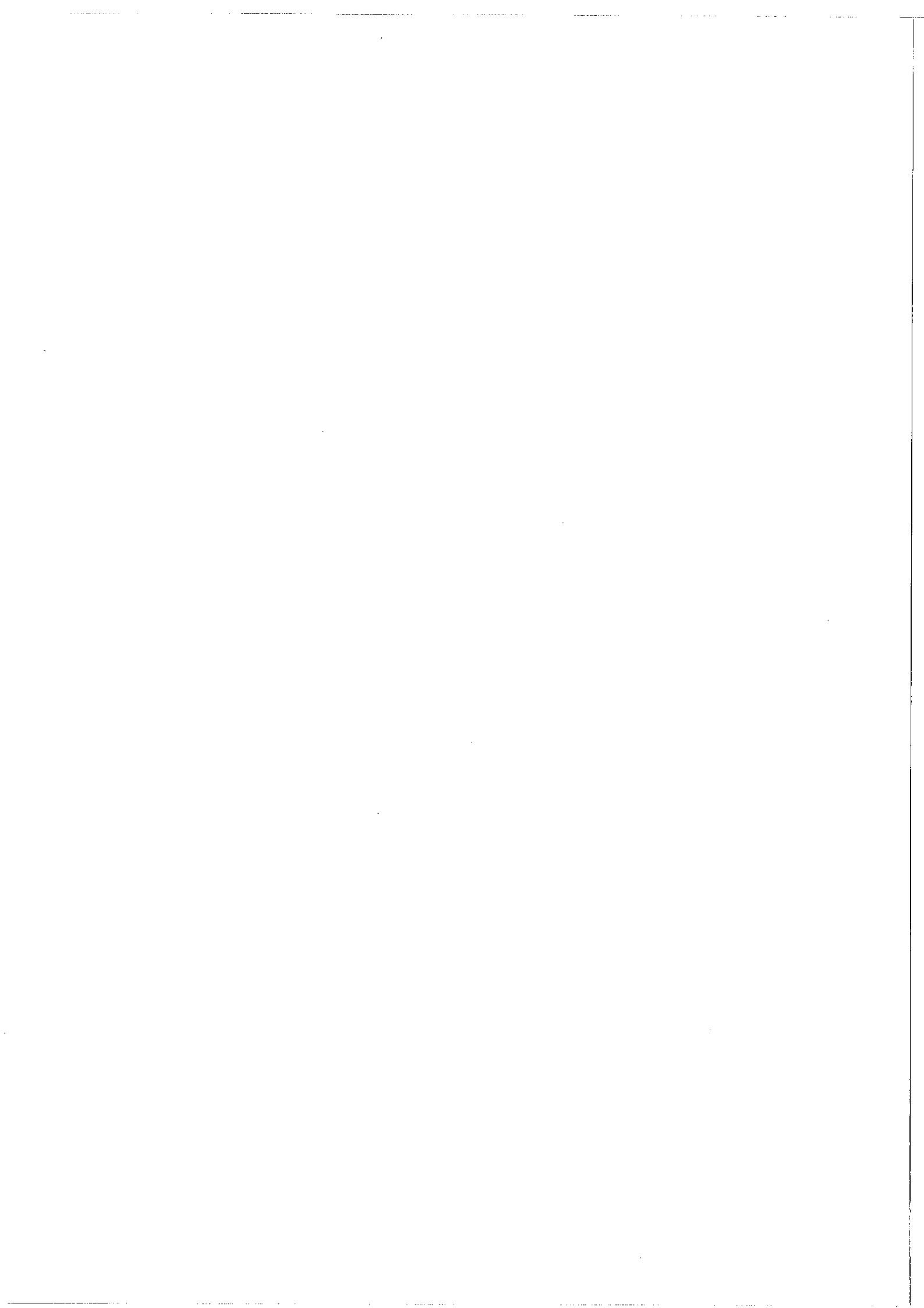
Nous avons établi la comparaison entre les différents appareils en calculant les étendues délivrées dans le cas d'un spectre constitué par un seul élément spectral.

L'étude du SIMAC nous a amené à corriger cette hypothèse en faisant intervenir le coefficient de filtrage du Fabry Perot utilisé sous incidence normale, mais nous n'avons pas tenu compte du fait que le spectrographe Fabry Pérot classique possédait la particularité de fournir simultanément plusieurs images du même élément spectral. Or, on sait, d'après la théorie de l'information que la répétition de  $p$  mesures indépendantes conduit à une amélioration dans un facteur  $\sqrt{p}$  de la précision du résultat. Cette opération ayant les mêmes effets sur le rapport signal/bruit que l'utilisation d'une surface d'image  $p$  fois plus importante, nous pouvons nous demander si nous n'avons pas sousestimé les possibilités du spectrographe Fabry Pérot classique. (Note)

Il convient donc de calculer le nombre de segments d'anneaux enregistrables simultanément en nous plaçant bien entendu dans le cas où le spectrographe fonctionne en intégral.

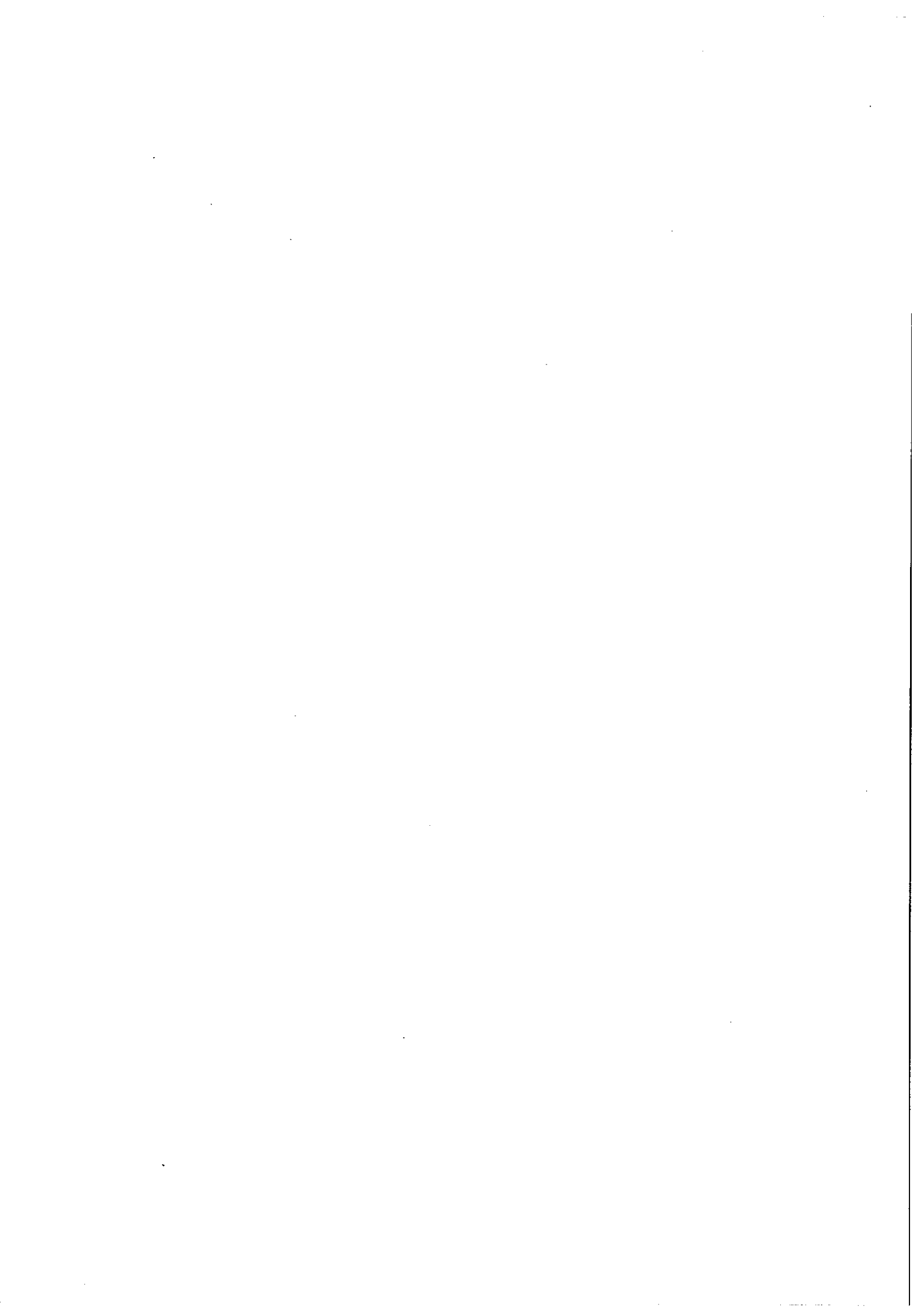
---

Note. En fait, l'utilisation de  $p$  anneaux n'est pas rigoureusement équivalente à  $p$  lectures indépendantes, car si les anneaux ont même brillance, leur surface n'est pas identique par suite de la dispersion quadratique. Un calcul rigoureux devrait donc tenir compte de la variation du rapport signal/bruit en fonction du rang de l'anneau utilisé.



2ème PARTIE

REALISATIONS EXPERIMENTALES



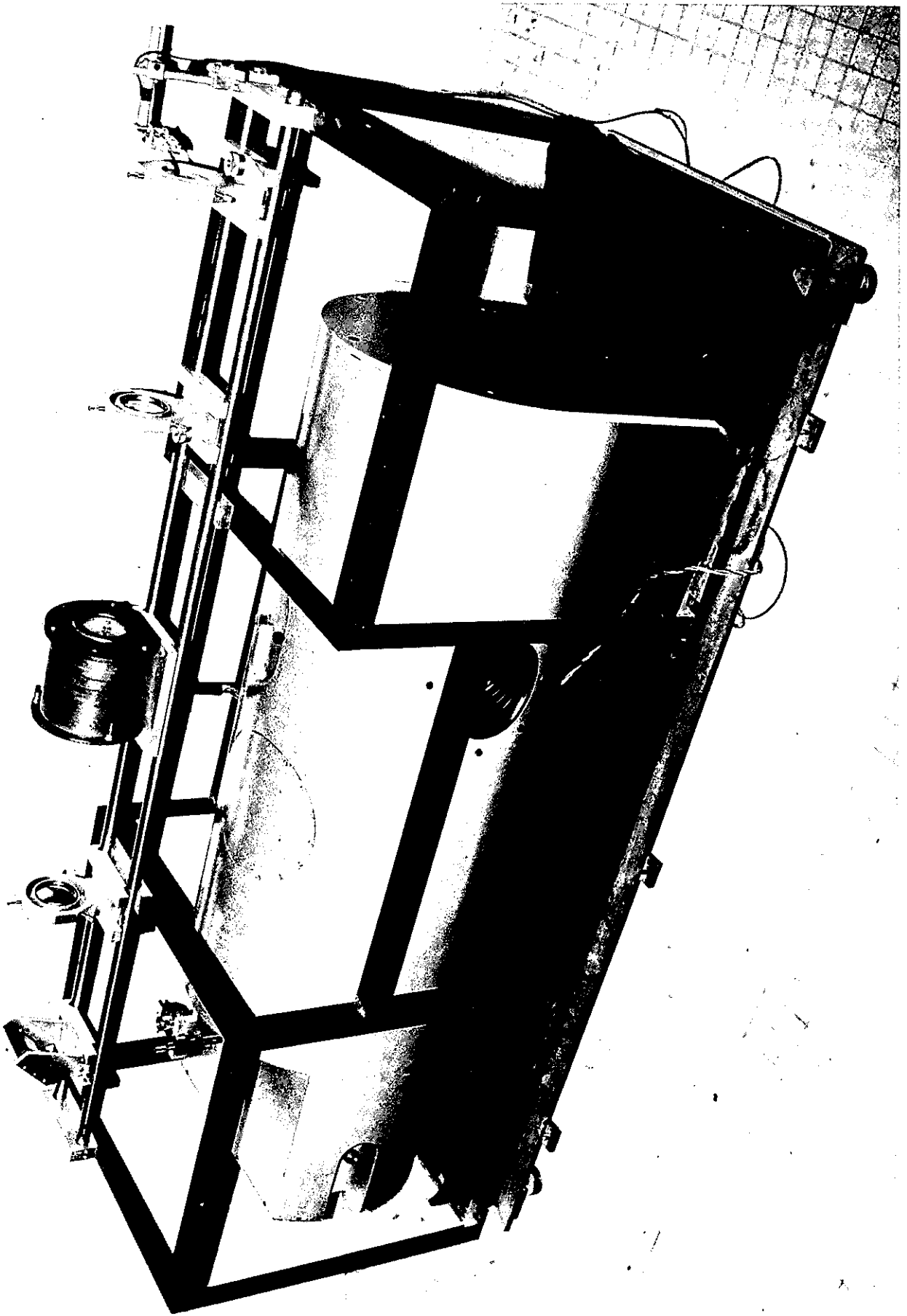
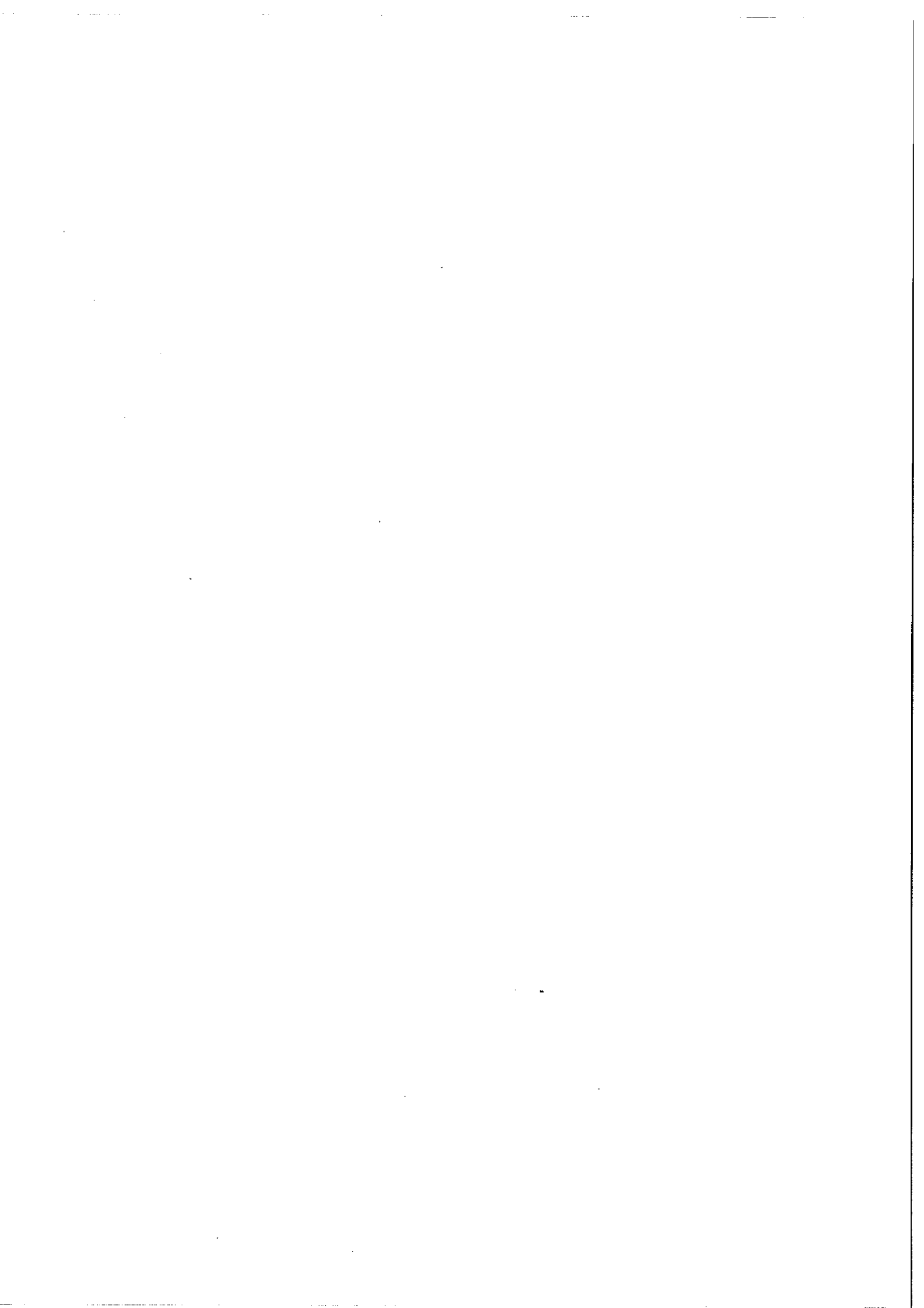


Fig. 14 (a)



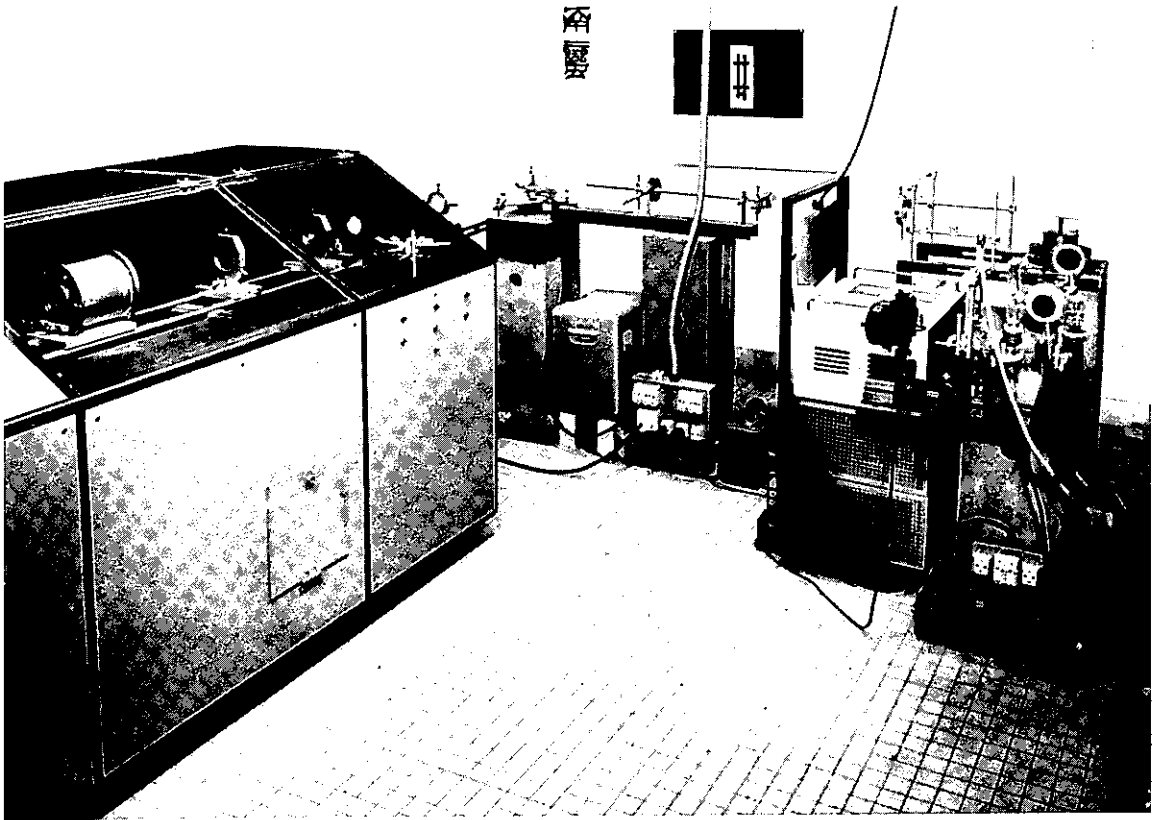
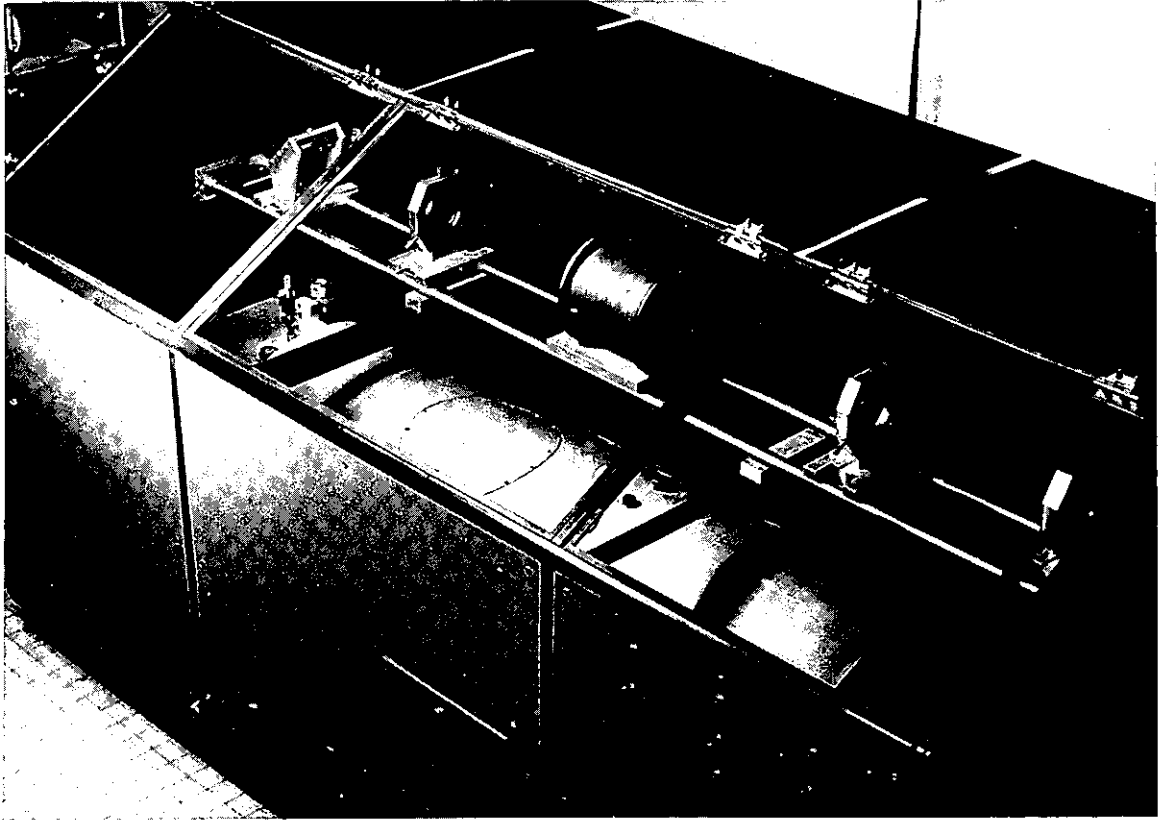
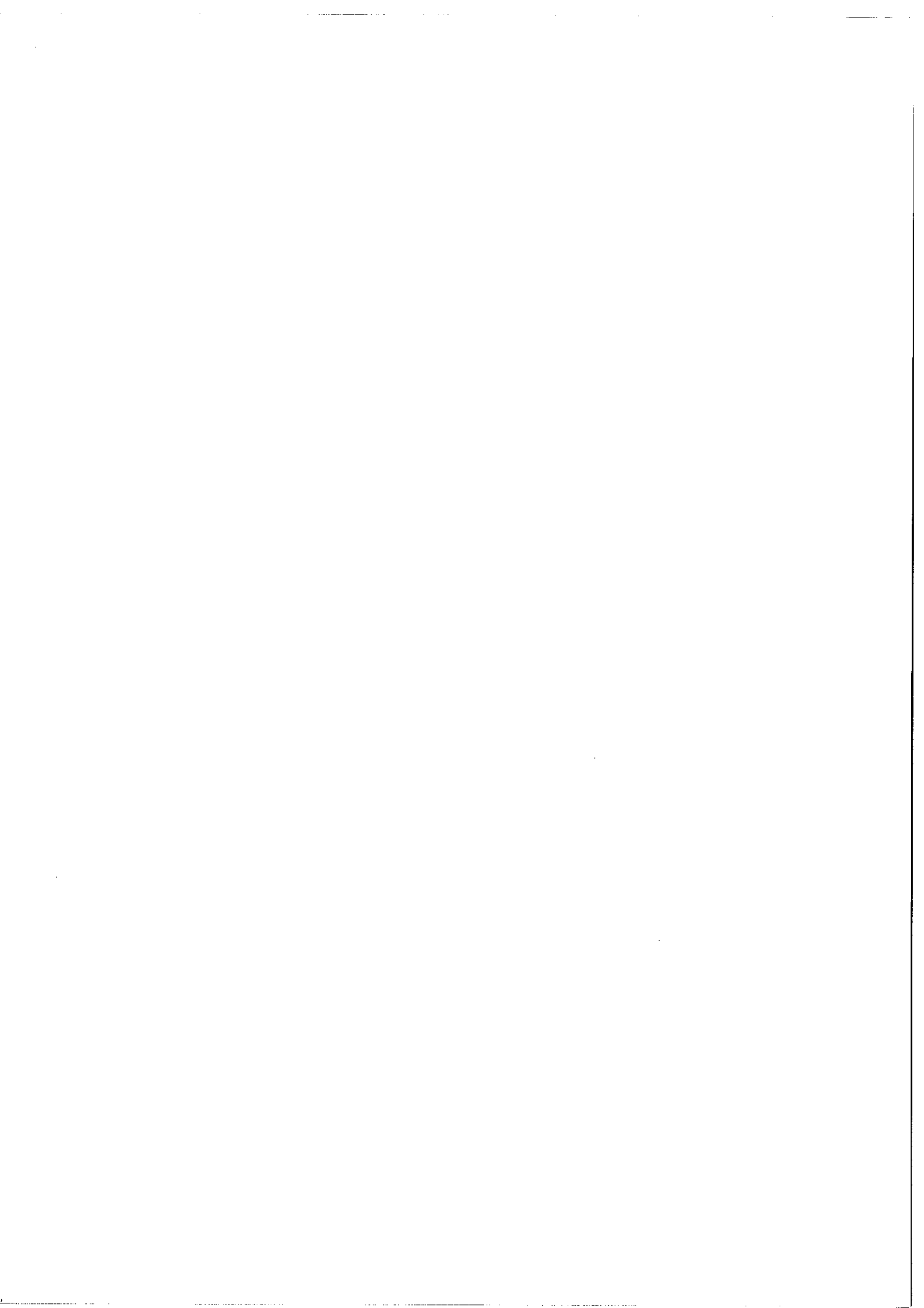
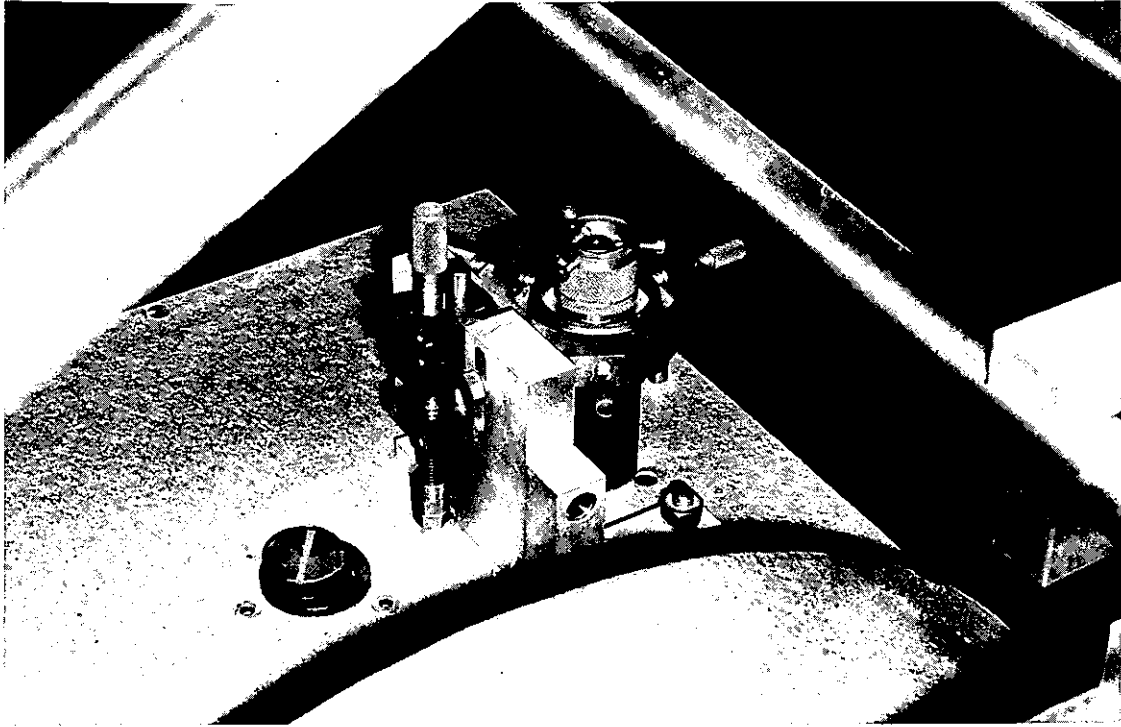


