

n° d'ordre :

# THÈSE

## DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Roland DAMASCHINI

LABORATOIRE AIMÉ COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

### LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

ANALYSE de PROFILS et MESURES de PROBABILITES de TRANSITION

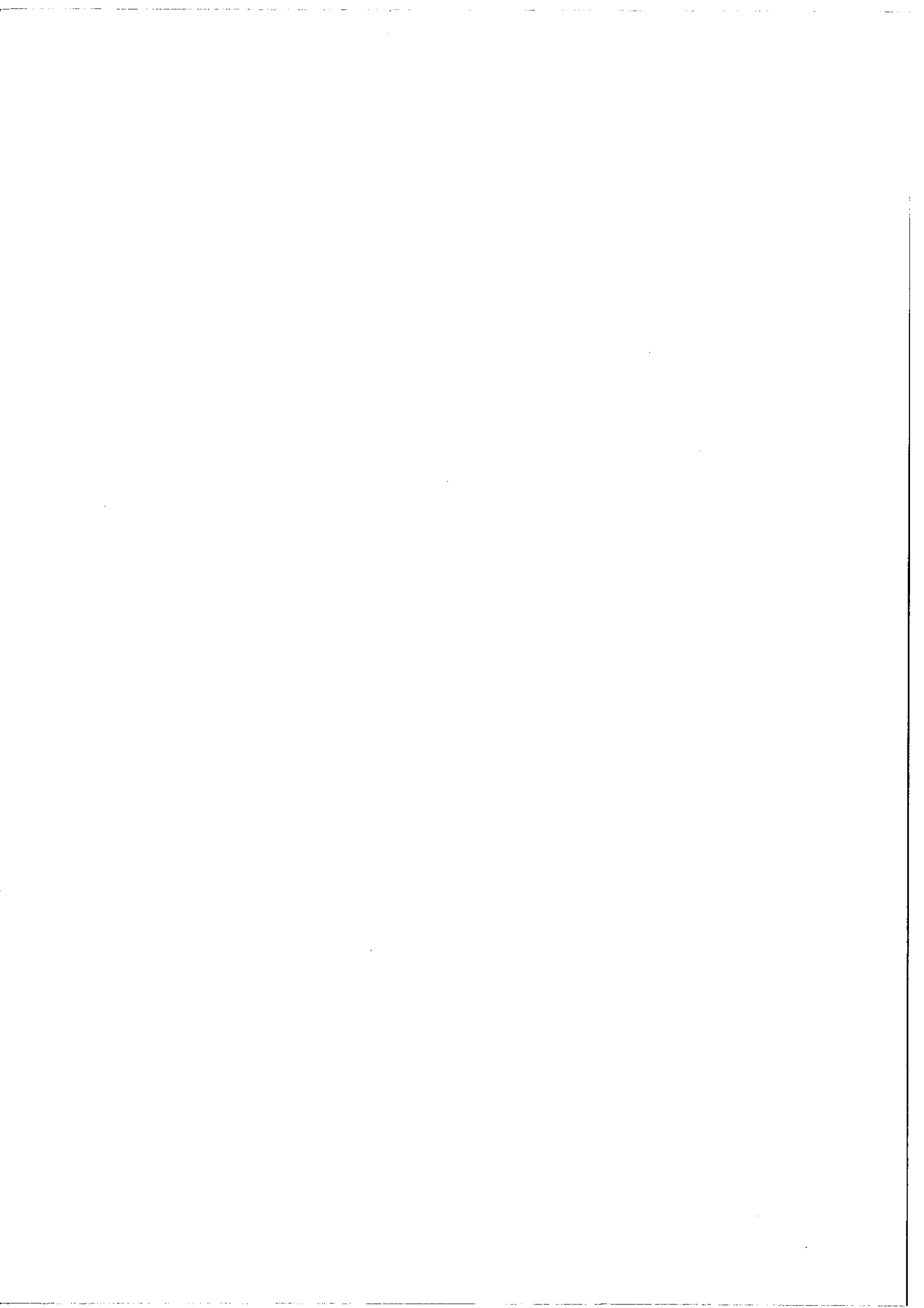
---

RELATIVES de QUELQUES RAIES de SINGULET de l'HELIUM.

---

SOUTENUE LE 2 Mai 1974 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M.	P. JACQUINOT	:	Président
MM.	A. KASTLER	}	Examineurs
	R. LENNUIER		
	J. BROCHARD		



## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE I : ETUDE DU PROFIL SPECTRAL	
D'EMISSION DE QUELQUES RAIES DE SINGULET DE He 1	
I Introduction .....	6
II L'auto-absorption .....	11
III L'emprisonnement de radiation .....	14
IV Analyse des profils en émission .....	22
A - Généralités .....	22
B - Emploi du Fabry-Perot .....	25
a) Dispositif instrumental .....	25
b) Fonction d'appareil .....	26
c) Etudes instrumentales particulières .....	27
C - Le profil de Voigt analyse avec le Fabry-Perot .....	28
D - Raie auto-absorbée .....	40
a) Raie légèrement auto-absorbée .....	40
b) Raie fortement auto-absorbée .....	40
V Résultats expérimentaux sur He I .....	45
a) La Source .....	45
b) Résultats sur $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ .....	47
c) Résultats sur $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ .....	49
d) Résultat de mesures dans d'autres conditions ..	51

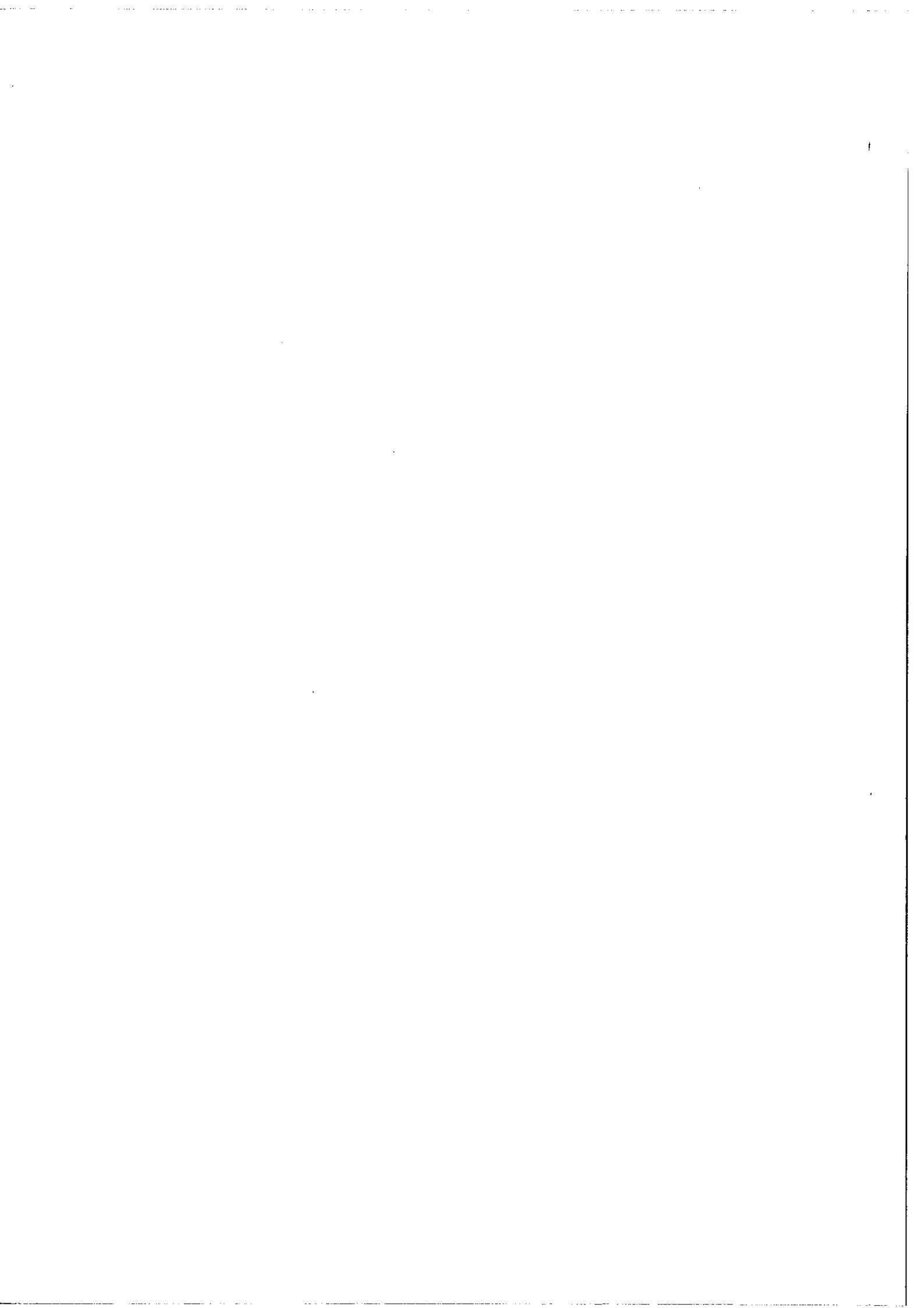
VI	Interprétation .....	52
	a) Brefs rappels de résultats théoriques .....	52
	b) Discussion .....	53
VII	Conclusion .....	54

CHAPITRE II : MESURES DES PROBABILITES DE  
TRANSITION RELATIVES DE 8 RAIES DE SINGULET  
DE He I PAR UNE METHODE D'ABSORPTION TOTALE

I	Introduction .....	59
II	Rappels et notations .....	61
III	Principe des mesures .....	61
IV	Mise au point du tube source .....	64
V	Tube absorbeur .....	67
VI	Dispositif expérimental .....	68
VII	Détermination de K .....	69
VIII	Résultats .....	71
IX	Etude des incertitudes .....	73
	A - Incertitudes sur $s$ .....	73
	B - Incertitudes sur $P$ .....	73
	C - Incertitudes sur $P_S$ .....	74
X	Conclusion .....	76

CHAPITRE III : MISE EN EVIDENCE D'UNE DIFFE-  
RENCE ENTRE LES PROFILS D'EMISSION ET D'AB-  
SORPTION D'UNE MEME RAIE.

APPENDICE I .....	87
APPENDICE II .....	91
APPENDICE III .....	99
APPENDICE IV .....	103



## INTRODUCTION

L'étude du profil de la raie  $2^1P - 4^1D$  ( $4\ 922\ \text{\AA}$ ) de l'hélium a d'abord été entreprise au laboratoire dans le but de mettre en évidence optiquement la structure hyperfine du niveau  $4^1D$  de  $^3\text{He}$  pour laquelle une valeur d'au moins 30 mK avait été prévue par des expériences de résonance magnétique [1]. En effet, des lampes à cathode creuse refroidies à l'hélium liquide y avaient déjà été expérimentées et l'on avait obtenu, à très bas courant, une température de décharge dans l'hélium inférieure à  $10^\circ\text{K}$  ce qui donne pour  $\lambda = 4\ 922\ \text{\AA}$  de  $^3\text{He}$  une largeur Doppler inférieure à 25 mK. D'autre part, l'emploi du Fabry-Perot photoélectrique était bien indiqué pour ce travail à haute résolution.

Le résultat de cette étude fut négatif [2] [\*]. Cependant l'étude préliminaire sur  $^4\text{He}$  a montré que la raie présentait un élargissement anormal, non attribuable à l'effet Doppler et que sa largeur variait de façon sensible avec la pression.

Dès lors nous avons entrepris une étude systématique de l'élargissement par pression sur les raies  $4\ 922\ \text{\AA}$  et  $5\ 047\ \text{\AA}$  ( $2^1P-4^1S$ ) de  $^4\text{He}$ . La source utilisée est une lampe à cathode creuse de 24 mm de diamètre

intérieur, ce qui nous a permis d'atteindre des pressions de fonctionnement très basses [3] .

Un travail analogue a été entrepris à OXFORD par KUHN et VAUGHAN [4][5]. Ils ont également remarqué que la raie  $4\ 922\ \text{Å}^{\circ}$  avait un élargissement anormal par rapport à la raie  $5\ 047\ \text{Å}^{\circ}$  . Ils attribuèrent ce fait uniquement à l'auto-absorption. Abandonnant la source refroidie à l'He liquide au profit d'une source refroidie à l'azote liquide ou à la glace fondante, qui ne présentait plus d'auto-absorption, ils purent, grâce à la souplesse d'emploi de celle-ci, obtenir des résultats sur un grand nombre de raies de singulet.

En fait, sur  $\lambda = 5\ 047\ \text{Å}^{\circ}$  , les travaux se complètent car les conditions expérimentales sont nettement différentes (les modes de dépouillement le sont aussi). Les densités d'atomes étant sensiblement les mêmes, nous avons pu confirmer que :

- le coefficient d'élargissement dépend peu de la température, ce qui indique que la majeure partie de l'effet est de l'élargissement de résonance dû au niveau  $2^1P$  ,
- l'extrapolation à densité nulle donne une valeur supérieure d'environ 30 % à la largeur naturelle.

D'autre part nous avons étudié l'auto-absorption de la raie  $4\ 922\ \text{Å}^{\circ}$  à basse température [6]. La mesure est difficile mais montre nettement que l'auto-absorption n'est pas négligeable dans ces conditions et que le surcroît d'élargissement par rapport à la raie  $5\ 047\ \text{Å}^{\circ}$  n'est pas dû uniquement à l'auto-absorption.



Le dépouillement des profils enregistrés a été perfectionné au fur et à mesure de l'avancement des expériences. Au début nous utilisons une méthode assez directe mais n'exploitant pas tous les points du profil. Par la suite, l'analyse, s'appuyant sur des calculs faits sur ordinateur, tirait mieux parti de l'information contenue dans l'enregistrement [7].

Sur le plan instrumental, nous avons fait des études particulières que nous renvoyons en appendice. La première concerne un dispositif susceptible de corriger les défauts de courbure des lames de Fabry-Perot plan (non publié). La seconde est relative à un nouvel interféromètre à ondes multiples qui a été employé comme sélecteur d'oscillation laser [8].

La présence d'auto-absorption sur la raie  $4\ 922\ \overset{0}{\text{Å}}$  indique qu'une absorption totale mesurable pourrait être obtenue pour d'autres raies de même niveau inférieur  $2^1\text{P}$ , sur un tube excité de longueur raisonnable.

Si l'on admet que le profil d'émission est identique à celui d'absorption, la connaissance des profils permet de déduire le coefficient d'absorption totale  $k = \int k(\nu) d\nu$  des mesures de la fraction absorbée  $\Delta\Phi/\Phi$  d'un flux  $\Phi$  de composition spectrale connue. Ceci nous conduit aux déterminations des probabilités de transition relatives si le niveau inférieur commun  $2^1\text{P}$  est beaucoup plus peuplé que les niveaux supérieurs des transitions considérées. Cette condition avait de grandes chances d'être vérifiée dans la décharge. Pour l'He les probabilités de transition théoriques ont été calculées avec une bonne précision, ce

qui permet de tester la sensibilité de la méthode et ses hypothèses.

En premier lieu il fallait mettre au point la source délivrant le flux incident  $\Phi$ . Nous avons choisi de réaliser celle-ci avec un tube à He très excité et suffisamment long pour que les raies émises soient très élargies par effet Doppler et auto-absorption. La détermination du profil spectral de ces raies constitue un travail préliminaire qui présentait quelques difficultés.

Croyant que les fluctuations d'intensité de la source seraient un facteur prépondérant dans la limitation de la précision sur la mesure de  $\Delta\Phi/\Phi$  quand ce rapport est faible, nous avons travaillé à la mise au point d'un dispositif à modulation permettant de mesurer directement  $\Delta\Phi$ . Finalement cette solution ne s'est pas avérée nécessaire car, moyennant certaines précautions, on obtient un tube source très stable. Le dispositif a fonctionné et il ne restait que quelques points de détail à améliorer, mais pour ne pas retarder les mesures, nous avons abandonné son emploi. Sa description est renvoyée en appendice.

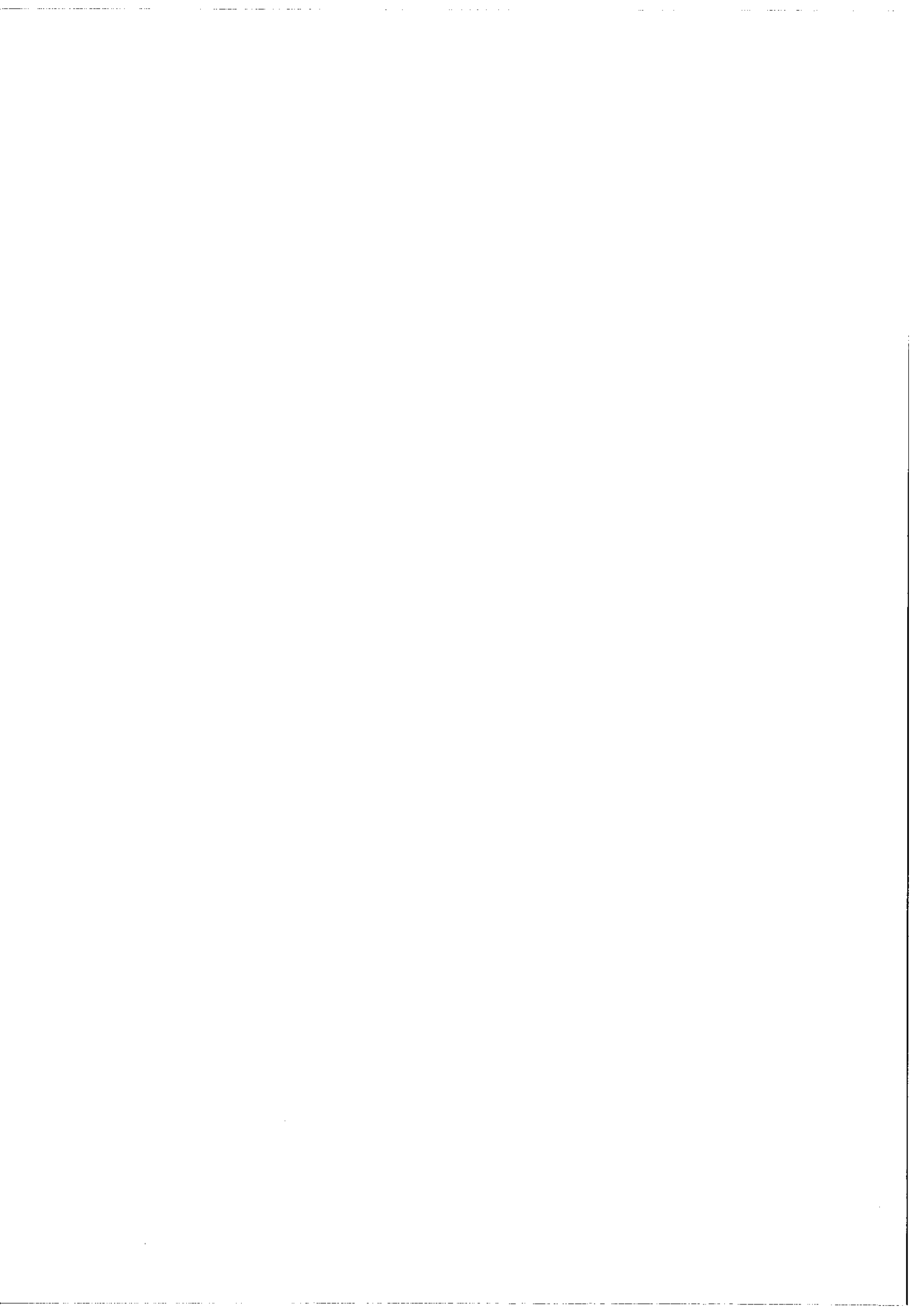
Les mesures des probabilités de transition ont été faites sur 8 raies [9]. Sur 5 d'entre elles qui se présentent dans des conditions favorables les écarts des rapports des grandeurs calculées et mesurées sont inférieurs à 4 %. Pour les cas plus difficiles, la précision reste bonne par rapport à ce qui est habituellement obtenu.

Enfin, nous avons voulu vérifier l'hypothèse précédemment admise de l'identité entre le profil d'émission et le profil d'absorption. Sur la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  nous avons enregistré simultanément ces 2 profils

avec la même fonction d'appareil. Le résultat fut quelque peu surprenant car il montre une différence de largeur et un écart des axes. La différence de largeur peut s'expliquer par des répartitions de vitesses différentes pour les atomes émetteurs et les atomes absorbeurs. Par contre, le déplacement reste difficile à expliquer.

#### REFERENCES DE L'INTRODUCTION

- [1] B. DECOMPS, J. C. PEBAY-PEYROULA et J. BROSSEL,  
C.R.A.S. 252, 1961, p 537.
- [2] R. JOURNEAUX, D.E.S., Paris 1963.
- [3] R. DAMASCHINI et J. BROCHARD, C.R.A.S. 264, 1967, p 1350.
- [4] H. G. KUHN et J. M. VAUGHAN, Proc. Roy. Soc. A, 277, 1963, p 297.
- [5] J. M. VAUGHAN, Proc. Roy. Soc. A, 295, 1966, p 164.
- [6] J. C. BALLAND, D.E.S., Paris, 1966.
- [7] R. DAMASCHINI, Optics Communications 6, 1972, p 364.
- [8] R. DAMASCHINI, C.R.A.S. 268, 1969, p 1169.
- [9] R. DAMASCHINI et J. BROCHARD, Opt. Comm. 9, 1973, p 89.
- [\*] Il ne pouvait pas en être autrement car il a été démontré par la suite que la structure recherchée n'était que de 3,4 mK et non 30 mK.
- J. P. DESCUBES, B. DECOMPS et J. BROSSEL, C.R. 258 (1964) p.4005
- J. P. DESCUBES, Thèse, Paris, Février 1967.



## CHAPITRE I

### ETUDE DU PROFIL SPECTRAL D'EMISSION DE QUELQUES RAIES DE SINGULET DE He I.

#### I. Introduction.

On attribue généralement aux raies émises spontanément par les atomes excités d'un gaz une forme appelée profil de Voigt (1912). Ce profil résulte de la convolution d'une fonction de Lorentz due à l'amortissement de l'oscillateur électronique et d'une gaussienne caractérisant l'effet Doppler produit par l'agitation thermique des atomes. Toutefois cela suppose :

- qu'il y ait quasi-équilibre thermodynamique pour les vitesses (gaussienne),
- que les 2 effets soient quasi-indépendants (convolution).

Les théories semi-classiques et quantiques ont généralement conservé ce profil. La largeur de la lorentzienne (appelée aussi largeur homogène) est supérieure à la largeur naturelle. L'élargissement est dû à la perturbation que subit l'atome émetteur par les atomes non

excités. La largeur naturelle est égale à la somme des largeurs des niveaux de la transition :

$$\Delta\nu = \Delta\nu_i + \Delta\nu_j$$

avec :  $\Delta\nu_j = \frac{1}{2\pi\tau_j}$  et  $\frac{1}{\tau_j} = \sum_k A_{jk}$  ;  $\tau_j$  étant la durée de vie du niveau  $j$  et  $A_{jk}$  les probabilités de transition  $j \rightarrow k$ .