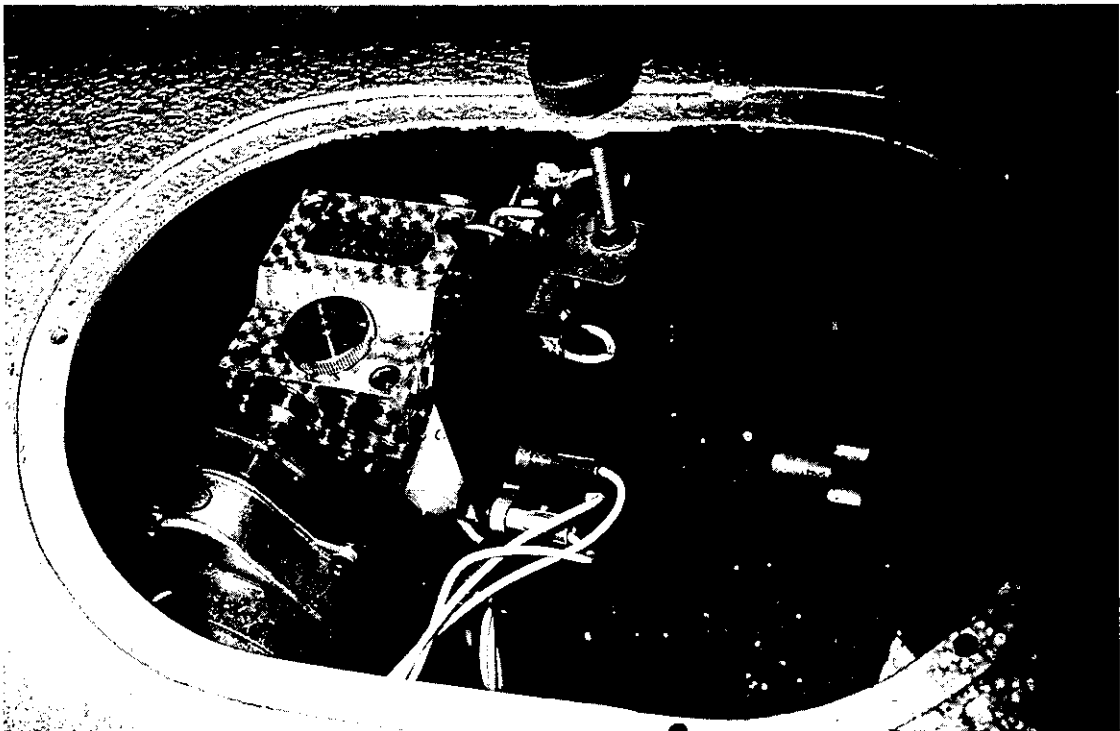
Fig. 14 (b)



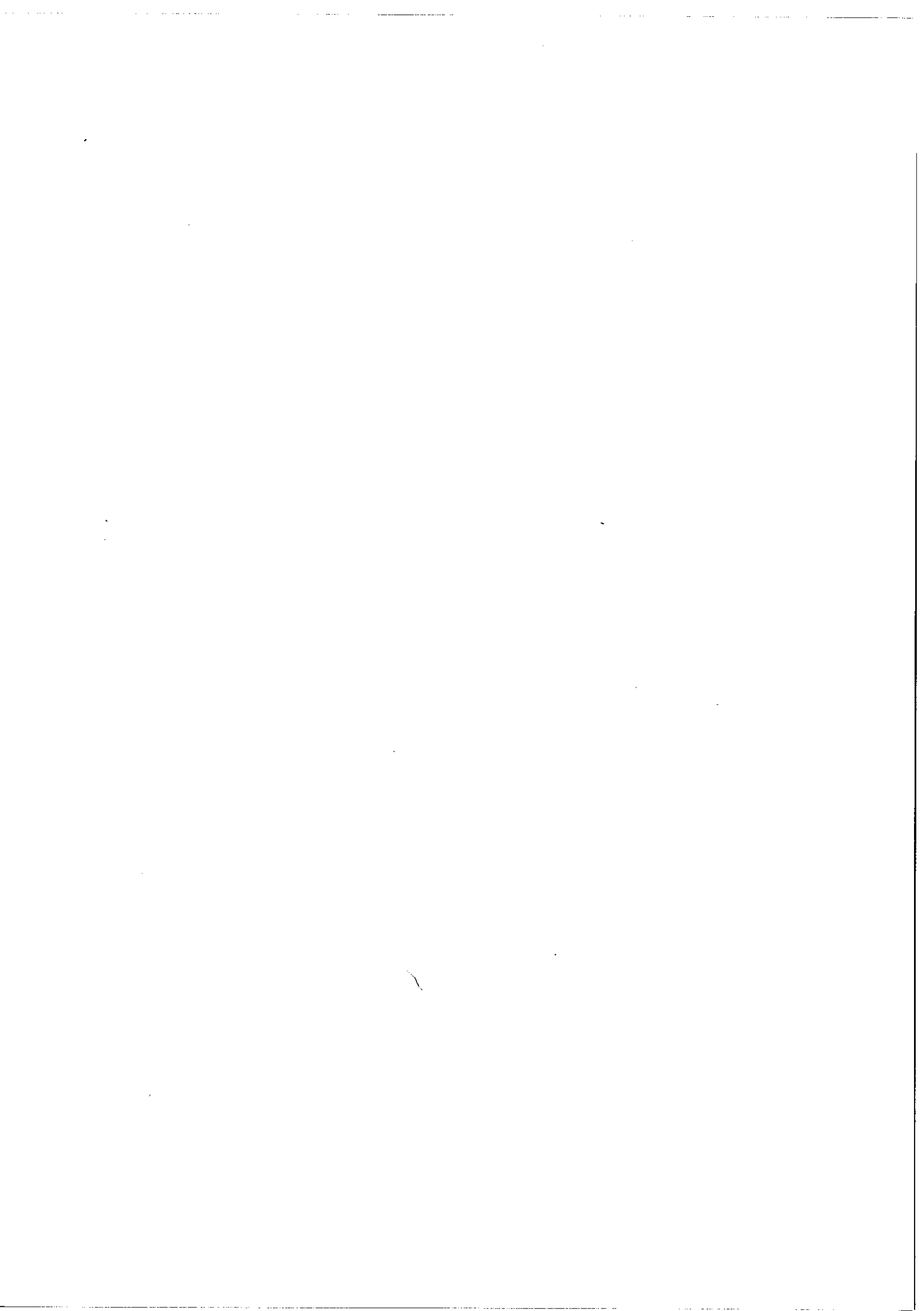




Dispositif de conjugaison



Bloc d'entraînement du châssis photographique



## CHAPITRE IV

## REALISATION DU SIMAC

## Ière PARTIE

§<sub>1</sub> - Etudes préliminaires.

Nous avons vu que l'enregistrement des spectres étudiés par le SIMAC se faisait par l'intermédiaire de deux opérations simultanées qui consistent, l'une à faire varier l'épaisseur optique du Fabry Pérot, l'autre à modifier la position de l'image par rapport à la plaque photographique. De nombreuses méthodes ont été proposées pour assurer la première opération. [15] et [23 à 28]. Cependant, malgré les progrès techniques apportés à chacune de ces dernières méthodes, la plus simple aux hautes résolutions consiste encore à effectuer un balayage par variation de la pression de l'enceinte contenant le Fabry Pérot. Ce dispositif que nous avons retenu pour le SIMAC nous a alors incités à essayer différents systèmes de commande pneumatique du déplacement de l'image par rapport à la plaque. En effet, un tel montage réalise de façon très simple la synchronisation des deux opérations et ne nécessite pas une loi de variation de pression absolument linéaire, des écarts à cette loi se traduisant seulement par des modifications de l'intensité du signal enregistré.

Nos essais se sont limités au déplacement d'éléments légers du système de conjugaison reliant le Fabry Pérot au disperseur qui était alors constitué par un spectrographe HUET. Des membranes pneumatiques ordinaires, même associées à un ensemble de ressorts antagonistes n'ayant pas donné satisfaction, nous avons essayé un système à flotteur dont le principe est le suivant.

L'élément à déplacer est relié par l'intermédiaire d'une poulie à un flotteur placé dans l'un des bras d'un tube en U contenant du mercure,

l'autre bras étant relié à l'enceinte du Fabry Pérot. Les amplitudes du déplacement correspondant à une différence de pression donnée dépendent alors du rapport des sections des bras du tube. Ce système qui nécessite des bras correctement calibrés, tout au moins dans la zone où se déplace le mercure, a donné entière satisfaction, seul son encombrement laissait à désirer. C'est pourquoi, lors du passage à un disperseur qui répondait mieux aux exigences du SIMAC (réseau définitif et objectif de chambre ouvert à  $F/7$ ) nous avons repris les essais avec des capsules barométriques CALLISTO. Cette fois les capsules, reliées à l'enceinte contenant le Fabry Pérot, commandaient le basculement d'un miroir placé devant la fente du disperseur. Aux classiques problèmes d'hysteresis et de "brouillage" (déplacement par à-coups) est venu s'ajouter un problème de conjugaison. Notre disperseur, monté en Littrow, présentait deux pupilles que le déplacement du faisceau ne permettait pas de couvrir simultanément en totalité.

Ces diverses raisons nous ont fait abandonner l'idée de commande pneumatique d'un des éléments du système de conjugaison. Nous avons alors réalisé un nouveau montage dans lequel le déplacement de l'image par rapport à la plaque se faisait par déplacement, mécanique cette fois, de la position de la plaque par rapport au faisceau. Les différents essais menés avec ce nouvel appareil ont été concluants et c'est pourquoi nous avons retenu cette méthode pour la construction de l'actuel SIMAC (fig.14) que nous allons maintenant décrire de façon détaillée [11] et [22].

## §<sub>2</sub> - Le SIMAC.

Nous fractionnerons cette étude en plusieurs parties. Tout d'abord, nous décrirons l'interferomètre de Fabry Pérot et les installations annexes qui assurent l'exploration du spectre, puis la partie disperseur qui forme en fait un bloc autonome dont la réalisation a été confiée à la société REOSC [26]. Nous étudierons ensuite les différents types de conjugaisons possibles; nous verrons enfin que l'appareil doit être muni d'un trieur d'ordres que nous décrirons rapidement.

## §<sub>2-1</sub> - L'interferomètre de Fabry Pérot.

### a) Choix de l'épaisseur.

Nous avons vu que nous désirions travailler à des résolutions voisines de  $10^6$  ce qui entraîne, vers  $20\ 000\ \text{cm}^{-1}$ , que la largeur spectrale d'un des pics de la fonction d'appareil soit égale à 20 millikaiser. En espérant une finesse instrumentale égale à 25 nous voyons que l'intervalle spectral libre du Fabry Pérot doit être de  $500\ \text{cm}^{-1}$  ce qui correspond à une épaisseur  $e = 1/2\Delta\sigma$  soit  $e = 1\ \text{cm}$

### b) Variation de pression.

Une telle épaisseur est compatible avec la méthode d'exploration par variation de pression. En effet, le nombre d'ordres explorables par une variation de pression d'une atmosphère est donné par  $2e\ dn = \lambda dp$  soit avec nos valeurs  $dp = 12$ . En théorie l'appareil fonctionnant en intégral, il nous suffit de déplacer l'exemple des bandes passantes du Fabry Pérot d'un intervalle entre ordres ce qui nécessite une variation de pression de  $1/12$  d'atmosphère soit sensiblement 6 cm Hg. En fait, nous enregistrons toujours plusieurs intervalles entre-ordres.

### c) Montage de l'interferomètre.

L'interferomètre de Fabry Pérot est monté dans une monture de type WISCONSIN, la distance entre les lames étant maintenue à la valeur désirée par trois cales en Invar disposées à  $120^\circ$  sur un anneau de même métal. Trois index à ressorts, solidaires de la monture et placés en regard des cales permettent de corriger une éventuelle différence d'épaisseur (le dérèglement à rattraper est souvent inférieur à un ordre). Dans notre montage l'axe du Fabry Pérot est horizontal, la monture WISCONSIN repose par trois vis de réglage sur un système "point-trait-plan" qui assure une parfaite stabilité, le déplacement horizontal de l'axe du Fabry Pérot est assuré par rotation autour d'un axe vertical de l'enceinte contenant le Fabry Pérot.

d) Bloc à vide.

Il est constitué par une pompe à vide primaire mise en série avec une réserve. La vitesse de rentrée de l'air est réglée au moyen d'une vanne EDWARDS à aiguille. Signalons que toutes les canalisations sont en verre pyrex, les caoutchoucs "à vide" conduisant à des variations de volume qui peuvent ne pas être négligeables.

§<sub>2-2</sub> - Le disperseur.a) Choix du réseau.

L'étude de la luminosité nous a montré qu'il fallait utiliser des réseaux de plus grandes dimensions et de plus grand angle de miroitement possibles. Nous avons donc retenu un réseau fabriqué par BAUSCH et LOMB dont les caractéristiques sont

$$H = 120 \text{ mm} \quad L = 250 \text{ mm} \quad \text{et} \quad \varphi = 63^{\circ}27'$$

Le nombre de traits par millimètre  $n$  et l'ordre d'interférence  $p$  sont définis par la dispersion angulaire désirée.

Nous avons vu que pour travailler en intégral, le réseau devait avoir une limite de résolution égale à l'intervalle spectral du Fabry Pérot, soit ici

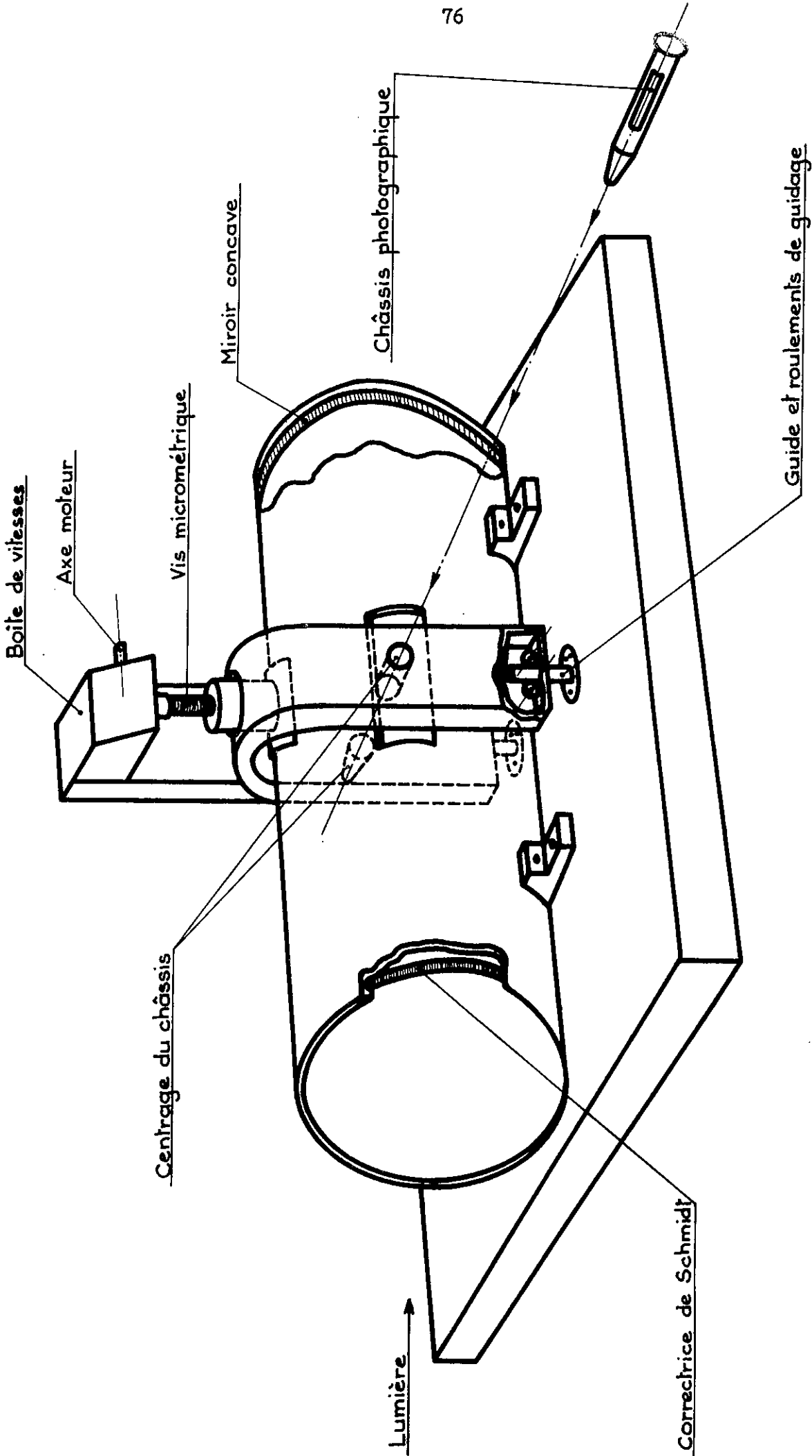
$$\delta\sigma_{\text{res}} = \Delta\sigma_{\text{FP}} = 0,5 \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{or } D_2 = \frac{\delta i_2}{\delta\lambda} = \frac{np}{\cos i_2} \quad \text{entraîne avec} \quad \delta i = \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{R/N} \quad np = 4000$$

ce qui, avec un réseau à 270 traits par millimètre, nous oblige à travailler dans le 15ème ordre.

b) Choix de l'objectif de sortie.α) Distance focale.

Nous avons vu que dans le cas du SIMAC le choix de la distance focale de sortie définissait la rapidité optimum de l'appareil, tout changement de rapidité se faisant simplement en modifiant les vitesses



CHAMBRE REOSC Schéma de principe

Etrier et bloc moteur se déplacent verticalement le long de 3 guides par suite de la rotation de la vis micrométrique

Fig. 15

d'exploration du spectre et du déplacement de la plaque. Dans ces conditions nous pouvons théoriquement adapter à l'appareil la plus courte focale possible. Celle-ci a été calculée dans un précédent chapitre (Chap. II, §5) et la formule établie conduisait à  $F = 250 \text{ mm}$

Le réseau présentant une surface droite de  $120 \times 120 \text{ mm}^2$  lorsqu'il est monté sous son angle d'utilisation, nous voyons que l'ouverture de l'objectif est voisine de  $F/2$ .

### β) Champ.

Nous savons que des objectifs aussi ouverts présentent en général des champs peu étendus. Il est pourtant souhaitable de pouvoir enregistrer simultanément tous les éléments spectraux contenus dans l'intervalle spectral libre du réseau.

Or, chaque élément de largeur spectrale  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  occupe un intervalle angulaire  $\delta i_2 = 10^{-4}$  radian. L'intervalle spectral libre du réseau  $\Delta\sigma_{\text{res}} = \sigma/p$  valant ici  $1350 \text{ cm}^{-1}$ , c'est à dire contenant 2700 éléments spectraux, il faudrait que le champ angulaire couvre  $0,27 \text{ rad}$ , c'est à dire soit de l'ordre de  $16^\circ$ .

### c) Réalisation REOSC.

Par suite des difficultés que pose un montage du type Littrow aux grandes ouvertures la société REOSC a préféré un montage dissymétrique [30]

Le collimateur est constitué par un miroir parabolique de  $165 \text{ cm}$  de distance focale, taillé "off-axis" afin de réduire les aberrations, et le réseau est placé au foyer image de ce miroir.

La chambre photographique est constituée par un système catadioptrique ouvert à  $F/2$  qui présente un champ angulaire de  $12^\circ$ . Comme dans tous ces systèmes où la lumière traverse des lames correctrices avant d'être focalisée par un miroir concave, le châssis porte-film qui est placé entre les éléments optiques, doit être de dimensions très réduites afin de limiter l'obturation. (fig.15)



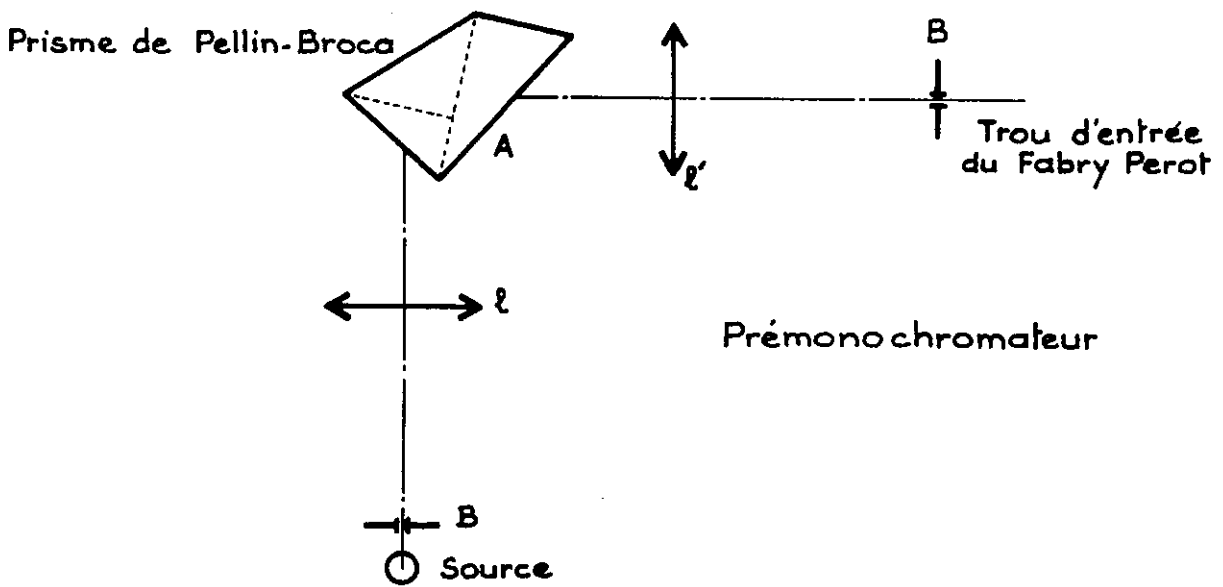
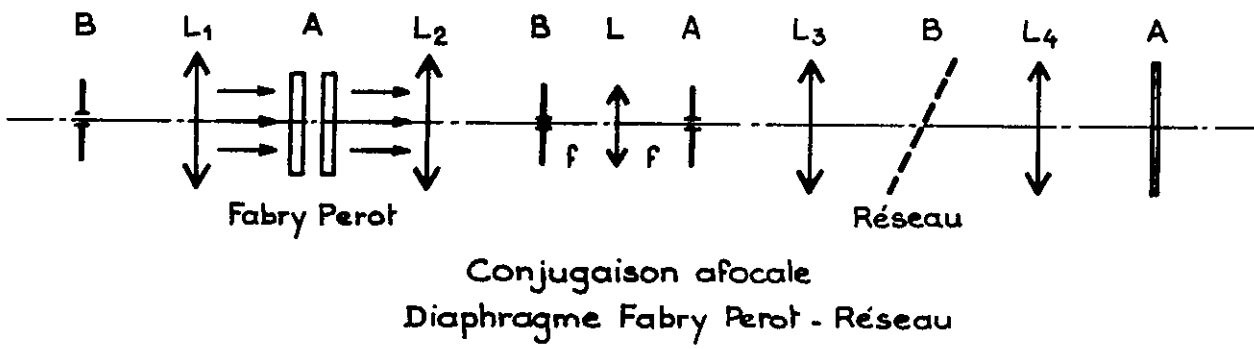
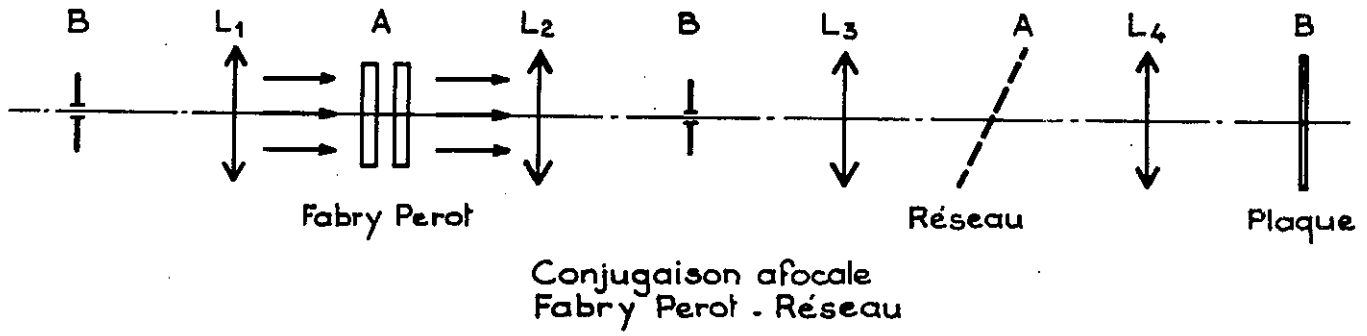


Fig.16

Le châssis est porté par un étrier qui enjambe la chambre photographique. L'étrier guidé par des colonnes solidaires de cette dernière est déplacé verticalement par la rotation d'une vis micrométrique commandée par un moteur synchrone couplé à une boîte de vitesse. Un jeu de sept moteurs et des rapports de boîte de 1, 4, 16 et 64 permettent des enregistrements dont la durée peut varier entre 1 minute et 250 heures. L'ensemble du disperseur est placé dans un tube cylindrique de 1,60 mètre de long et de 50 cm de diamètre. Le Spectrographe est prévu pour fonctionner en position horizontale, un miroir orienté à  $45^\circ$  placé dans le collimateur permettant une entrée verticale du faisceau. Le disperseur est monté lui-même dans un châssis très rigide dont la partie supérieure supporte un banc d'optique destiné à recevoir l'enceinte du Fabry Pérot et les différents éléments du système de conjugaison (Fig.15). Enfin, l'appareil est placé dans un coffrage qui le protège de la lumière parasite ainsi que des variations thermiques brusques.

### §<sub>3</sub> - Systèmes de conjugaisons.

Contrairement au spectrographe Fabry Pérot classique, nous disposons dans le cas du SIMAC de deux types de conjugaisons (Fig.16). Seules des considérations d'ordre pratique peuvent faire préférer l'un ou l'autre des montages qui sont strictement identiques au point de vue luminosité.

Rappelons que le réseau se trouve par construction au foyer image du parabolique et que par suite nous allons pouvoir mener le calcul dans le cas des systèmes afocaux.

Notons enfin que le grandissement du système qui assure la dispersion vaut  $\Gamma = 0,15$ .

### §<sub>3-1</sub> - Conjugaison Fabry Pérot - Réseau.

Dans cette conjugaison le trou de sortie du Fabry Pérot et la fente d'entrée du disperseur sont coplanaires (conjugaison analogue à celle du spectrographe FP classique).