La figure 1 donne le diagramme de quelques niveaux d'énergie des singulets de He I. Ce sont les raies  $\lambda = 4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$   $2^1\text{P} - 4^1\text{D}$  et  $\lambda = 5\ 048\ \overset{\circ}{\text{Å}}$   $2^1\text{P} - 4^1\text{S}$  qui font l'objet de notre étude. Le niveau inférieur  $2^1\text{P}$  est résonant. De ce niveau partent 2 transitions vers les niveaux inférieurs : la raie de résonance  $1\text{S} - 2\text{P}$   $\lambda = 584\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  et la raie  $2\text{S} - 2\text{P}$   $\lambda = 20\ 582\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  qui aboutit au niveau métastable  $2\text{S}$  avec les probabilités de transition respectives :  $18 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1}$  et  $0,02 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1}$  [1]. La largeur de ce niveau est donc de 286 MHz soit 9,5 mK ( $\text{mK} = 10^{-3}\ \text{cm}^{-1}$ ). Les niveaux  $4\text{D}$  et  $4\text{S}$  sont à l'origine des transitions :

$$4\text{D} \rightarrow 2\text{P} : \quad 4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}} \quad A = 0,202 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1}$$

$$4\text{D} \rightarrow 3\text{P} : \quad 19\ 089\ \overset{\circ}{\text{Å}} \quad A = 0,0711 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1}$$

et

$$4\text{S} \rightarrow 2\text{P} : \quad 5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}} \quad A = 0,0655 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1}$$

$$4\text{S} \rightarrow 3\text{P} : \quad 21\ 132\ \overset{\circ}{\text{Å}} \quad A = 0,046 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1} .$$

Ce qui donne comme largeur :

$$4\text{D} : 0,14\ \text{mK}$$

$$4\text{S} : 0,05\ \text{mK} .$$

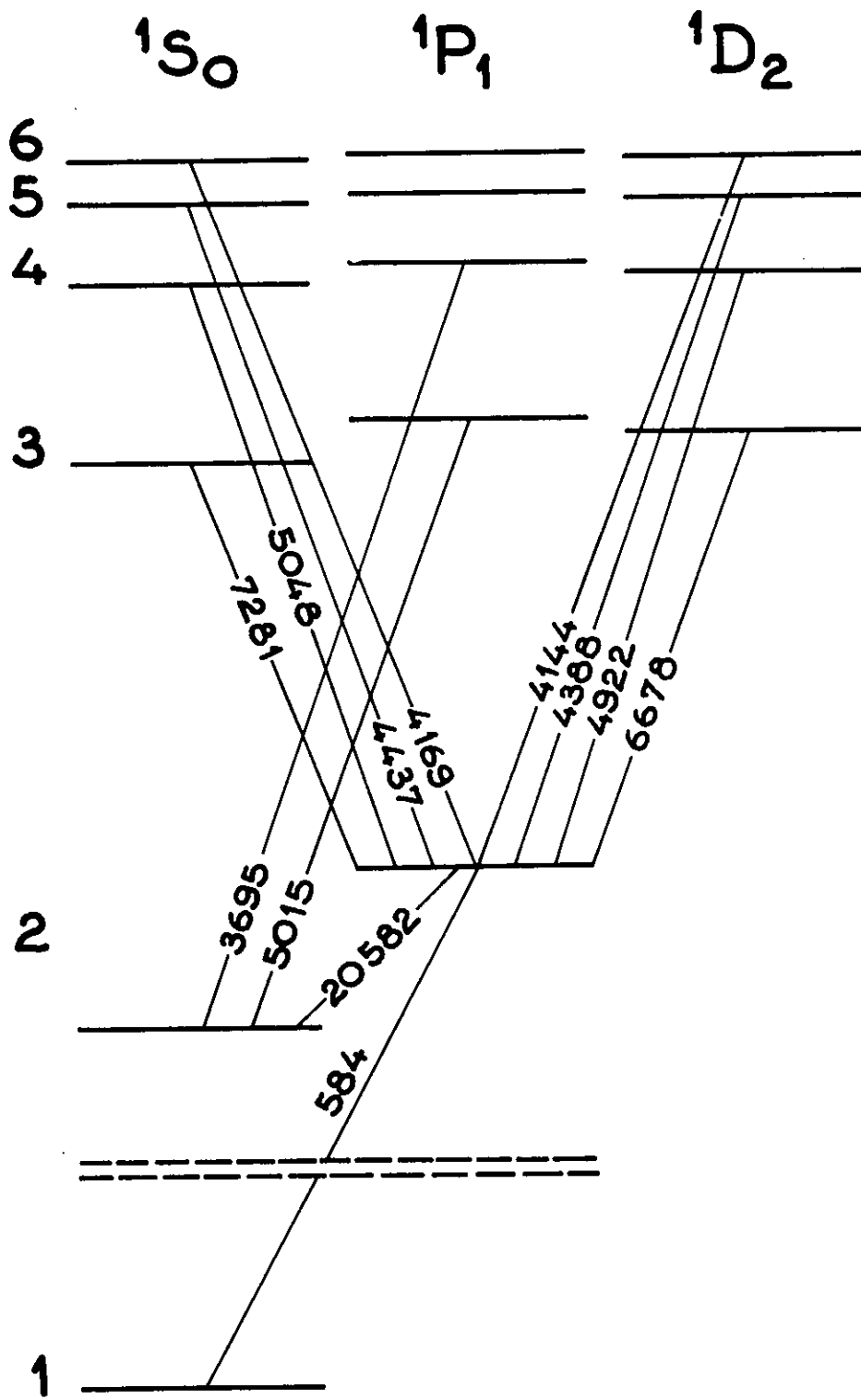
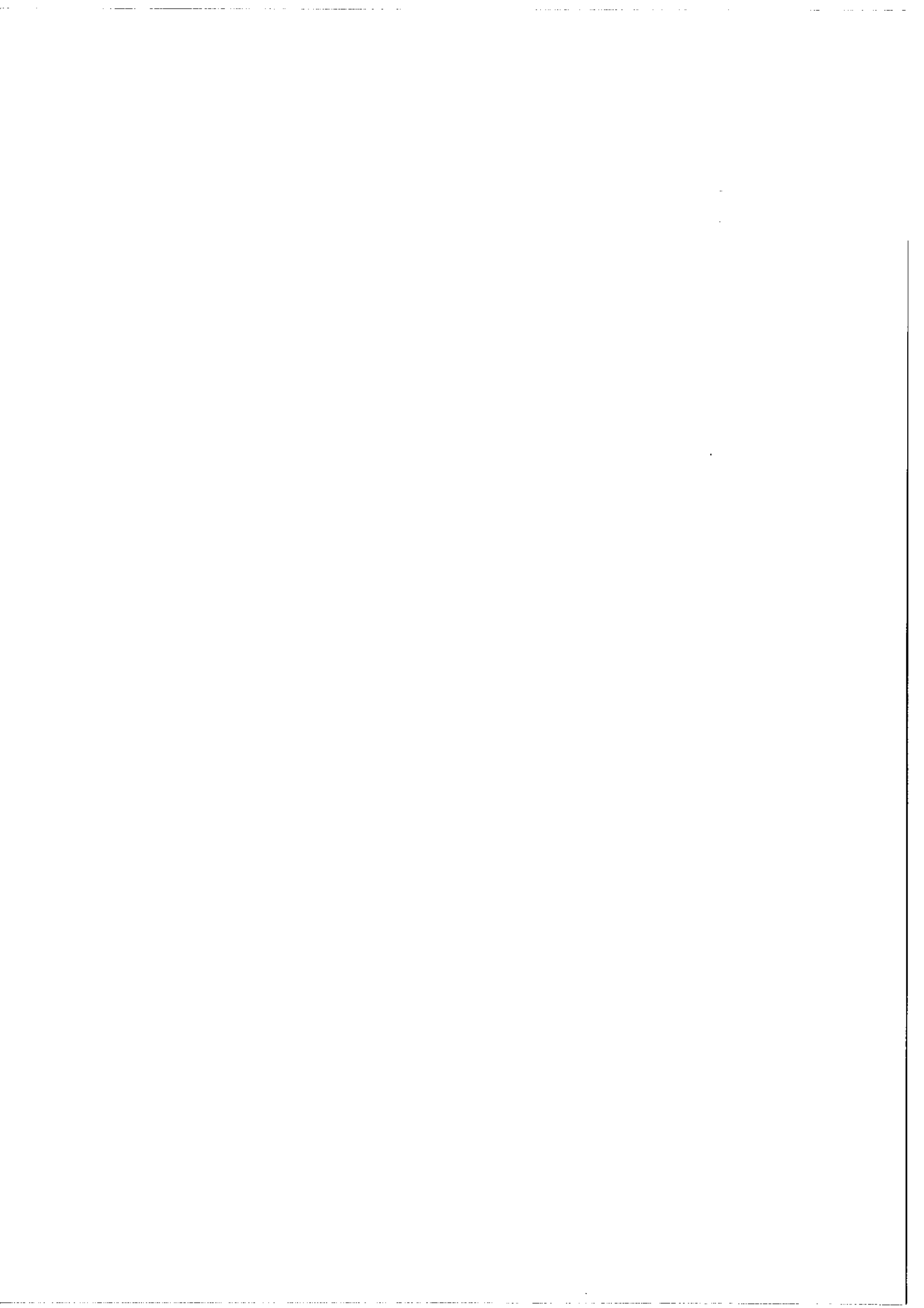


fig. 1





La largeur Doppler est donnée par :

$$\delta\sigma_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \sigma \sqrt{\frac{T}{M}}$$

Pour l'He ( $M=4$ ) et  $\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$  (soit  $20\,000 \text{ cm}^{-1}$ ), on a pour  $T = 10^\circ\text{K}$  une largeur de 23 mK .

Sauf pour des pressions d'He très faibles, la largeur homogène peut devenir très supérieure à la largeur naturelle. Les expériences préliminaires montrent un facteur de l'ordre de 2 . Pour se fixer les idées nous dirons que nous sommes dans un cas où  $\delta\sigma_L < \delta\sigma_D$  avec  $\delta\sigma_L$  du même ordre de grandeur que  $\delta\sigma_D$  .

#### Notations

Par commodité nous écrirons le profil de raie  $P(\sigma')$  ;  $\sigma' = \sigma - \sigma_0$  étant l'écart en nombre d'onde à partir du centre  $\sigma_0$  (les profils considérés sont symétriques). Souvent il s'agira de profils normalisés ( $\int_{-\infty}^{+\infty} P(\sigma') d\sigma' = 1$ ) résultant de la convolution de fonctions normalisées.

- Gaussienne : nous l'écrivons :

$$G(\sigma') = \exp[-\sigma'^2/a^2] \quad \text{avec} \quad g = 2a(\text{Log}2)^{\frac{1}{2}} : \text{largeur à mi-hauteur}$$

$$\int G(\sigma') d\sigma' = a \pi^{\frac{1}{2}}$$

- Lorentzienne :

$$L(\sigma') = (\sigma'^2 + \ell^2)^{-1} \quad \text{avec} \quad 2\ell : \text{largeur à mi-hauteur}$$

$$\int L(\sigma') d\sigma' = \pi/\ell$$

Nous nous servirons plus loin de l'expression :

$$\frac{\ell}{\pi} (\sigma'^2 + \ell^2)^{-1} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\pi\ell|\mu|} \cos 2\pi\mu\sigma' d\mu$$

- Une propriété simple de ces 2 fonctions est :

$$G_1 * G_2 = G \quad \text{avec} \quad g^2 = g_1^2 + g_2^2$$

$$L_1 * L_2 = L \quad \text{avec} \quad l = l_1 + l_2$$

- Profil de Voigt

$$P = L * G \quad \text{soit} : \quad P(\sigma') = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-(x-\sigma')^2/a^2]}{x^2+l^2} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-x^2/a^2]}{(x-\sigma')^2+l^2} dx$$

$$\text{et} : \quad \int P(\sigma') d\sigma' = a \pi \sqrt{\pi}/l \quad .$$

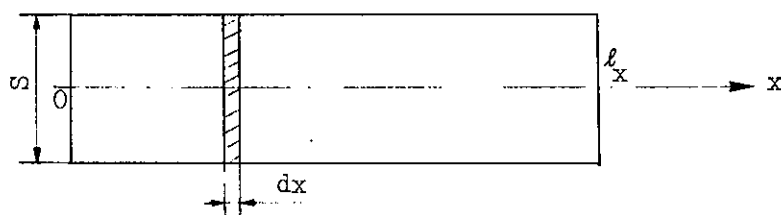
La forme de  $P(\sigma')$  dépend de  $g/l$ . Elle évolue entre les formes extrêmes  $G$  ( $g/l \rightarrow \infty$ ) et  $L$  ( $g/l = 0$ ). Mais quel que soit  $g/l$  lorsque l'on est très loin de l'axe les variations de  $P(\sigma')$  sont celles de  $L(\sigma')$ , soit finalement  $\sigma'^{-2}$ .

On peut tabuler les valeurs de  $P(\sigma')$  pour différentes valeurs de l'abscisse réduite  $\sigma'/g$  ou  $\sigma'/l$ . L'intégrale a été calculée de diverses manières (voir par exemple [2]). Pour les calculs sur ordinateur (Chapitre II) nous nous sommes servi de la méthode de O. Robaux et B. Roizen-Dossier [3]. Si l'on veut simplement la largeur, on peut se servir des courbes de R. Chabbal [4].

L'hypothèse du profil de Voigt peut être remise en cause par bien des effets. Nous supposons a priori qu'ils sont négligeables. Mais dans ce modèle il faut tenir compte de l'auto-absorption.

## II . L'auto-absorption.

Dans une source, la lumière émise par une tranche d'épaisseur  $dx$  (fig.) est partiellement absorbée avant d'atteindre les parois. L'auto-absorption a été étudiée en détail par R. D. Cowan et G. H. Dieke [5] . Nous ne ferons ici qu'un bref rappel de cette étude.



En évaluant la variation d'intensité à la traversée d'une épaisseur  $dx$  , on établit la relation :

$$\frac{\partial}{\partial x} I(x, \nu) = -k(x, \nu) I(x, \nu) + S \cdot \epsilon(x, \nu)$$

$S$  : aire de la section droite.

$k(x, \nu)$  est le facteur d'absorption

$\epsilon(x, \nu)$  est la puissance émise par unité de section, d'épaisseur, d'angle solide et de fréquence.

Nous pouvons écrire l'équation de transfert :

$$\frac{\partial}{\partial x} I(x, \nu) / \frac{S \cdot \epsilon(x, \nu)}{k(x, \nu)} - I(x, \nu) = k(x, \nu)$$

Lorsque  $\frac{\epsilon(x, \nu)}{k(x, \nu)} = \alpha$  est indépendant de  $x$  nous dirons que la source est homogène. Dans ce cas, pour une source de longueur  $l_x$

$$I(l_x, \nu) = I(0, \nu) \exp\left[-\int_0^{l_x} k(x, \nu) dx\right] + S \alpha \left(1 - \exp\left[-\int_0^{l_x} k(x, \nu) dx\right]\right) .$$

Le premier terme est relatif à l'absorption d'un flux incident ( $I(0, \nu) \neq 0$ ) ; le second correspond à l'émission propre compte tenu de l'auto-absorption.

Pour la source on peut définir les valeurs moyennes :

$$\epsilon(\nu) = \frac{1}{\ell_x} \int_0^{\ell_x} \epsilon(x, \nu) dx \quad \text{et} \quad k(\nu) = \frac{1}{\ell_x} \int_0^{\ell_x} k(x, \nu) dx$$

et poser :

$$\epsilon(\nu) = \epsilon \cdot P_e(\nu) \quad \text{et} \quad k(\nu) = k \cdot P_a(\nu) \quad (P_e \text{ et } P_a \text{ normalisés}) .$$

Alors :  $S \cdot \epsilon(\nu) \cdot \ell_x = I_0 P_e(\nu)$  avec  $I_0$  : intensité totale émise par les atomes dans la direction  $Ox$  (intensité observée s'il n'y avait pas d'absorption dans la source),

et, en posant  $k \ell_x = K$  :

$$I(\ell_x, \nu) = \frac{I_0 P_e(\nu)}{K P_a(\nu)} (1 - \exp[-K \cdot P_a(\nu)])$$

Cowan et Dieke introduisent le paramètre d'auto-absorption

$$p = \frac{1}{2} k(\nu_0) \ell_x = \frac{1}{2} K \cdot P_a(\nu_0)$$

( $\nu_0$  : fréquence centrale de la raie).

Alors :

$$I(\ell_x, \nu) = \frac{I_0 P_a(\nu_0)}{2p} \frac{P_e(\nu)}{P_a(\nu)} \left( 1 - \exp \left[ -2p \frac{P_a(\nu)}{P_a(\nu_0)} \right] \right) .$$

Dans la plupart des cas on prend  $P_e(\nu) \equiv P_a(\nu)$ , bien que cette hypothèse ne soit pas toujours justifiée. Alors  $I(\ell_x, \nu)$  est une fonction non "renversée" .

Si l'on introduit les coefficients d'Einstein relatifs à la

transition  $j \rightarrow i$ , les densités d'atomes  $N_j$  et  $N_i$  sur les niveaux  $j$  et  $i$  et les poids statistiques  $g_j$  et  $g_i$  de ces niveaux, on a :

$$k(x, \nu) = \frac{h\nu}{c} [N_i(x) B_{ij} P_a(x, \nu) - N_j(x) B_{ji} P_{ei}(x, \nu)]$$

( le 2ème terme rendant compte de l'émission induite),

et :

$$\epsilon(x, \nu) = \frac{h\nu}{4\pi} N_j(x) A_{ji} P_e(x, \nu)$$

avec les relations :

$$B_{ij} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} \quad \text{et} \quad g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$$

soit :

$$k(x, \nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{g_j}{g_i} A N_i(x) (P_a(\nu) - \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j(x)}{N_i(x)} P_{ei}(\nu)) .$$

Dans la plupart des cas le second terme de la parenthèse est négligeable ( $N_j/N_i \ll 1$ ) ; alors :

$$\frac{\epsilon(x, \nu)}{k(x, \nu)} = \frac{2h c}{\lambda^3} \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j(x)}{N_i(x)} .$$

La source homogène correspond donc à  $N_j(x) / N_i(x) = \text{constante}$ . Dans le cas contraire il faut se donner un modèle. Cowan et Dieke [5] et Tako [6] traitent un certain nombre de cas. Lorsqu'il s'agit d'une raie de résonance, on prend  $N_i(x) = \text{constante}$  et pour  $N_j(x)$  une fonction qui décroît du centre vers les parois et, dans certains cas, le modèle semble être proche de la réalité. Dans le cas général la solution de l'équation de transfert dépend de  $N_j(x)$ ,  $N_i(x)$  et  $P_e(x)$ ,  $P_a(x)$ . On ne peut approcher la solution sans considérations physiques sur les mécanismes d'excitation des atomes. Nous reviendrons sur ce

problème au chapitre III où la source sera un tube à décharge de longueur importante. Pour l'étude des profils de raie en émission, on réduit autant que l'on peut l'épaisseur du plasma lumineux. Mais d'une part on réduit du même coup la luminance de la source et d'autre part on ne peut réduire les dimensions en dessous de certaines valeurs compatibles avec le fonctionnement. L'absorption dépend alors de la population du niveau inférieur.

Dans une décharge les niveaux susceptibles d'une transition radiative avec le fondamental s'excitent bien par chocs électroniques. Le niveau inférieur  $2P$  des transitions étudiées s'excite donc beaucoup mieux que les niveaux supérieurs  $4D$  et  $4S$ . Mais sa durée de vie radiative est très courte. Nous allons voir que dans une décharge continue ce niveau peut rester néanmoins très peuplé.

### III. L'emprisonnement de la radiation de résonance :

Sur la raie de résonance, les photons sont absorbés et ré-émis de nombreuses fois avant d'atteindre les parois du tube. Ce transfert d'excitation est connu sous le nom "d'emprisonnement de la radiation de résonance". Il contribue à maintenir une population importante sur le niveau  $2^1P$ . Aussi nous allons examiner quelques-uns de ses aspects.

Une manifestation directe de ce phénomène est la suivante : si l'on éclaire un gaz par une radiation de résonance et que l'on interrompe brutalement le faisceau excitateur on observe une décroissance dans le temps de la lumière émise par la cellule de la forme :

$\exp[-t/n\tau]$  ;  $\tau$  étant la durée de vie radiative et  $n$  un facteur représentant le nombre moyen de fois que le photon a été absorbé et ré-émis avant d'atteindre les parois. Nous allons montrer que ce facteur est important et que son ordre de grandeur est difficile à évaluer.

a) Nous allons d'abord envisager les suites d'émissions et de ré-absorptions brisées par l'émission d'un photon de la raie  $2^1P \rightarrow 2^1S$   $\lambda = 20\,582 \text{ \AA}$ . Si l'on appelle  $A'$  la probabilité de cette transition et  $A$  celle de la raie de résonance  $2^1P \rightarrow 1^1S$ , la probabilité pour qu'un atome excité sur le  $2^1P$  émette un photon résonant est :  $A/A+A'$ . La probabilité pour qu'un photon résonant soit ré-émis après  $n$  absorptions est :  $(A/A+A')^n$  (soit après un temps  $t=n\tau$ ). Introduisons la durée effective  $\tau'$  :

$$(A/A+A')^n = e^{-\frac{t}{\tau'}}$$

Soit :

$$\frac{1}{\tau'} = -\frac{1}{\tau} \text{Log} (A/A+A') \approx \frac{1}{\tau} \cdot \frac{A'}{A}$$

$$\tau' = \tau \frac{A}{A'}$$

$n = \frac{A}{A'} \approx 10^3$ . Il faudrait également considérer la destruction de l'excitation par collision avec les électrons lents (chocs appelés superélastiques : l'énergie cinétique de l'électron est augmentée après le choc), ainsi que les chocs excitateurs vers un niveau plus élevé par les électrons d'énergie moyenne. Dans notre cas, où la densité électronique est faible, ces processus jouent peu.

Nous nous proposons de montrer que c'est l'émission  $2^1P \rightarrow 2^1S$  qui limite la durée de vie effective et non le rayonnement de résonance

qui atteint les parois du tube. Pour cela nous allons évaluer ce que serait  $\tau'$  si seule intervenait cette perte de rayonnement.

b) Nous allons maintenant calculer  $n$  dans le cas où c'est l'arrivée d'un photon sur la paroi qui arrête l'emprisonnement. D'abord nous calculons le libre parcours moyen d'un photon.

Libre parcours moyen d'un photon de fréquence  $\nu$  :

$T_\nu(\ell) = e^{-k(\nu)\ell}$  représente le taux de photons restant après un parcours  $\ell$  (ou la probabilité pour qu'un photon franchisse la distance  $\ell$ ). La probabilité pour qu'un photon soit absorbé après un parcours compris entre  $\ell$  et  $\ell+d\ell$  est :

$$K_\nu(\ell)d\ell = T_\nu(\ell) - T_\nu(\ell+d\ell) = -d\ell \cdot \frac{\partial T}{\partial \ell}$$

soit :  $K_\nu(\ell) = k(\nu) e^{-k(\nu)\ell}$

Alors :  $\overline{\ell}_\nu = \int_0^\infty \ell K_\nu(\ell) d\ell = k(\nu) \int_0^\infty \ell e^{-k(\nu)\ell} d\ell$

En intégrant par partie on trouve :

$$\overline{\ell}_\nu = 1 / k(\nu)$$

On a de même :

$$\overline{\ell}_\nu^2 = 2 / k^2(\nu) = 2 \overline{\ell}_\nu^2$$

Libre parcours moyen d'un photon de la raie de résonance :

Le taux de photons restant après un parcours  $\ell$  est :

$$T(\ell) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(u) e^{-k\ell} P(u) du$$



(On a posé  $u = v - v_0$  ;  $P(u)$  étant le profil normalisé de la raie de résonance,  $k(u) = k P(u)$  ). D'où :

$$K(\ell) = k \int P^2(u) \exp[-k\ell P(u)] du .$$

Comme  $\int_0^{\infty} K(\ell) d\ell = T(0) - T(\infty) = 1$  , on a :

$$\bar{\ell} = \int_{-\infty}^{+\infty} [k P(u) \int_0^{\infty} \ell \exp[-k\ell P(u)] d\ell] P(u) du .$$

L'expression entre crochets est égale, d'après le calcul précédent, à  $1 / k P(u)$  . Nous avons donc :

$$\bar{\ell} = \int_{-\infty}^{+\infty} P(u) \cdot \frac{1}{k P(u)} \cdot du = \frac{1}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} du = \infty .$$

De même :

$$\overline{\ell^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} P(u) \frac{1}{k^2 P^2(u)} du = \frac{1}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{P(u)} = \infty .$$

Pour un ensemble de photons distribués suivant le profil  $P(u)$ ,  $\bar{\ell}$  et  $\overline{\ell^2}$  sont infinis parce que  $\bar{\ell}_v$  et  $\overline{\ell_v^2}$  tendent trop rapidement vers l'infini lorsque la fréquence s'écarte de la fréquence centrale. Il est par contre possible de définir  $\bar{\ell}$  et  $\overline{\ell^2}$  dans une bande de fréquence aussi large que l'on veut. Si les limites  $-u_c$  et  $+u_c$  de cette bande sont suffisamment écartées du centre, on a pratiquement sans modifier  $P(u)$  (renormalisation) :

$$\bar{\ell} = \frac{2}{k} \int_0^{u_c} du = \frac{2u_c}{k} \quad \text{et} \quad \overline{\ell^2} = \frac{2}{k^2} \int_0^{u_c} \frac{du}{P(u)} .$$

- Exemple :

$$\lambda = 58,4 \cdot 10^{-9} \text{ m (2P} \rightarrow \text{1S)} \quad A_{ji} = 18 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1} \text{ (soit } \tau = \frac{1}{A} = 5,5 \cdot 10^{-10} \text{ sec)}$$

$$g_j = 3 \quad g_i = 1$$

$$N_i = 10^{17} \text{ at cm}^{-3} \quad T = 100^\circ\text{K}$$

(Ces valeurs correspondent à une expérience du chapitre II).

$$k = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{g_j}{g_i} \cdot N A = 7,7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} .$$

La largeur Doppler est :

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\log 2} \cdot a = 1,665 a \quad \text{avec} \quad a = v \frac{v_0}{c} = \frac{v_0}{\lambda}$$

$$v_0 = (2RT/M)^{\frac{1}{2}} \quad \text{soit} \quad v_0 = 6,45 \cdot 10^2 \text{ m sec}^{-1}$$

$$a = 11 \cdot 10^3 \text{ MHz} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_D = 18 \cdot 10^3 \text{ MHz} \quad (\text{soit } 0,6 \text{ cm}^{-1}) .$$

La largeur Lorentz est de l'ordre de 600 MHz (20 mK) .

Nous pouvons donc considérer que l'effet Doppler est prépondérant.

Dans ce cas :

$$k(u) = k \cdot \frac{1}{a\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{u}{a}\right)^2\right] .$$

$$\text{D'où} : k(0) = k \cdot \frac{\lambda}{v_0\sqrt{\pi}} = 39,4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$$

$$\overline{\ell}_{v_0} = 0,25 \text{ } \mu\text{m} ; \sqrt{\overline{\ell}_{v_0}^2} = \sqrt{2 \frac{2}{\overline{\ell}_{v_0}^2}} = 0,35 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\ell' = v_0 \cdot \tau = 0,35 \text{ } \mu\text{m} .$$

Nous remarquons que le parcours moyen  $\ell'$  effectué par un atome entre l'instant où il a absorbé un photon et l'instant où il le ré-émet est du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des photons de fréquence  $v_0$  .

L'écart de fréquence  $u_1$  des photons dont le libre parcours moyen est  $R$  est tel que :  $R = 1 / k(u_1)$  . Soit : ( $R = 4$  mm)

$$\frac{k(0)}{k(u_1)} = \frac{R}{\ell v_0} = 1,6 \cdot 10^4 \quad .$$

Dans le cas Doppler :

$$u_1 = 5,8 \Delta v_D \quad .$$

La probabilité pour qu'un photon résonant parcourt la distance  $\ell$  sans être absorbé est  $T(\ell)$  . Pour une direction d'émission quelconque un photon émis sur l'axe doit, pour sortir du tube, parcourir une distance toujours supérieure à  $R$  et qui vaut en moyenne  $\frac{\pi}{2} R$  (cylindre infini et isotropie d'émission). Mais un photon émis hors de l'axe s'échappe plus facilement et pour en tenir compte nous admettrons que  $T(R)$  reste un bon ordre de grandeur de la probabilité qu'a un photon émis dans la partie utile du tube de s'échapper sans être réabsorbé.

Dans le cas d'un profil Doppler on a [7] :

$$T(R) = 1 / k(0) R (\pi \text{Log } k(0) R)^{\frac{1}{2}} \quad .$$

Soit, pour les valeurs numériques déjà employées :

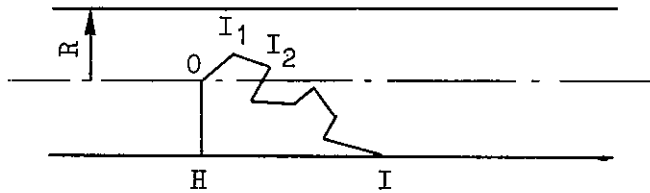
$$T(R) = 1,15 \cdot 10^{-5} \quad \ll A'/A$$

Ceci ne modifie donc pratiquement pas (1%) le résultat du a) .

Les photons qui s'échappent ainsi du tube, après un parcours de l'ordre de  $R$  , sont ceux des pieds du profil. En les excluant par une coupure  $u_c$  , on peut attribuer aux autres un libre parcours carré moyen fini. Considérons le trajet en zig-zag  $O I_1 I_2 \dots$  du photon qui se termine sur la paroi (fig.). On peut admettre que la valeur

moyenne de OH soit :  $\overline{OH} \neq R$  et  $\overline{OH^2} \neq R^2$ . Alors :

$$R^2 = n \frac{2}{3} \overline{\ell^2}$$



Calcul de  $u_c$  :

Une coupure raisonnable est  $u_c$  telle que :

$$2 \int_{u_c}^{\infty} P(u) du = T(R) \quad .$$

Soit :

$$\frac{2}{a\sqrt{\pi}} \int_{u_c}^{\infty} \exp[-(\frac{u}{a})^2] du = T(R) \quad .$$

A l'aide d'une tabulation des valeurs de l'intégrale on trouve :

$$u_c = 3,1 a \quad .$$

$$\underline{\text{Calcul de } \overline{\ell^2}} = \frac{2}{k^2} \int_0^{u_c} \frac{du}{P(u)}$$

$$\overline{\ell^2} = \frac{2a\sqrt{\pi}}{k^2} \int_0^{u_c} \exp[(\frac{u}{a})^2] du \quad .$$

On trouve :

$$\overline{\ell^2} = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \quad (\sqrt{\overline{\ell^2}} = 18,7 \mu\text{m}) \quad .$$

Calcul de n :  $R = 4 \text{ mm}$  . D'où :  
 $n = 0,68.10^5$  .

Finalement il faut prendre  $n \sim 10^3$  , valeur trouvée en a) puisque l'effet des parois conduit à une valeur beaucoup plus importante.

$R' = (n \cdot \frac{2}{3} \ell^2)^{\frac{1}{2}} = 0,48 \text{ mm}$  est le rayon moyen de l'emprisonnement de la radiation de résonance. Sa faible valeur nous indique que l'emprisonnement n'est pas une cause d'inhomogénéité de la décharge sauf au voisinage des parois.

c) Pour traiter le transport d'excitation par la radiation de résonance Holstein [7] introduit la probabilité  $G(\vec{r}', \vec{r}) dv$  pour qu'un photon émis en  $\vec{r}'$  soit absorbé dans un élément de volume  $dv$  autour du point  $\vec{r}$  . Si l'on fait l'hypothèse que l'émission est isotrope on montre facilement que :

$$G(\vec{r}', \vec{r}) = G(\vec{r}, \vec{r}') = - \frac{1}{4\pi\ell^2} \frac{\partial T}{\partial \ell}$$

avec  $\vec{\ell} = \vec{r} - \vec{r}'$  .

Alors, en appelant  $N'(\vec{r})$  la densité d'atomes excités, on a :

$$\partial N'(\vec{r}) / \partial t = -A N'(\vec{r}) + A \int_V N'(\vec{r}') G(\vec{r}', \vec{r}) dv .$$

La résolution de cette équation intégral-différentielle du type Boltzmann est longue et difficile. Holstein aboutit au résultat suivant :

$$n \sim 1 / T(R)$$

lorsque l'emprisonnement est très important. Ce qui donne la valeur :

$$n = 0,86.10^5 .$$

Ceci confirme la conclusion du b) .

d) Le problème général est de déterminer  $N(\vec{r})$  en régime permanent. Si l'on désigne par  $p(\vec{r})$  le taux de production des atomes excités sur le niveau  $2^1P$  par unité de volume (par des causes autres que la réabsorption), on a :

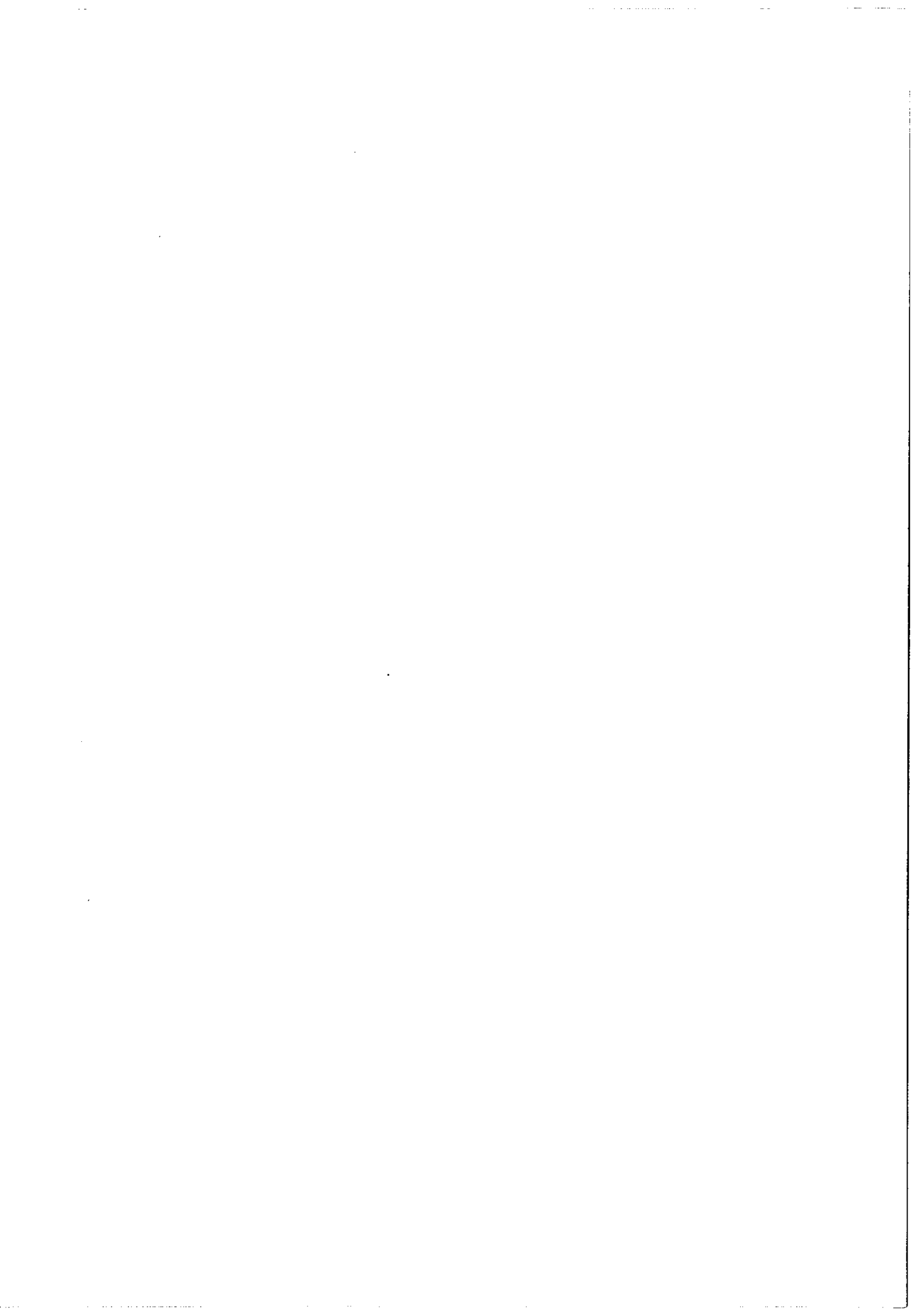
$$p(\vec{r}) + A \int_V N(\vec{r}') G(\vec{r}-\vec{r}') dv' - (A+A') N(\vec{r}) = 0$$

$p(\vec{r})$  est une somme de termes qui traduisent l'excitation et la désexcitation électronique (termes qui dépendent en outre de la densité électronique), le peuplement par cascades et éventuellement le transfert d'excitation non radiatif. Ce problème a été traité dans plusieurs cas particuliers [8][9]. Plus généralement encore il faudrait examiner si le profil d'absorption des raies visibles arrivant sur le niveau  $2^1P$  est indépendant de  $\vec{r}$ , ce que nous avons implicitement admis dans l'expression de  $T(\ell)$ . En fait on admet couramment que les niveaux de résonance sont bien thermalisés à la température de la décharge.

#### IV. Analyse des profils de raies d'émission.

##### A) Généralités.

L'analyse spectrale à haute résolution est une activité ancienne au laboratoire. Elle a pris son essor avec l'utilisation du Fabry-Perot photoélectrique [10] dont l'étude détaillée a permis de dégager les meilleures conditions d'emploi [4]. Nous avons utilisé le montage classique comportant un Fabry-Perot à balayage par variation de pression dans l'enceinte le contenant et un monochromateur à réseau (une réalisation compacte de ce montage est décrite dans [11]).



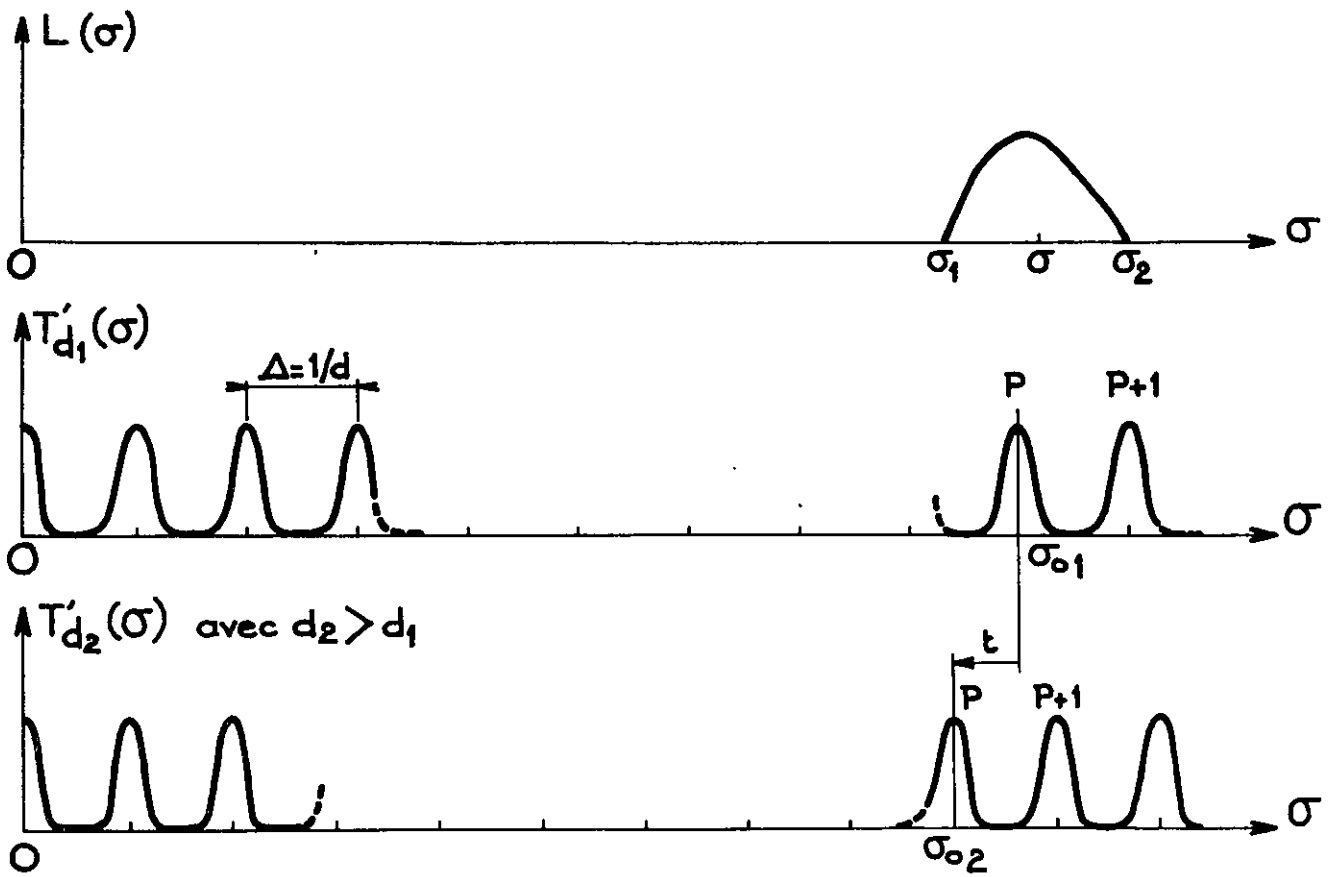


fig. 2



Dans le cas où l'on possède des renseignements a priori sur le profil et plus particulièrement sur la loi de décroissance des pieds lointains, le recouvrement d'ordres ne complique pas beaucoup l'analyse du signal enregistré. Outre un gain important en luminosité (c'est alors le F. P. qui limite l'étendue de faisceau utilisée), avec un monochromateur travaillant à faible résolution on évite de sérieuses difficultés relatives à la détermination de sa bande passante, la reproductibilité et la stabilité de celle-ci.

Nous allons situer cette méthode par rapport à d'autres méthodes employées dans le même but.

D'une façon générale un interféromètre est caractérisé par une transmission  $T(\varphi)$  fonction de la différence de phase  $\varphi$  entre 2 rayons interférants successifs. Comme on a  $T(\varphi) = T(2\pi\sigma.d)$ , pour une différence de marche  $d$  l'interféromètre se comporte comme un filtre des fréquences optiques (ou des nombres d'onde  $\sigma = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ ). Si nous supposons qu'il n'y a pas d'effets chromatiques (ce qui ne restreint pas notre problème), cette fonction périodique a toujours un maximum à l'origine (fig. 2). Le flux total transmis est proportionnel à :

$$R(d) = \int_{-\infty}^{\infty} L(\sigma).T(2\pi\sigma d)d\sigma$$

$L(\sigma)$  étant la luminance spectrale de la source.

Lorsqu'il s'agit du Michelson  $R(d)$  représente (à un terme constant près) la transformée de Fourier en cosinus de  $L(\sigma)$ . Nous n'entrerons pas dans les détails de cette technique où  $R(d)$  est mesuré

pour un certain nombre de valeurs de  $d$  déterminées avec précision (comprenant  $d=0$ ).

Le Fabry-Perot est utilisé différemment.  $d$  varie peu ( $\delta d =$  quelques  $\bar{\lambda}$ ) autour d'une valeur mesurée généralement avec une incertitude de quelques  $\bar{\lambda}$ . Si  $\sigma_0$  est le nombre d'onde d'un des pics de transmission contenu dans  $(\sigma_1, \sigma_2)$ , on a :  $\sigma_0 \cdot d = p$  entier (ordre d'interférence) et  $T(2\pi\sigma d) = T(2\pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\Delta})$ . Or dans le cas particulier où  $\delta d/d$  est petit, on peut considérer avec une bonne approximation que la partie utile de  $T$  ne se dilate pas mais se translate sans déformation de  $t = \Delta \frac{\delta d}{\lambda}$ . On a donc :

$$R(\sigma_0) = \int L(\sigma) T\left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\Delta}\right) d\sigma \quad \text{avec} \quad \Delta = \frac{1}{d} \# \text{ constante. .}$$

Soit :

$$R = L * T \quad (\text{produit de convolution})$$

$T$  est alors la fonction d'appareil.

Pour simplifier le dépouillement on s'arrange souvent pour qu'un seul pic du F. P. soit dans l'intervalle  $(\sigma_2, \sigma_1)$  au cours du balayage. Mais d'une façon générale on obtient un interférogramme au voisinage de la différence de marche  $d$  où sont mélangées les informations prélevées par l'appareil en ses différents pics.

Dans le cas particulier d'un profil de Voigt, 2 paramètres  $l$  et  $g$  sont à déterminer. Si  $T(\varphi)$  est connu il faut au moins 2 valeurs relatives soit 3 valeurs de  $R(\varphi)$  pour les déterminer. Deux techniques différentes ont été utilisées :

- avec le Michelson : on relève les valeurs maximales et minimales de

$R(\varphi)$  (ou la visibilité  $V = \frac{R_M - R_m}{R_M + R_m}$ ) au voisinage de 2 différences de marche.

- avec le F. P. : on relève les valeurs de  $R(\varphi)$  en 3 points au voisinage de la même différence de marche (ou, comme nous l'avons fait, 2 valeurs de  $R(\varphi)$  rapportées à  $\overline{R(\varphi)}$  (moyen) .

Pour augmenter la précision on augmente le nombre de mesures indépendantes. Dans le premier cas on mesure la visibilité pour de nombreuses différences de marche. La détermination de  $l$  et  $g$  est particulièrement commode car si l'on représente graphiquement  $\text{Log}(V/d)$  en fonction de  $d$ , la courbe qui passe au mieux par les points expérimentaux est une droite dont l'ordonnée à l'origine donne  $l$  et la pente donne  $g$  [12]. Dans le deuxième cas on relève le profil enregistré en un grand nombre de points (on peut également répéter l'opération pour plusieurs différences de marche).

La comparaison des 2 types de méthode nous entraînerait trop loin. Nous avons employé la seconde par raison de commodité, trouvant au laboratoire la technologie avancée du F. P.

## B) Emploi du Fabry-Perot.

### a) Dispositif instrumental :

Il est constitué d'un monochromateur Ebert-Fastie suivi d'un étalon Fabry-Perot à axes horizontaux. L'enceinte et le porte-lame du F. P. ont subi diverses modifications. La dernière version (fig. 3) se présente de la manière suivante :

- La chemise extérieure cylindrique A, garde une certaine épaisseur

de façon à constituer un bon volant thermique.