L'étude de la luminosité photographique nous a montré qu'il fallait que l'image du Fabry Pérot au travers du système afocal  $L_2L_3$  couvre totalement le réseau. Le grandissement du système  $L_2L_3$  étant imposé ( $H = 2D$ ) la distance focale de  $L_2$  est donc définie à partir de  $L_3$ .

Dans notre montage la distance focale du collimateur étant de 165 cm, le Fabry Pérot devra être suivi d'un objectif de distance focale  $F_2 = 83$  cm au foyer duquel nous placerons un diaphragme circulaire de diamètre  $d$  tel que

$$d = F_2 \alpha = F_2 \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R}}$$

ce qui conduit sur la plaque photographique à une image de hauteur

$$h = \Gamma F_2 \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{R}} \quad \text{soit avec nos valeurs} \quad h = 350 \text{ microns, la largeur de}$$

cette image étant égale à la limite de résolution  $g$ .

Notons que dans cette conjugaison le changement de résolution se fait très simplement en modifiant le diamètre du trou de sortie du Fabry Pérot et en adaptant la largeur de la fente d'entrée du disperseur.

### §<sub>3-2</sub> - Conjugaison trou de sortie du Fabry Pérot - Réseau.

Dans ce montage l'image des lames du Fabry Pérot vient se former sur la fente d'entrée du disperseur, tandis que l'image du trou de sortie du FP recouvre totalement le réseau. Ceci se réalise facilement par l'introduction d'une lentille  $L$  entre le trou de sortie du Fabry Pérot et la fente d'entrée du disperseur. La dimension du diaphragme de sortie est alors définie par les dimensions du réseau et par le système afocal  $LL_3$ . Le choix de la distance focale de  $L$  règle la longueur totale du montage car il impose la valeur de  $d$  et par suite celle de  $F_2$ .

Avec une lentille  $L$  de 25 mm de focale, nous avons  $d = 1,8$  mm, d'où  $F_2 = d/\alpha = 65$  cm.

L'image des lames du Fabry Pérot se formera alors sur la fente d'entrée du disperseur grâce au système afocal  $L_2L$  dont le grandissement est maintenant fixé. La hauteur de l'image photographique est alors

égale au diamètre du Fabry Pérot multiplié par le produit des grossissements du système afocal  $L_2L$  et du disperser. Nous retrouvons alors la valeur  $h = 350\mu$  ce qui montre l'équivalence des deux types de conjugaison.

Remarquons cependant que ce second type de conjugaison se révèle d'emploi très peu souple. En effet, tout changement de résolution doit se faire en modifiant la distance focale de sortie du Fabry Pérot (le changement  $d$  devrait s'accompagner du changement de  $L$ ).

#### §<sub>4</sub> - Introduction d'un prémonochromateur.

Nous avons vu que le SIMAC était muni d'un réseau à 270 traits par mm ce qui nécessitait de travailler dans le 15<sup>ème</sup> ordre. Il va donc falloir faire précéder notre appareil par un prémonochromateur qui permettra d'éviter la superposition des différents ordres. Mais nous savons qu'un tel système peut être monté de deux façons différentes:

- a) soit en trieur d'ordre, la direction de dispersion du prémonochromateur étant perpendiculaire à celle du réseau;
- b) soit en filtre à bande large, les deux directions de dispersion étant confondues.

Avec notre montage actuel, la première solution est à exclure. En effet, nous avons vu que le châssis photographique placé à l'intérieur du système catadioptrique occultait le faisceau et qu'il devait par suite être de hauteur la plus faible possible. La hauteur de plaque de 1 cm dont nous disposons permettant tout juste l'enregistrement d'un intervalle entre-ordre du Fabry Pérot dans les conditions correctes de rapport signal sur bruit, il n'était pas question d'enregistrer les informations d'autres ordres du réseau et c'est pourquoi nous avons fait appel à un montage du deuxième type. Etant donné la faible dispersion dont nous avons besoin (150 A/mm) nous avons utilisé un prisme de Pellin-Broca (Fig.16). Nous ne calculerons pas ici les distances focales des lentilles  $L$  et  $L'$  qui encadrent le prisme, car nous verrons que

nous avons été amené à modifier le préchronomateur. Signalons simplement que  $L'$  et  $L_1$  sont montées de façon à former un nouveau système afocal qui conjugue le Fabry Pérot et le prisme, la distance focale de  $L$  étant choisie de façon que le trou d'entrée du monochromateur soit compatible avec les dimensions de la source à utiliser.

§<sub>5</sub> - Technique d'enregistrement.

§<sub>5-1</sub> - Types de fonctionnement.

a) Fonctionnement en intégral.

Le SIMAC a été prévu pour fonctionner en intégral. A cet effet le spectrographe est muni d'une fente fixe de 2,3 mm x 0,165 mm qui, compte tenu du grandissement, permet d'obtenir la résolution  $R/N = 40\ 000$  et le meilleur rapport signal sur bruit. L'expérience nous a toutefois amenés à diminuer dans certains cas la hauteur de cette fente, ce afin de pouvoir enregistrer plusieurs ordres sur le même cliché. La perte en rapport signal sur bruit qu'entraîne cette opération se trouvent compensée par l'augmentation du nombre d'informations recueillies. Un tel type de fonctionnement a été essayé avec succès pour l'enregistrement des spectres d'absorption et d'émission moléculaires où il n'est pas possible de tolérer la moindre superposition des intervalles entre-ordre du Fabry Pérot.

b) Fonctionnement en non-intégral.

Les spectres d'émission atomique, beaucoup moins riches en raies, permettent en général de travailler avec des conditions plus souples. Les différents essais que nous avons effectués en vue de la mesure des déplacements isotopiques dans les Terres Rares ont montré que l'utilisation d'une fente cinq fois plus large n'entraînait de superposition des images que dans 1 à 2% des cas. En effet, il ne faut pas oublier que dans le cas des déplacements isotopiques on utilise des

mélanges enrichis de deux isotopes, c'est à dire qu'on utilise en fait  $2/N$  des canaux de l'instrument. Dans ces conditions il n'y a superposition des images que si les deux raies voisines sont transmises simultanément par le Fabry Pérot ce qui est d'une probabilité assez faible.

§<sub>5-2</sub> - Problèmes posés par l'enregistrement de déplacements isotopiques.

a) Mélanges enrichis.

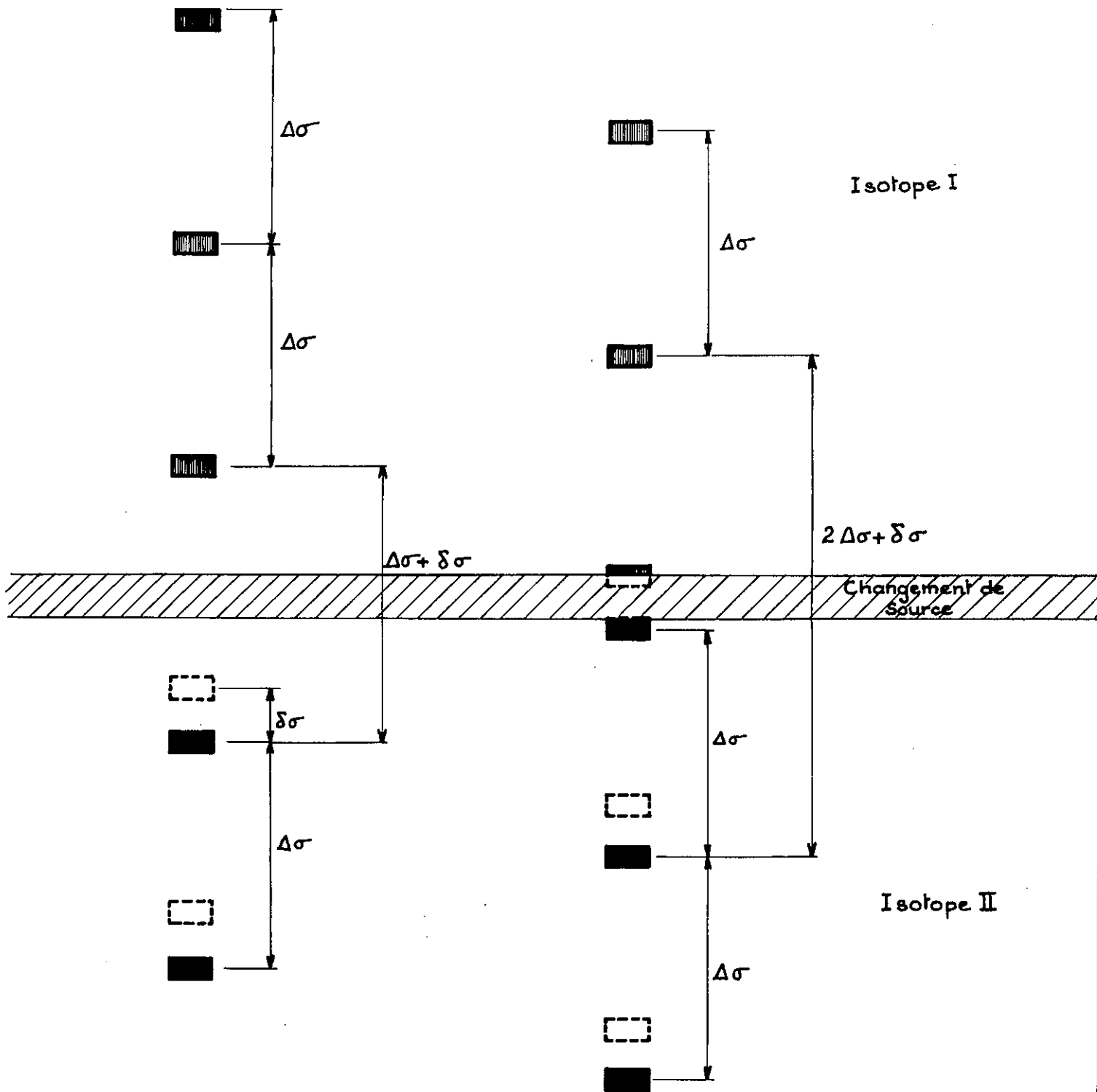
L'utilisation de mélanges enrichis excités en cathode creuse nous a posé un problème de réglage de brillance de la source. En effet, on sait que celle-ci dépend fortement de la pression du gaz excitateur.

Malheureusement, vu la compacité du spectrographe, il n'était pas possible, à moins de modification très importante, d'isoler une raie de l'élément à étudier et de contrôler photoélectriquement le réglage d'intensité.

Nous avons contourné cette difficulté en montant directement à la sortie de la cathode un petit spectromètre escamotable.

L'appareil équipé d'un prisme de PELLIN-BROCA de faibles dimensions (2 cm) permettait de découper dans le spectre émis par la cathode une bande de  $200 \overset{\circ}{\text{Å}}$  de large dans une région où le spectre du gaz excitateur fournissait peu d'énergie.

La lumière émise par cette bande spectrale était reçue par un photomultiplicateur et l'on réglait la pression à l'intérieur de la cathode de façon à obtenir le signal maximum. Mais si ce dispositif qui finalement intègre la brillance d'un très grand nombre de raies, a donné satisfaction dans le cas du Cérium et du Gadolinium, il s'est révélé inutilisable pour l'étude du Thulium, vraisemblablement à cause de la similitude de répartition spectrale de l'énergie émise. Cette difficulté non fondamentale, jointe à la faible brillance des cathodes, nous



(En pointillé endroit où apparaîtraient les raies de l'Isotope I)

Fig. 17

a amenés à envisager l'emploi des tubes

b) Isotopes séparés.

Les tubes sans électrodes fonctionnant à des températures beaucoup plus élevées que les cathodes creuses conduisent à des largeurs de raies importantes, aussi contiennent-ils rarement des mélanges isotopiques. Dans ces conditions il y a autant de sources que d'isotopes et le problème consiste à relier ensemble des enregistrements séparés de chacune de ces sources.

Le procédé couramment utilisé en spectrométrie [31, 33 et 34] qui consiste à laisser défiler plusieurs ordres du Fabry Pérot et à passer constamment d'une source à l'autre doit être légèrement modifié.

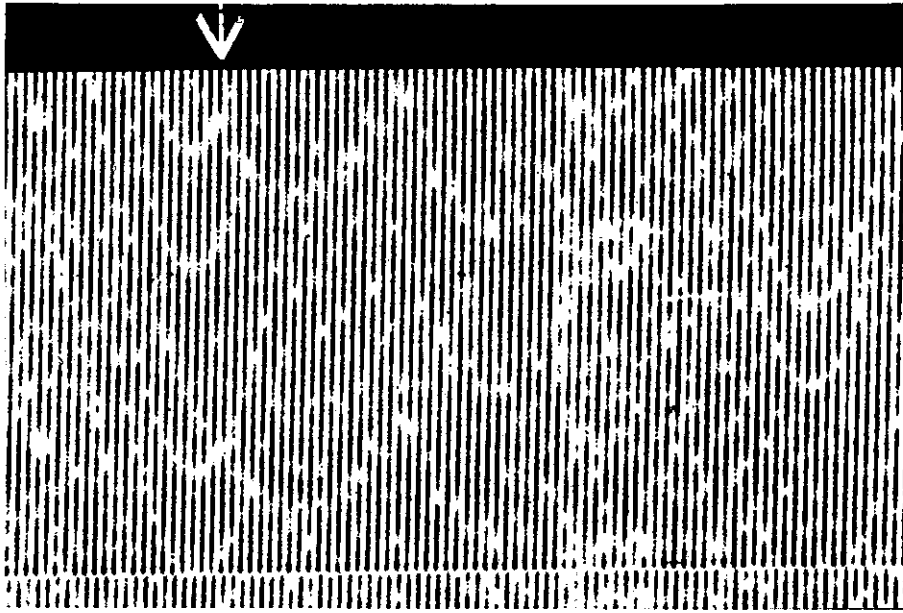
Dans le cas du SIMAC nous laissons défiler 5 ou 6 ordres du Fabry Pérot et nous procédons une seule fois à mi-enregistrement au changement des sources.

L'interprétation de ce type de cliché se fait très simplement (Fig.17). Chaque isotope fournit un système d'images distantes sur une même verticale de  $\Delta\sigma$ , la distance entre deux images appartenant chacune à un des systèmes vaut  $k\Delta\sigma + \delta\sigma$  ou  $k\Delta\sigma - \delta\sigma$  selon le signe du déplacement isotopique  $\delta\sigma$ .

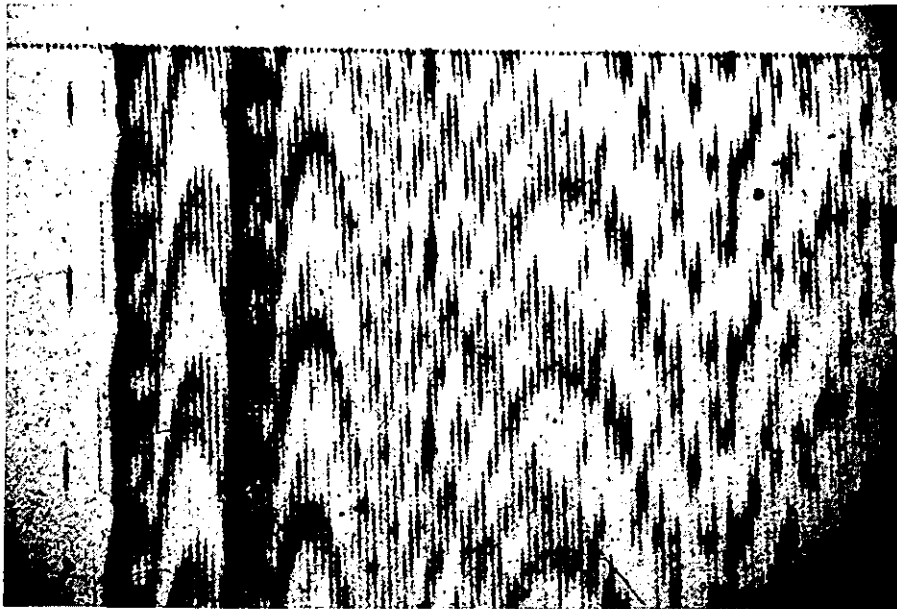
Signalons enfin un essai que nous avons effectué pour accroître le nombre d'images enregistrées et par suite le nombre de mesures.

Il consistait à polariser les deux sources à angle droit, mélanger leurs faisceaux à l'aide d'une lame semi-transparente et à envoyer ce faisceau à travers le Fabry Pérot. Après la fente entrée du spectrographe, nous disposons un Wollaston qui sépare les deux polarisations d'une quantité parfaitement connue égale à environ un demi-intervalle entre ordres. Nous réalisons ainsi l'écartement artificiel des deux images des isotopes qui, sans cette précaution, se seraient superposées sur la plaque.

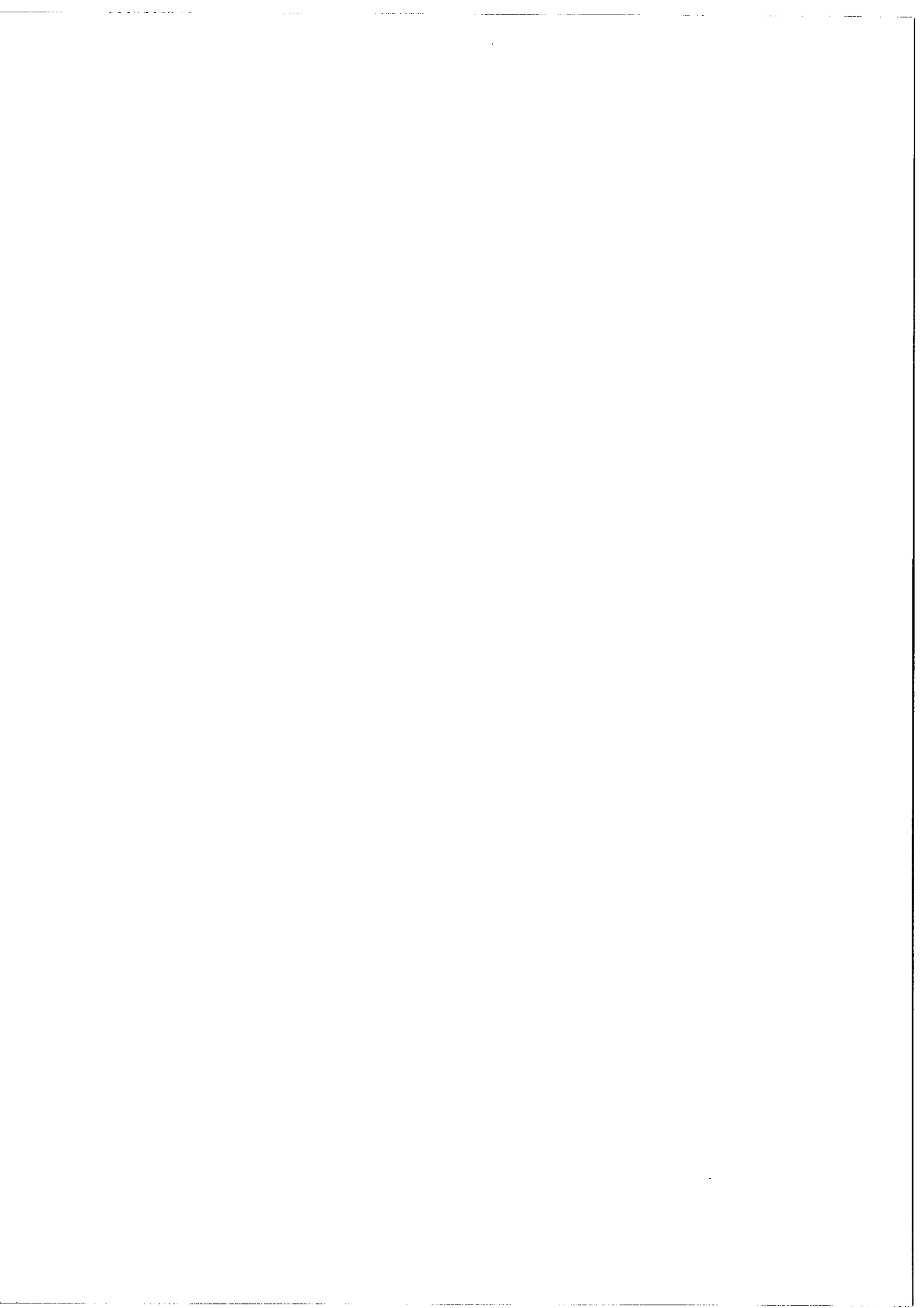




(a) Spectre d'absorption de l'Iode



(b) Spectre d'émission moléculaire de l'oxyde de Lanthane



Ce dispositif qui a, en fait, été imaginé et réalisé parce que la course du comparateur dont nous nous servions pour nos mesures ne permettait pas d'utiliser toutes les informations fournies par la première méthode, présente. cependant l'inconvénient d'un gaspillage d'énergie par suite de l'emploi de polariseurs et d'une lame semi-transparente.

## §<sub>6</sub> - Résultats expérimentaux.

Nous présentons ici, à titre d'exemple, quelques uns des résultats expérimentaux auxquels nous avons abouti. Il convient de ne pas perdre de vue que le SIMAC a été conçu en tant qu'appareil de contrôle ce qui explique la diversité des problèmes qu'il a étudiés. Cette confrontation à l'expérience a été extrêmement bénéfique pour l'appareil puisqu'il nous a conduit à le perfectionner sans cesse, mais aussi pour certains chercheurs à qui le SIMAC a apporté des réponses constructives.

### a) Spectre d'absorption et d'émission moléculaires.

On sait que de tels problèmes sont assez délicats à résoudre par des voies photoélectriques par suite de la grande largeur spectrale des bandes moléculaires. Dans le cas des spectromètres à réseau il convient de faire tourner de façon continue et parfaitement régulière l'instrument disperseur, dans le cas des spectromètres à Fabry Perot il est nécessaire de synchroniser le déplacement des bandes passantes du prémonochromateur et du Fabry Perot, [31]. On conçoit alors qu'il est très commode de posséder, en plus de ces appareils complexes, un spectrographe qui réalise très simplement l'enregistrement et qui permet un contrôle rapide des résultats.

### α) Spectre d'absorption de l'Iode.

La figure (18a) présente l'un des enregistrements effectués dans la région 5300 Å. Les conditions expérimentales étaient très simplistes, puisque la cuve d'absorption était constituée par un tube cylindrique de 1 mètre de long dépourvu de tout système de contrôle de pression. Après

avoir effectué un vide primaire dans le tube, nous ouvrons un sas qui permettait à l'iode de se sublimer jusqu'à ce que le faisceau lumineux prenne une teinte assez soutenue. La source de lumière blanche était une lampe LCT (arc au zirconium) de puissance 100 watt. Les temps de poses de l'ordre de quelques minutes permettaient l'enregistrement de largeurs spectrales de  $250 \text{ \AA}$  à des résolutions effectives voisines de 650 000 ( $\delta\sigma = 33 \text{ mK}$ ).

L'interprétation du cliché a été faite par densitométrie, cannelure par cannelure (B. FRITSCH). Elle a confirmé les résultats obtenus sur l'HYPEAC (BEN MENA). La figure (18a) montre de plus l'intérêt d'un spectrographe à double dispersion. Dans la région marquée d'une flèche on distingue nettement l'existence de trois bandes différentes (paraboles de FORTRAT-DESLANDRES) qui s'enchevêtreraient dans le cas d'un spectrographe à simple dispersion.

Notons à ce propos que l'obtention des paraboles est due au fait que la dispersion verticale est linéaire. Dans le cas du spectrographe à Fabry Pérot (dispersion quadratique) les bandes correspondantes apparaissent sans forme de droites plus au moins inclinées. Signalons de plus que le sommet des paraboles enregistrées n'a pas de signification particulière; il correspond simplement à l'égalité de la distance spectrale entre deux raies consécutives d'une même bande et de l'intervalle spectral du Fabry Pérot.

### β) Spectre de l'oxyde de Lanthane.

Un autre exemple d'enregistrement en intégral est celui du spectre d'émission de l'oxyde de Lanthane ( $\text{La O}$ ) effectué avec R. BACIS (Fig. 18). Cette fois les résultats du SIMAC ont été systématiquement exploités [29]. Ils ont aidé, entre autre, aux raccordements des différents spectres enregistrés ultérieurement à l'aide d'un HYPEAC. La bande ( $0_1 0$ ) du système  $2\Sigma \rightarrow 2\Sigma$  ( $5600 \text{ \AA}$ ) de l'oxyde de Lanthane couvre, en effet, environ  $25 \text{ \AA}$  ou  $100 \text{ cm}^{-1}$  soit 200 ordres d'un Fabry Pérot d'épaisseur 1 cm. Avec une variation de pression de 2 atmosphères ( $\simeq 20$  ordres) il

$\lambda$ ( $\text{\AA}$ )	D.I. (mk)		$\lambda$ ( $\text{\AA}$ )	D. I. (mk)	
	HYPEAC	SIMAC		HYPEAC	SIMAC
5431,2	30	35	5369,0	63	64
5433,1	59	56,5	5369,1	61	59,5
5433,3	65		5371,6	54,0	57
5437,9	30	30,5	5379,9	72	75,5
5438,4	54	59	5382,6	56	54
5445,4	59	57	5385,2	79	80
5445,7	68	64	5386,3	37	34
5446,2	50	49,5	5391,8	30	
5446,4	36	37	5392,7	63	
5449,2	40	42,5	5392,8	30	
5450,0	27	30	5393,2	42	
5453,96	28	22	5395,3	60	65
5454,1	62	64	5395,7	39	37
5456,4	56	55	5397,6	70	72,5
5458,8	59	63,5	5407,7	42	38,5
5460,1	28/24	32	5408,4	25	20
5465,3	35	44,5	5409,4	52	55,5
5471,5	37	33	5411,5	52	49
5473,5	56	58,5	5411,8	38	39
5478,6	57	53,5	5412,8	27	31
5491,0	42	44	5414,1	49	45
5494,5	64	60	5418,7	67	59
5498,2	32	30,5	5420,4	36	36
5511,9	59		5423,4	50	50,5
5512,1	43	43	5426,4	65	66,5
5519,9	38	34	5427,3	30	34

- Déplacements isotopiques Cerium 140-142 -

Comparaison des résultats HYPEAC et SIMAC

Fig. 19

faut raccorder 10 enregistrements différents de l'HYPEAC. Et dans ces conditions l'emploi d'un spectrographe se révèle très utile.

b) Mesures de déplacements isotopiques.

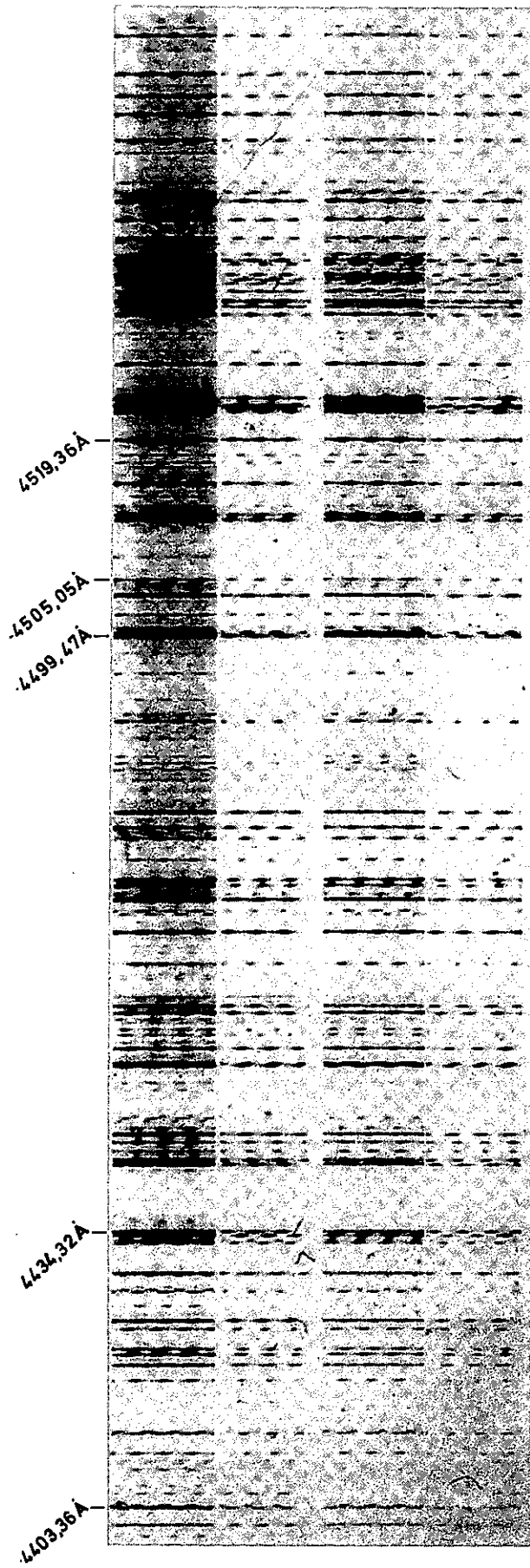
a) Cérium (Fig.19).

Il s'agit d'une des premières études du SIMAC. L'enregistrement a été effectué avec un mélange enrichi de Cérium 140 et 142 excité en cathode creuse. La résolution atteint 900 000, les temps de pose étant de l'ordre de l'heure. L'étude du spectre a porté sur la région 5200 - 5800 Å. Le tableau de la figure 19 permet une comparaison quantitative et qualitative des résultats obtenus par rapport à ceux que fournit l'HYPEAC [33]. Le nombre de raies enregistrées est sensiblement le même (en fait les raies trop faibles qui échappent à l'enregistrement photographique sont négligées par les spectrométristes). Quant aux résultats, ils sont en assez bon accord avec ceux de l'HYPEAC, étant donné le dispositif de pointage très primitif que nous utilisions (un microscope muni d'un oculaire micrométrique à tambour). En fait cette étude systématique, une des toutes premières rappelons-le, a permis de dégager les idées des améliorations techniques à apporter à l'appareil et au processus de lecture.

b) Samarium.

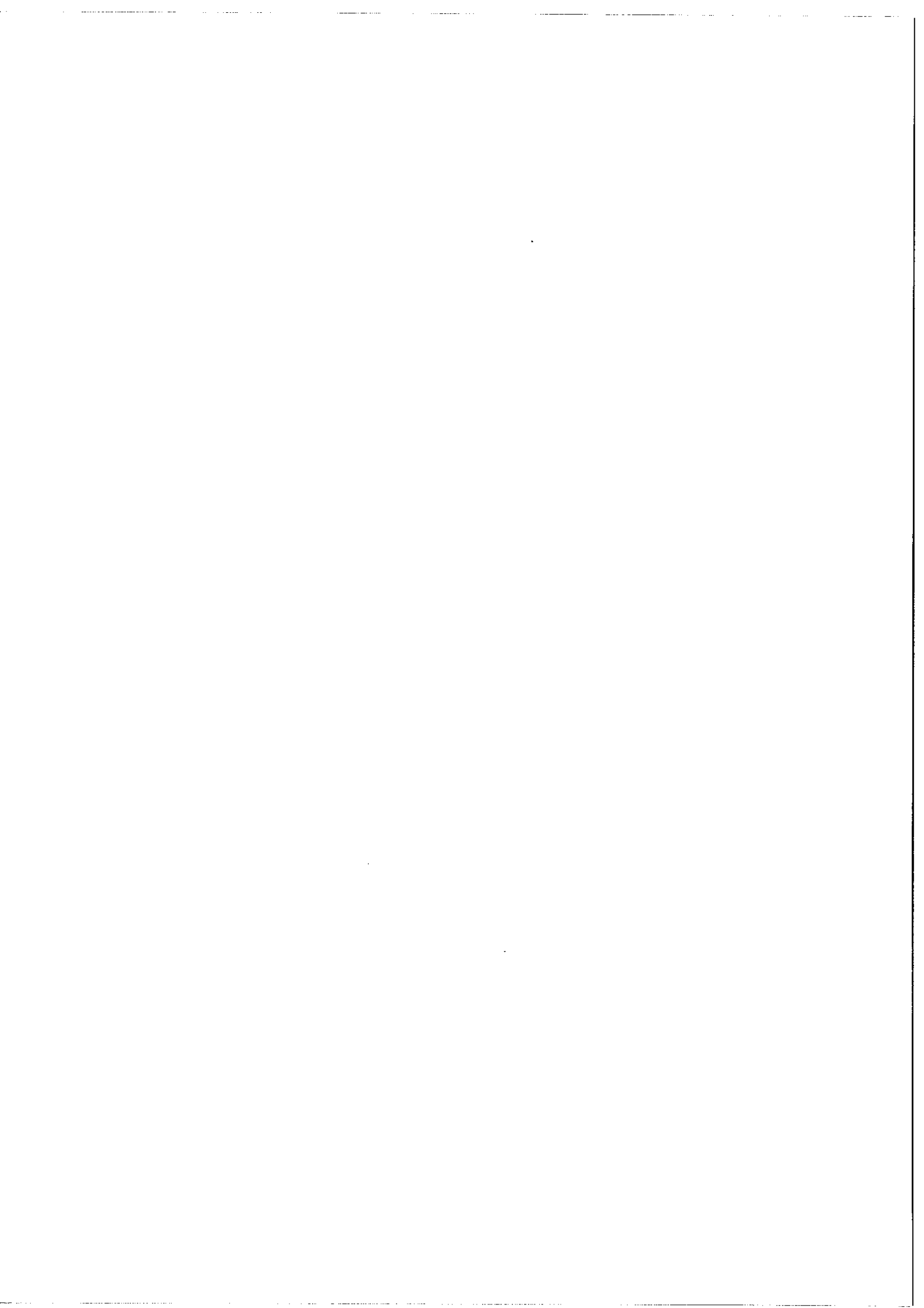
Il s'agit ici d'un enregistrement beaucoup plus récent qui met en évidence, d'ailleurs, les progrès accomplis sur la qualité de l'enregistrement.

Le tableau des résultats du Cérium a montré que la précision des résultats devenait faible lorsque les images correspondant aux isotopes se superposaient. En effet, à la difficulté d'estimation des distances de deux images plus ou moins confondues viennent s'ajouter les erreurs dûs aux effets photographiques d'EBERHARD et



De haut en bas : isotopes 144, 152, 144, 152 du Samarium.

Fig. 20





KOSTINSKY. La recherche d'une meilleure précision nous a alors amené à la technique d'enregistrement séparé des isotopes, les sources étant ici des tubes sans électrodes excités en haute fréquence.

La figure 20 reproduit l'un des enregistrement obtenus en collaboration avec Mme SCHWEIGOFFER [35]. Il s'agissait dans ce problème de vérifier rapidement un certain nombre de mesures de déplacements isotopiques qui ne cadraient pas avec les valeurs prévues par la classification des niveaux d'énergie. Le SIMAC a permis de montrer qu'il s'agissait d'erreurs d'attribution de longueur d'onde, les mesures photographiques étant en accord avec la classification établie d'après des résultats obtenus dans l'infrarouge.

#### Conclusion.

Dans ce chapitre nous avons étudié en détail le SIMAC et les différents procédés d'enregistrement utilisés. Les quelques résultats expérimentaux présentés ont montré que le choix de l'objectif de sortie avait été un peu trop rapide, la nécessité d'enregistrer plusieurs ordres du Fabry Pérot n'étant pas compatible avec les dimensions restreintes du récepteur, dimensions imposées par l'adoption de chambres photographiques très ouvertes.

Cependant, malgré la perte sur le rapport signal sur bruit introduite par la diminution de la surface consacrée à l'image, les résultats expérimentaux sont en bon accord avec ceux obtenus par les procédés photoélectriques et ont même parfois permis de corriger ou d'aider à l'établissement de ceux-ci.

Ainsi, même dans sa version actuelle, le SIMAC se révèle-t-il comme un précieux appareil de contrôle. Si ses possibilités sont très voisines au point de vue rapidité et signal sur bruit de celles qu'offre

le spectrographe Fabry Pérot classique, il présente sur ce dernier l'avantage de fournir une dispersion linéaire ce qui rend plus commode l'interprétation de ses clichés. Mais l'étude systématique de la défiance va nous montrer que la transformation du SIMAC d'instrument de contrôle en instrument autonome nécessiterait une importante modification.

## CHAPITRE V

## ETUDE DE LA DÉFINIANCE

Introduction

Les très nombreux enregistrements que nous avons effectués avec le SIMAC ont révélé l'existence d'anomalies graves qui se sont préciséees lors de l'emploi de la méthode des enregistrements successifs. Alors que ce procédé d'enregistrement avait été retenu afin d'améliorer la précision des mesures de déplacement isotopique par suite de la séparation des images qu'il entraînait, nous avons au contraire assisté à une dégradation de cette précision. Dans le cas du Samarium par exemple, la disparité des résultats tirés de plusieurs clichés nous a conduit à fixer à 8 millikaiser la valeur de l'incertitude moyenne bien qu'en fait chacun des résultats ait été obtenu avec une précision nettement supérieure. L'existence sur un même cliché de corrélations plus ou moins vagues entre les erreurs commises sur un groupe de raies voisines nous a alors amenés à une étude détaillée de la définiance de notre appareil.

Rappelons que ce terme est défini par R. CHABBAL [15] comme étant le rapport

$$\mathcal{D} = \frac{\sigma}{d\sigma}$$

$d\sigma$  désignant l'écart exprimé en millikaiser entre la loi réelle et la loi attendue.

Dans le cas du SIMAC l'obtention d'une mauvaise définiance peut être imputée à l'existence de trois types de défauts :

- a) ceux liés au procédé d'enregistrement
- b) ceux imputables à une mauvaise imagerie
- c) ceux liés au récepteur lui-même

Nous allons donc discuter dans chacun des cas l'influence de ces différents défauts, évaluer leur importance et décrire les corrections apportées à notre montage dans le but de les éliminer.

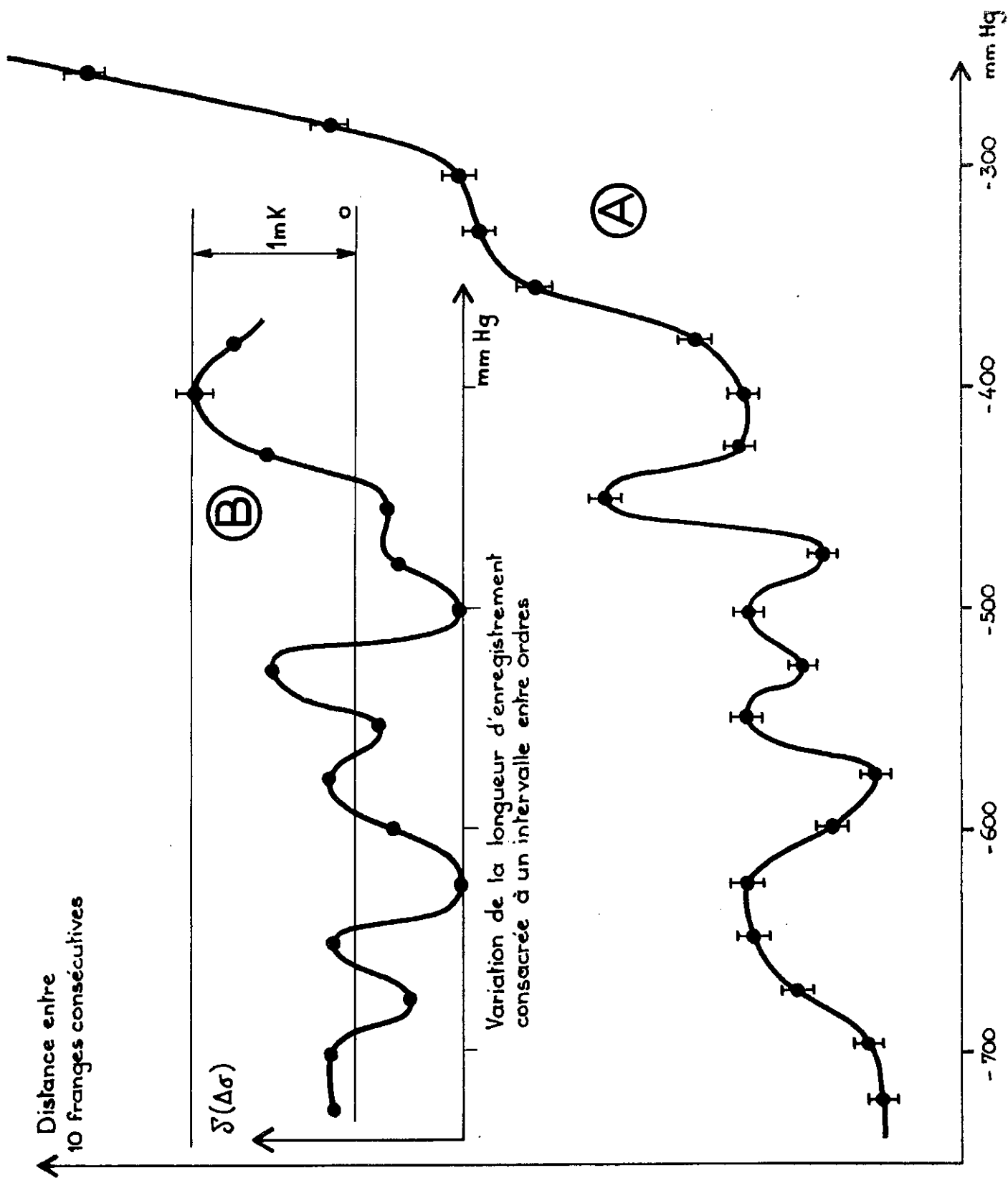


Fig. 21

## §<sub>1</sub> - Défauts liés au procédé d'enregistrement

Nous avons vu que le procédé d'enregistrement utilisé par le SIMAC combinait la variation d'épaisseur optique du Fabry-Pérot et le déplacement simultané de la plaque photographique. D'éventuels écarts à une loi de dispersion linéaire peuvent donc provenir soit d'une variation non linéaire de l'épaisseur du Fabry-Pérot, soit d'une avance non régulière du chariot qui supporte le châssis photographique.

Enfin dans le cas des méthodes d'enregistrement qui comportent l'utilisation de deux sources distinctes se pose le problème des erreurs introduites par l'échange des sources.

### 1-1) Variation d'épaisseur optique du Fabry-Pérot

Nous avons vu que celle-ci était assurée par la variation de la pression régnant à l'intérieur de l'enceinte contenant le Fabry-Pérot. Le volume de cette enceinte étant parfaitement constant par suite de l'emploi de canalisations rigides entre les différentes parties du bâti à vide, les éventuels défauts sont introduits par le système qui assure la rentrée de l'air dans l'enceinte.

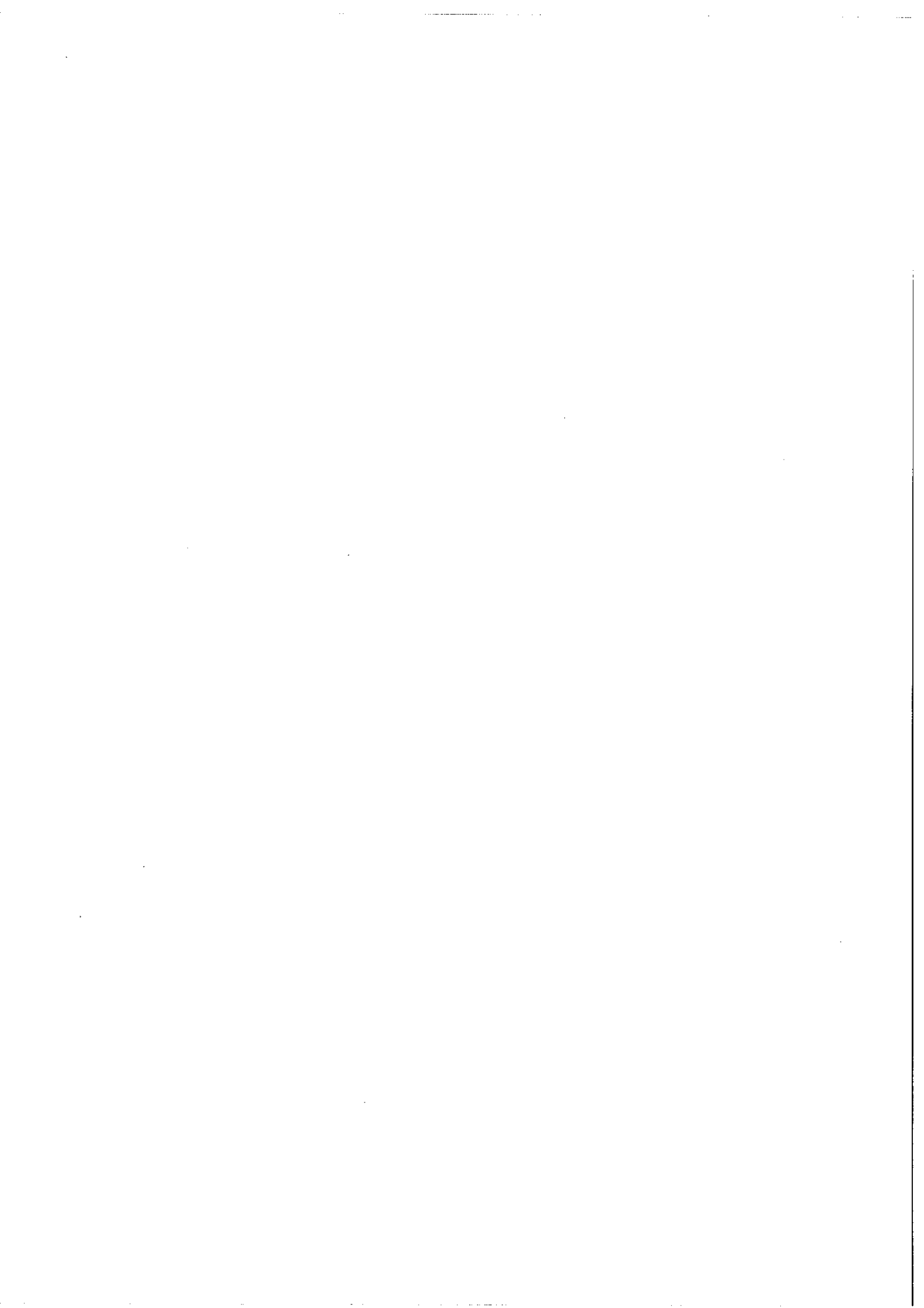
On sait que les fuites du type "à aiguille" (EDWARDS) conduisent à une loi d'exploration exponentielle. On peut remédier à ce défaut en travaillant avec des différences de pression de plusieurs atmosphères, mais ce dispositif se révèle assez peu pratique.

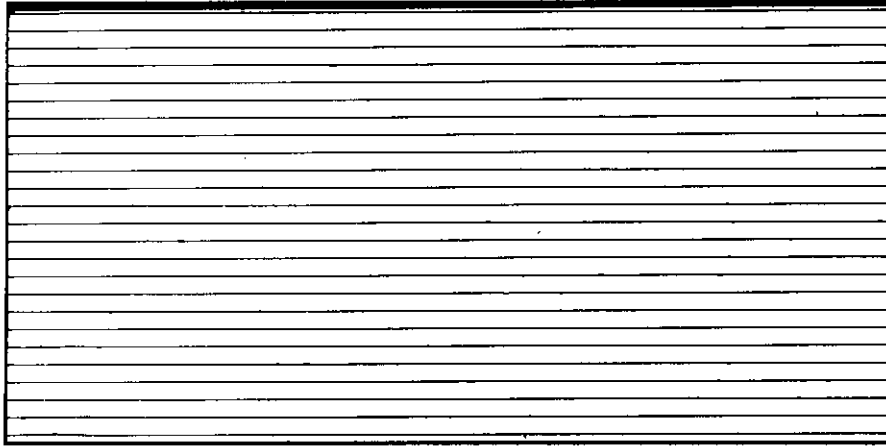
Nous avons préféré utiliser une fuite du type "différentielle". L'étude de la loi de variation de pression obtenue avec cette fuite a été faite à l'aide d'un interféromètre de MICHELSON [36] avec des vitesses d'exploration voisines de celles utilisées habituellement par le SIMAC.

L'étude a montré que la loi de variation était très sensiblement linéaire à l'intérieur de l'intervalle de pression - 700 mm Hg à - 350 mm Hg (Fig. 21 A) et que les écarts à une loi linéaire n'introduisaient que des incertitudes inférieures au millikaiser. (Fig. 21 B)

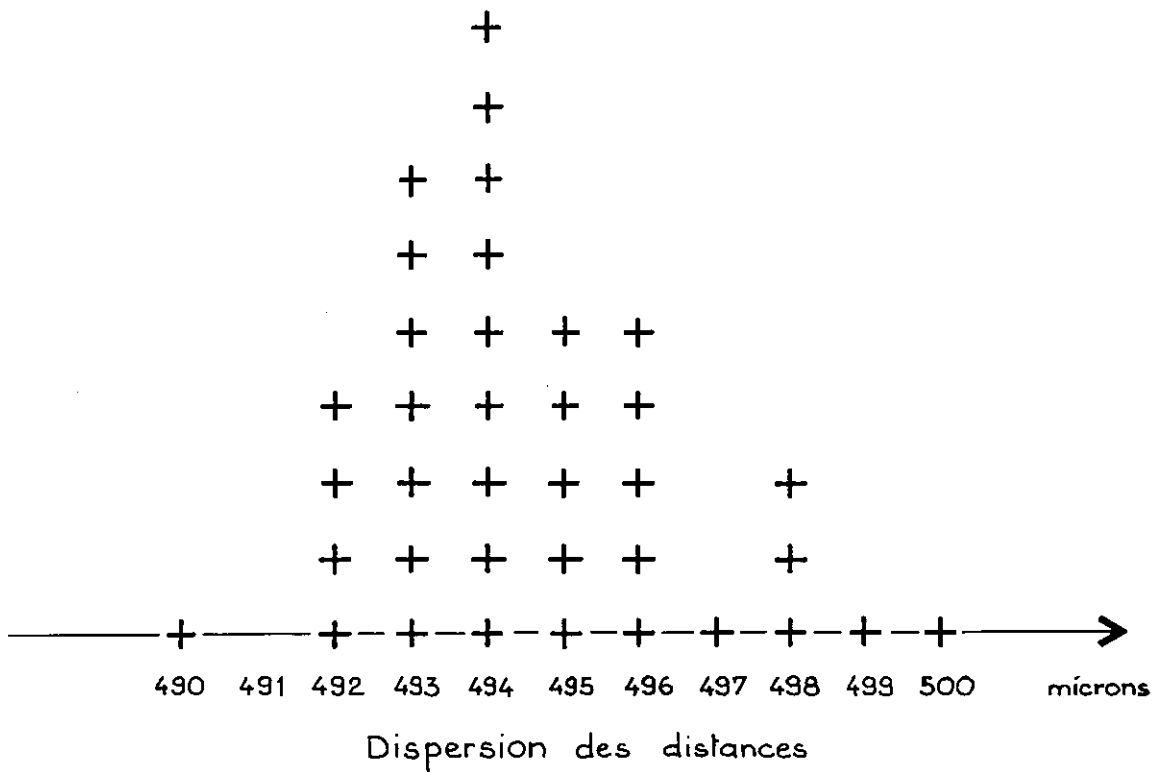
### 1-2) Déplacement du chariot porte-film

Nous avons vu que nous avons été amenés à cette solution par suite



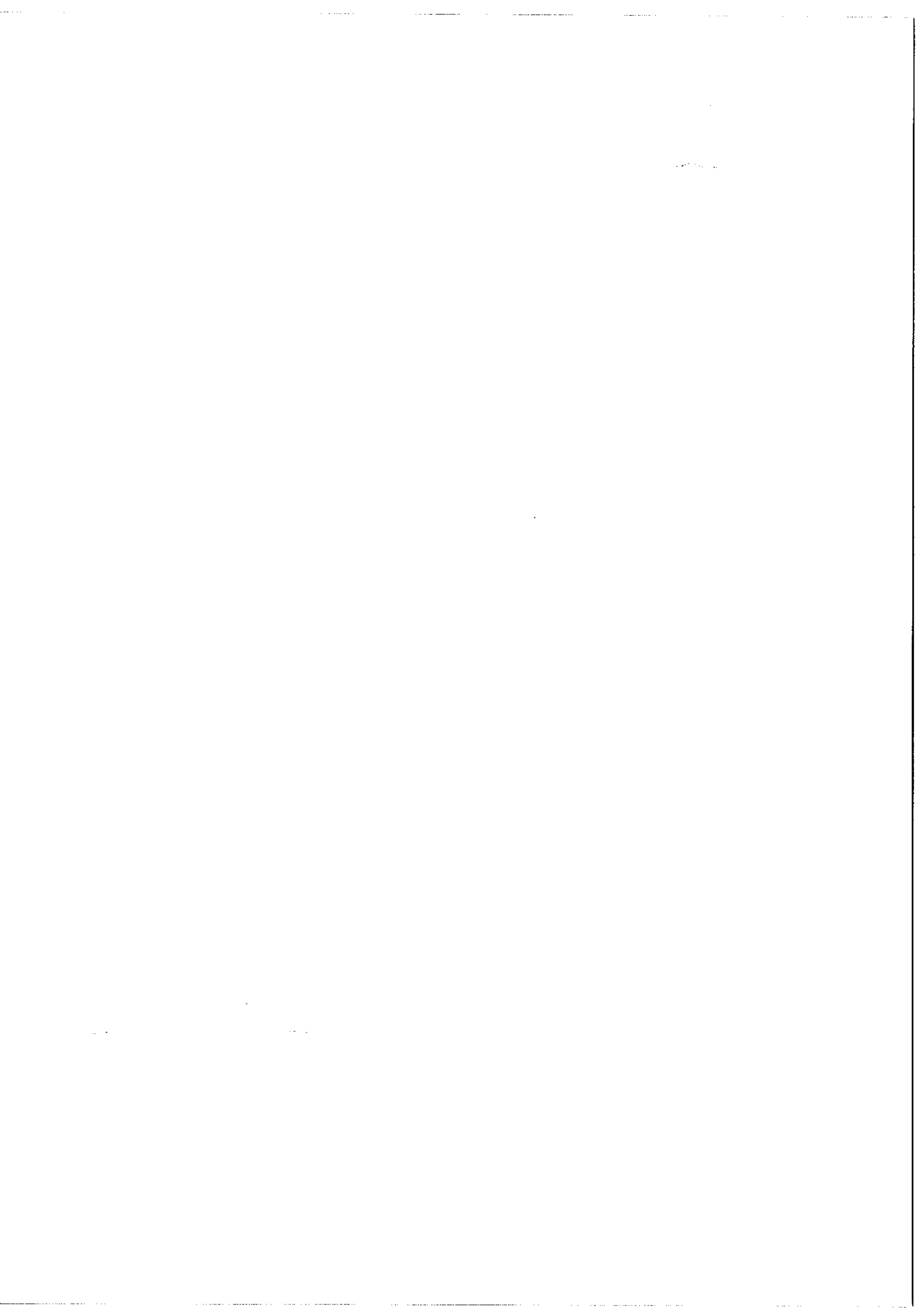


Enregistrement



AVANCE DU CHARRIOT PORTE PLAQUE

Fig. 22





des défauts de "broutage" et d'hystérésis que présentaient nos systèmes de commande pneumatique du déplacement. Bien que ces défauts aient semblé avoir disparu avec l'introduction du système mécanique nous avons tout de même procédé à une vérification en utilisant un signal artificiel qui se rapprochait de nos conditions expérimentales (même largeur d'image, même équidistance entre les images).