- Le porte-lames B est isolé de la chemise extérieure par 2 bagues en plexiglass. Il peut recevoir des lames séparées par des cales en invar d'épaisseur variée.

- Les flasques C portent les fenêtres. L'une d'elles comporte 3 passages étanches D, disposés à 120°, pour le réglage du parallélisme des lames.

Pour le balayage on se sert d'une rentrée d'air à débit constant. Divers modèles de "fuite" ont été essayés. Le dernier en date est du type "pompe à doigts". L'air permet de balayer dans le visible environ  $5 \text{ cm}^{-1}$  pour 1 atmosphère. Le gaz carbonique permet d'atteindre  $9 \text{ cm}^{-1}$  dans les mêmes conditions.

#### b) La fonction d'appareil

La fonction d'appareil peut s'écrire [4] :

$$T_a = A * D * F$$

A : fonction d'Airy :

Le pouvoir de transmission du Fabry-Perot plan parfait sous incidence normale s'écrit :  $T_{\text{F.P.}}(\sigma) = \tau.A(\sigma)$  ;

avec :

$$A(\sigma) = \frac{1}{1 + m \sin^2 \frac{\sigma - \sigma_0}{\Delta}}$$

$\sigma_0$  : tel que  $2ne = k/\sigma_0$  (k entier)

R : pouvoir réflecteur d'une lame (les 2 lames sont identiques) ;

$$m = 4R/(1-R)^2$$

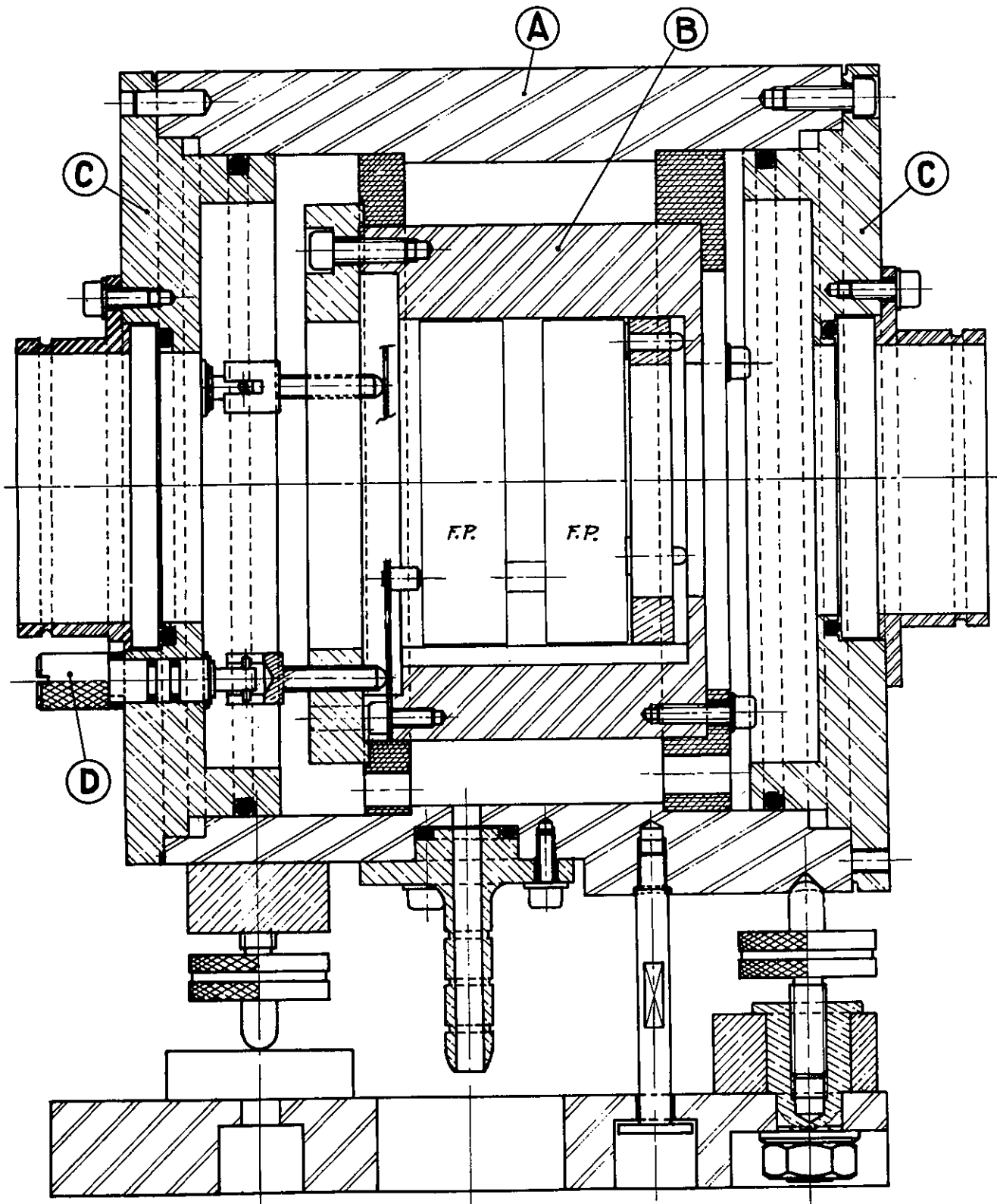
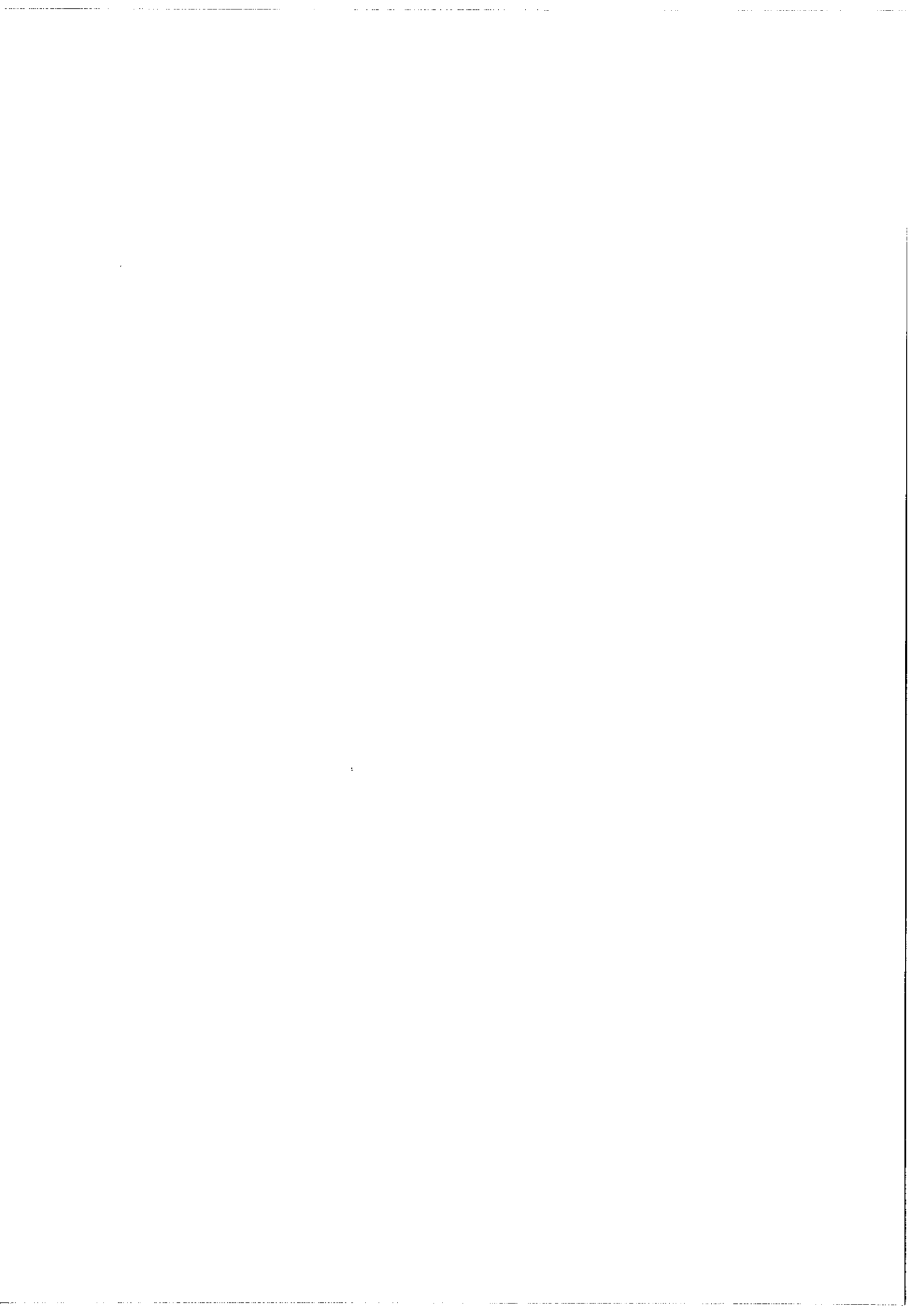


Figure 3



$\tau = \frac{T^2}{(1-R)^2}$  : facteur de transmission ; T étant la transmission du revêtement réflecteur d'une lame.

La finesse réflectrice  $N_R$  est le rapport de l'entre-ordre  $\Delta$  à la largeur à mi-hauteur de  $A(\sigma)$  . Pour  $R \neq 1$  ,  $N_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$  .

D : fonction défauts de planéité des lames :

Cette fonction rend compte de la dispersion des pics de transmission des F. P. élémentaires juxtaposés qui forment le F. P. . C'est une fonction sans pieds lointains car les écarts à l'épaisseur moyenne sont bornés. Si  $\lambda/n$  caractérise la qualité du poli optique des lames, la finesse défauts est de l'ordre de  $\frac{n}{2}$  . Il en résulte que la finesse effective  $N_e$  est plus faible que  $N_R$  .  $N_e$  peut être mesuré sur l'enregistrement d'une raie très monochromatique ce qui revient pratiquement à un enregistrement avec une faible épaisseur de F. P. . Pour les calculs on assimile la fonction défaut à une gaussienne.

F : fonction diaphragme isolateur :

Le diaphragme circulaire (trou) centré à l'infini sur la normale aux lames limite les incidences à une valeur  $i$  (qui est son rayon angulaire). La fonction associée est une fonction rectangulaire de largeur  $\delta\sigma = \sigma \frac{i^2}{2}$  .

c) Etudes instrumentales particulières :

Il s'agit de dispositifs qui ont été réalisés et expérimentés mais qui n'ont pas trouvé d'application dans la présente étude. Aussi nous avons renvoyé leur description en appendice.

c) Le profil de Voigt analysé avec le Fabry-Perot :

a) Lorentzienne associée à l'Airy :

La fonction d'Airy peut s'écrire sous une autre forme.

L'amplitude transmise par le F. P. est

$$\mathcal{A}(\varphi) = T(1 + R e^{i\varphi} + \dots + R^n e^{in\varphi} + \dots)$$

$$\begin{aligned} \text{et } T_{\text{F.P.}}(\varphi) &= \mathcal{A} \cdot \mathcal{A}^* = T^2 (1 + R e^{i\varphi} + R^2 e^{2i\varphi} + \dots) (1 + R e^{-i\varphi} + R^2 e^{-2i\varphi} + \dots) \\ &= \frac{T^2}{1-R^2} (1 + 2R \cos \varphi + 2R^2 \cos 2\varphi + \dots + 2R^n \cos n\varphi + \dots) \end{aligned}$$

Le premier terme est  $\tau \cdot \frac{1-R}{1+R}$  et la valeur moyenne de la fonction d'Airy :  $\bar{A} = \frac{1-R}{1+R}$ . En prenant pour variable  $\sigma' = \sigma - \sigma_0$ ,  $A(\sigma')$  normalisée, de période  $\Delta$ , s'écrit :

$$A(\sigma') = \frac{1}{\Delta} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R^{|n|} \cos 2\pi n \frac{\sigma'}{\Delta} = \frac{1}{\Delta} \int_{-\infty}^{+\infty} R^{|x|/\Delta} P_{1/\Delta}(x) \cos 2\pi x \sigma' dx$$

en introduisant  $P_{1/\Delta}(x)$  : peigne de Dirac de pas  $1/\Delta$ , chaque impulsion de Dirac étant normalisée.

$$A(\sigma') = \frac{1}{\Delta} \text{T.F.} \left[ R^{|x|/\Delta} \cdot P_{1/\Delta}(x) \right]$$

T. F. : transformée de Fourier. Il en résulte :

$$A(\sigma') = \text{T.F.} \left[ R^{|x|/\Delta} \right] * P_{\Delta}(\sigma')$$

Posons :  $R = \exp[-2\pi \ell/\Delta]$

$$\text{T.F.} \exp[-2\pi \ell |x|] = \frac{\ell}{\pi} (\sigma'^2 + \ell^2)^{-1} = L(\sigma')$$

Finalement :

$$A(\sigma') = L(\sigma') * P_{\Delta}(\sigma')$$

avec  $R = \exp[-2\pi \ell/\Delta]$  et  $2\ell$  : largeur de  $L(\sigma')$ .



On peut encore écrire :

$$A(\sigma') = \frac{\ell}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{1}{(\sigma' + n\Delta)^2 + \ell^2} .$$

Une somme de lorentziennes identiques, normalisées, espacées de  $\Delta$  est une fonction d'Airy normalisée, de période  $\Delta$ . Cette identité peut être démontrée directement par l'application du théorème des résidus : si  $f(z)$  est holomorphe dans tout le plan sauf en un certain nombre de pôles  $a_1, \dots, a_k$  dont les résidus sont  $b_1, \dots, b_k$ , et si  $z f(z)$  tend uniformément vers 0 quand  $|z| \rightarrow \infty$ , alors :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(n) = -\pi(b_1 \cotg \pi a_1 + \dots + b_k \cotg \pi a_k)$$

Posons  $f(z) = \frac{1}{(\sigma' + z\Delta)^2 + \ell^2}$  ;  $f(z)$  répond aux conditions du théorème et possède 2 pôles imaginaires conjugués :  $\frac{-\sigma' \pm i\ell}{\Delta}$  dont les résidus sont :  $\frac{1}{\mp 2i\ell\Delta}$ . D'où la valeur de la somme

$$S = \frac{i}{2\Delta} (\cotg \frac{\pi}{\Delta}(\sigma' + i\ell) - \cotg \frac{\pi}{\Delta}(\sigma' - i\ell)) .$$

Après quelques transformations, on trouve

$$S = \frac{1}{\Delta} \text{Coth } \pi \frac{\ell}{\Delta} \frac{1}{1 + (\text{Coth}^2 \pi \frac{\ell}{\Delta} - 1) \sin^2 \pi \frac{\sigma'}{\Delta}}$$

que l'on identifie à l'Airy normalisée en faisant :  $R = \exp[-2\pi \frac{\ell}{\Delta}]$ .

b) Fonction enregistrée :

C'est la convolution du profil de raie avec la fonction d'appareil

$$Y = (L_r * G_r) * (A_0 * D * F)$$

soit :  $Y = L_r * G * A_0 * F$  avec  $G = G_r * D$ .

Comme :  $A_0 = L' * P_{\Delta}$  ,

$$\begin{aligned} A_0 * L_r &= L' * L_r * P_{\Delta} \\ &= L * P_{\Delta} = A . \end{aligned}$$

Le paramètre de A (que l'on peut appeler pouvoir réflecteur équivalent) est :  $R = R_0 \exp[-2\pi \ell_r / \Delta]$  .

Finalement :

$$Y = A * G * F \quad \text{ou} \quad Y = L * G * F * P_{\Delta} .$$

Ces 2 expressions de Y conduisent à 2 méthodes de dépouillement.

La première est une identification à l'expression calculée.

La seconde consiste à isoler un ordre ( $L * G * F$ ) en retranchant de Y la contribution des autres ordres et à le dépouiller comme un profil de Voigt en faisant l'approximation :  $G * F \# G'$  .

Auparavant nous allons examiner quelques points particuliers de Y .

#### 1) Région du minimum :

Dans une région où l'une des fonctions est stationnaire, la convolution par des fonctions bien localisées la modifie peu. L'approximation  $Y=A$  est d'autant plus valable que Y est plus aplatie ( R (ou  $\Delta/\ell$ ) élevé et  $G'$  de largeur petite devant  $\Delta$  ).

Alors, si Y est normalisé :

$$Y_m \cdot \Delta = \frac{1-R}{1+R} = \text{th} \left( \pi \frac{\ell}{\Delta} \right) = \frac{Y_m}{\bar{Y}}$$

(  $\bar{Y}$  : valeur moyenne de Y et  $Y_m = Y(\frac{\Delta}{2})$  ).

Ce rapport peut se mesurer sur l'enregistrement. Si l'on fait :

th u # u ;

$$\ell = \frac{\Delta}{\pi} \cdot \frac{I_m \cdot D}{S}$$

$I_m$ ,  $D$  et  $S$  étant mesurés sur l'enregistrement ;  $S$  étant l'aire mesurée au planimètre sur une période  $D$ .

Si l'on connaît approximativement la largeur de  $G'$ , on peut évaluer une correction. En effet, en développant l'Airy au voisinage du milieu de l'entre-ordre (pris comme origine), on a :

$$A(\sigma) = A_m (1 + \alpha \sigma^2) \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\pi^2}{\Delta^2} \cdot \frac{4R}{(1+R)^2} .$$

La convolution de ce fond parabolique avec une gaussienne normalisée

$$G' = (1/a\sqrt{\pi}) \exp\left[-\frac{\sigma^2}{a'^2}\right] \quad \text{donne} :$$

$$Y(\sigma) = A_m \left(1 + \alpha \frac{a'^2}{2} + \alpha \sigma^2\right)$$

Soit :

$$Y_m = A_m \left(1 + \frac{\pi^2}{\Delta^2} \cdot \frac{2R a'^2}{(1+R)^2}\right)$$

## 2) Région du maximum (corps de la raie)

Dans cette région on peut considérer le profil enregistré comme la somme d'une fonction  $L * G'$  et d'un fond  $h(\sigma')$  provenant du recouvrement d'ordres. Pour une Airy ce fond, qui s'obtient en retranchant la lorentzienne correspondante, est très plat. Nous pouvons donc considérer que la convolution par  $G'$  le laisse inchangé.

$$\text{Sa hauteur au centre est : } h = \left[\coth\left(\pi \frac{\ell}{\Delta}\right) - \frac{\Delta}{\pi \ell}\right] / \Delta .$$

En développant en série  $h$  ainsi que  $A_m$  on peut former :

$$\frac{h}{A_m} = \frac{1}{3} + 0,089 \left(\frac{\pi \ell}{\Delta}\right)^2 + \dots$$

ou en fonction de  $R$  équivalent :

$$\frac{h}{A_m} = \frac{1}{3} + 0,022 (1-R)^2 + \dots$$

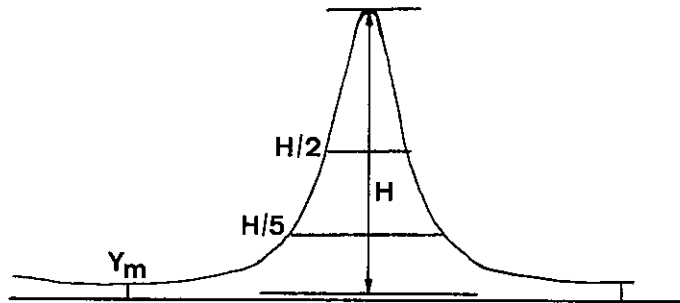
La valeur  $\frac{1}{3}$  est généralement une bonne approximation. Sur un domaine égal à la largeur à mi-hauteur de  $Y$  nous considérons que  $h(\sigma')$  est constant. Sur un plus grand domaine il faudrait utiliser une approximation parabolique. Nous traiterons ce cas plus loin.

c) Dépouillements simplifiés :

Des considérations précédentes on peut déduire des méthodes de dépouillement basées sur les courbes ou les tabulations de fonctions établies a priori. Ces méthodes sont utiles à l'expérimentateur car elles permettent un premier dépouillement rapide. Lorsque le rapport signal sur bruit est médiocre, les approximations ne limitent pas la précision et ce mode de traitement suffit.

1)  $l$  est déterminé par  $Y_m/\bar{Y}$ . Sur le corps de la raie on retranche  $\frac{1}{3} Y_m$  aux ordonnées. De la largeur à mi-hauteur de ce profil isolé on déduit  $g$  à l'aide de la courbe [4] donnant la largeur d'un profil  $L * G'$  en fonction de  $l$  et  $g$ .

2) On isole un profil  $L * G'$  comme précédemment et l'on utilise la méthode [2] qui consiste à comparer la largeur à une fraction donnée de la hauteur à la largeur à mi-hauteur (fig). Mais on ne peut utiliser la largeur à une faible fraction de la hauteur (voir fin du paragraphe b) 2)).



3) Ballik a publié [13] un réseau de courbes relatives à un profil  $A * G'$ . Elles permettent de déduire  $g$  et  $R$  équivalent de  $Y_m / Y_M$  et de la finesse enregistrée (soit de la visibilité et de la largeur à mi-hauteur).

L'approximation  $G' \# G * F$  est d'autant plus valable que la largeur spectrale  $f$  de  $F$  est plus petite que  $g$ . Son usage dans le mode de dépouillement conduit donc à limiter la luminosité. Nous allons nous dégager de cette contrainte en renonçant à l'emploi des calculs a priori.

d) Comparaison de l'enregistrement à  $Y = A * G * F$  :

Cette fonction, périodique, est développable en série de Fourier. On peut donc la calculer avec un grand nombre de termes pour obtenir une précision suffisante. Il s'agit alors de comparer, en divers points, la courbe enregistrée à l'expression calculée. Les paramètres  $f$  (largeur de  $F$ ) et  $\Delta$  sont connus a priori. Pour déterminer

$g$  et  $l$  (ou  $R$  équivalent) il suffit en principe de 3 points (2 si les fonctions sont normalisées). Comme le bruit amène une incertitude sur les valeurs expérimentales de  $Y$ , il faut utiliser un grand nombre de points. De ce fait, la solution n'est pas unique et le faisceau des courbes possibles traduit la marge d'indétermination de chaque paramètre. Au lieu de "lisser" globalement la courbe expérimentale, nous avons préféré utiliser la méthode suivante, plus commode pour discuter de la précision des mesures.

Sur l'enregistrement on trace les axes des pics et on mesure au planimètre l'aire d'un ordre (ces opérations ne limitent pas la précision car elles se font à l'aide d'un grand nombre de points). Les ordonnées, relevées en divers points, sont alors normalisées. On les compare, par couples, aux valeurs calculées.

Le calcul des valeurs théoriques de  $Y$  se fait de la manière suivante : à partir du développement en série de Fourier de la fonction d'Airy normalisée :

$$\pi A(\varphi) = \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos n\varphi ,$$

on effectue terme à terme la convolution par  $G$  normalisée puis par  $F$  normalisée. En introduisant la finesse "gaussienne"  $N_g = \frac{\Delta}{g}$  et la finesse "trou" :  $N_f = \frac{\Delta}{f}$ , on obtient :

$$\pi Y(\varphi) = \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} R^n \exp\left[-\frac{\pi^2}{4N_g^2 \text{Log}2} n^2\right] \frac{\sin(n\pi/N_f)}{n\pi/N_f} \cos n\varphi .$$

Cette série converge rapidement et a été programmée sur ordinateur.