Ce signal a été obtenu en envoyant sur le SIMAC privé de son Fabry-Pérot un faisceau de lumière blanche. Sur le trajet est placé un disque opaque comportant un secteur évidé animé d'une vitesse de rotation uniforme grâce à un moteur synchrone. L'enregistrement se présente alors sous la forme d'une série de lignes parallèles à la direction de dispersion du réseau et occupant toute la largeur du film ; la distance entre ces lignes permet alors de remonter aux défauts qu'entraînerait une avance non continue du chariot.

Le choix de la vitesse de rotation du disque et la largeur angulaire du secteur permet de régler la distance et l'épaisseur de ces lignes. Seule l'obtention d'un profil bien symétrique présente quelques difficultés au point de vue expérimental. Les mesures rapportées en Fig. 22 ont été faites avec des plages de lecture de l'ordre du millimètre (20 fois supérieures à celles utilisées habituellement). L'interprétation de ces résultats est moins certaine car cette expérience fait intervenir les défauts inhérents au récepteur photographique. Cependant à part quelques pointés aberrants on peut déduire que l'avance du chariot n'introduit pas d'erreurs supérieures aux défauts décelables.

### 1-3) Substitution des sources

La problème a été longuement discuté par BEN MENA [31]. Aux erreurs dues à une substitution géométrique non rigoureuse des faisceaux viennent s'ajouter celles provenant d'une inhomogénéité de brillance des sources ainsi que les éventuels déplacements par suite des conditions de pression différentes qui existent dans les sources.

Cependant ces différents défauts peuvent être rendus négligeables en prenant des précautions adéquates (système de conjugaison des sources, sources fonctionnant dans les conditions les plus semblables possibles...).

Signalons enfin qu'un système utilisant une lame semi-transparente pour assurer l'identité des réglages des faisceaux semble préférable à tout système comportant un déplacement mécanique.

## §<sub>2</sub> - Qualité des images enregistrées.

Nous étudierons dans un prochain chapitre l'appareil à pointés photoélectriques que nous avons été amenés à réaliser pour faciliter le dépouillement de nos clichés. Signalons simplement que cet appareil qui utilise les informations réparties sur l'ensemble du profil des raies enregistrées nécessite l'obtention d'images parfaitement symétriques. Or nous pouvons voir apparaître deux types de défauts de symétrie.

### 2-1) Dissymétrie autour de la direction de dispersion du réseau

Cette dissymétrie peut provenir d'une mauvaise autocollimation du Fabry-Pérot mais aussi être due à un défaut de planéité des lames. Dans le cas où le spectrographe travaille en intégral ou à ouverture de fente moyenne il est souhaitable de rechercher la meilleure orientation possible du Fabry-Pérot. En effet l'étude de la planéité des lames [37] [38] a montré que celles-ci se présentaient souvent sous la forme de "selle de cheval". Dans le cas où les lames sont conjuguées de la fente d'entrée du disperseur il est donc préférable d'orienter les lames dans leur support de façon que le "plat de la selle" soit parallèle à la grande direction de la fente. On évite ainsi d'obtenir des images présentant l'aspect de "croissants" ou de parallélogrammes.

Rappelons en effet que la distance d'environ  $500 \mu$  qui sépare les images de deux ordres consécutifs du Fabry-Pérot correspond à une différence de marche optique égale à  $\lambda$ . Des lames polies à  $\lambda/100$  introduisent sur les bords un défaut d'épaisseur optique de  $\lambda/50$  ce qui se traduit par un déplacement de l'axe de l'image de  $10 \mu$ . Ce déplacement est nettement perceptible sur des images de  $50 \mu$  de hauteur.

### 3-2) Dissymétrie autour de la direction de dispersion du Fabry-Pérot

Celle-ci donne aux images l'aspect de "larmes". Non gênante pour le pointé d'une image elle le devient lorsque le déplacement de la platine du comparateur n'est pas rigoureusement parallèle à la direction d'enregistrement. Nous avons constaté qu'un écart latéral de  $20 \mu$  pour une course totale de 6 mm conduisait à des erreurs systématiques notables.

Cette dissymétrie est essentiellement due à l'existence du monochromateur qui précède le SIMAC. En effet celui-ci introduit sur le trou d'entrée du SIMAC une dispersion qui se traduit par un étalement des images monochromatiques du Fabry-Pérot sur la fente d'entrée du spectrographe disperseur.

La correction de ce défaut a été obtenue en utilisant un monochromateur à dispersion soustractive. On sait que celle-ci s'obtient ordinairement en renvoyant le faisceau sur le système disperseur après inversion du sens de dispersion grâce à un système de miroirs ou de prismes en toit. Une fente réglable en largeur et position est placée entre les deux miroirs ou prismes et permet d'isoler n'importe où dans le spectre une bande spectrale de largeur donnée.

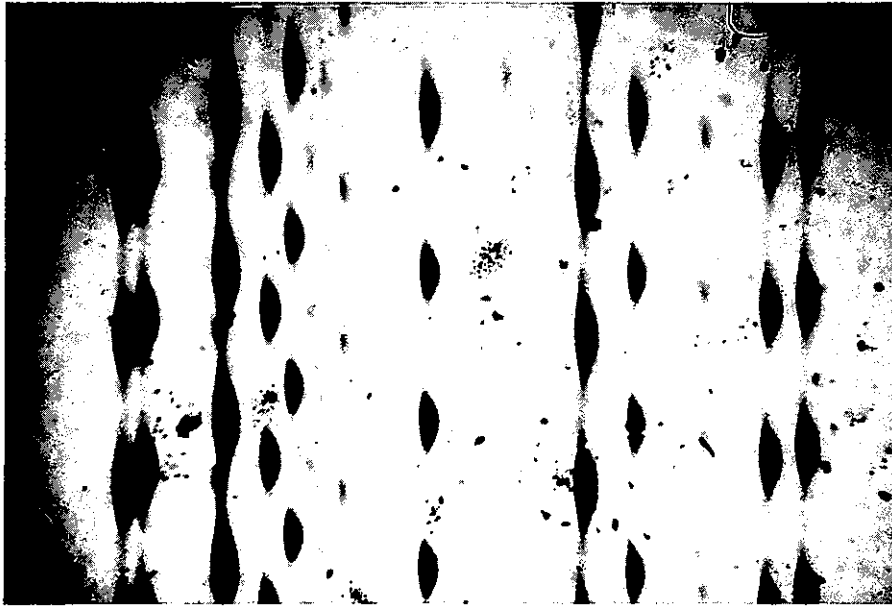
La réalisation d'un tel appareil étant tout de même assez délicate nous avons préféré une solution plus rapide qui consiste à utiliser un second Pellin-Broca identique au premier.

Le prémonochromateur est alors constitué par deux disperseurs rigoureusement identiques, seul le sens d'attaque des prismes est inversé de façon à obtenir la dispersion soustractive souhaitée.

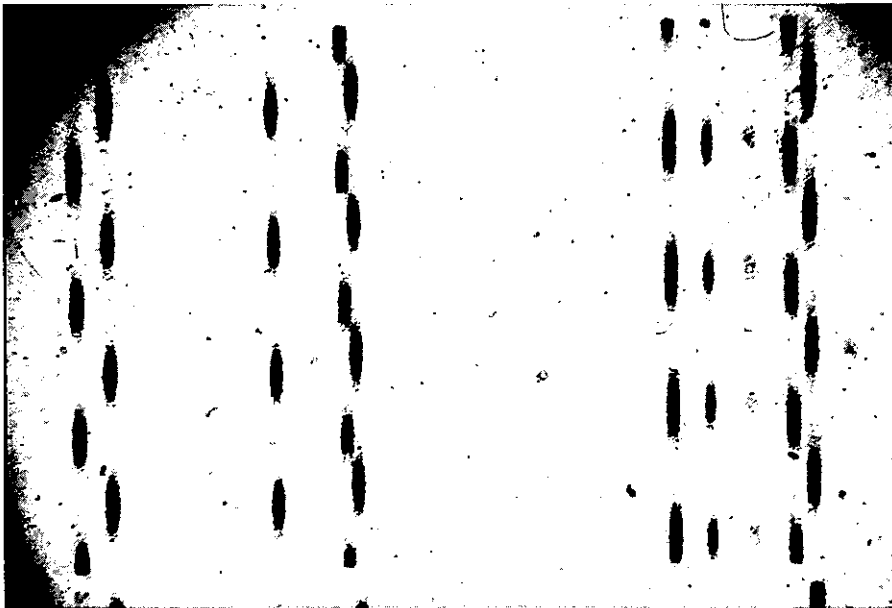
L'adaptation des bandes passantes du prémonochromateur et du réseau est alors obtenue par le réglage d'une fente placée entre les deux disperseurs à prisme.

Signalons en outre que le montage en dispersion soustractive élimine l'inconvénient d'avoir à modifier les dimensions des différents diaphragmes du SIMAC en fonction de la région spectrale étudiée.

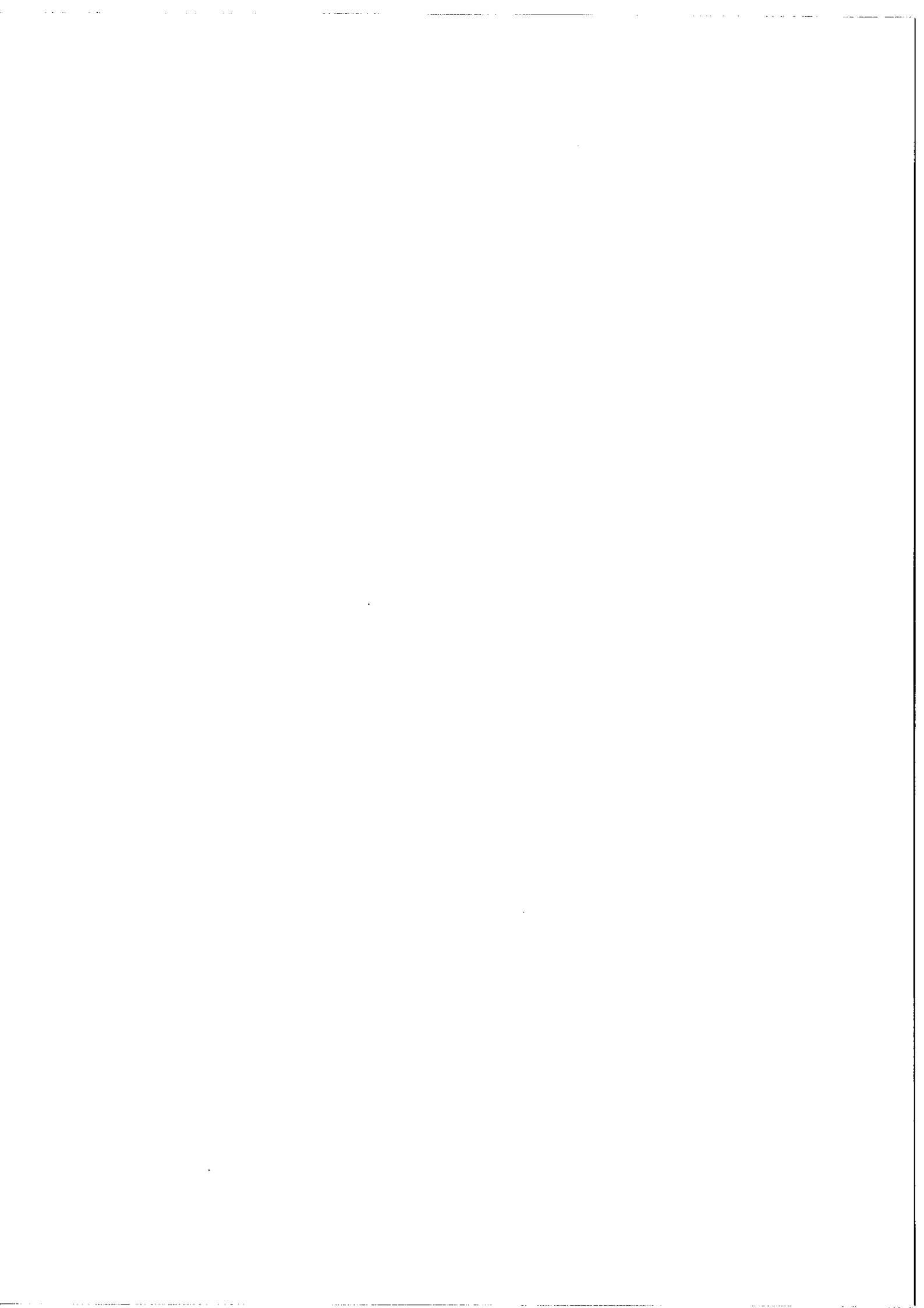




Spectre du Gadolinium



Spectre du Samarium  
(après montage de la dispersion soustractive)



La figure 23 montre les progrès qui ont été apportés à la forme des images à la suite de l'emploi de ce montage. Ces progrès ont contribué à améliorer très nettement la reproductibilité des pointés photoélectriques.

#### §<sub>4</sub> - Les défauts dûs au récepteur photographique

A part les erreurs dûes à une mauvaise utilisation du dispositif de lecture de nos enregistrements, l'existence des défauts étudiés ci-dessus devait affecter simultanément l'ensemble de toutes les raies qui constituent l'enregistrement. Un écart à la loi de variation de pression, une avance non régulière du chariot porte-film, une substitution non correcte des faisceaux se traduisent en effet par une anomalie qui doit apparaître tout le long d'une direction parallèle à la direction de dispersion du réseau.

Nous avons signalé en début de ce chapitre la probabilité d'existence de telles erreurs systématiques, ce qui nous a incité à effectuer les études précédentes. Cependant, malgré les perfectionnements apportés, les écarts entre les différentes mesures tirées de plusieurs enregistrements n'ont pas disparu pour autant. Nous avons alors été amenés à incriminer le récepteur photographique en attribuant les écarts à des déplacements de gélatine, déplacements qui se produisent lors du traitement de l'émulsion. En effet l'amélioration de la définiance a été telle que nous pouvons estimer à environ 1 millikaiser l'écart spectral maximum entre la loi désirée et celle obtenue. Une telle valeur est incompatible avec les déplacements de 10 à 40 mk que nous avons souvent constatés.

La mise en évidence des défauts dûs au récepteur photographique a été grandement facilitée par le fait que le SIMAC fournit une trame à deux dimensions formées par les images spectrales elles-mêmes. La position de ces images pouvant être très simplement établie par le calcul, il nous a suffi de dresser de véritables cartes de nos enregistrements, cartes qui faisaient apparaître tout spécialement la distance entre la position d'une image et le début de l'enregistrement.

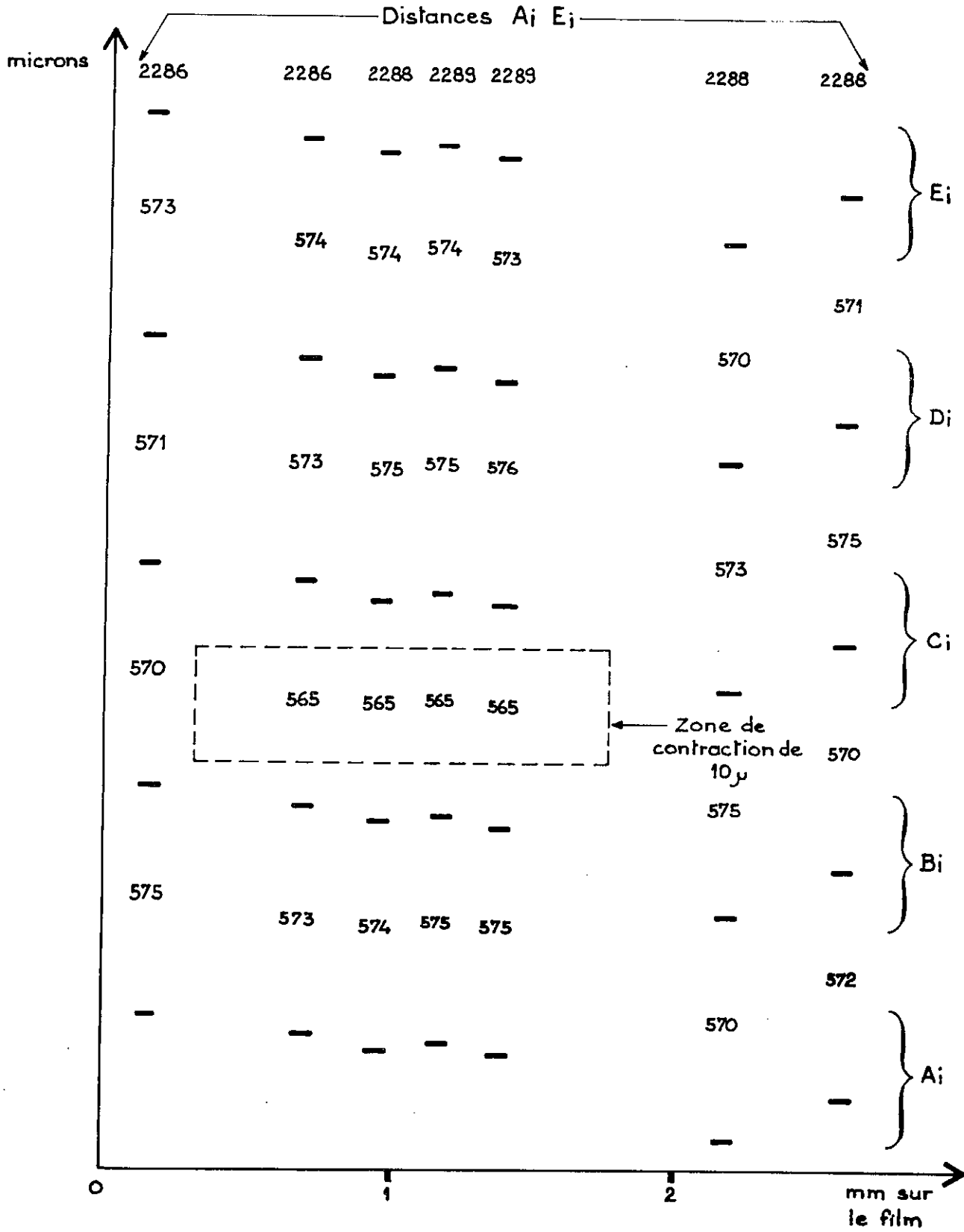


Fig.24



Nous avons pu ainsi mettre en évidence deux types de défauts.

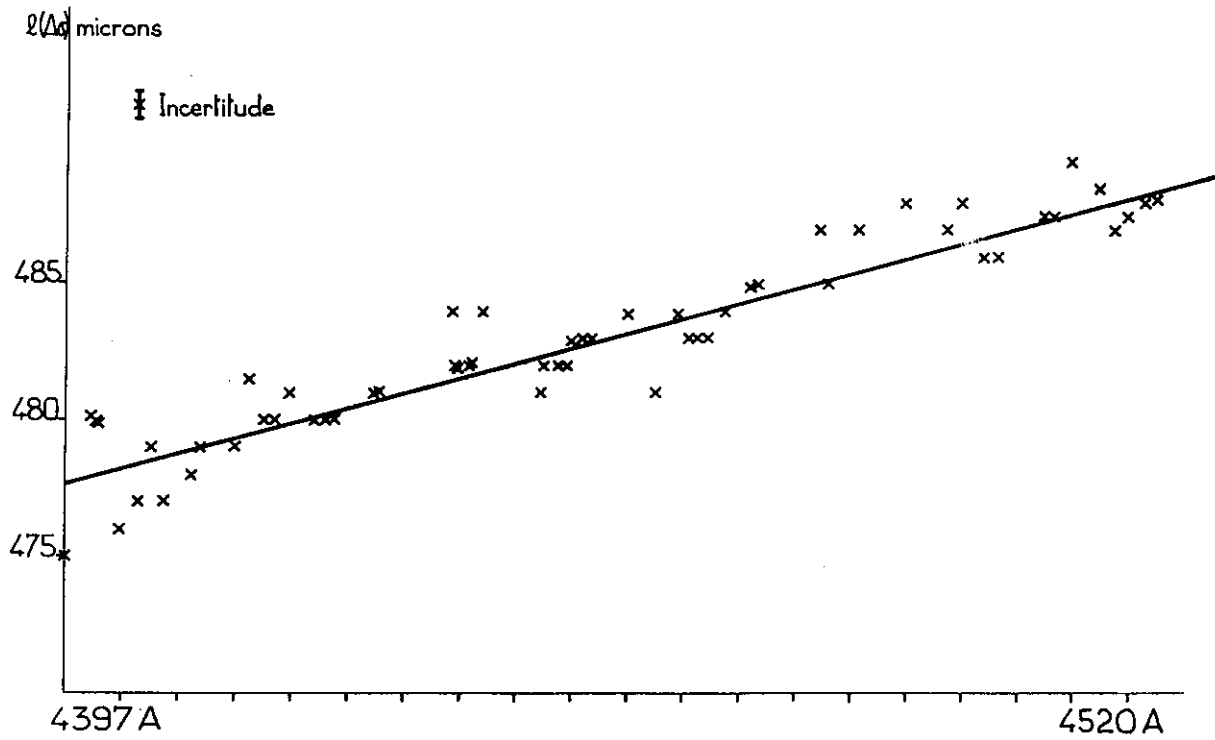
#### 4-1) Les défauts à courte distance

La figure 24 montre un exemple des cartes que nous avons systématiquement dressées. Il s'agit ici d'une reproduction d'une surface d'environ  $4 \text{ mm}^2$  extraite de l'enregistrement d'un isotope de Gadolinium. Dans ces conditions (domaine spectral très étroit) nous devrions trouver une série de taches dont l'équidistance selon la direction verticale est la même pour toutes les raies.

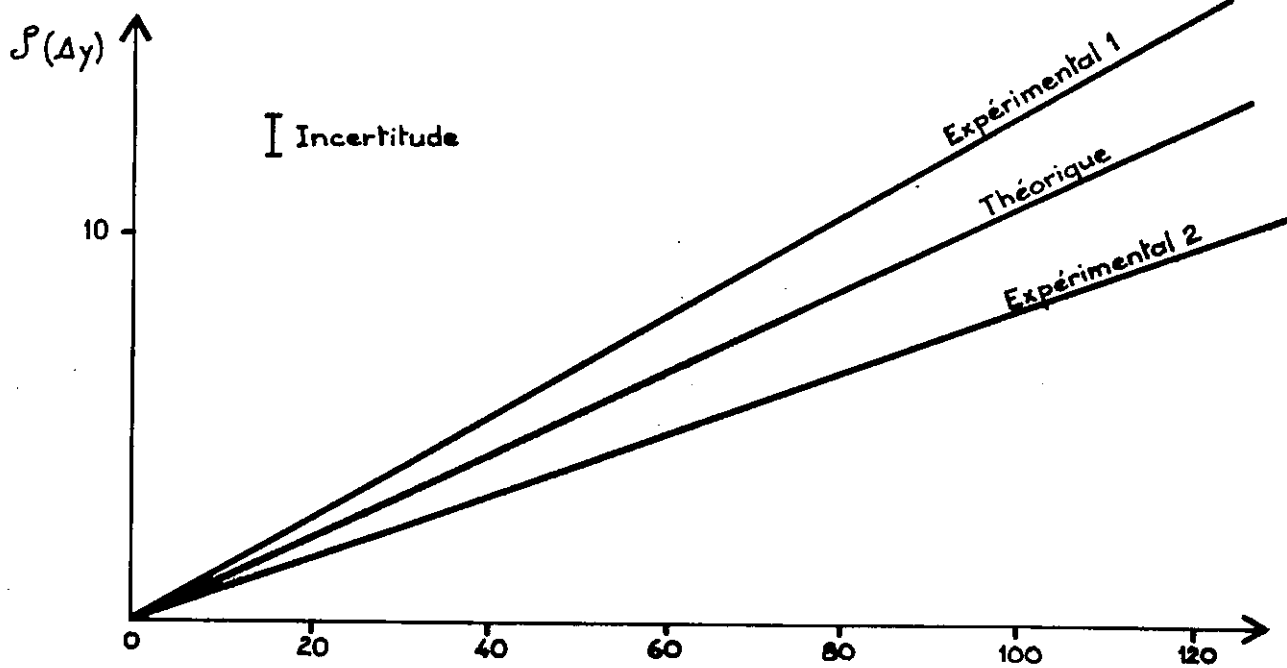
Or si nous désignons par  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$  etc ... la position des images le long d'une verticale nous voyons sur cette carte que toutes les distances  $B_i$ ,  $C_i$  du groupe de raies centrales sont inférieures d'une dizaine de microns à toutes les autres distances. De plus la somme des distances  $A_i B_i + B_i C_i + C_i D_i$  etc ... est la même pour l'ensemble des sept raies représentées par la carte, bien que les différentes mesures  $A_i B_i$ ,  $B_i C_i$  soient indépendantes. (Nous verrons en effet que les mesures consistent à pointer la position de l'image  $A_i$ , à amener le comparateur à zéro, puis à aller pointer la position de  $B_i$  ce qui donne la distance  $A_i B_i$ . Puis on pointe à nouveau la position de  $B_i$  afin de ramener le comparateur à zéro et on passe à l'image  $C_i$  ce qui assure l'indépendance des mesures  $A_i B_i$  et  $B_i C_i$ )

Dans ces conditions on ne peut guère expliquer de tels résultats que par l'existence d'un déplacement de la gélatine. On sait en effet que celle-ci gonfle d'environ 20 fois son épaisseur lors du traitement et on conçoit que le rétrécissement lors du séchage s'accompagne de quelque glissement. Dans notre cas, il semble que tout se passe comme si les parties extrêmes avaient repris leurs positions antérieures tandis qu'un pincement long d'environ 0,5 mm était apparu au niveau BC des quatre raies centrales.

On pourrait alors penser que ces défauts bien que très nombreux ne sont pas extrêmement gênants. Facilement repérable et affectant chacun une très faible superficie du récepteur, leur existence peut être assimilée à ces accidents propres au récepteur très fragile qu'est l'émulsion photographique ; malheureusement d'autres défauts nous sont apparus.



(a) Loi de Variation (Mesures)



(b) Ecart théorie - expériences

VARIATIONS DE LA DISTANCE ENTRE ORDRES EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE

Fig.25

4-2) Les défauts à grande distance

Ceux-ci sont mis en évidence par l'étude de la variation en fonction de la longueur d'onde de la hauteur consacrée à un intervalle entre ordres. En effet si cette distance peut être considérée comme constante dans un étroit domaine spectral, il n'en va plus de même lorsque l'on considère l'ensemble de la bande spectrale étudiée par le SIMAC.

Evaluons donc l'importance de la correction à faire intervenir.

La loi de variation de l'épaisseur du Fabry-Pérot est donnée par  $2ne = p\lambda$  soit à  $\lambda$  constante

$$2e \cdot dn = \lambda \cdot dp$$

Or les deux lois de variation de pression et de position étant linéaires, le déplacement du chariot porte-film est proportionnel à l'indice soit  $\Delta y = k \, dn$  et par suite, pour un intervalle entre ordres ( $dp = 1$ )

$$\Delta y = \frac{k}{2e} \lambda$$

La variation de la hauteur consacrée à un intervalle entre ordres en fonction de la longueur d'onde s'écrit donc :

$$\frac{d(\Delta y)}{\Delta y} = \frac{d\lambda}{\lambda}$$

Les mesures ont été effectuées sur des enregistrements du Samarium où nous nous intéressons à une bande d'environ 120 Angstrom aux alentours de 5 400 Angstrom.

Nous devons donc avoir une variation de la distance entre taches consécutives d'environ 2,6% ce qui est très nettement supérieur à la précision de nos mesures que nous évaluons à 0,2%. Cependant étant donné la faible valeur de cette variation nous pouvons la considérer comme étant linéaire dans le domaine étudié.

La figure (25a) montre un exemple des résultats obtenus, les  $\Delta y$  reportés ici résultant de la moyenne de quatre intervalles entre ordre. Sur la Figure (25b) se trouvent superposés les résultats tirés de deux enregistrements de la même bande spectrale. On s'aperçoit alors que les deux séries de mesures suivent des lois de variations différentes (pentes de 2 et 3,2%) .

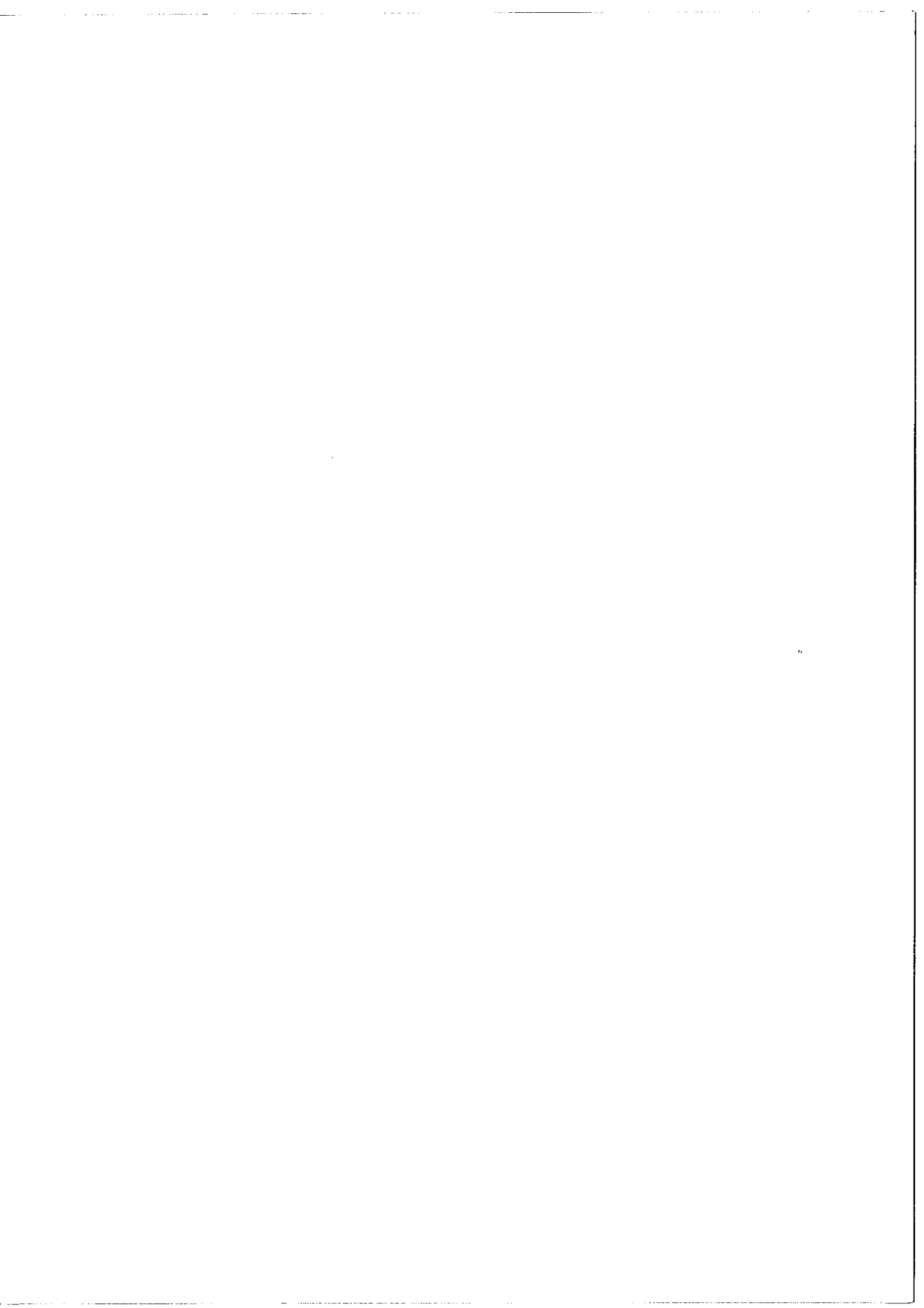
Devant l'impossibilité de concilier ces résultats nous devons conclure qu'aux défauts à courte distance viennent s'ajouter des déformations très lentes de la gélatine (12 microns pour une plage de 2 centimètres de long) et qu'ainsi aucun des points du récepteur n'est à l'abri d'un déplacement accidentel de l'émulsion, déplacement dont l'ordre de grandeur est très supérieur à la précision que nous pouvons attendre de nos dispositifs d'enregistrement et de lecture.

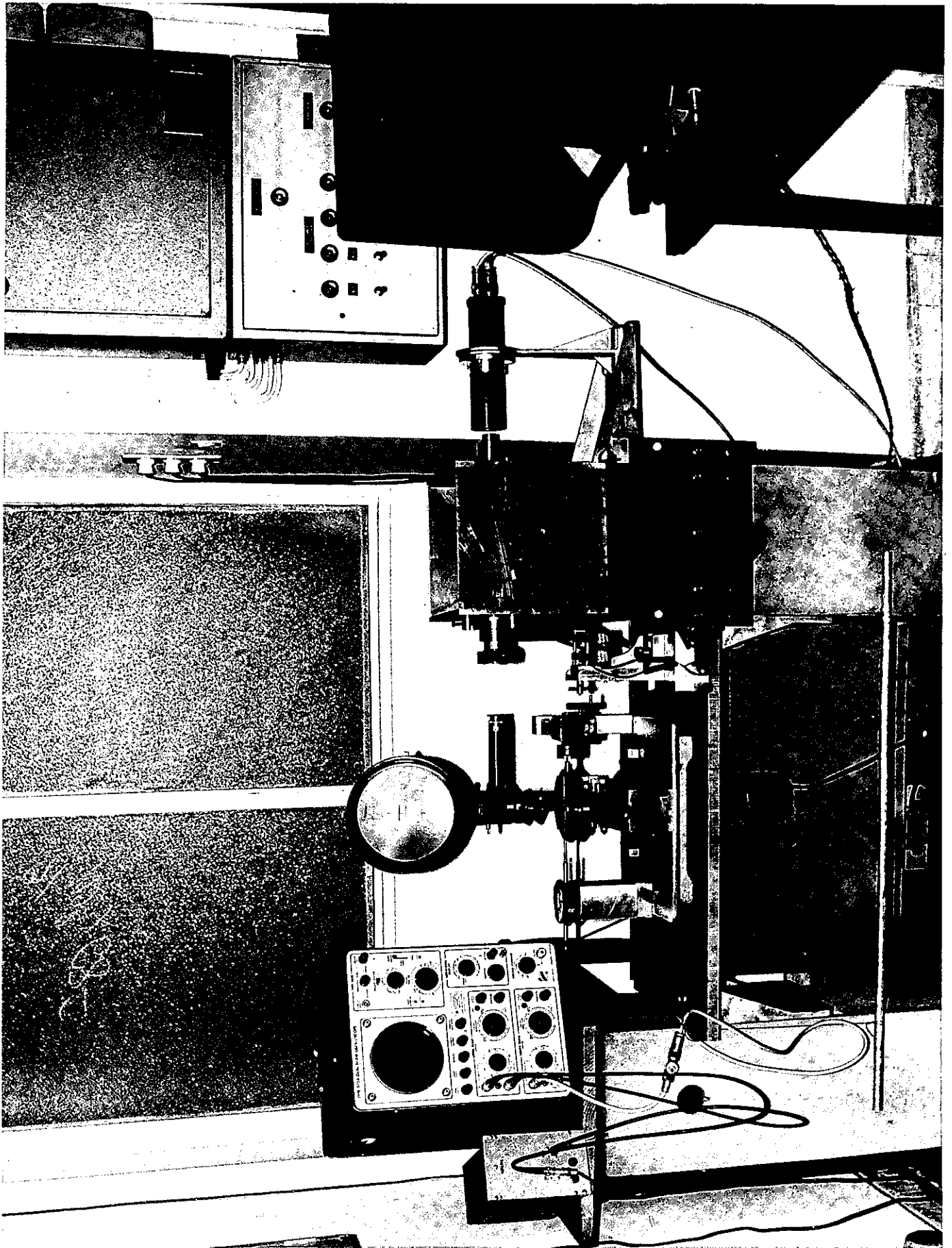
### Conclusion

L'étude détaillée de la définiance a montré que les erreurs qui affectent les résultats fournis par le SIMAC dans son actuelle version sont liées, non à l'appareil lui-même, mais à son récepteur : le film photographique.

Différentes solutions ont été proposées pour réduire l'importance des déplacements de gélatine ou peut-être des contractions du support. On préconise ainsi des recettes telles qu'un pré lavage, ou l'utilisation de révélateurs à base de sulfate de Sodium, de formol ou encore un séchage par substitution progressive de l'eau par de l'alcool, par variation progressive du degré hygrométrique. Mais si toutes ces solutions réduisent l'importance des déplacements, elles ne les rendent pas négligeables. Aussi, suite à nos essais, nous pensons qu'il faut absolument proscrire l'utilisation du film photographique dès que la précision des pointés est supérieure au centième de millimètre et lui préférer la plaque dont la stabilité semble nettement meilleure.

Cette substitution a malheureusement des conséquences assez graves en ce sens qu'elle interdit l'emploi d'objectifs de chambre très ouverts par suite de la courbure de champ qu'ils présentent. On voit aussi que la recherche des très grandes rapidités est beaucoup plus limitée par la mauvaise définiance du récepteur que par la perte de rapport signal-sur-bruit qu'elle entraîne.





## CHAPITRE VI

## SYSTEME D'EXPLOITATION DES ENREGISTREMENTS

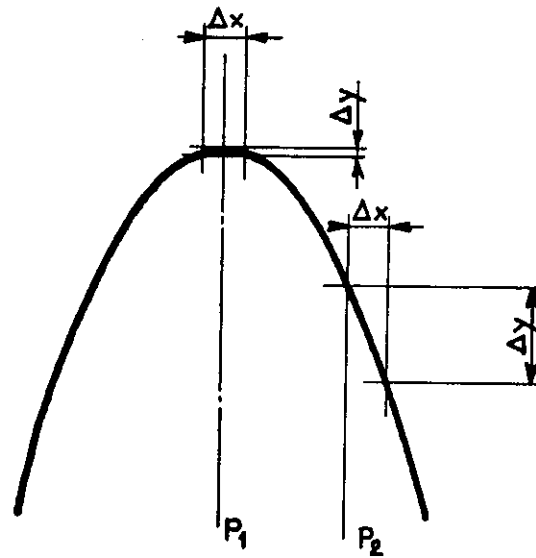
## I POSITION DU PROBLEME

§<sub>1</sub> - Essais préliminaires

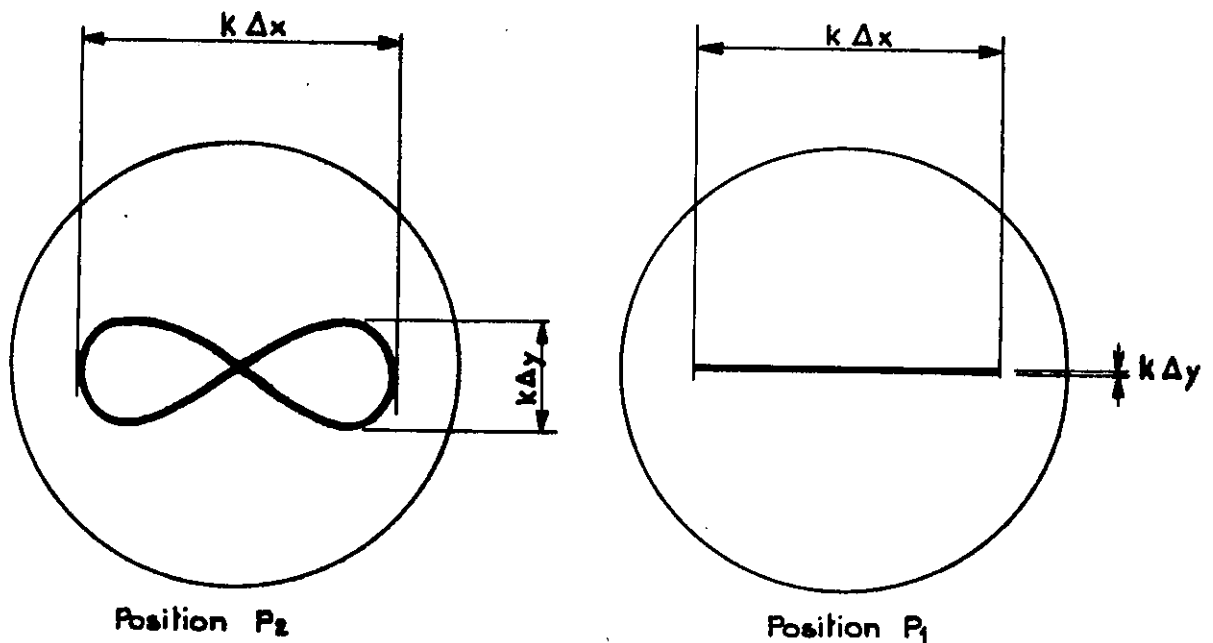
La lecture des clichés fournis par le SIMAC est rendue délicate par suite des très faibles dimensions des images enregistrées. Rappelons en effet que lorsque le SIMAC fonctionne en intégral à sa rapidité maximum, la surface consacrée à un élément spectral est de l'ordre du centième de millimètre carré ( $\approx 400 \times 25 \mu^2$ ). Dans ces conditions l'emploi d'un appareil de lecture à très fort grossissement devient obligatoire et, de fait, les premières lectures ont été effectuées à l'aide d'un microscope. Mais cet appareil, version mieux adaptée du classique comparateur, a été rapidement abandonné. En effet, outre l'importante fatigue visuelle qu'il entraîne (la lecture complète d'un seul enregistrement comporte plusieurs milliers de pointés) les grossissements utilisés ne permettent pas l'obtention de champs très étendus ce qui est extrêmement gênant lorsque le spectre étudié est très riche.

Nous avons alors effectué des essais de micro-densitométrie, essais assez rapidement abandonnés car ils impliquent une perte de temps importante. En effet les appareils classiques ne comportent pas de dispositifs qui permettent d'accélérer l'enregistrement lorsque la région étudiée ne comporte pas de raies (cas de la mesure de déplacements isotopiques où seulement  $2/N$  des canaux sont utilisés). C'est pourquoi nous nous sommes orientés vers des méthodes qui comportent un contrôle photoélectrique des pointés.

En effet ces méthodes qui nécessitent une parfaite symétrie des profils enregistrés éliminent la plupart des défauts précités :



$\Delta x$  amplitude de vibration  
 $\Delta y$  amplitude de modulation  
 $P_1 P_2$  position moyenne de la fente  
 par rapport à l'image de la raie



SIGNAL SUR OSCILLOGRAPHE

Fig.26



- a) l'observation du spectre peut se faire à faible grossissement et par suite avec un champ étendu ce qui facilite le repérage des raies.
- b) l'observateur peut sauter les régions vides et consacrer tout le temps de la mesure au pointé lui-même.
- c) le pointé proprement dit se fait par l'observation d'un signal sur l'écran d'un oscillographe ce qui élimine toute fatigue visuelle.

Deux méthodes distinctes ont retenu notre attention. Nous décrivons rapidement la première qui a connu un début de réalisation, mais nous consacrerons l'essentiel de ce chapitre à la description de notre comparateur réalisé selon la méthode TOMKINS et FRED.

## §<sub>2</sub> - Méthode du miroir vibrant

L'appareil est constitué par un densitomètre classique auquel on apporte les modifications suivantes :

- a) le signal recueilli sur le récepteur photoélectrique est envoyé sur les plaques de déviation verticale d'un oscillographe
- b) l'image est formée sur la fente qui précède le récepteur par l'intermédiaire d'un miroir vibrant.

Supposons pour l'instant notre miroir immobile. Lorsque l'on déplace l'image de la raie par rapport à la fente l'ordonnée du spot passe par une valeur maximale lorsque l'axe de la raie est confondu avec l'axe de la fente.

Faisons maintenant vibrer le miroir, le signal reçu par le récepteur photoélectrique est un signal modulé dont l'amplitude de modulation dépend de la position moyenne de l'image par rapport à l'axe de la fente (Fig. 26a). Le taux de modulation devient minimal lorsque les axes de l'image et de la fente sont confondus. Il suffit alors d'envoyer sur les plaques de déviation horizontale de l'oscillographe la tension de commande du miroir vibrant pour obtenir une courbe de

## LISSAJOUS. (Note)

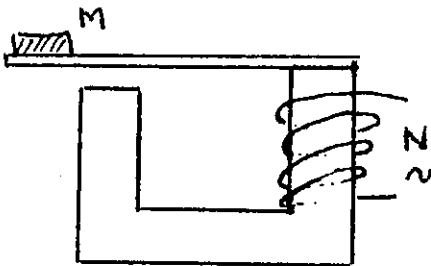
Ce dispositif qui a pour lui l'avantage de la simplicité n'a cependant guère donné satisfaction car il possède un défaut inhérent à son principe. En effet le repérage de la modulation minimale n'est vraiment précis que si cette modulation s'annule ce qui nécessite que l'amplitude de vibration de la fente soit petite devant la largeur de l'image explorée. En d'autres termes ceci revient à n'utiliser que le "sommet" de la raie pour déterminer la position de son axe. Nous avons donc abandonné ce système au profit de la méthode de TOMKINS et FRED.

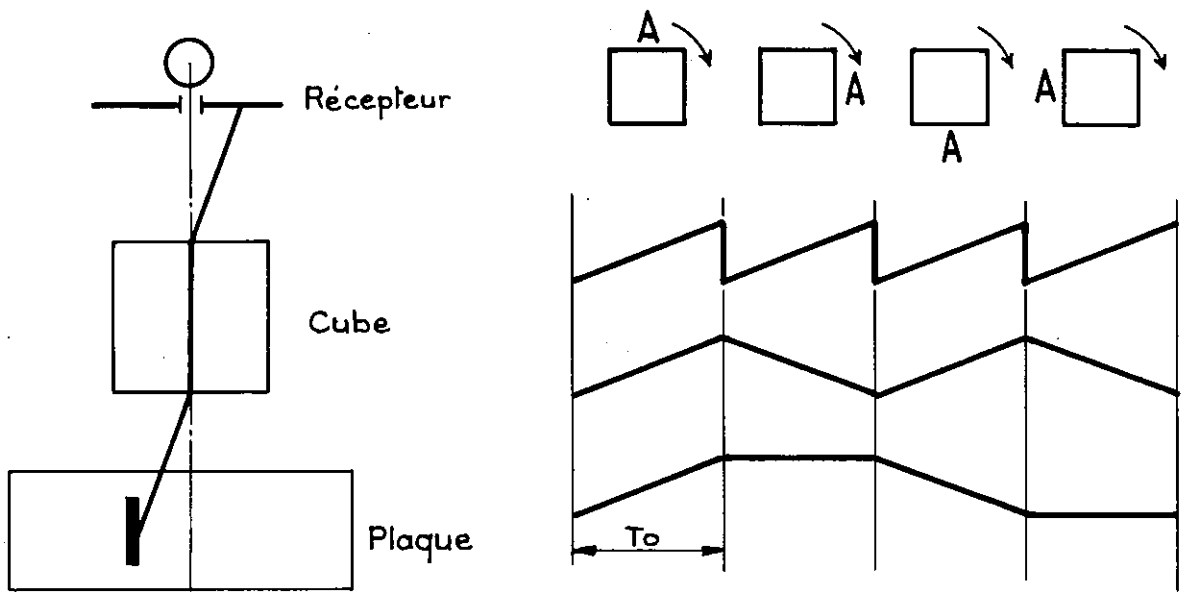
§<sub>3</sub> - Méthode de TOMKINS et FRED

Cette méthode est extrêmement connue et utilisée [39] [40] [41] [42], les nombreuses variantes ne différant finalement que par des points de détail. Son principe en est le suivant. L'appareil de base est encore un densitomètre mais on forme cette fois l'image sur la fente qui précède le récepteur photoélectrique par l'intermédiaire d'un cube tournant. Le signal recueilli sur le récepteur est envoyé sur les plaques de déviation verticale d'un oscillographe cathodique. Simultanément on applique sur les plaques de déviation horizontale une tension synchronisée avec la rotation du cube.

---

Note - Si le miroir vibre à la fréquence  $N$ , le signal est modulé avec cette fréquence. Mais dans le montage utilisé le miroir est fixé sur une lame d'acier à ressort solidaire d'un circuit magnétique. Si  $N$  désigne maintenant la fréquence du courant d'excitation produit par le bobinage, la puissance électrique ou mécanique varie comme  $\cos^2 2\pi Nt$  et par suite le miroir vibre, à la résonance, avec la fréquence  $2N$  ce qui explique la forme des courbes observées (Fig.26)





(a) Position de l'image par rapport à l'axe optique du système

(b) Variation des tensions de balayage en fonction de la position du cube

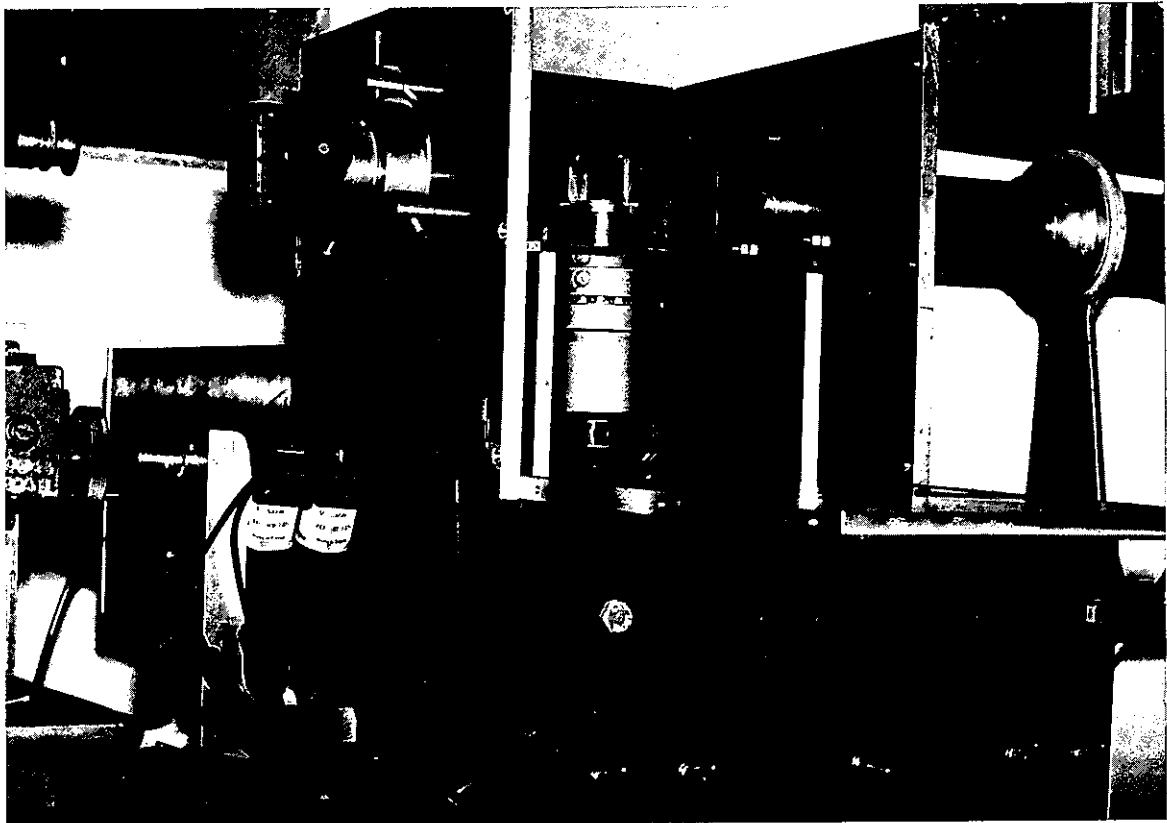
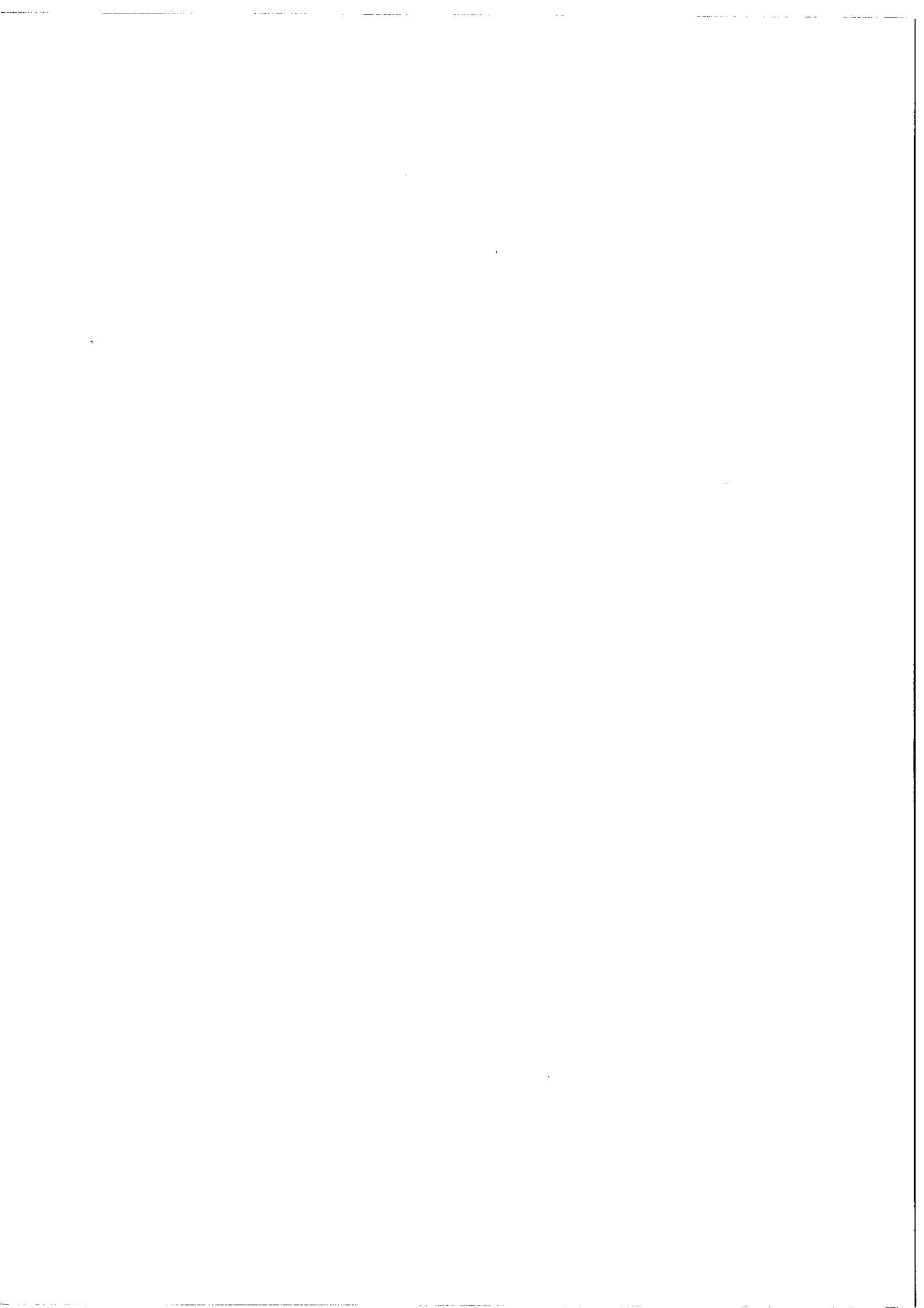