On obtient ainsi un tableau des valeurs de  $Y(\varphi)$  pour chaque jeu de

données ( R , Ng ) . L'identification des différents couples  $Y(\varphi_i)$  ,  $Y(\varphi_j)$  fournit des déterminations de R et Ng légèrement différentes. En effet tous les couples de points ne sont pas équivalents quant à la précision sur  $\ell$  et  $g$  . Nous avons vu au paragraphe précédent que les points voisins de  $Y_m$  sont favorables à la détermination de  $\ell$  . Il faut donc leur associer des points d'une région favorable à la détermination de  $g$  . En aucun endroit on a  $Y \# G$  ; néanmoins nous pouvons faire la remarque suivante :

La sensibilité des points à chaque paramètre est caractérisée par :

$$\alpha = \frac{\delta Y}{\delta a} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\delta Y}{\delta \ell} .$$

L'expression de  $\alpha$  se calcule simplement. En effet augmenter  $a$  de  $\delta a$  revient à convoluer  $Y$  par une gaussienne de paramètre  $(2a\delta a)^{\frac{1}{2}}$  . En développant  $Y$  jusqu'au 2ème ordre et en effectuant la convolution terme à terme, on obtient :

$$Y(a+\delta a, \sigma') = Y(a, \sigma') + \frac{1}{2} a \delta a Y''_{\sigma'}(a, \sigma') .$$

soit : 
$$\alpha = \frac{a}{2} Y''_{\sigma'}(a, \sigma') .$$

Sur les flancs de la raie la sensibilité aux variations de  $a$  est quasi-nulle ( $\alpha=0$  au point d'inflexion). Elle est meilleure aux points de forte courbure : région du sommet ( $\alpha < 0$ ) et région du coude inférieur ( $\alpha > 0$ ) .

Certains points sensibles sont à faible rapport signal sur bruit. Il faut en tenir compte pour une discussion plus complète.

Supposons que l'on se soit affranchi des dérives lentes de l'intensité de la source et des irrégularités de balayage pour ne considérer

Tableau 1

$\delta g$
$\delta l$

$\pi/10$	$\pi/7$	$\pi/5,5$	$\pi/4$	$\pi/3$	$\pi/2,5$	$\pi/1,7$	$\pi$	
2,3 2,2	1,55 1,75	3,4 5,9	8,3 11,2	2,5 2,5	1,9 1,7	1,8 1,4	2 1,7	0
	3 1,95	2 2,1	3,25 3,6	10,3 5,4	38,1 15,5	7 1,4	7,75 1,75	$\pi/10$
		1,9 4,3	2,1 2,6	2,5 1,9	2,9 1,6	3,8 1,4	4 1,75	$\pi/7$
			2,9 4,6	2 1,95	1,9 1,65	1,8 1,4	1,9 1,75	$\pi/5,5$
				3,9 3,3	2,65 1,9	2,3 1,4	2,5 1,75	$\pi/4$
					7 3,35	3,9 1,4	4,4 1,75	$\pi/3$
						4,4 1,4	5,3 1,75	$\pi/2,5$



que le bruit, soit une erreur quadratique moyenne en  $Y^{\frac{1}{2}}$  dans le cas du bruit de photons.

Une petite variation de  $a$  et de  $l$  entraîne en tout point  $\sigma'$  une variation de  $Y$  :  $dY = \alpha da + \beta dl$  .

Soient  $Y_1$  et  $Y_2$  les ordonnées aux points  $\sigma'_1$  et  $\sigma'_2$  . En introduisant la quantité  $Q = \frac{\alpha}{\beta} = -\frac{dl}{da}$  à  $Y$  constant, on a :

$$da(Q_1 - Q_2) = dY_1/\beta_1 - dY_2/\beta_2$$

et 
$$dl\left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2}\right) = dY_1/\alpha_1 - dY_2/\alpha_2$$

Les erreurs quadratiques moyennes sont :

$$\delta a = \frac{(\delta Y_1^2/\beta_1^2 + \delta Y_2^2/\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}}{|Q_1 - Q_2|}$$

$$\delta l = \frac{(\delta Y_1^2/\alpha_1^2 + \delta Y_2^2/\alpha_2^2)^{\frac{1}{2}}}{|1/Q_1 - 1/Q_2|}$$

Les coefficients sont calculés à l'aide du programme. En prenant  $\delta Y = Y^{\frac{1}{2}}$  on peut faire un tableau donnant les  $\delta a$  et  $\delta l$  en unités arbitraires pour tous les couples de points  $(\pi/n, \pi/n')$  .

- Exemple :

Il correspond à la raie  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  de He I excité en cathode creuse refroidie à l'hydrogène liquide [14] .

Trou :  $f = 10\ \text{mK}$  ,  $\Delta = 385\ \text{mK}$  ,  $R_{\text{éq}} = 0,84$  soit  $l = 21,3\ \text{mK}$  .

$Ng = 8,4$  soit  $g = 45,8\ \text{mK}$  .

Nous avons pris 9 points, y compris le sommet et le minimum (fig. 4 et tableau 1).

On peut faire les remarques suivantes :

1) La région du minimum est favorable à la détermination de  $l$  (associé à tout autre point) malgré un S/B défavorable.

2) Le point  $\frac{\pi}{10}$  n'est pas favorable à la détermination de  $g$  lorsqu'il est associé aux points éloignés de l'axe (il est proche du point d'inflexion). Cela devient meilleur lorsqu'on l'associe au point du corps inférieur et au sommet.

3) Le sommet est favorable à la mesure de  $g$  lorsqu'il est associé aux points éloignés.

4) Les points de courbure notable  $(0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3})$  donnent une assez bonne détermination de  $l$  et  $g$ .

---

Note 1 : La remarque 3) peut s'expliquer de la manière suivante : un abaissement du sommet dû à un accroissement  $\delta a$  de  $a$  ne s'accompagne pas d'un relèvement de la région du minimum, ce qui n'est pas le cas pour un accroissement  $\delta l$  de  $l$ .

Note 2 : Les différentes conclusions ne peuvent évidemment pas être considérées comme générales.

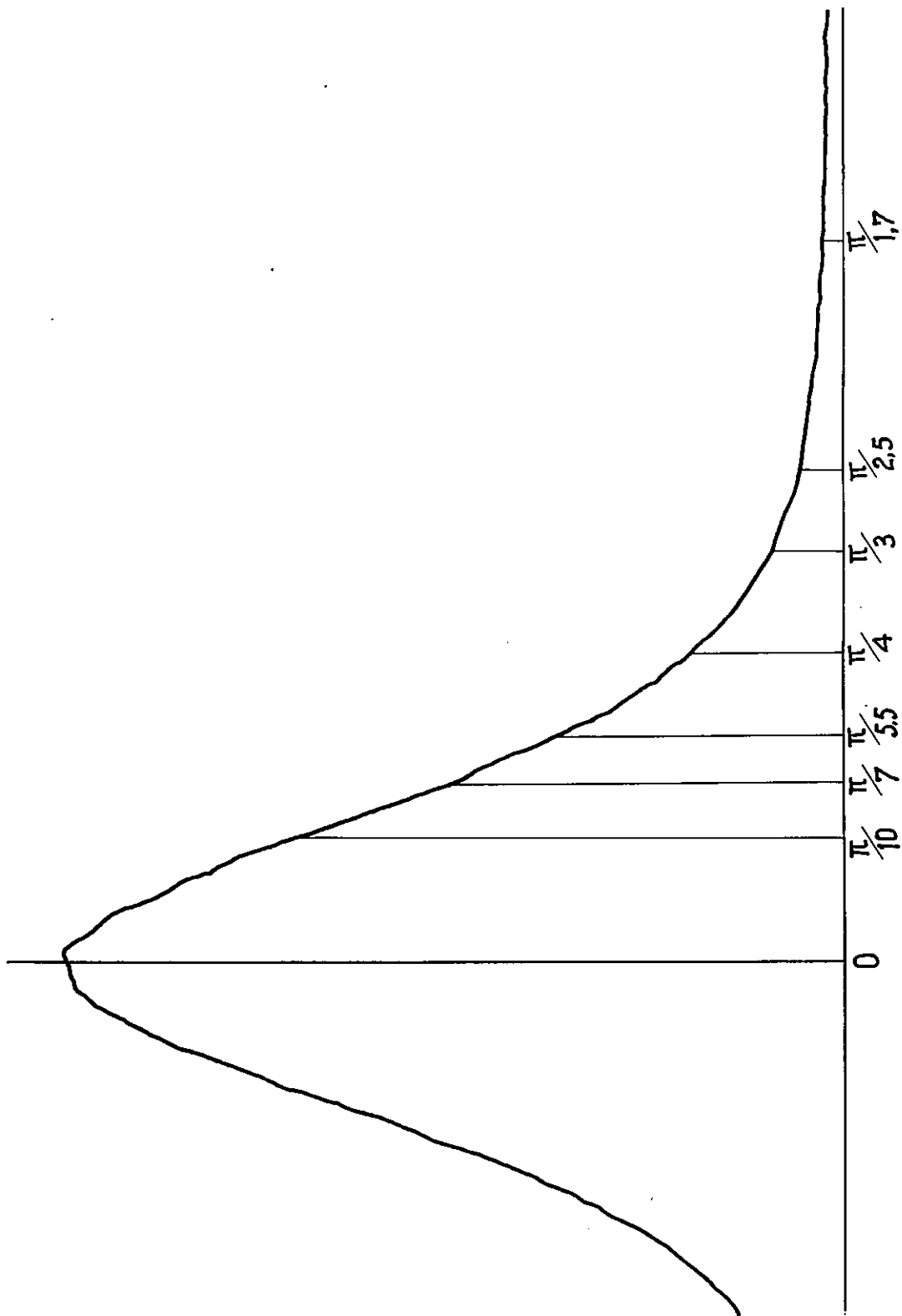
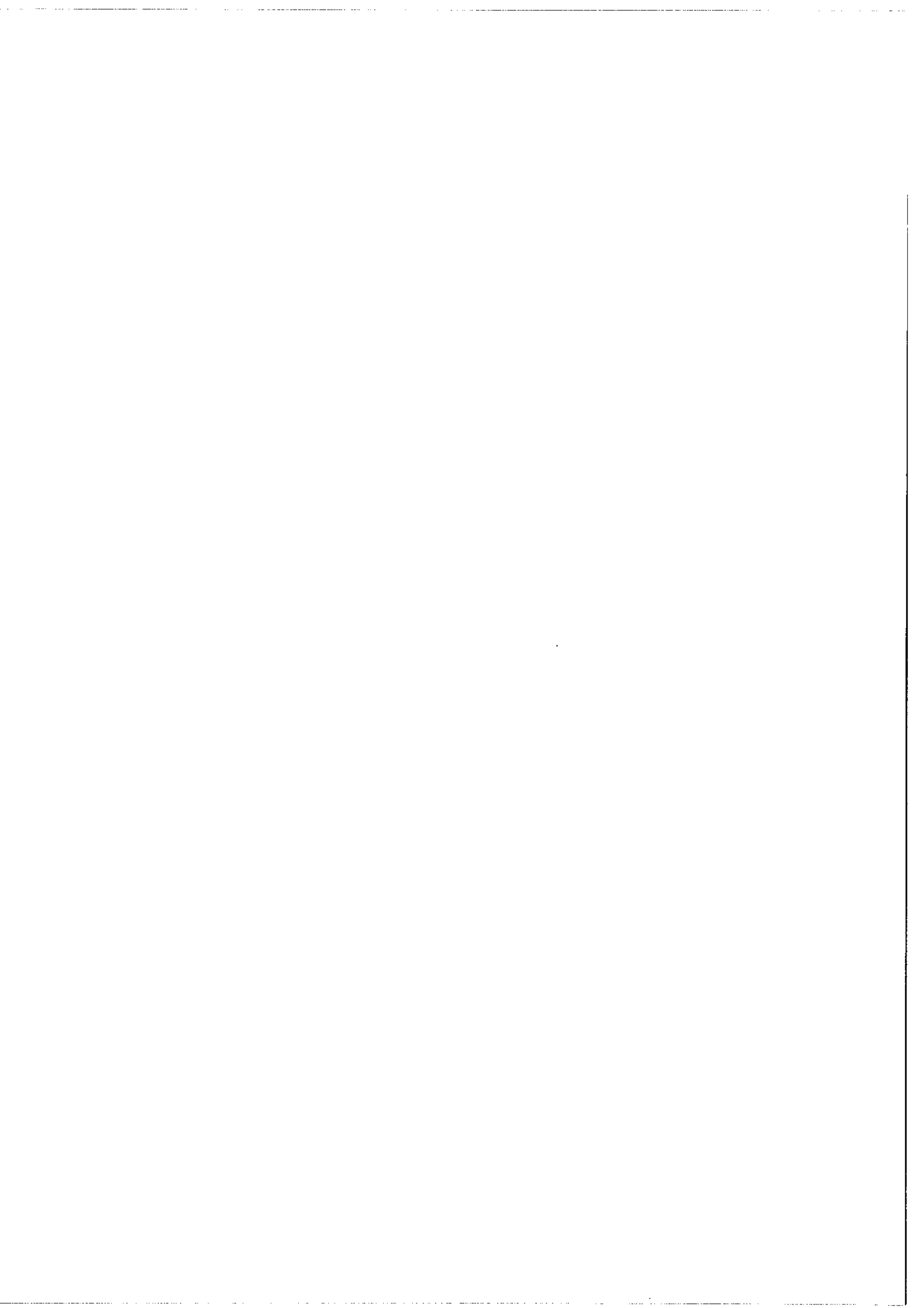


Figure 4



e) Remarques sur la détermination des conditions instrumentales.

Lorsque des déductions théoriques ou une première expérience ont fourni une valeur approximative des paramètres  $l$  et  $g$  de la raie, il y a lieu de déterminer, pour améliorer la mesure, les meilleures conditions instrumentales et en particulier le choix de  $\Delta$  et de  $f$ .

Si l'on diminue  $\Delta$ , on augmente l'importance de l'Airy ( $R'_{eq}$ ), mais la région de  $Y_m$  devient moins indépendante de  $G$ . Par contre, si la région du minimum est très stationnaire, un grand nombre de points de celle-ci servent à la détermination de  $l$ . On peut diminuer leur nombre mais utiliser un trou beaucoup plus grand ainsi qu'une plus grande surface de F. P. Pour bien déterminer  $g$  au contraire il ne faut pas que la fonction d'appareil dégrade trop le corps de la raie. Le choix des conditions instrumentales peut donc être différent pour l'optimisation de la mesure de  $g$  et celle de  $l$ . Dans tous les cas il est bon d'accumuler les informations données par des enregistrements faits avec des entre-ordres (et éventuellement des trous) différents ; y compris un enregistrement à grand  $\Delta$  qui donne la fonction d'appareil. Celle-ci reste généralement mal déterminée mais intervient d'autant moins que  $\Delta$  est petit.

La complexité du problème est telle qu'il serait plus satisfaisant de le traiter sur ordinateur. Cette étude, tenant compte des améliorations techniques que l'on peut apporter au F. P., permettrait d'utiliser la méthode dans les meilleures conditions.

D) Raies auto-absorbées :a) Raie légèrement auto-absorbée :

Il est difficile de mettre en évidence une faible auto-absorption par l'analyse de profil. Il est nécessaire de faire séparément une mesure du facteur d'auto-absorption totale :  $\gamma_A = \frac{I_0}{\int_{\text{raie}} I(\sigma') d\sigma'}$  .

Dans ce cas, si la gaussienne est connue, on peut déterminer assez facilement la lorentzienne. En effet, dans les pieds de la raie l'auto-absorption devient négligeable car  $P(\sigma')$  devient petit et :

$$I(\sigma') = \frac{I_0}{K} (1 - \exp[-K P(\sigma')]) = I_0 (P(\sigma') - \frac{K}{2} P^2(\sigma') + \dots) .$$

En se reportant au paragraphe C), on voit que l'on peut mesurer  $l$  si l'on connaît l'aire  $S_0$  sur une période qu'aurait l'enregistrement s'il n'y avait pas d'auto-absorption. Or  $S_0 = \gamma_A S$  .

Au paragraphe V de ce chapitre nous appliquerons cette méthode à la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ .

b) Raie fortement auto-absorbée :

La recherche de sources pour des expériences d'absorption nous a conduit à étudier avec le Fabry-Perot des raies très auto-absorbées. En effet, par l'observation en bout d'un tube à décharge suffisamment long et parcouru par un courant important on peut obtenir, si la décharge est homogène, un profil spectral ayant un sommet suffisamment aplati pour constituer une source très brillante adaptée à l'étude en absorption de la même raie.

Notre étude s'est portée sur les raies  $2^1P - nS$  et  $2^1P - nD$  ( $n=3,4,5,6$ ) de He I, raies qui sont l'objet de mesures de probabilités de transitions relatives au chapitre II. Nous allons maintenant traiter la raie  $2^1P - 4^1D$  ( $4\ 922\ \text{Å}$ ) qui présente le profil recherché pour des conditions expérimentales précisées au chapitre II.

Le but n'est pas de déterminer la lorentzienne, la gaussienne et le coefficient d'absorption pour obtenir le profil sous la forme analytique :

$$I(\sigma') = \frac{I_0}{k\ell} (1 - \exp[-k\ell P(\sigma')]) ,$$

mais de restituer assez directement le profil source dans ses parties où l'absorption, dans les expériences ultérieures, sera importante. Nous imposons donc à la fonction d'appareil du F. P. de ne pas estomper les bords du "plateau". En contrepartie le recouvrement d'ordres est plus important que dans les cas précédemment traités.

Pour une finesse effective d'environ 35, on a une limite de résolution de 47 mK pour un entre-ordre  $\Delta = 1\ 645\ \text{mK}$ . C'est dans ces conditions que nous avons fait l'enregistrement (voir la fig. 2 du chapitre II).

Nous allons encore considérer que sur un intervalle  $(-\frac{\Delta}{2}, +\frac{\Delta}{2})$  on a le profil  $P_1$  correspondant à un seul pic du F. P. (que nous assimilons au profil vrai) en soustrayant du profil enregistré  $Y(\sigma')$  un fond  $h(\sigma')$  dû au recouvrement d'ordres (déconvolution partielle).

Au milieu de l'entre-ordre le signal  $Y_m$  est environ 15% du signal maximum  $Y_M$ . En ce point on a très approximativement

$h(\frac{\Delta}{2}) = Y_m/2$  . Cette valeur importante nous indique que  $h(0)$  n'est pas négligeable. Nous verrons en effet au chapitre II qu'une erreur  $\Delta P_1(0) / P_1(0)$  sur la hauteur vraie entraîne la même erreur sur la mesure du coefficient d'absorption  $k$  . D'autre part, la concavité de  $h(\sigma')$  se répercute directement sur le "plateau" de la raie.

Les "flancs" de l'enregistrement correspondent aux pieds déjà lointains de  $P(\sigma')$  . On y observe une légère dissymétrie dans le même sens que celle produite par l'effet Stark dû au champ électrique interionique. A une distance de l'axe supérieure à  $\frac{\Delta}{2}$  , l'auto-absorption devient très faible ce qui nous permet de faire des approximations que nous reconsidérerons a posteriori.

Supposons d'abord que pour  $\sigma' \gg \frac{\Delta}{2}$  la décroissance du profil soit en  $\frac{A}{\sigma'^2}$  , forme limite de la lorentzienne, et que la finesse effective du F. P. ait une valeur suffisante pour que  $Y$  s'écarte peu d'une fonction linéaire sur la largeur d'un pic. Le F. P. peut alors être représenté par un peigne de Dirac  $P_\Delta$  et l'enregistrement par :

$$Y = P_1 * P_\Delta$$

Le fond  $h(\sigma')$  se calcule en sommant les contributions de tous les pics sauf celui qui est à la distance  $\sigma'$  de l'axe de  $P_1$  (fig. 5)

$$h(\sigma') = A[(\sigma' + \Delta)^{-2} + (\sigma' + 2\Delta)^{-2} + \dots + (\Delta - \sigma')^{-2} + (2\Delta - \sigma')^{-2} + \dots].$$

Soit, en posant  $\frac{\sigma'}{\Delta} = q$  ( $0 \leq q < 1$ ) :

$$h(q) = \frac{A}{\Delta^2} \sum_{n=1}^{\infty} [(n+q)^{-2} + (n-q)^{-2}] .$$



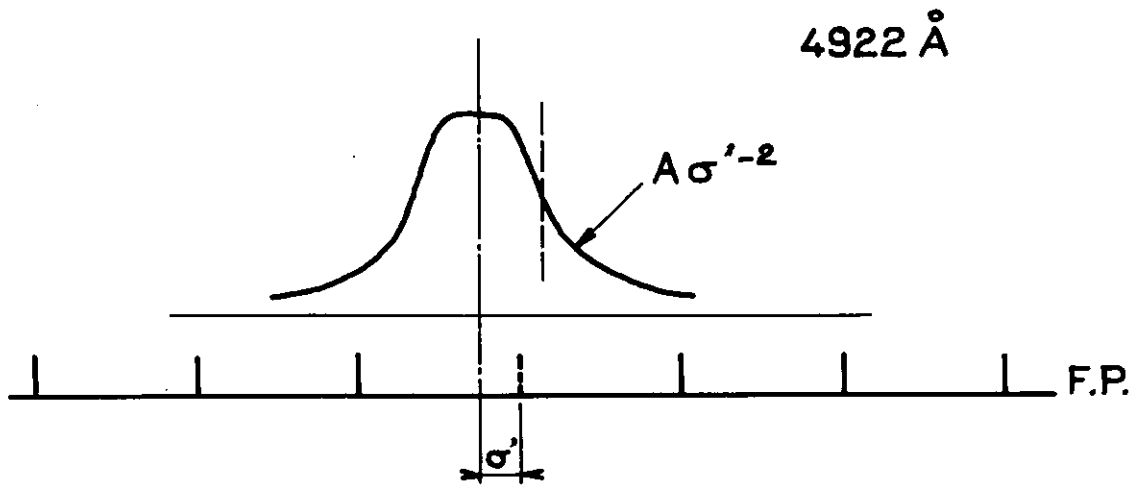


fig. 5

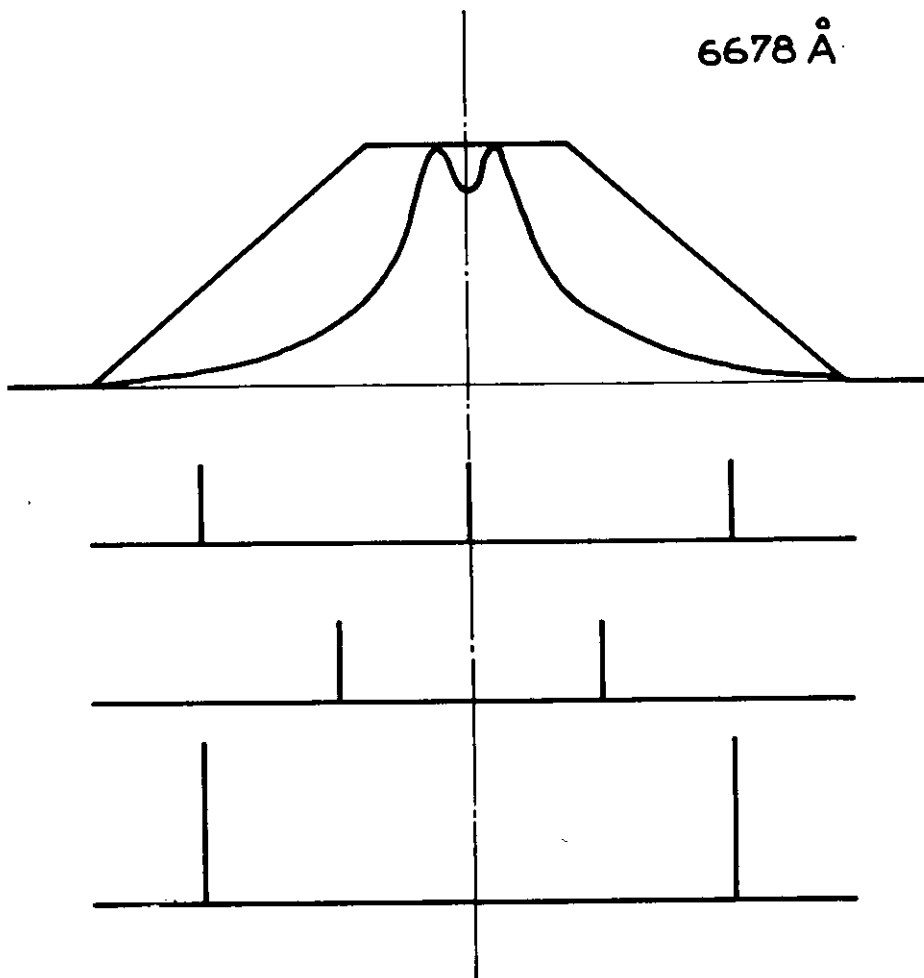
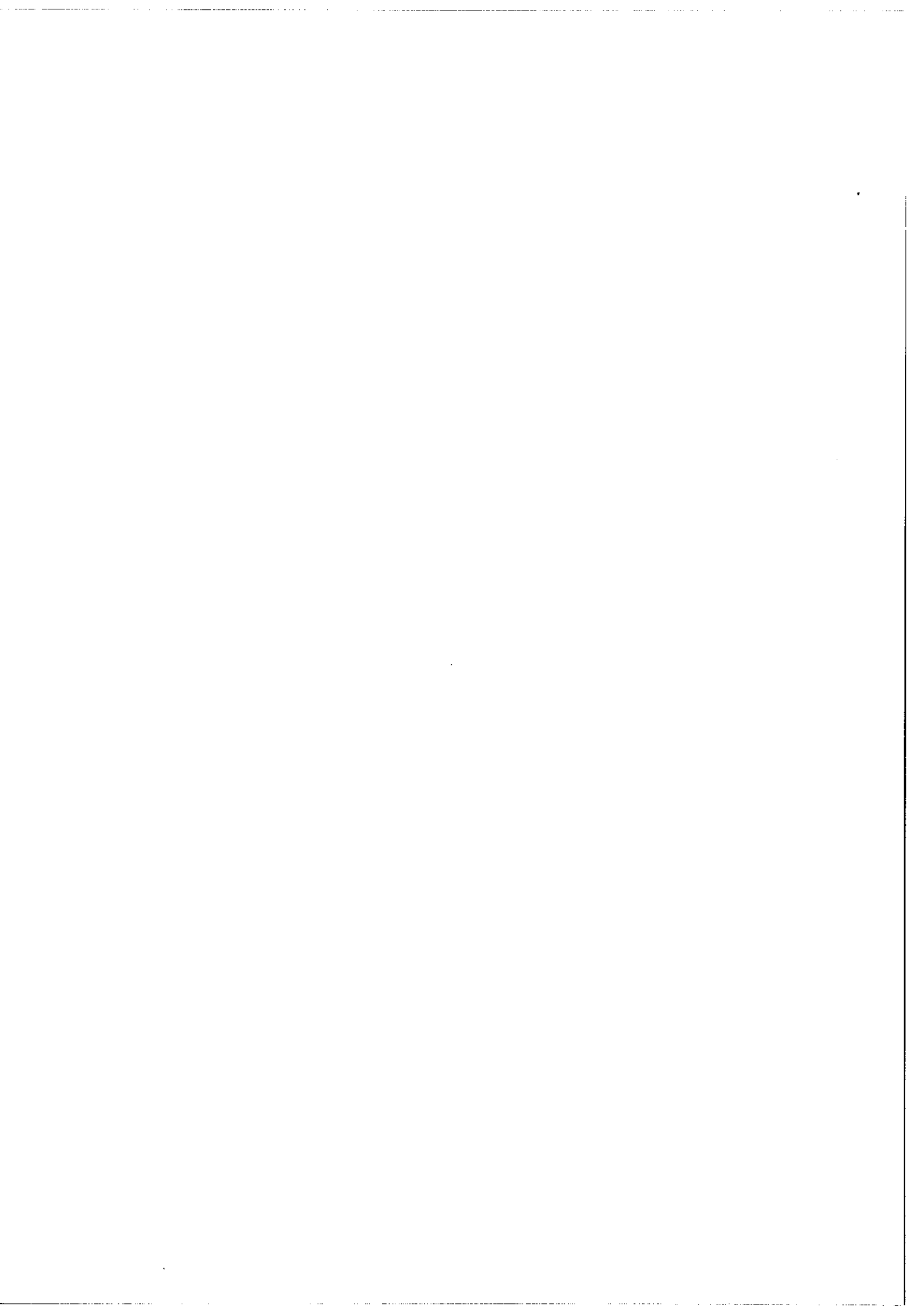


fig. 6



Les points particuliers sont :

$$h(0) = \frac{A}{\Delta^2} \cdot \frac{\pi^2}{3} \quad ; \quad h\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{A}{\Delta^2} (\pi^2 - 4) \quad ; \quad Y\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{A}{\Delta^2} \cdot \pi^2 \quad .$$

D'où :

$$h(0) = \frac{1}{3} Y\left(\frac{1}{2}\right) \quad \text{et} \quad h\left(\frac{1}{2}\right) = 0,595 \cdot Y\left(\frac{1}{2}\right) \quad .$$

Si la bande passante du monochromateur n'est pas très grande devant  $\Delta$ , il faut en tenir compte. On a alors des sommes finies de termes pondérés par la fonction de transmission, ce qui modifie les valeurs des rapports  $\frac{h(0)}{Y\left(\frac{1}{2}\right)}$  et  $\frac{h\left(\frac{1}{2}\right)}{Y\left(\frac{1}{2}\right)}$ .

Il nous suffit de représenter  $h(\sigma')$  par une parabole passant par les points  $h(0)$  (sommet) et  $h\left(\frac{\Delta}{2}\right)$ . Par soustraction on obtient  $P_1(\sigma')$ . On s'aperçoit que  $P_1(\sigma')$  peut être représenté par la fonction  $A \sigma'^{-2}$  jusqu'en  $\sigma' = \frac{\Delta}{4}$ , alors que l'absorption n'est plus négligeable dans cette région. Ceci s'explique de la manière suivante: l'effet Doppler est important et il faut encore en tenir compte loin de l'axe de la raie. En développant  $A \sigma'^{-2}$  et en convoluant les termes par une gaussienne normalisée, on a :

$$P(\sigma') = A \sigma'^{-2} + \frac{3}{2} A a^2 \sigma'^{-4} + \dots \quad .$$

Alors, en reportant dans :  $P_1(\sigma') = P(\sigma') - \frac{K}{2} P^2(\sigma') + \dots$

$$P_1(\sigma') = A \sigma'^{-2} + \frac{A}{2} (3a^2 - K A) \sigma'^{-4} + \dots \quad .$$

Dans certaines conditions le coefficient de  $\sigma'^{-4}$  peut devenir très petit. Pour confirmer cette hypothèse nous avons, sur ordinateur, identifié l'enregistrement à la fonction  $(1 - \exp[-k\ell P(\sigma')]) * P_\Delta$ . Les paramètres  $k\ell$ ,  $\ell$ ,  $a$  sont ajustés avec une précision médiocre, mais

notre but est d'obtenir les ordres de grandeurs. On obtient :

$$\begin{aligned} a &= 0,124 \text{ cm}^{-1} & \text{soit} & & g &= 0,207 \text{ cm}^{-1} & \text{et} & & T &\approx 800^\circ\text{K} \\ \ell &= 0,0247 \text{ cm}^{-1} & \text{soit} & & \text{largeur de L} &= 0,0494 \text{ cm}^{-1} \\ K &= 5,57 \text{ cm}^{-1} & . & & & & & & & \end{aligned}$$

Comme  $A = \frac{\ell}{\pi}$ , la valeur relative du terme correctif, pour  $\sigma' = \frac{\Delta}{2} = 0,882 \text{ cm}^{-1}$ , est de 3,4% sur  $P(\sigma')$  (effet Doppler). Elle est ramenée à 0,2% sur  $P_1(\sigma')$  du fait de l'auto-absorption.

Notre hypothèse simplificatrice pour traiter le recouvrement d'ordre est donc justifiée. La raie  $6\ 678 \overset{\circ}{\text{Å}}$  ne se présente pas de façon aussi favorable : l'auto-absorption est plus importante et la raie présente un "renversement" de sommet. Toutefois le monochromateur limite le domaine spectral (fig. 6). En appelant  $P_1'(\sigma')$  le profil  $P_1(\sigma')$  multiplié par la fonction trapèze, on a  $Y_m = 2 P_1'(\Delta_1/2)$ , avec  $\Delta_1 = 1,645 \text{ cm}^{-1}$ .  $h(0)$  peut être déterminé par un 2ème enregistrement avec  $\Delta_2 = 2\Delta_1$ , en tenant compte des remarques suivantes :

On peut ramener 2 enregistrements, faits avec des entre-ordres différents, à la même échelle en ordonnée si l'on rapporte les ordonnées à la valeur moyenne, le trou étant inchangé. Par contre si la finesse trou  $N_f = \frac{\Delta}{f}$  est inchangée, on a :

$$\frac{\overline{Y}_1}{\overline{Y}_2} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{\Delta_1}{\Delta_2}$$

et la fonction d'appareil garde la même forme. Dans ce cas les ordonnées réduites, loin du centre, sont dans le rapport des largeurs des fonctions d'appareil soit dans le rapport des  $\Delta$ .

Pour  $\Delta_2 = 2\Delta_1$ , on a :

$$h(0) = \frac{Y_2(\Delta_1)}{2} .$$

Notre dispositif ne permet pas de balayer  $\Delta_2 = 3,290 \text{ cm}^{-1}$  avec une bonne linéarité. Nous avons utilisé  $\Delta_2 = 2,335 \text{ cm}^{-1}$  et fait une extrapolation pour déterminer  $h(0)$ . Mais cette déconvolution partielle ne suffit pas pour cette raie car le renversement de sommet introduit des détails dont la largeur n'est pas grande devant celle de la fonction d'appareil. Nous en verrons les conséquences au chapitre II.

#### V. Résultats expérimentaux sur He I.

##### a) La source :

La lampe à cathode creuse est couramment employée en spectroscopie d'émission pour obtenir des décharges lumineuses dans les gaz à basse température. Dans nos expériences nous avons cherché avant tout à diminuer l'élargissement par effet Doppler et travailler à basse pression. Nous avons utilisé une lampe à cathode creuse de 24 mm de diamètre intérieur, ce qui nous a permis d'atteindre des pressions de fonctionnement environ 3 fois plus faibles que celles atteintes lors d'expériences précédentes faites avec un diamètre de trou cathodique de 8 mm. Grand diamètre et faible pression ont par contre l'inconvénient de nuire au refroidissement du plasma lumineux et augmenter encore les dimensions de la lampe rendrait les expériences difficiles.

Nous avons employé divers bains de refroidissement : l'hydrogène

liquide ( $20,4^{\circ}\text{K}$ ), l'hélium liquide ( $4,3^{\circ}\text{K}$ ) et l'hélium liquide pompé ( $1,8^{\circ}\text{K}$ ). Bien sûr la température de la décharge est supérieure à celle du bain et dépend du courant électrique qui la traverse.

La fig. 7 représente la lampe utilisée. La cathode, en cuivre, comporte 8 tubes de refroidissement permettant la circulation du gaz à travers l'anode percée de trous. L'ensemble est prolongé par un long tube en maillechoort qui permet la sortie du cryostat avec des pertes thermiques minimales. A l'extrémité de ce tube est scellée une pièce en verre pyrex portant la fenêtre optique et les arrivées de gaz et de courant électrique.

L'anode en laiton est isolée du tube en maillechoort par un tube en pyrex qui assure aussi le centrage. L'ensemble anode-tube en pyrex est tiré vers le haut par les fils électriques qui l'appliquent sur 3 bosses pratiquées sur le tube extérieur. Pour augmenter l'étendue de faisceau délivrée par la lampe, nous avons placé, à la partie supérieure de l'anode, une lentille qui fait l'image du trou cathodique sur la fenêtre. Le porte-lentille est percé de trous pour que la communication avec le banc ne se fasse pas par des étranglements (sinon la pression dans la lampe, lorsque celle-ci est dans le réfrigérant, et la pression lue sur la jauge dont la tête est à la température ambiante, seraient différentes).

Les cotes sont telles que le rétreint n'amène pas l'anode et la cathode en contact et que la distance qui sépare les pièces métalliques portées au potentiel positif de celles portées au potentiel négatif soit très inférieure au diamètre du trou cathodique. De cette façon

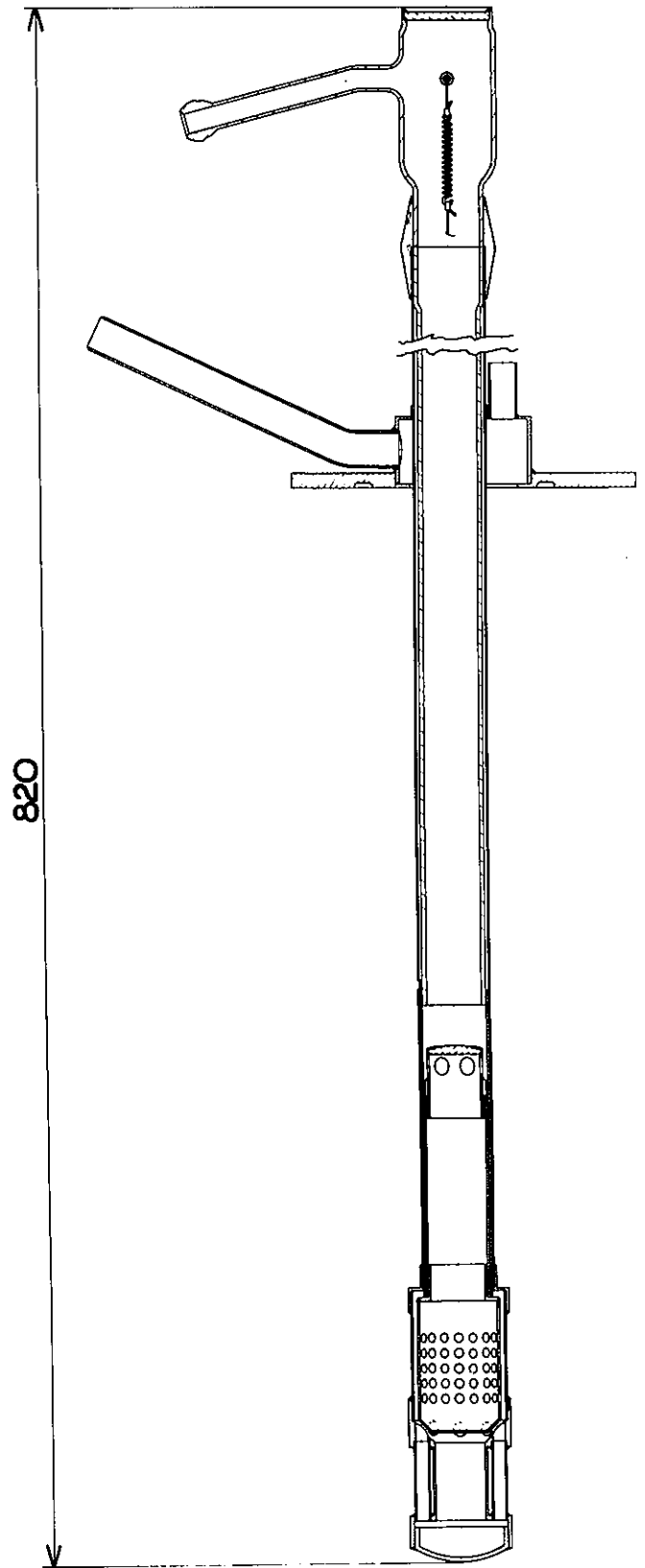
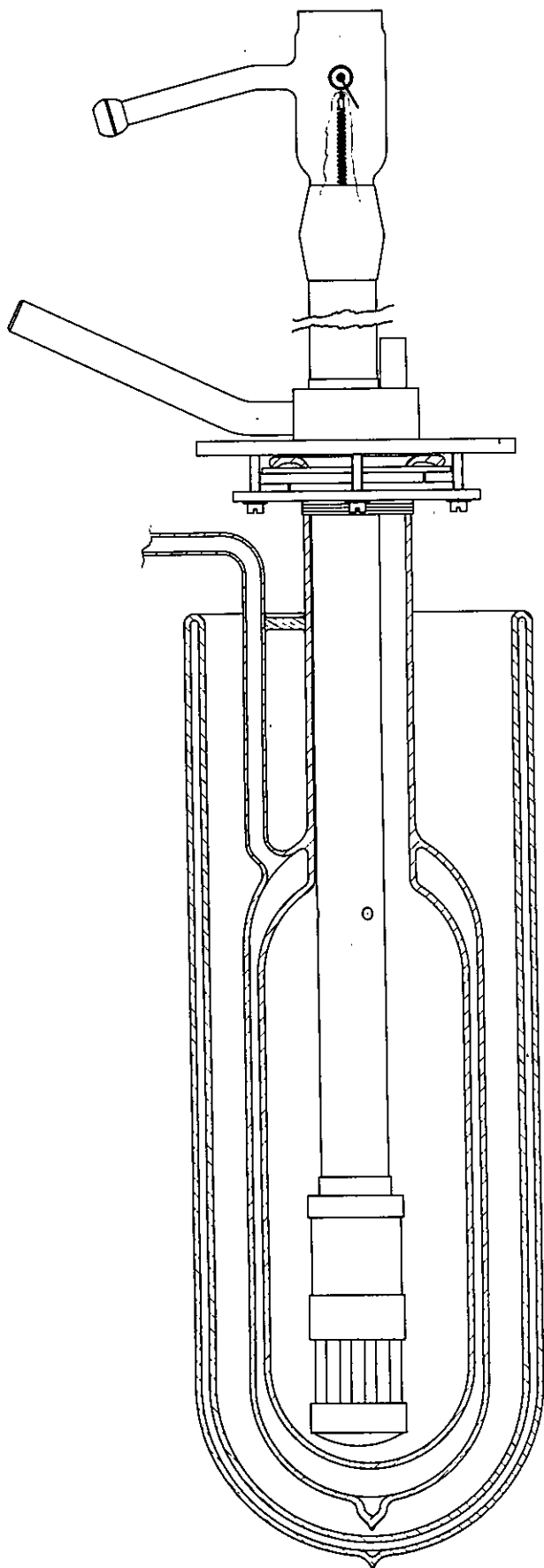
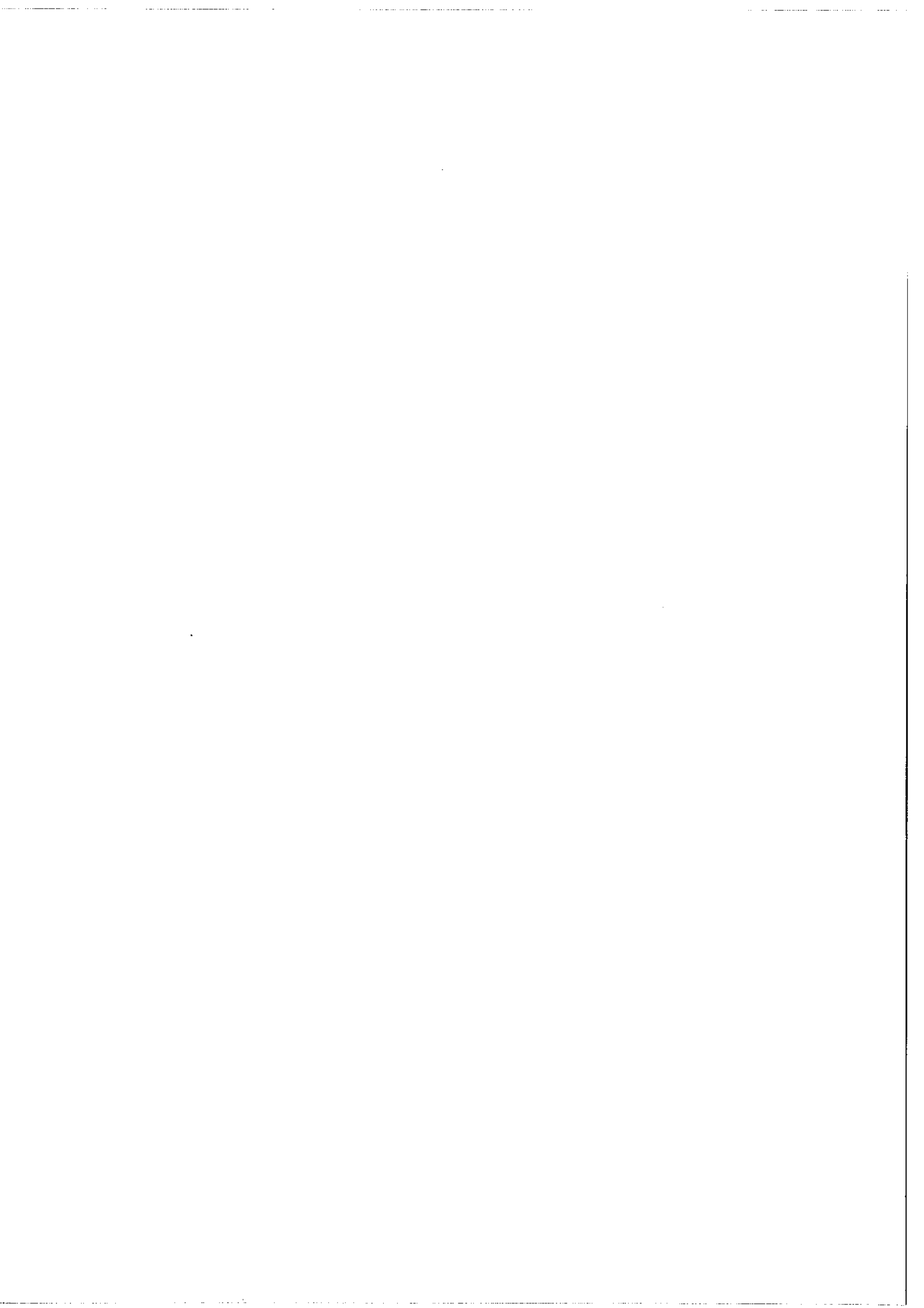


Figure 7





il existe tout un domaine de pression qui permet une décharge d'arc dans le trou cathodique et non dans l'espace annulaire séparant l'anode de la cathode.

La lampe ne fonctionne qu'entre 2 pressions extrêmes qui sont pour le bain d'hélium liquide :

$$P_M = 80 \text{ mtorr} \quad ; \quad P_m = 20 \text{ mtorr} .$$

Si  $P > P_M$  : la lampe s'allume à l'extérieur du trou cathodique.