Fig. 27

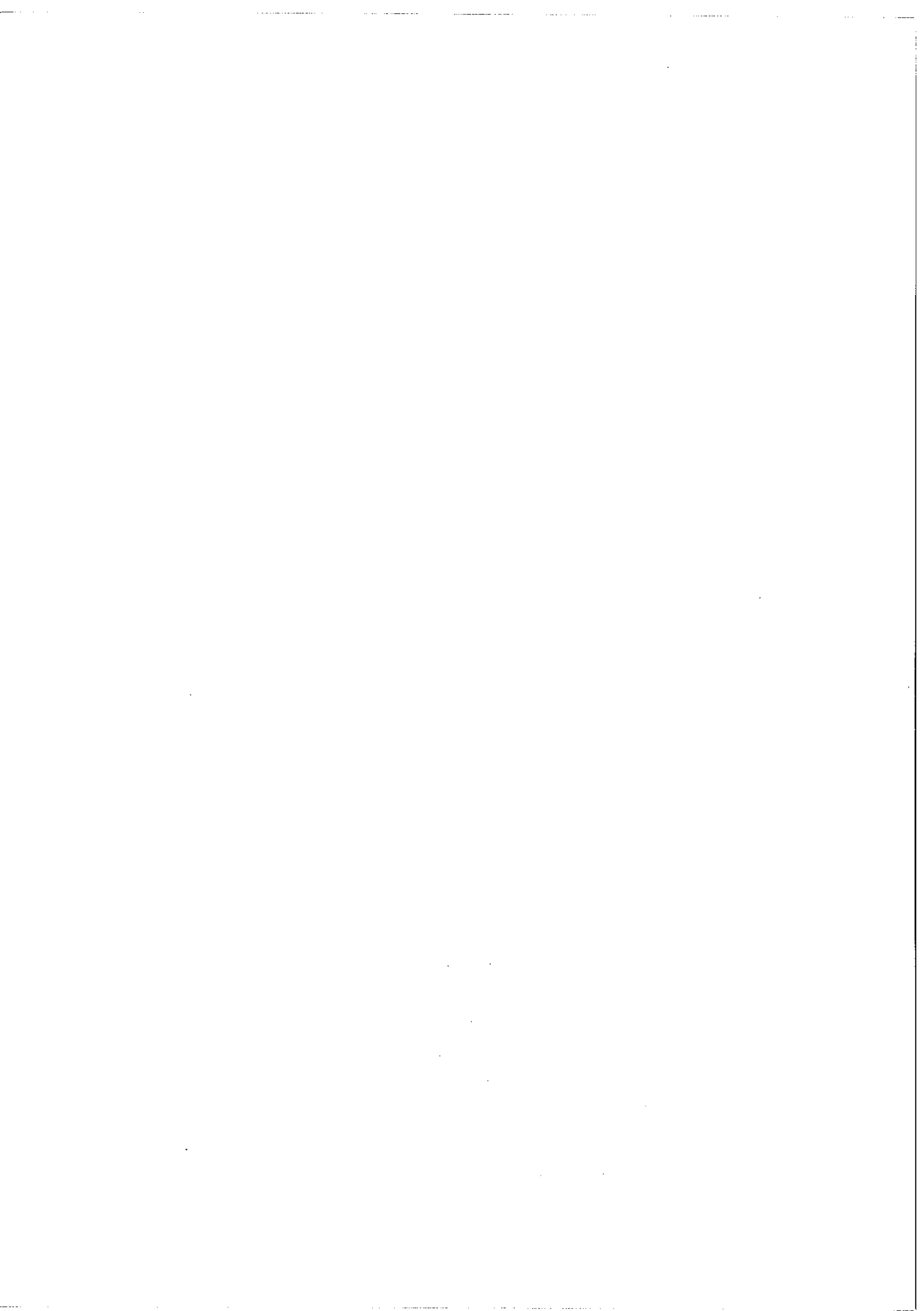


Considérons alors l'instant  $t$  pour lequel la position du cube est telle que deux de ses faces opposées soient perpendiculaires à l'axe optique du densitomètre (Fig. 27a) et supposons que la tension de balayage  $V_x$  liée à la position du cube soit telle que le spot soit placé au milieu de l'écran. Si l'axe optique du système passe par l'axe de l'image de la raie sur la plaque photographique, le signal appliqué aux plaques verticales est maximum. La raie apparaît alors au milieu de l'écran. Si l'image sur la plaque n'est pas confondue avec l'axe optique du système, l'image se trouvera transmise par une position différente du cube c'est-à-dire pour une valeur différente de la tension de balayage. Dans ces conditions elle apparaîtra à droite ou à gauche du centre de l'écran.

On réalise de ce fait une correspondance entre la position de l'image sur la plaque par rapport à l'axe optique du densitomètre et la position de la raie sur l'écran par rapport à l'axe vertical passant par son centre.

Supposons maintenant (Fig. 27b) qu'à la place de la classique tension d'exploration en "dent de scie" de l'oscillographe nous substituons une tension "triangle isocèle" de période  $2T_0$  ( $T_0$  étant l'intervalle de temps nécessaire pour que le cube tourne de  $90^\circ$ ) ; nous allons créer sur l'écran de l'oscillographe deux images symétriques par rapport au plan médiateur de l'écran, la symétrie provenant de l'inversion de sens de déplacement du spot (partie de pente négative de la tension de balayage). (Note)

Note - En fait la tension de balayage "en triangle", commode pour le raisonnement, est remplacée par une tension "en trapèze" qui permet d'utiliser seulement un couple de faces opposées de la lame tournante. Dans ces conditions on est absolument sûr que les déplacements de l'image devant la fente sont parfaitement identiques puisqu'on utilise toujours la même épaisseur de verre pour les reproduire. Les temps morts du balayage dus au blocage de la tension (plats du trapèze) se traduisent alors par l'apparition de deux segments verticaux sur les bords de l'écran.



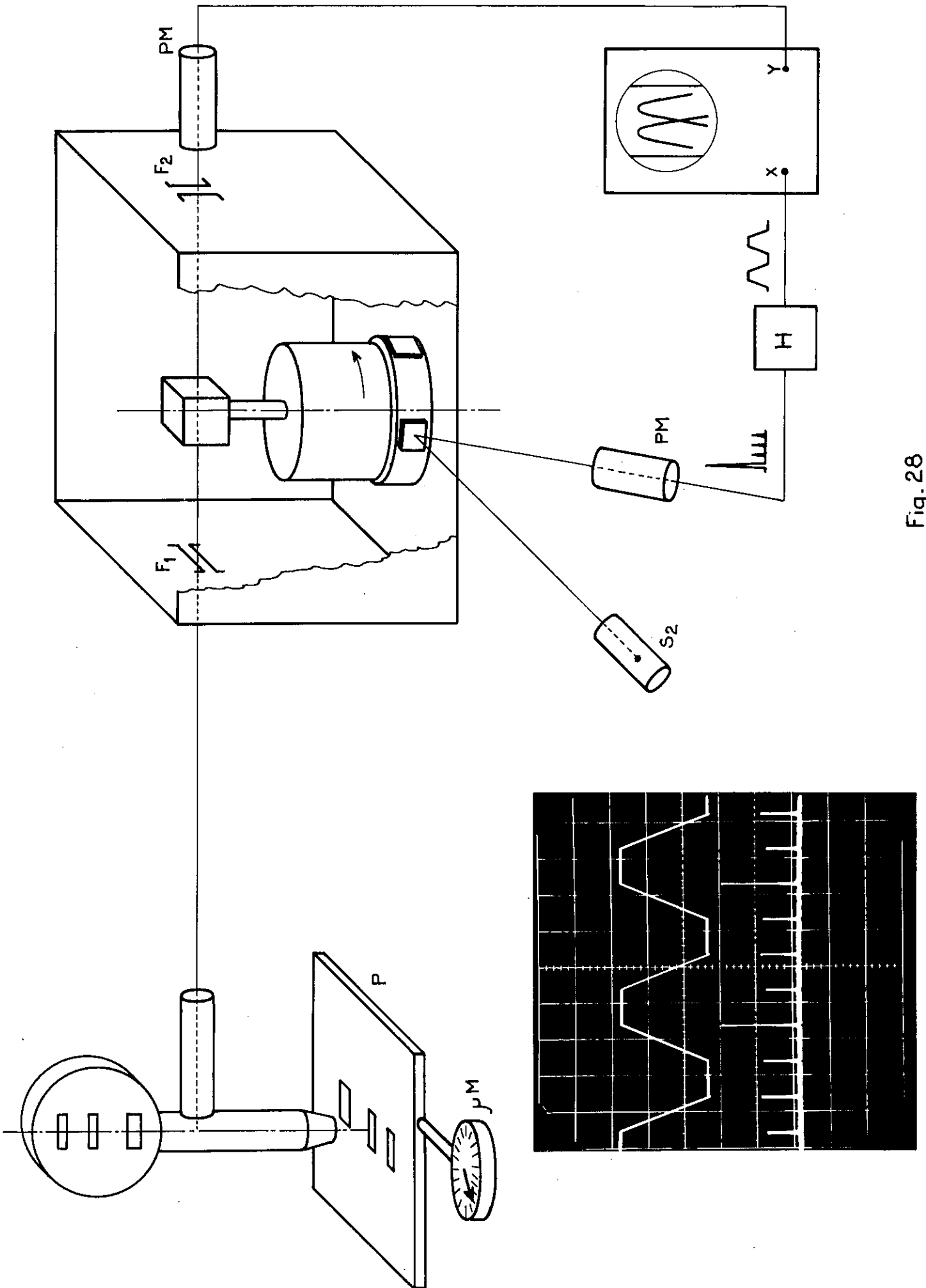
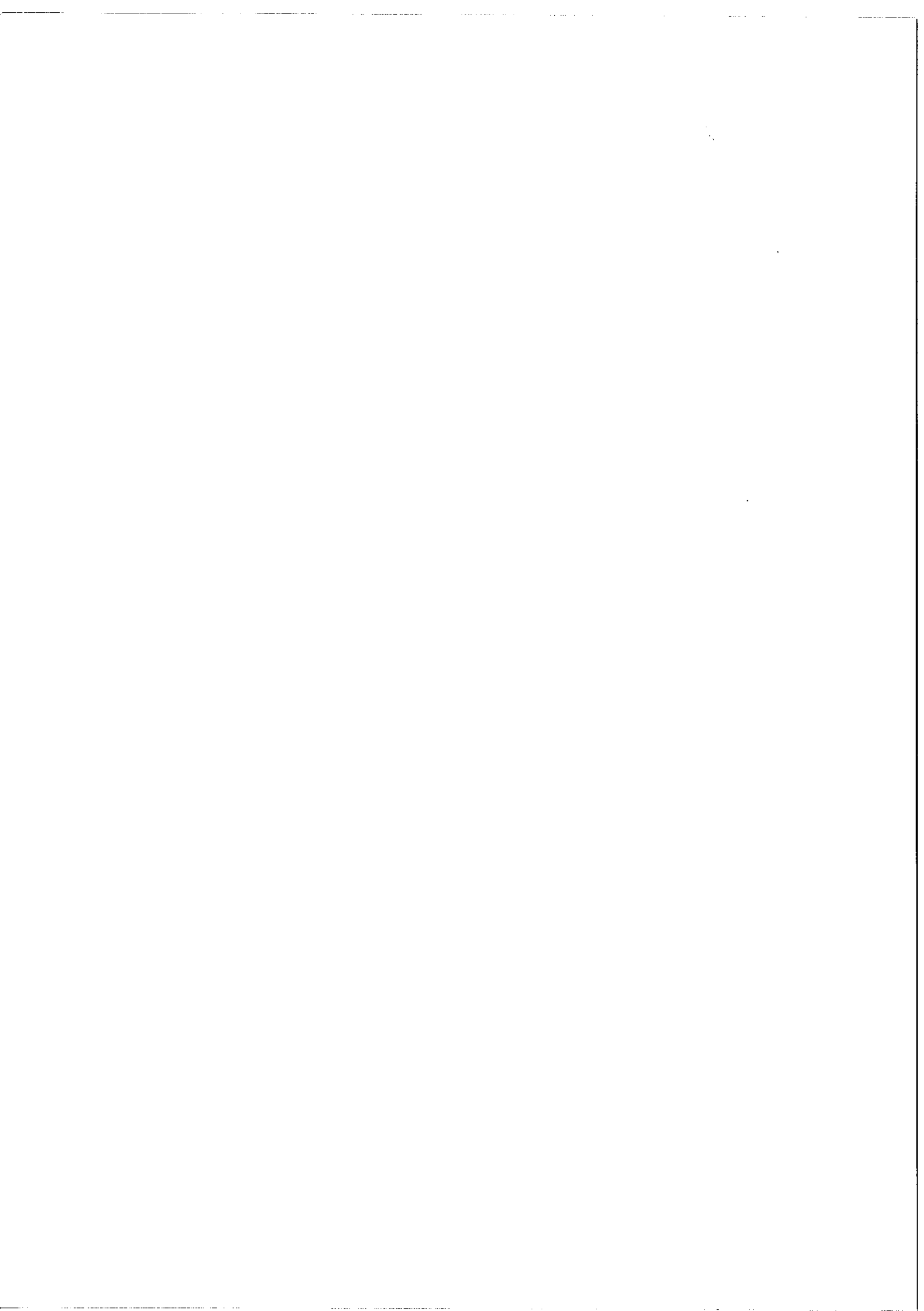


Fig. 28





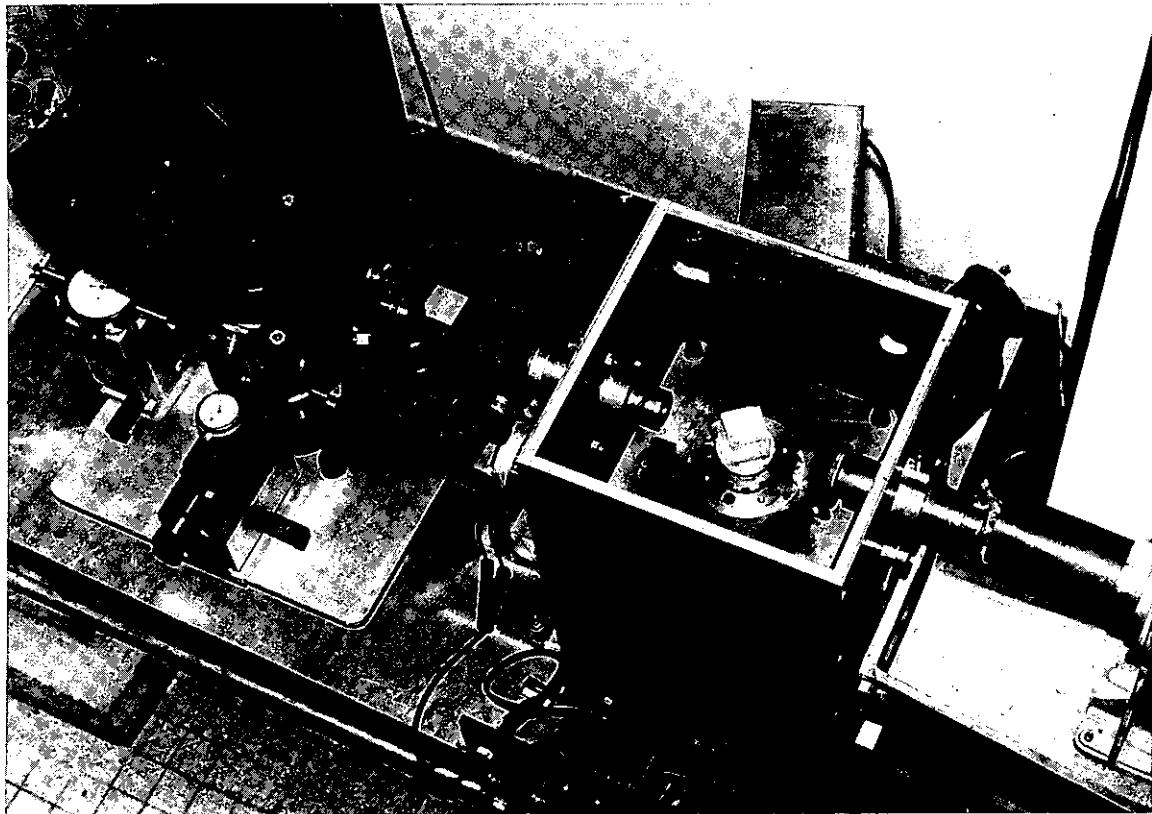
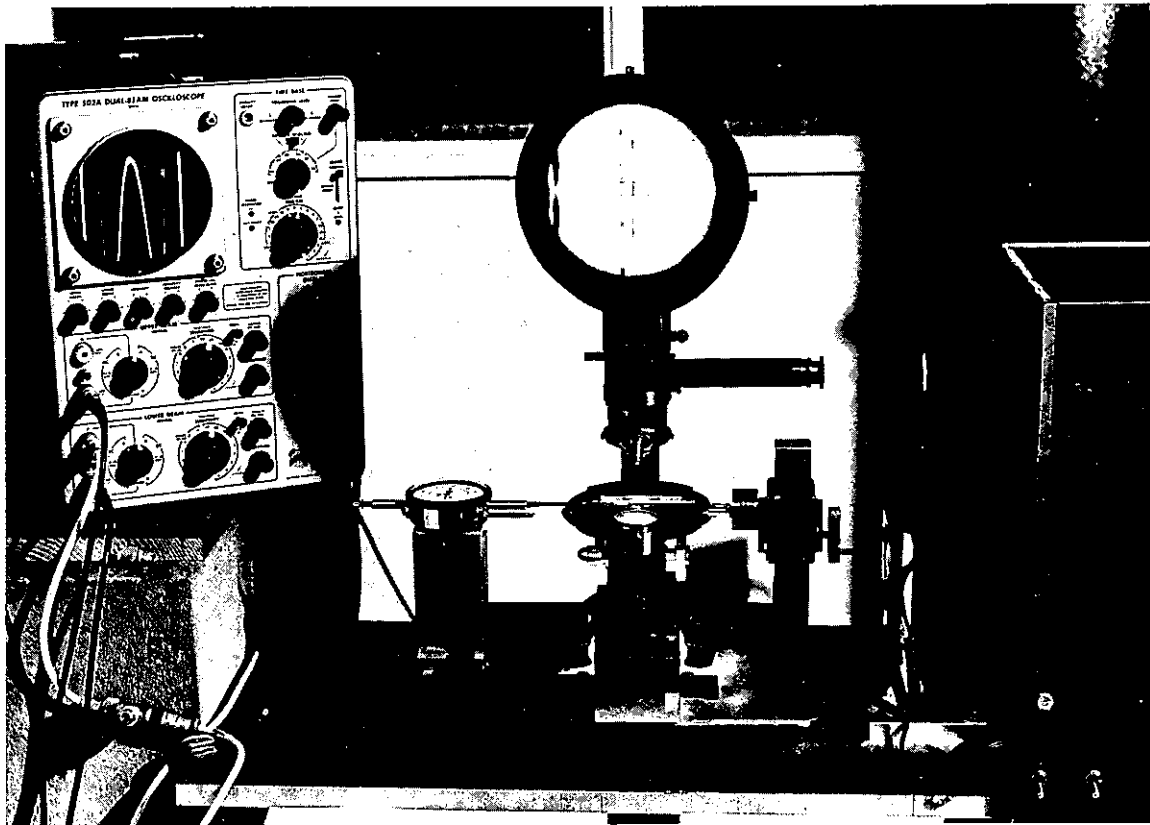
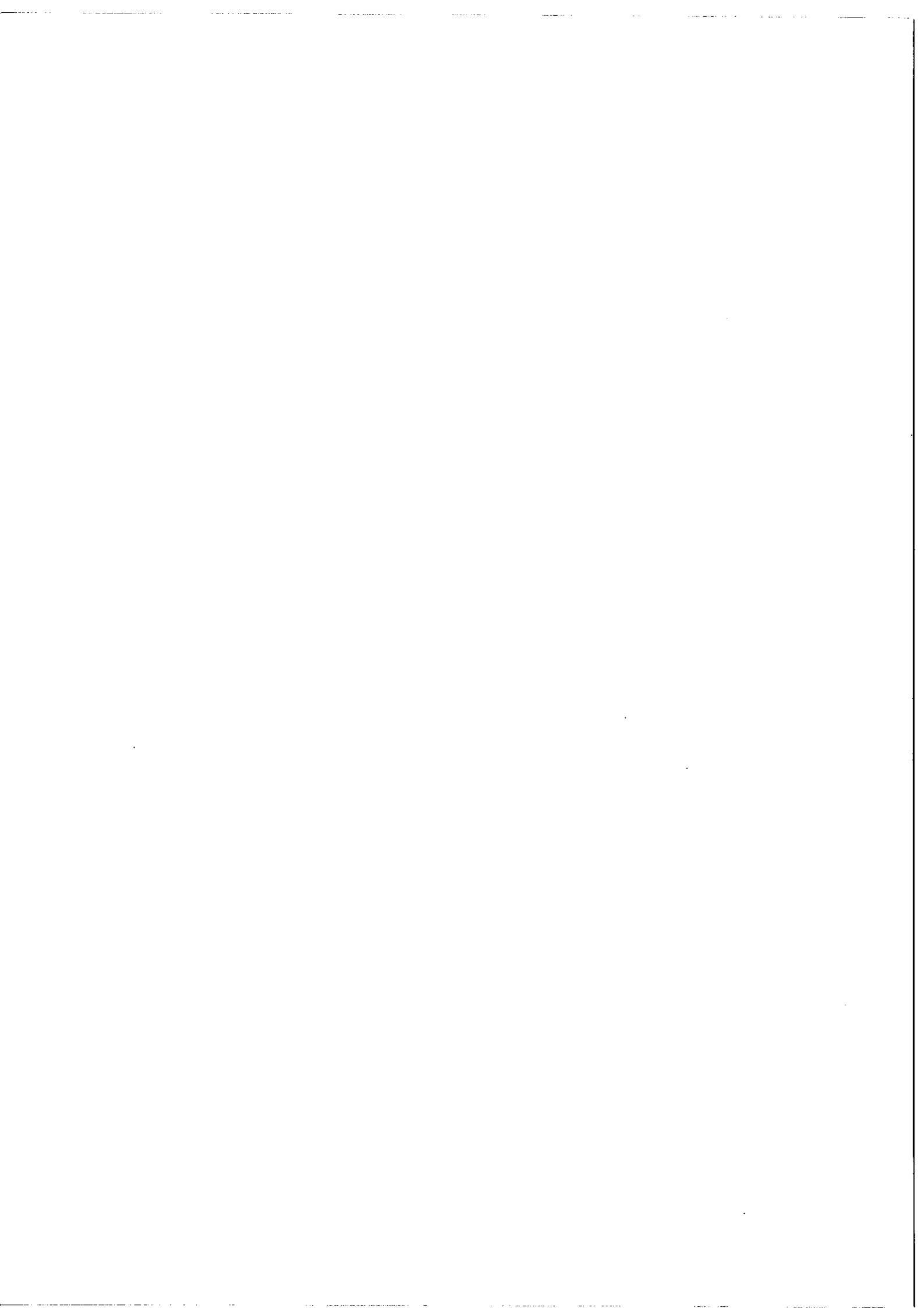


Fig. 28(b)



Ainsi la distance entre les deux images va-t-elle devenir d'autant plus petite que l'axe de la raie à pointer va se rapprocher de l'axe du système optique. Lorsque les deux axes sont confondus les profils obtenus sur l'écran se superposent exactement si la raie est parfaitement symétrique.

On voit ainsi apparaître l'avantage fondamental de la méthode de TOMKINS et FRED ; le pointé se fait en tenant compte de l'ensemble du profil de la raie et non pas comme dans la méthode précédente d'une fraction seulement de ce profil. C'est pourquoi malgré les perfectionnements que l'on peut apporter à la méthode du miroir vibrant [43] [44] nous lui avons finalement préféré celle de TOMKINS et FRED, tout en lui apportant quelques modifications de détail.

## II REALISATION PRATIQUE

Il existe dans le commerce des comparateurs munis de dispositifs inspirés par la méthode de TOMKINS et FRED, mais ils sont coûteux et guère adaptés à la dimension et à la forme des enregistrements fournis par le SIMAC. La précision des pointés qu'ils permettent d'atteindre nous étant indispensable, nous avons étudié et réalisé un instrument similaire dont nous donnons une rapide description (Fig. 28).

### §<sub>1</sub> - Banc de lecture

Etant donné les faibles dimensions des images enregistrées par le SIMAC le banc de lecture est constitué ici par un microscope muni des perfectionnements suivants :

- a) le classique oculaire a été remplacé par une "tête de projection" de faible grandissement qui forme l'image du spectre à étudier sur un verre dépoli. Ce dispositif diminue dans de très nettes proportions la fatigue visuelle qu'entraîne une observation

- microscopique prolongée.
- b) entre l'objectif et cette tête de projection se trouve placé un diviseur de faisceau qui permet de faire sortir du corps du microscope une fraction appréciable de l'intensité lumineuse et de former avec un grandissement plus important sur le dispositif du cube tournant l'image de la raie dont on veut déterminer la position.
  - c) le déplacement de la platine qui porte la plaque photographique est commandé par un jeu d'engrenages à démultiplication très importante ( $1/256$ ) ce qui permet d'obtenir des avances très fines de celle-ci. Eventuellement un moteur synchrone dont la liaison avec le système de démultiplication se fait par friction grâce à un aimant permet d'utiliser l'ensemble du montage en densitomètre enregistreur.
  - d) les mouvements de la platine sont repérés par deux palpeurs (comparateurs à aiguille). L'un, au micron, permet la lecture le long de l'axe de dispersion du Fabry-Pérot, l'autre, au centième de millimètre permet l'identification des raies une fois tracée la courbe d'étalonnage du réseau.

Malgré la faible dimension des images les conditions d'illumination de la plaque sont très critiques. Le système adopté est celui de la classique double conjugaison, diaphragme de champ conjugué de la préparation et filament de la lampe conjugué du diaphragme d'ouverture. La source lumineuse est ici une ampoule de 12V 5A reliée à une alimentation continue stabilisée.

## §<sub>2</sub> - Dispositif d'exploration

La pièce optique tournante est un cube de trois centimètres d'arête. Cette grande épaisseur a été retenue car elle permettait des déplacements de l'image importants pour une faible rotation de la lame. On sait que ceci est obligatoire si l'on veut éviter une distorsion du profil enregistré.

Le cube est monté sur l'axe d'un moteur synchrone PAPST à rotor extérieur. Le choix de ce type de moteur a été guidé par des raisons mécaniques. En effet la très grande inertie aussi bien statique que

dynamique du rotor augmente les tolérances de centrage du cube par rapport à l'axe de rotation.