Si  $P < P_m$  : elle est instable et passe facilement dans un autre régime peu lumineux où l'intensité du courant est faible alors que la différence de potentiel aux bornes est grande.

Pour un même gaz et une même lampe, le rapport  $P_M/P_m$  est à peu près indépendant de la température. La luminance optimum est obtenue pour une pression intermédiaire. En voici quelques valeurs :

- dans l'azote liquide :  $\approx 1$  torr ; décharge à  $\approx 80^\circ\text{K}$  .
- dans l'hydrogène liquide : 55 mtorr ; décharge à  $\approx 40^\circ\text{K}$  ( $I=1,6\text{mA}$ )
- dans l'hélium liquide pompé : 32 mtorr ; décharge à  $\approx 10^\circ\text{K}$   
( $I=0,4\text{mA}$ ).

b) Résultats sur la raie  $5\,047 \text{ \AA}$  ( $2^1P - 4^1S$ ) :

Le tableau 2 donne les résultats relatifs à cette transition .  
 $\delta\sigma$  est la largeur à mi-hauteur mesurée sur l'enregistrement après soustraction du fond  $h(\sigma')$  .  $\delta\sigma_L$  et  $\delta\sigma_D$  sont les largeurs lorentzienne et Doppler et  $\delta\sigma_S$  la largeur source résultante.  $N$  est le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$  .

Pour la plupart des mesures la température du bain de refroidissement est de  $1,8^\circ\text{K}$  , l'intervalle entre-ordre de  $210 \text{ mK}$ , la finesse

Tableau 2

I ( $\mu\text{A}$ ).	P ( $10^{-3}$ torr).	$\delta\sigma$ (mK).	$\delta\sigma_L$ (mK).	$\delta\sigma_D$ (mK).	$\delta\sigma_S$ (mK).	T ( $^{\circ}\text{K}$ ).	N ( $\times 10^{-16}$ ).	
100 .....	{	20	35,15	14,8	20,65	29,6	8,5	2,27
		25	35,3	16,2	20	29,8	7,95	3,03
200 .....	{	40	37,55	20,1	19	31,8	7,15	5,41
		60	39,1	22,55	19,15	33,7	7,26	7,98
400 .....	{	20	38,5	15,4	24	32,7	11,5	1,68
		32*	35	16,7	22,7	32,7	10,2	3,03
		40	38,2	18,3	21,5	32,7	9,25	4,17
		60	39,8	22,4	19,9	33,1	7,9	7,34
1600 .....	{	80	40,8	24,9	19,15	35,5	7,3	10,58
		55*	56,7	14,9	45,1	53,2	40,3	1,31

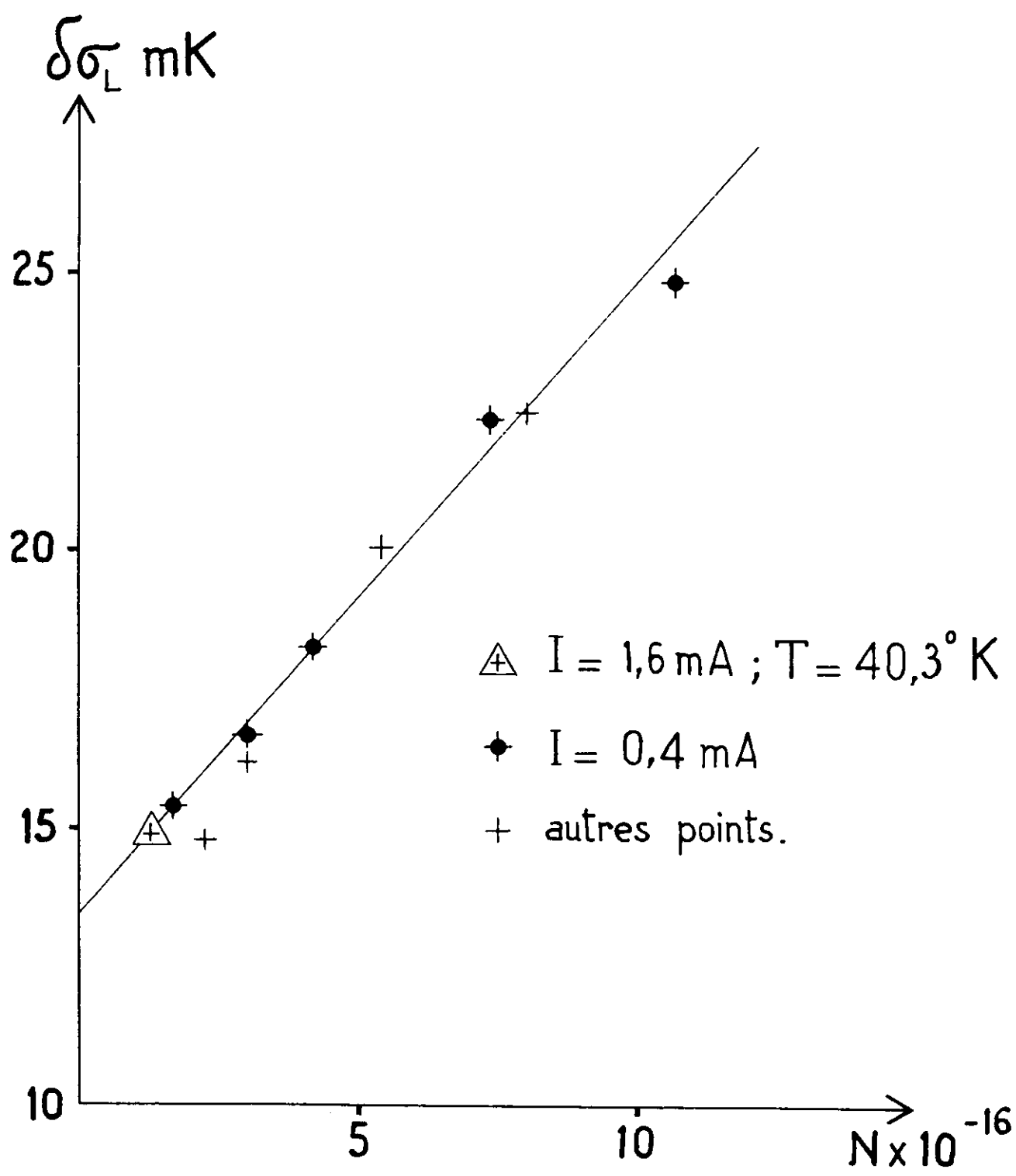
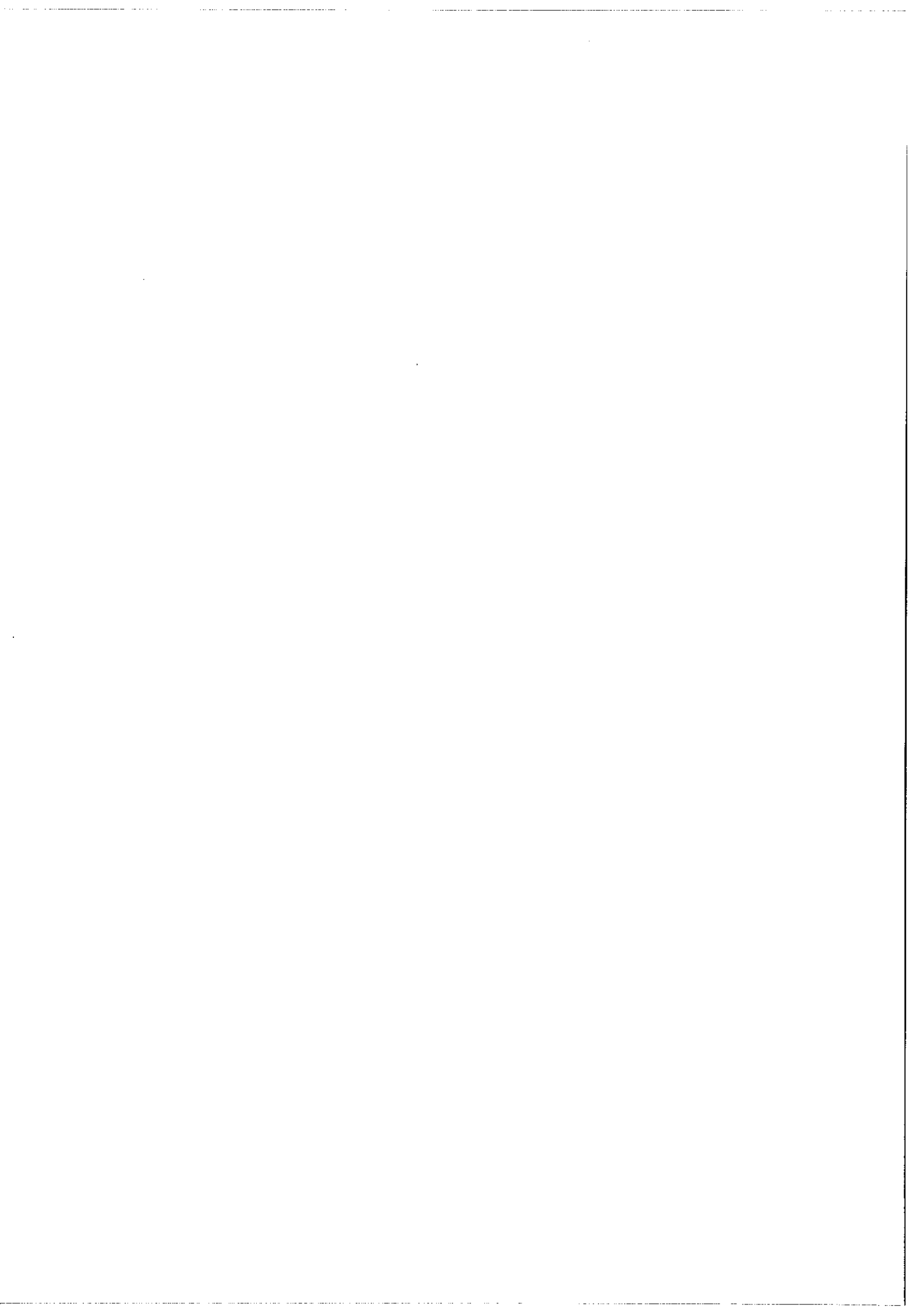


Figure 8



réflectrice, mesurée indirectement [15], correspond à une largeur lorentzienne de 5,3 mK. Pour ces mesures nous avons utilisé la méthode de dépouillement simplifiée (§ IV Cc1)).

Les astérisques correspondent à des mesures postérieures faites dans de bonnes conditions de luminosité et de stabilité. Dans ce cas une détermination soignée de la fonction d'appareil a été faite par enregistrement à faible différence de marche. Le dépouillement a été fait par comparaison à des profils calculés (§ IV Cd)). Pour ces 2 mesures les intervalles entre-ordre sont respectivement 149 et 385 mK. La première s'intègre bien dans la série de mesure à 400  $\mu$ A. La seconde correspond à des conditions expérimentales très différentes (bain d'hydrogène liquide).

Sur la fig. 8 la largeur lorentzienne est représentée en fonction de la densité. Aux erreurs d'expérience près, les points correspondant à  $I=400\mu A$  se placent sur une droite ; les autres points s'en écartent peu. Si l'on suppose que l'élargissement dépend peu de la température, on peut admettre que la pente de cette droite est égale au coefficient d'élargissement pour la température moyenne 9°K. La valeur est  $\alpha = 11,6 \cdot 10^{-17} \text{ mK.cm}^3$ .

La largeur à pression nulle est de 13,5 mK, soit 3,9 mK de plus que la largeur naturelle théorique.

c) Résultats sur la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  ( $2^1\text{P} - 4^1\text{D}$ ).

Le profil enregistré de la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  se distingue de celui de  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  par un accroissement de la largeur à mi-hauteur et de l'intensité des pieds. Ces différences sont très nettes quelles que soient

nos conditions expérimentales. Elles semblent indiquer que pour une même pression, la largeur Lorentz de  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  est supérieure à celle de  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ , ce qui n'est pas attendu théoriquement. Par contre, les forces d'oscillateur sont dans un rapport voisin de 17 et une légère auto-absorption doit être envisagée sur  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ .

Pour obtenir la largeur Lorentz de cette raie il faut mesurer le facteur d'auto-absorption  $\gamma_A$ . Cette mesure est faite de la manière suivante [16] :

On admet dans la lampe un mélange  $^4\text{He} - ^3\text{He}$ ,  $^3\text{He}$  étant en proportion assez faible pour que l'auto-absorption de ses raies soit négligeable. En comparant l'intensité totale de  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  à celle de son homologue de  $^3\text{He}$  (le déplacement isotopique est de  $1,358\ \text{cm}^{-1}$  [17]), on en déduit  $\gamma_A$  si l'on connaît la composition du mélange. En fait, la composition du mélange dans la décharge est différente de la composition initiale à cause de phénomènes divers (diffusion thermique, électro-cathophorèse, ...). Nous allons donc mesurer la composition du mélange en atomes excités par la mesure du rapport des intensités émises par les 2 isotopes sur la raie non auto-absorbée  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  (déplacement isotopique :  $1,333\ \text{cm}^{-1}$ ). Cela suppose que sans l'auto-absorption on aurait le même rapport sur  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ , c'est-à-dire que l'excitation relative est la même sur les 2 raies, ce qui est une hypothèse raisonnable.

Pour  $I=400\ \mu\text{A}$ ,  $p=0,032\ \text{torr}$ , la source est stable et lumineuse, l'auto-absorption assez faible. Le facteur expérimental d'auto-absorption est égal à 1,15, ce qui donne  $\delta\sigma_L = 20,5\ \text{mK}$ . La densité

correspondante d'atomes sur le fondamental, déduite de la pression et de la température mesurée sur  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  est  $N = 3,03 \cdot 10^{16}\ \text{at.} \cdot \text{cm}^{-3}$ .

Nous avons ensuite comparé au profil expérimental le profil calculé à l'aide de cette valeur de  $\delta\sigma_{\rho}$  et corrigé pour tenir compte de l'auto-absorption. La fonction d'appareil étant étroite, pour cette comparaison il a suffi d'appliquer la correction au profil global et non au profil de source. Les valeurs calculées se placent sur le profil expérimental avec un écart relatif dont la valeur quadratique moyenne est de 2%. Ceci confirme la valeur adoptée pour le coefficient d'auto-absorption sur lequel une erreur de 5% n'était pas exclue.

d) Résultats de mesures dans d'autres conditions.

Les profils des raies de singulet ont été étudiés par H. G. Kuhn et J. M. Vaughan [20][21]. La majeure partie de leurs résultats sont relatifs à une source constituée d'un tube à décharge refroidi à l'azote liquide ou à la glace fondante. Le dépouillement était fait par la méthode décrite au paragraphe IVc)2) puis par usage des courbes de Ballik [13]. Après avoir vérifié sur quelques cas que, pour de faibles courants, la largeur Doppler correspondait à une température très proche de celle du bain, celle-ci fut considérée comme étant la même sur toutes les raies. La souplesse d'emploi de la source et sa bonne luminosité permirent des mesures d'élargissement et de déplacement sur de nombreuses raies. Nous donnons ci-dessous les constantes d'élargissement des raies  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  et  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  en prenant comme unité  $10^{-17}\ \text{mK cm}^3$  (le domaine de densité est de 1 à  $16 \cdot 10^{17}$  atomes par  $\text{cm}^3$ ).

	T ~ 80°K	T ~ 280°K
5 047 Å (2 <sup>1</sup> P - 4 <sup>1</sup> S)	10,45	15,3
4 922 Å (2 <sup>1</sup> P - 4 <sup>1</sup> D)	8,9	8,9 .

L'extrapolation à densité nulle, pour 5047 Å, donne la même valeur que la nôtre, soit ~ 13,5 mK.

## VI. Interprétation.

### a) Brefs rappels des résultats théoriques :

On trouvera une synthèse des différentes théories ainsi que des traitements quantiques récents de l'élargissement dans les ouvrages suivants :

H. G. Kuhn, Atomic Spectra, 2ème édition, Longmans, London.

H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, New York, McGraw-Hill, 1964.

I. I. Sobel'man, An Introduction to the Theory of Atomic Spectra,  
Pergamon Press.

Nous nous intéressons à la perturbation de l'atome excité par les atomes de même nature à l'état fondamental. L'interaction est du type dipole-dipole. Le premier ordre donne un potentiel d'interaction en  $r^{-3}$  (r est la distance entre les atomes perturbateurs et l'atome émetteur). Ce terme est prépondérant pour les raies de résonance. Le second ordre donne un potentiel en  $r^{-6}$  (Van der Waals). Pour une interaction en  $r^{-3}$ , la constante d'élargissement est indépendante de la température et l'on a :

$$\delta\sigma = k_{jj} \frac{e^2 f_{jj'}}{8mc^2 \sigma} N .$$



$N$  est le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$  ( $\delta\sigma$  et  $\sigma$  sont exprimés en  $\text{cm}^{-1}$ ) ;  $f_{jj'}$  est la force d'oscillateur d'absorption de la transition de résonance et  $k$  un facteur numérique constant. Sa valeur, calculée par Omont [18] est  $k = 1,45 \pm 0,04$ . La force d'oscillateur de la raie de résonance  $2^1P \rightarrow 1^1S$  ( $\lambda = 584 \text{ \AA}$ ) est :  $0,2761 \pm 0,0001$  [19], ce qui donne une constante d'élargissement de  $8,2 \cdot 10^{-17} \text{ mK.cm}^3$  pour  $2^1P$ . Pour une interaction en  $r^{-6}$ , la constante d'élargissement varie avec la température suivant une loi en  $T^{3/10}$  et l'élargissement s'accompagne d'un déplacement.

b) Discussion :

Dans l'He, la forte transition radiative qui lie le niveau  $2^1P$  avec le fondamental fait que les transitions des états excités vers le  $2^1P$  sont très sensibles à l'élargissement de résonance. En particulier pour les transitions des plus bas niveaux, la constante d'élargissement est due presque exclusivement à l'élargissement de résonance car cette interaction est à grande section efficace. C'est ce que vérifient Kuhn et Vaughan sur les raies  $3^1S \rightarrow 2^1P$  ( $7\ 281 \text{ \AA}$ ) et  $3^1D \rightarrow 2^1P$  ( $6\ 678 \text{ \AA}$ ). Il n'en est plus de même pour les transitions provenant des niveaux plus élevés. En première approximation on peut retrancher l'élargissement de résonance de l'élargissement mesuré et comparer la différence à l'élargissement du type Van der Waals en ce qui concerne les variations avec la température.

Pour  $5\ 047 \text{ \AA}$  à  $T=80^\circ\text{K}$ , Vaughan trouve  $\alpha = 10,46 \cdot 10^{-17} \text{ mK.cm}^3$ , c'est-à-dire une valeur qui ne diffère de la nôtre que d'une quantité inférieure aux erreurs expérimentales. Il n'y a donc pas de variation

significative entre 9 et 80°K . Par contre entre 80°K et 280°K le rapport des constantes d'élargissement est de 1,47 , valeur voisine de  $(280/80)^{3/10} = 1,46$  . Mais après soustraction de l'élargissement de résonance, ce rapport devient égal à 3, valeur tout aussi inattendue mais entachée d'une grande incertitude.

Il s'en suit que la loi de potentiel d'interaction ne correspond pas aux cas typiques cités plus haut. Le potentiel réel est répulsif à faible distance si bien que les potentiels considérés ne sont pas valables pour  $r$  petit.

La valeur extrapolée à pression nulle dépasse de 3,9 mK la largeur naturelle théorique. Vaughan a trouvé des résultats analogues pour différentes raies ayant  $2^1P$  pour niveau inférieur et l'on peut conclure que l'extrapolation linéaire n'est pas légitime. Cette anomalie a également été observée sur le Néon [22].

## VII. Conclusion.

Nous avons exploité les possibilités du spectromètre Fabry-Perot dans l'étude des profils en émission. Le problème a d'abord été restreint à la détermination des profils de Voigt en rapport avec l'étude de l'élargissement des raies spectrales provoqué par les collisions des atomes excités avec les atomes neutres. Sur l'hélium, les conditions expérimentales que nous avons choisies (refroidissement de la source à l'He liquide et basse pression de fonctionnement) nous ont conduit à n'étudier l'élargissement Lorentz que sur la raie  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{A}}$ . En effet,

la source est peu intense et les raies les plus fortes présentent facilement de l'auto absorption. En mesurant le facteur d'auto-absorption de la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  nous avons montré que la valeur de sa largeur Lorentz est inattendue. Des expériences reprises récemment à Oxford par D. Stacey (non publié) montrent soit que l'identification du profil de cette raie à un profil de Voigt n'est pas légitime, soit que l'équilibre thermodynamique n'est pas réalisé pour les vitesses de translation des atomes émetteurs. Nous reviendrons au chapitre III sur ce point.

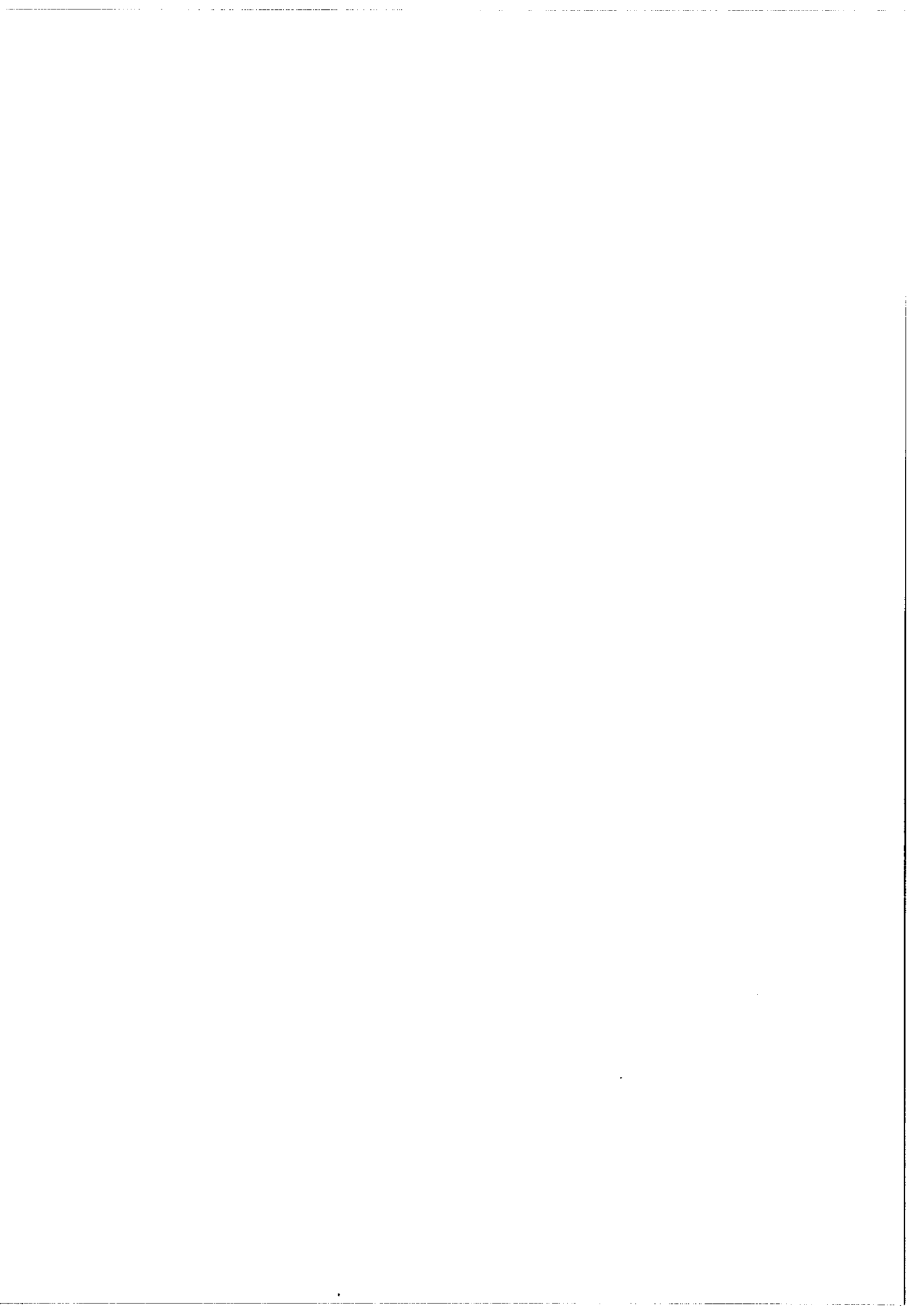
La technique de l'analyse de profil, que nous avons détaillée, peut servir dans d'autres cas. En particulier la détermination de profil d'une raie très auto-absorbée va nous servir, au chapitre II, pour la mesure des probabilités de transition relatives.