Le cube est placé sur l'axe optique d'un système comportant :

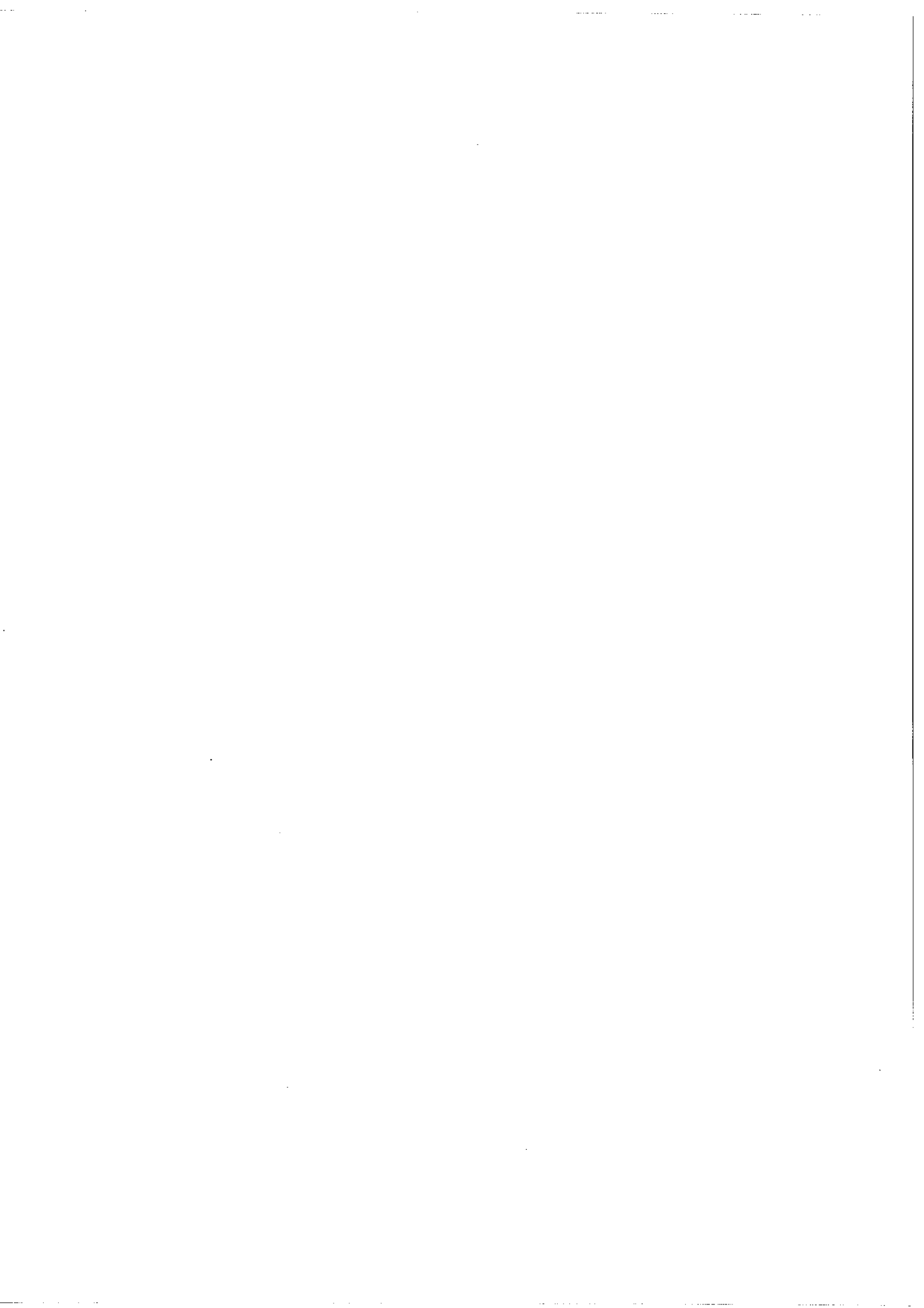
- a) une première fente sur laquelle vient se former l'image issue du microscope. Cette fente est orientée parallèlement à la direction de dispersion du Fabry-Pérot
- b) une seconde fente orientée perpendiculairement à la première qui permet l'analyse de l'image transmise par le cube. Les deux fentes sont conjuguées par une lentille placée en avant du cube.
- c) une seconde lentille qui conjugue la fente de sortie et la photocatode d'un photomultiplicateur RCA à surface sensible en bout.

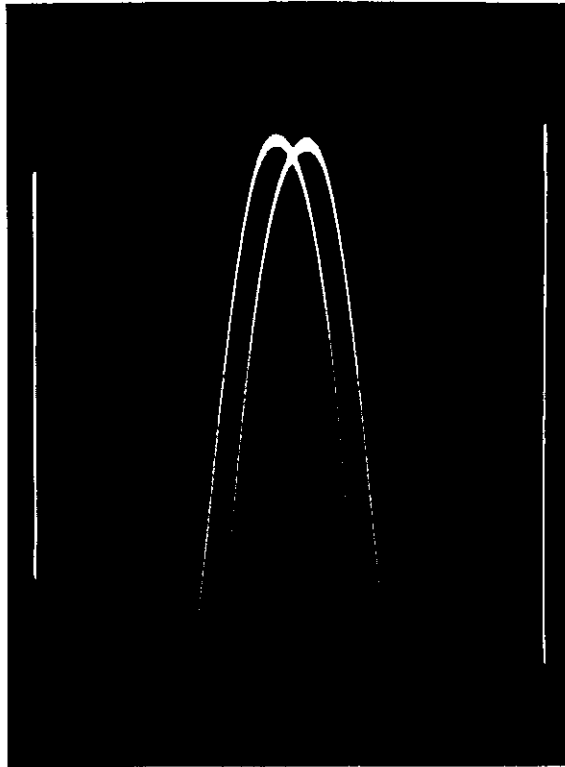
Le photomultiplicateur est relié à un oscillographe TEKTRONIX 502A.

### §<sub>3</sub> - Production de la tension de balayage

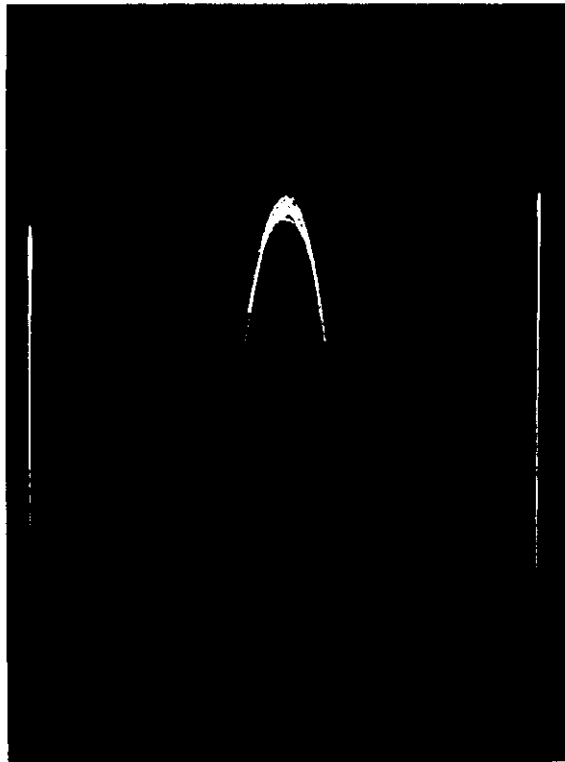
Dans la méthode de TOMKINS et FRED la tension de balayage en trapèze est produite à partir d'un signal lumineux. Un disque solidaire du cube tourne devant le filament rectiligne d'une lampe. La forme du disque est telle qu'il découvre progressivement le filament, le dévoile totalement, le recouvre progressivement et le masque complètement au cours d'une révolution.

A ce système, de réglage délicat, nous avons préféré un dispositif électronique. Celui-ci a été conçu et réalisé au Laboratoire par Guy MICHEL. Les différentes phases du trapèze sont commandées par une série d'impulsions synchronisées avec la rotation du cube. En particulier l'une, d'amplitude supérieure aux trois autres, commande une remise à zéro après chaque révolution. L'obtention de ces impulsions s'est faite très facilement en fixant à la partie inférieure du rotor une bague portant quatre lames de verre placées à 90° qui passent devant un pinceau lumineux. Le pinceau réfléchi au moment du passage des miroirs, est recueilli sur une photodiode qui délivre les impulsions désirées. La discrimination d'amplitude s'obtient en argentant légèrement l'une des lames. Le pinceau lumineux est obtenu à partir d'une lampe 6V 3A alimentée par un chargeur d'accumulateurs (on notera sur



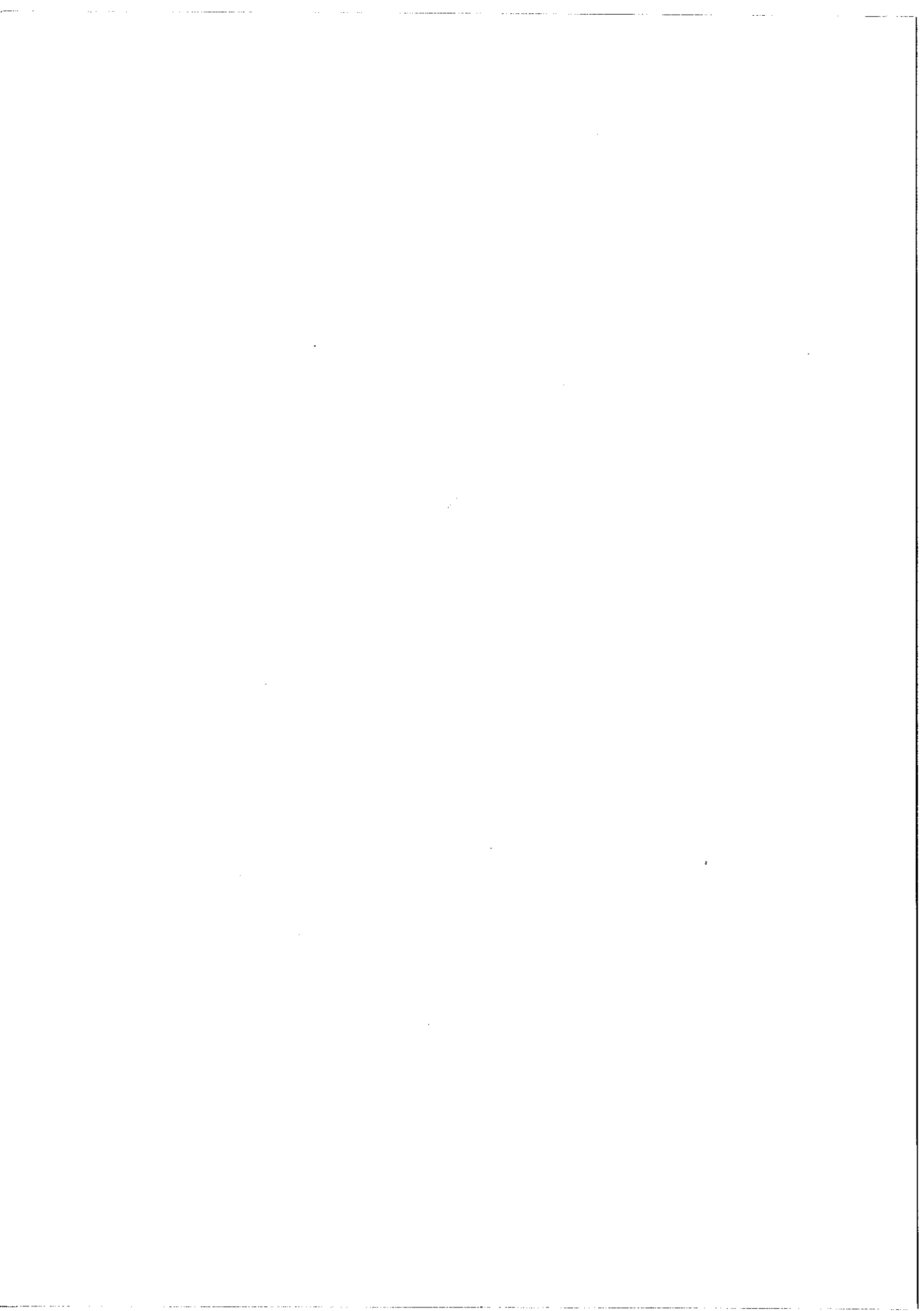


Ecart à la position de pointage  $3\mu$



Pointé correct

Fig.29





les pics de la photographie a de la figure 27 le résidu d'ondulation dû à un filtrage incomplet du 50 Hertz).

#### §<sub>4</sub> - Résultats

La reproductibilité des pointés faits à l'aide de cet appareil est excellente. Les écarts entre les mesures exécutées à plusieurs semaines d'intervalle sont inférieurs au micron. Ceci est dû d'une part à la parfaite stabilité du système qui est monté sur des piliers de béton, et d'autre part à la très bonne symétrie des images enregistrées. Les photographies de la figure 29 donnent une idée à la fois de la précision que l'on peut attendre de cette méthode de mesure et de la facilité avec laquelle s'effectuent ces pointés malgré la très faible dimension des images ( $100 \mu \times 100 \mu$ ).

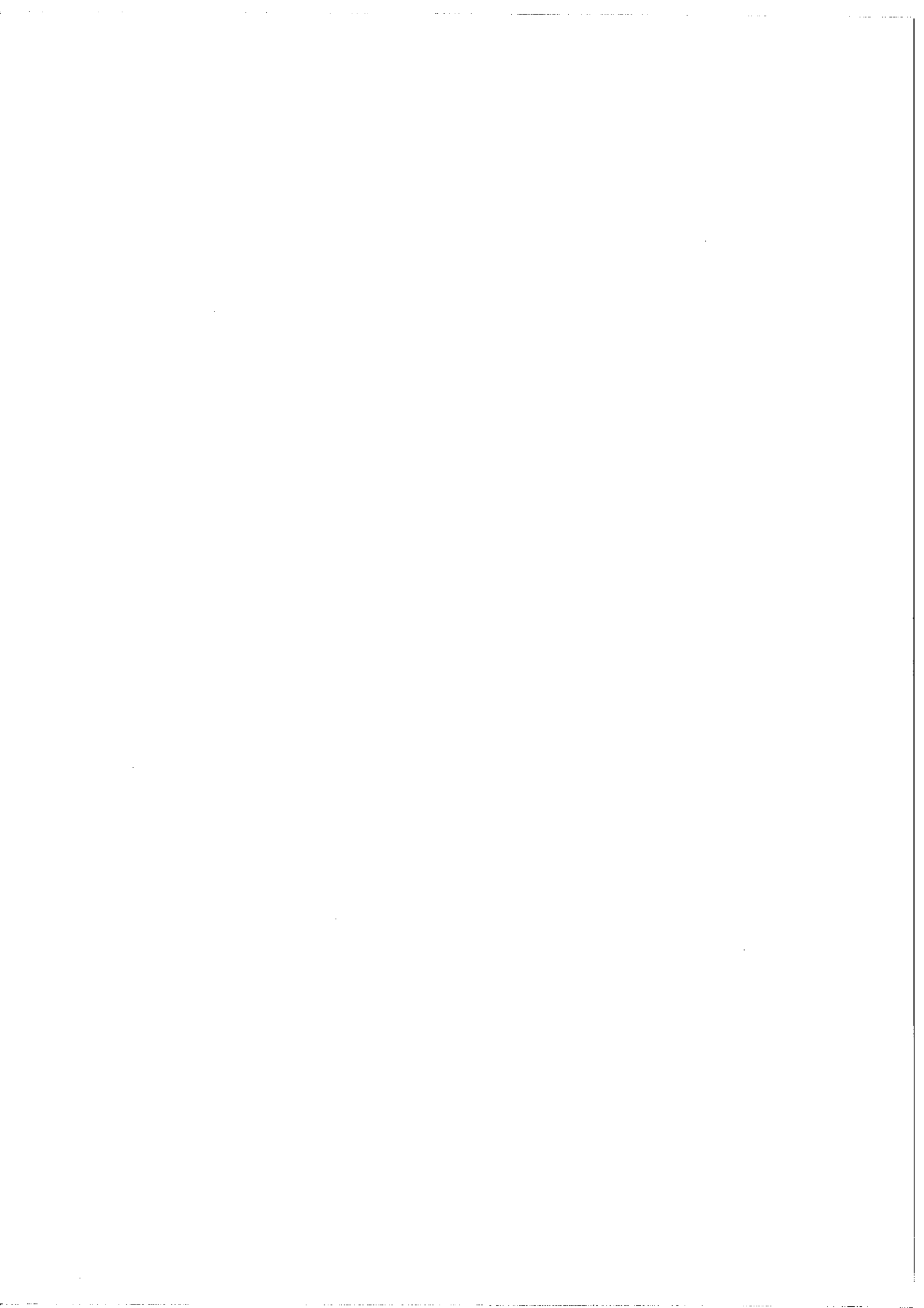
Signalons enfin que cet appareil a été très avantageusement associé à un lecteur de microfilm qui nous permet d'avoir constamment sous les yeux un enregistrement témoin sur lequel toutes les raies ont été répertoriées. Ce procédé permet effectivement un gain de temps important lorsqu'on répète les mêmes mesures sur différents enregistrements.

#### Conclusion

La méthode de TOMKINS et FRED qui utilise l'information répartie sur l'ensemble du profil est probablement l'une des meilleures qui soit dans le cas d'images symétriques. Son adaptation aux comparateurs classiques ne présente pas de difficultés majeures, la seule partie délicate qui est la production de la tension de balayage pouvant se résoudre par un montage électronique.

L'appareil que nous avons réalisé s'est révélé être juste, fidèle et sensible. Il permet d'obtenir rapidement et sans fatigue des pointés précis et reproductibles malgré les très faibles superficies des images étudiées.

Il a joué ainsi un rôle fondamental dans l'étude de la définiance du SIMAC et a contribué notablement au perfectionnement incessant de ce spectrographe.



## CONCLUSION

On attend généralement d'un spectrographe qu'il fournisse des résultats précis dans le temps le plus court possible.

Si ces deux critères de rapidité et de rapport signal sur bruit peuvent être décrits dans le cas des récepteurs à bruit de photons par la donnée d'une seule grandeur caractéristique de l'appareil (en l'occurrence le flux), il n'en va pas de même en spectrographie multicanale. En effet, l'unique donnée de l'éclairement (Luminosité  $\mathcal{L}_E$  des spectrographes) ne permet pas d'atteindre la valeur du rapport signal sur bruit qui est liée à la dimension de la surface consacrée à l'image d'un élément spectral. De même la donnée du seul flux (Luminosité  $\mathcal{L}_\Phi$  des spectromètres) est insuffisante car elle n'indique pas la rapidité, et en particulier la rapidité maximum que l'on peut attendre de l'instrument. C'est pourquoi ces définitions de la luminosité doivent être obligatoirement complétées par la donnée de l'une des deux autres grandeurs, le passage de l'une à l'autre se faisant par l'intermédiaire des lois de dispersion.

Cette nécessité admise, la comparaison du SIMAC et des deux autres spectrographes à très haute résolution devient simple et permet de mettre en relief les qualités de l'instrument que nous avons réalisé.

Associant la luminosité très élevée de l'interferomètre de Fabry-Pérot et le caractère multicanal du récepteur photographique, le SIMAC permet d'étudier avec une résolution de l'ordre du million des intervalles spectraux étendus en des temps de pose très courts par suite de la grande ouverture de son objectif de chambre ( $F/2$ ).

Appareil lumineux, rapide, compact et très mobile le SIMAC présente en plus la possibilité d'une grande souplesse d'emploi. En effet, par suite du caractère séquentiel de son mode d'enregistrement dû à l'emploi du spectromètre Fabry-Pérot, il permet de choisir, sans aucune modification de sa géométrie, soit une grande rapidité, soit un bon rapport signal sur bruit.

Tout en gardant son ouverture de  $F/2$  il peut atteindre la même rapidité que le spectrographe Fabry-Pérot classique (sur lequel il présente l'avantage de fournir une dispersion linéaire) ou il peut donner, en principe, les mêmes rapports signal sur bruit que les grands spectrographes à réseau.

Ainsi, sans changement de l'éclairement qu'il fournit il peut être un spectrographe très rapide ou très lent avec les conséquences que cela entraîne sur les valeurs des rapports signal sur bruit des enregistrements.

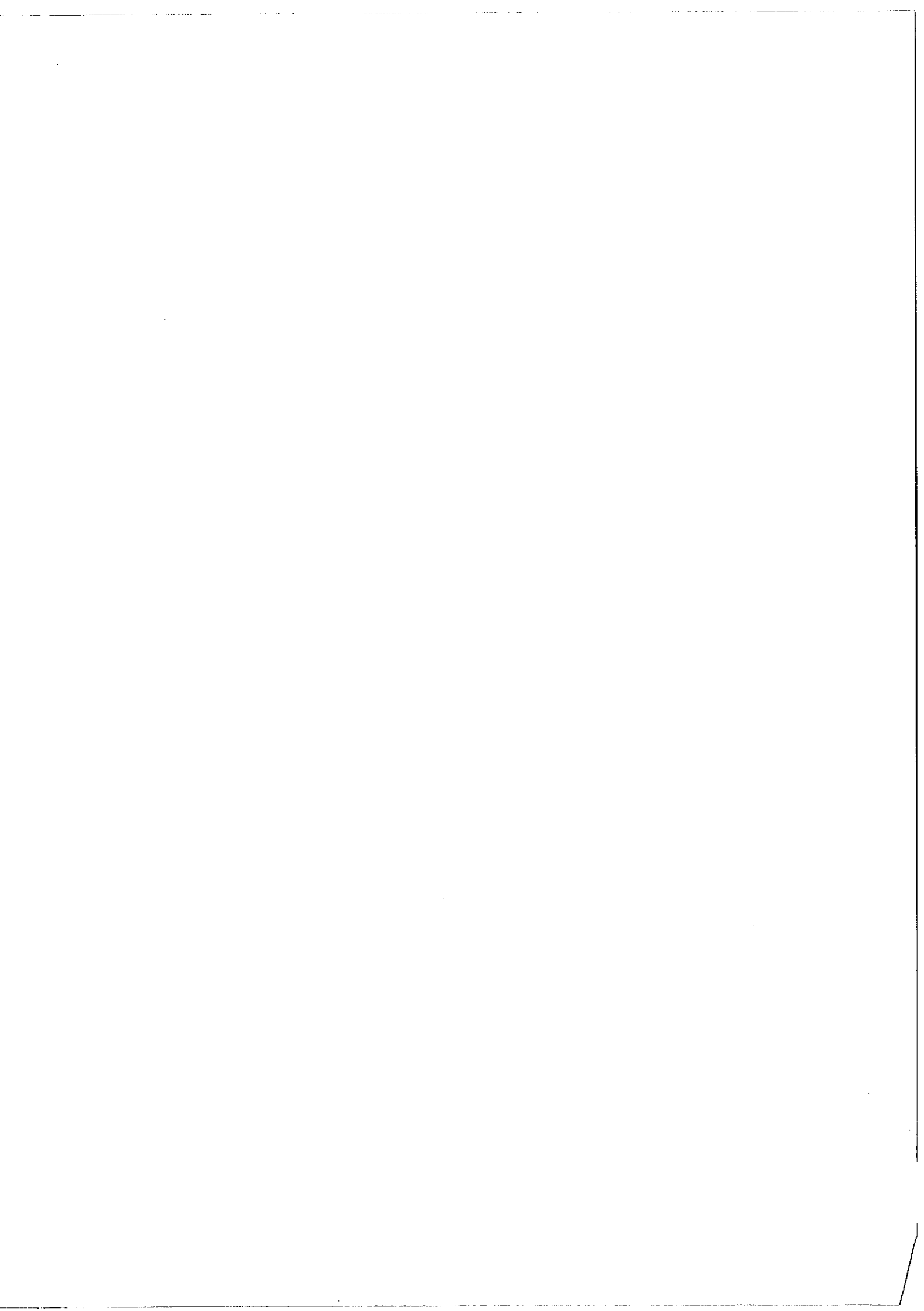
Cette souplesse d'emploi a permis d'étudier à l'aide du SIMAC des problèmes dans des domaines aussi divers que ceux de l'émission atomique, de l'émission moléculaire et de l'absorption moléculaire, ce qui révèle le large éventail de ses possibilités d'adaptation. Si sous sa version actuelle la précision des pointés ne lui permet que de jouer le modeste rôle d'appareil de contrôle, l'étude systématique de ses défauts d'enregistrements grâce au lecteur de plaque que nous avons réalisé, a montré le moyen d'y remédier.

Et c'est finalement la possibilité de pouvoir couvrir avec un seul appareil toute la gamme des rapidités des spectrographes à très haute résolution actuels qui fait du SIMAC un appareil original.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. GIRARD et P. JACQUINOT *Advanced Optical Techniques* VAN HEEL (AMSTERDAM)
- [2] R. C. JONES *Phot. Sci. Eng.* 2,57 (1958)
- [3] R. C. JONES *Advances in Electronics* V Ac. Pr. New York (1953)
- [4] P. B. FELGETT *Jour. Phot. Sc.* 9,201 (1961)
- [5] J. C. MARCHANT A. G. MILLIKAN *Jour. Opt. Soc. Amer.* 55,8 (1965)
- [6] J. H. WEBB *Jour. Opt. Soc. Am.* 31,355 (1941)
- [7] P. BOUCHARREINE *Thèse ORSAY* (1970)
- [8] E. W. H. SELWYN *Phot. Jour.* 75,571 (1935)
- [9] G. C. HIGGINS K. F. STULTZ *Jour. Opt. Soc. Am.* 49,925 (1959)
- [10] P. GLAFKIDES *Chimie Photographique* MONTEL (PARIS)
- [11] R. CHABBAL P. BIED-CHARRETON R. PELLETIER *Jour. Phys.* 28,C2,209 (1967)
- [12] H. BOITEUX P. BOUCHARREINE R. CHABBAL *Colloque Opt. QUEBEC* (1967)
- [13] P. JACQUINOT CH. DUFOUR *Jour. Cent. Nat. Rech. Scient.* 2,91 (1948)
- [14] P. BOUSQUET *Spectroscopie Instrumentale* DUNOD (PARIS)
- [15] P. CHABBAL *Rev. Opt. Théor. et Instrum.* (1958)
- [16] R. CHABBAL P. JACQUINOT *Rev. Opt. Théor. et Instrum.* 40,4 (1961)
- [17] P. BIED-CHARRETON *Thèse de Docteur Ingénieur ORSAY* (1967)
- [18] R. CHABBAL *Jour. Rech. Cent. Nat. Rech. Scient.* n° 24 (1953)
- [19] J. C. MARCHANT *Jour. Opt. Soc. Am.* 54,6 (1964)
- [20] P. B. FELGETT *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* 118,395 (1958)
- [21] M. ABRIBAT *Chimie Physique des Couches Sensibles Photographiques* P.U.F.
- [22] R. CHABBAL R. PELLETIER *Jap. Jour. Appl. Phys.* 4 Sup.1 (1965)
- [23] R. CHABBAL M. SOULET *Jour. Phys. Rad. T 19* (1958) *Coll. Spectr. Instr.*
- [24] J. GOBERT *Jour. Phys. Rad. T 19* (1958) *Coll. Spectr. Instr.*
- [25] J. ROIG *Jour. Phys. Rad. T 19* (1958) *Coll. Spectr. Instr.*
- [26] R. DUPEYRAT *Jour. Phys. Rad. T 19* (1958) *Coll. Spectr. Instr.*
- [27] J. PLATZ J. G. HIRSCHBERG *C. R. Acad. Sci. PARIS* (1965) 261,1207
- [28] J. P. LAUDE *Jour. Phys. Rad. T 28* (1967) C, 2

- [29] A. BAYLE J. ESPIARD Rev. Opt. The. et Instr. T 45, 3 (1966)
- [30] C. J. SILVERNAIL Jour. Opt. Soc. Am. 47, 1 (1957)
- [31] T. BEN MENA Thèse ORSAY (1967)
- [32] M. COLLOMB Diplôme d'Etudes Supérieures LYON (1968)
- [33] R. J. CHAMPEAU Thèse ORSAY (1969)
- [34] J. M. HELBERT Thèse ORSAY (1969)
- [35] M. G. HENNY-SCHWEIGHOFER Thèse 3ème Cycle ORSAY (1970)
- [36] DUONG S. GERSTENKORN J. M. HELBERT Rev.Phys. Appl. T 2 Déc.1967
- [37] DUONG S. GERSTENKORN J. M. HELBERT Jour. Phys. C2 T 28 (1967)
- [38] H. TSCHARNACK Thèse de Docteur d'Université ORSAY (1971)
- [39] TOMKINS FRED Jour. Opt. Soc. Am. Vol.41 N.9 (1951)
- [40] G. H. DIEKE D. DIMOCK H. M. CROSSWHITE Jour. Opt. Soc.Am. 46,6 (1956)
- [41] J. M. BENNET W.F. KOEHLER Jour. Opt. Soc. Am. 49, 5 (1959)
- [42] D. W. STEINHAUS Jour. Opt. Soc. Am. 49, 5 (1959)
- [43] D. MALE J. TROMPETTE Jour. Phys. et Rad. T.20 30S
- [44] D. MALE P. GRAVIER Jour. Phys. Appl. T.26 123A



**Service de Reprographie**  
**C.N.R.S.**  
**Gif**