L'analyse des profils peut trouver sa solution dans l'emploi du laser monomode accordable. Mais, dans certains cas, les profils d'absorption sont différents des profils d'émission et pour la comparaison on ne peut renoncer à l'instrumentation classique. Celle-ci garde donc un certain avenir pour les études particulières.

Références du Chapitre I

- [1] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon, *Atom. Trans. Proba.*,  
N.B.S., US Govt. Printing Office, Washington, 1966.
- [2] J. T. Davies et J. M. Vaughan, *The Astrophys. Journal*, 137 (1963) 4.
- [3] O. Robaux et B. Roizen-Dossier, *Optica Acta*, 16 (1969) 269.
- [4] R. Chabbal, *J. des Rech. C.N.R.S.* 24 (1953).
- [5] R. D. Cowan et G. H. Dieke, *Reviews of Modern Physics*, 20 (1948) 2.
- [6] T. Tako, *Journal of the Phys. Soc. of Japan*, 16 (1961) 10.
- [7] T. Holstein, *Phys. Rev.*, 72 (1947) 12.  
*Phys. Rev.*, 83 (1951) 6.
- [8] A. V. Phelps, *Phys. Rev.*, 110 (1958) 6.
- [9] P. J. Walsh, *Phys. Rev.* 107 (1957) 2.
- [10] J. Jacquinet et Ch. Dufour, *Journal des Rech. C.N.R.S.* 6 (1948).
- [11] R. Chabbal et P. Jacquinet, *Rev. d'Optique* 40 (1961)
- [12] J. Terrien, *J. de Phys. et le Rad.*, 19, 3 (1958) 207.
- [13] E. A. Ballik, *Appl. Opt.*, 5 (1966) 170.
- [14] R. Damaschini et J. Brochard, *C.R.A.S.*, B 264 (1967) 1350.  
R. Damaschini, *Optics Communications*, 6 (1972) 4.
- [15] P. Giacomo, *C.R.A.S.*, 235 (1952) 1627.
- [16] J. C. Balland, D.E.S. Paris 1966.
- [17] M. Fred, F.S. Tomkins, J. Brady et M. Hamermesh,  
*Phys. Rev.*, 82 (1951) 406-21.
- [18] A. Omont, *C.R.A.S.*, B 262 (1966) 190.
- [19] B. Schiff et C. L. Pekeris, *Phys. Rev.*, 134 (1964) A 638.

- [20] H. G. Kuhn et J. M. Vaughan, Proc. Roy. Soc. A 277 (1964) 297.
- [21] J. M. Vaughan, Proc. Roy. Soc. A 295 (1966) 164.
- [22] H. G. Kuhn et E. L. Lewis, Proc. Roy. Soc. A 299 (1967) 423.



## CHAPITRE II

### MESURES DES PROBABILITES DE TRANSITION RELATIVES DE 8 RAIES DE SINGULET DE He I PAR UNE METHODE D'ABSORPTION TOTALE.

#### I. Introduction.

Les mesures d'intensité totale de raies en absorption ne se font pratiquement que sur les transitions qui partent du niveau fondamental, de niveaux très proches du fondamental (lorsqu'ils existent) ou de niveaux métastables.

Sur He I, nous avons mis en évidence au chapitre I (étude de l'emprisonnement de la radiation de résonance et de l'auto-absorption) le fort peuplement du niveau  $2^1P$ . Une absorption mesurable doit donc être obtenue pour des transitions relativement faibles partant de ce niveau, sur un tube faiblement excité et de longueur raisonnable.

Le coefficient d'absorption totale  $k = \int k(\nu) d\nu$  est relié aux probabilités de transition  $A_{ji}$  ou aux forces d'oscillateur  $f_{ij}$ , aux populations  $N_i$  et  $N_j$  et aux poids statistiques  $g = 2J+1$  de ces niveaux par : [1]

$$k = \frac{g_j}{g_i} \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{ji} N_i \left(1 - \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j}{N_i}\right) = \frac{\pi e^2}{mc} N_i f_{ij} \left(1 - \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j}{N_i}\right) \quad (1)$$

$i$  désignant le niveau inférieur et  $j$  le niveau supérieur.

La mesure de  $k$  permet d'atteindre  $A_{ji} N_i$  si  $N_j/N_i$  est négligeable. Dans ce cas on obtient directement les probabilités de transition relatives des raies ayant le même niveau inférieur. Si  $N_j/N_i$  est faible mais non négligeable, des mesures d'intensité absolue d'émission, quoique très imprécises, permettraient de faire une correction. Pour une décharge homogène l'intensité totale est

$$I_t = \frac{I_{et}}{k\ell} \int (1 - \exp[-k(v)\ell]) dv \quad ;$$

$I_{et}$  étant l'intensité totale qui serait émise sur la raie s'il n'y avait pas d'auto-absorption. C'est cette grandeur qu'il faut déduire de  $I_t$  absolue pour déterminer  $A_{ji} N_j$ . Mais pour la plupart des raies de He I les valeurs théoriques des probabilités de transition ont été calculées avec une bonne précision [1]. Leur comparaison aux résultats expérimentaux donne une indication sur la nécessité de faire ces corrections.

Pour réaliser des mesures avec une bonne précision nous possédons un élément essentiel qui est la connaissance des profils des raies. En effet les élargissements Lorentz ont été étudiés en émission sur les singulets [2] dans des conditions facilement réalisables pour un tube d'absorption. Toutefois nous nous efforcerons de nous placer dans des conditions telles que les incertitudes sur la détermination des profils ne se répercutent pas directement sur les mesures de  $k$ .



## II. Rappels et notations.

Lorsqu'un faisceau issu d'une source d'intensité  $I(\nu)$  traverse une cellule d'absorption d'épaisseur  $\ell$ , l'intensité transmise est :

$$I(\nu, \ell) = I(\nu, 0) \exp[-k(\nu) \cdot \ell] \quad ;$$

$k(\nu)$  est le coefficient moyen d'absorption

$k(\nu) \cdot \ell$  est l'épaisseur optique (à la fréquence  $\nu$ ).

Le profil d'absorption  $k(\nu) = -\frac{1}{\ell} \text{Log} \frac{I(\nu, \ell)}{I(\nu, 0)}$  est évidemment différent du profil d'une raie d'absorption obtenue à partir d'un spectre continu à moins que l'absorption ne soit très faible.

Nous poserons  $k(\nu) = k P_a(\nu)$  avec  $k = \int_{\text{raie}} k(\nu) d\nu$  (et donc  $\int P_a(\nu) d\nu = 1$ ).  $k$  est le coefficient d'absorption totale de la raie. Par la suite, pour simplifier l'écriture des formules, nous poserons  $K = k \cdot \ell$ . Sauf spécification contraire, nous admettrons que  $P_a(\nu)$  est identique à  $P_e(\nu)$ , profil d'émission d'une mince tranche de la cellule (auto-absorption négligeable), que l'on identifie à un profil de Voigt  $P = L * G$ .

## III. Principe des mesures.

Le principe des mesures en absorption est donné dans Mitchell et Zemansky [3]. De nombreuses mesures en dérivent par des techniques adaptées à différents cas (voir par exemple [4]). Nous allons restreindre le problème aux conditions particulières de notre étude.

a) Absorption monochromatique :

A l'aide d'un flux incident monochromatique de fréquence  $\nu$ , délivré par exemple par un laser monomode accordable, on obtient directement la valeur de  $k(\nu)$ . Par balayage d'un domaine spectral  $\Delta\nu$  centré sur chaque raie on obtient  $P(\nu)$  par identification à un profil de Voigt. Ce cas se ramène au cas de l'absorption dans une bande spectrale rectangulaire avec connaissance de  $P(\nu)$  qui sera traité par la suite.

b) Absorption totale :

D'une manière générale, lorsqu'un faisceau transportant un spectre quelconque  $I(\nu)$  à support fini traverse une cellule d'absorption, l'intensité transmise peut s'écrire :  $I(\nu, \ell) = I_0 P_S(\nu) \exp[-K P(\nu)]$ , avec  $I_0 = \int I(\nu) d\nu$  et par conséquent  $\int P_S(\nu) d\nu = 1$ . L'intensité totale transmise est :  $I = \int I(\nu, \ell) d\nu = I_0 \int P_S(\nu) \exp[-K P(\nu)] d\nu$ . La fraction absorbée s'écrit alors :

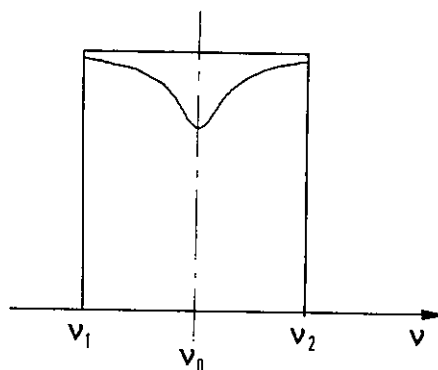
$$s = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \int P_S(\nu) \exp[-K P(\nu)] d\nu = \int P_S (1 - \exp[-K P(\nu)]) d\nu \quad (2)$$

Pour dégager simplement les meilleures conditions expérimentales nous allons traiter le cas particulier suivant : supposons que  $P_S$  soit rectangulaire sur le segment  $\nu_1 \nu_2$  ( $\nu_2 - \nu_1 = \Delta\nu$ ) centré sur  $\nu_0$  ( $\nu_0$  : fréquence centrale de la raie d'absorption) et que  $K P(\nu_0)$  soit petit, alors  $s = \frac{K}{\Delta\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} P(\nu) d\nu$ . Si, de plus,  $P(\nu)$  est pratiquement nul à l'extérieur du segment  $\nu_1 \nu_2$ , on a  $K = s \cdot \Delta\nu$ . Plus généralement supposons que  $P(\nu)$  soit assimilable à l'extérieur de  $\Delta\nu$  à une lorentzienne de largeur  $\Delta\nu_L$ . Alors il faut que  $\Delta\nu / \Delta\nu_L$  soit très grand pour que  $P(\nu)$  n'intervienne pratiquement plus. L'erreur

relative sur  $K$  due à une mauvaise connaissance de  $\Delta v_L$  est alors :

$\frac{\Delta K}{K} \approx \frac{2}{\pi} \frac{\Delta v_L}{\Delta v} \cdot \frac{\delta \Delta v_L}{\Delta v_L}$ . Nous avons représenté dans un tableau ci-dessous en fonction de  $\Delta v/\Delta v_L$ , les valeurs de  $L(v_1)$ ,  $\eta = \int_{\Delta v} Ldv / \int_{-\infty}^{+\infty} Ldv$  et  $\Delta K/K$  (en %) pour  $\frac{\delta \Delta v_L}{\Delta v_L} = 10\%$ .

$\Delta v/\Delta v_L$	0	1	10	20	40	60
$L(v_1)$	1	0,5	0,0099	0,0025	0,0006	0,0003
$\eta$	0	0,5	0,937	0,968	0,984	0,989
$\Delta K/K$ (en %) pour $\delta \Delta v_L/\Delta v_L = 10\%$			0,6	0,3	0,15	0,1



On voit que pour  $\Delta v/\Delta v_L = 10$  si l'on applique  $K = s \cdot \Delta v$  on fait une erreur systématique  $1 - \eta$  de 6% alors que si l'on connaît  $\Delta v_L$  à 10% près on a une incertitude 10 fois plus petite. Mais  $s$  devient pratiquement inversement proportionnel à  $\Delta v$  et il y a une limitation dans la précision sur  $K$ . Il faut donc réaliser un compromis entre l'information que l'on a sur  $P(v)$  et la précision sur la mesure de  $s$ . Si l'absorption n'est pas faible,  $P(v)$  intervient dans l'expression de  $K$  même si  $\Delta v$  est grand.

Ces remarques restent valables si  $P_S$  est pratiquement plat sur  $\Delta v$  et décroît rapidement à l'extérieur de  $\Delta v$ . Dans ce cas on a  $K = s \cdot \Delta v'$  avec  $\Delta v' = (\int P_S dv) / P_S(v_0)$ , largeur du rectangle de même hauteur et de même aire que  $P_S$ . La partie extérieure à  $\Delta v$  diminue le rapport signal sur bruit dans la mesure de  $s$ . Mais pratiquement

on ne pourra à la fois la réduire et obtenir un flux important. En effet nous pouvons envisager 2 procédés expérimentaux :

- soit découper une bande spectrale trapézoïdale dans un spectre continu à l'aide d'un monochromateur à fentes,

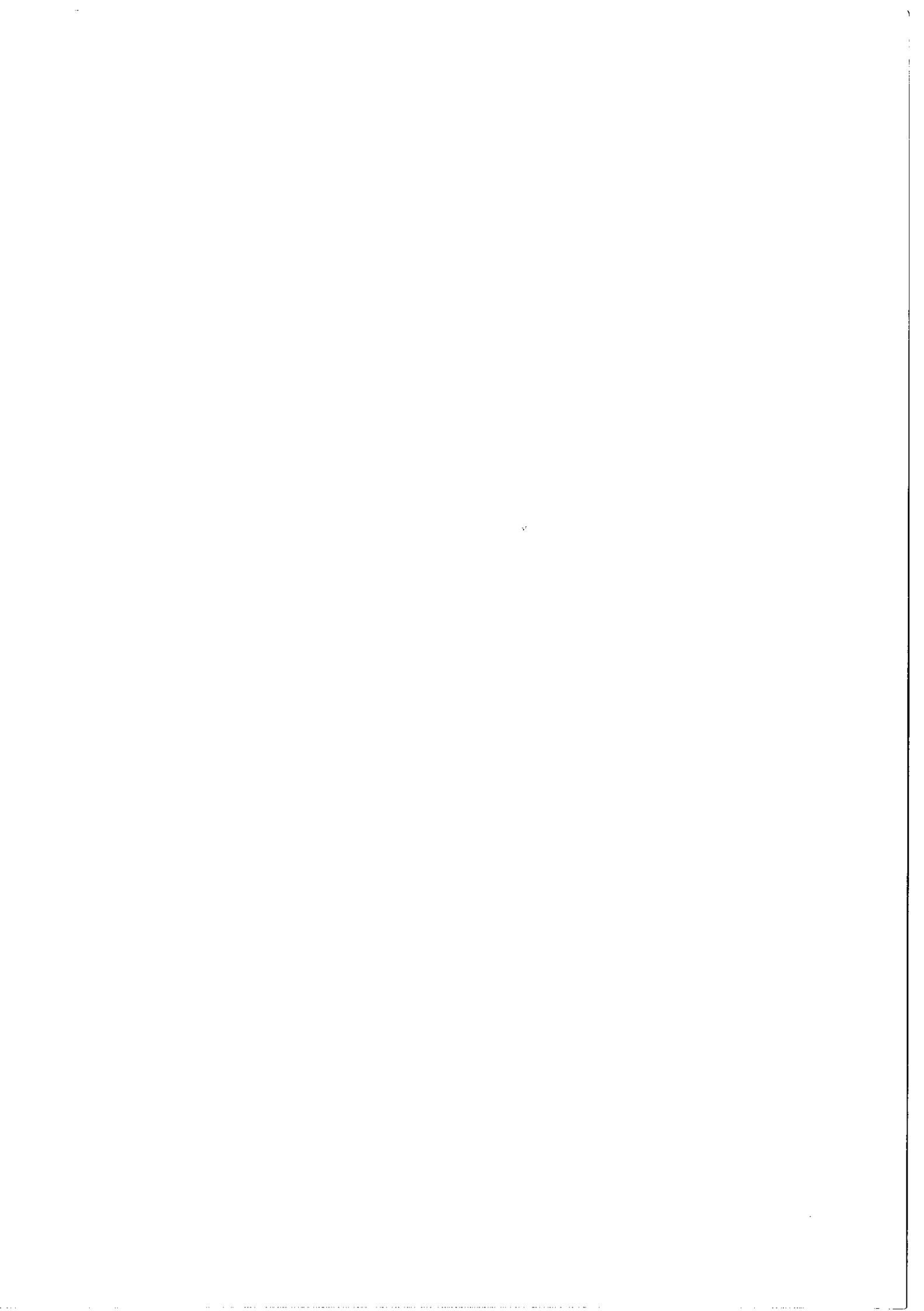
- soit utiliser comme source un tube à décharge, contenant le même élément que le tube absorbeur, très excité et suffisamment long pour que les raies soient très auto-absorbées.

C'est cette dernière solution que nous avons adoptée pour des raisons de luminosité (aussi bien luminance spectrale de source qu'étendue de faisceau disponible) et de fiabilité. On ne peut obtenir un "plateau" sur toutes les raies ; dans la mesure où elles sont larges, mais dépourvues de pieds, leur analyse avec le Fabry-Perot peut se faire sans trop de difficulté et l'on pourra exploiter la formule (2) sans amener d'erreur importante sur  $P_S(\nu)$ .

D'autres procédés utilisant comme source soit un spectre continu soit un tube excité sont employés. Nous en faisons un bref rappel en appendice.

#### IV. Mise au point du tube source.

Il s'agit d'obtenir une décharge intense et stable. Nous disposons d'une alimentation stabilisée en tension (3500 V, 300 mA). La stabilité est augmentée par des résistances insérées dans le circuit électrique. Nous donnons ci-dessous les caractéristiques du tube :  
(tube en verre pyrex)



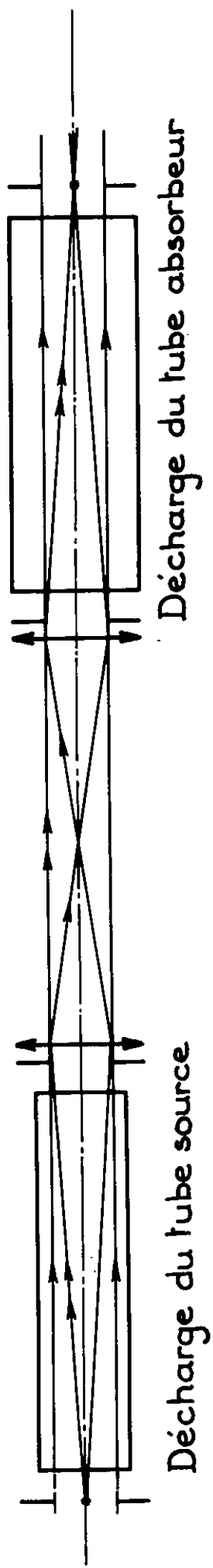
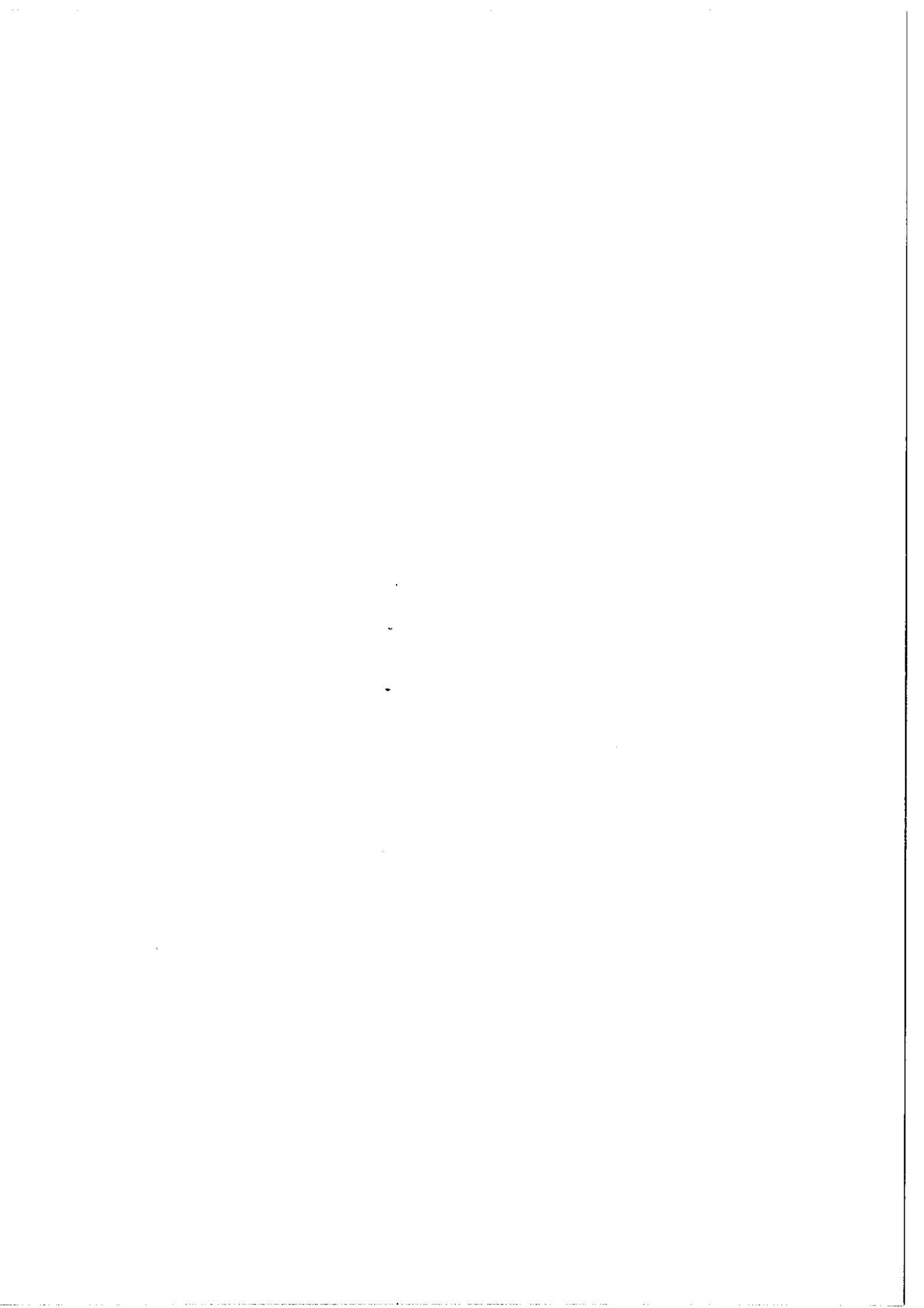


fig. 1



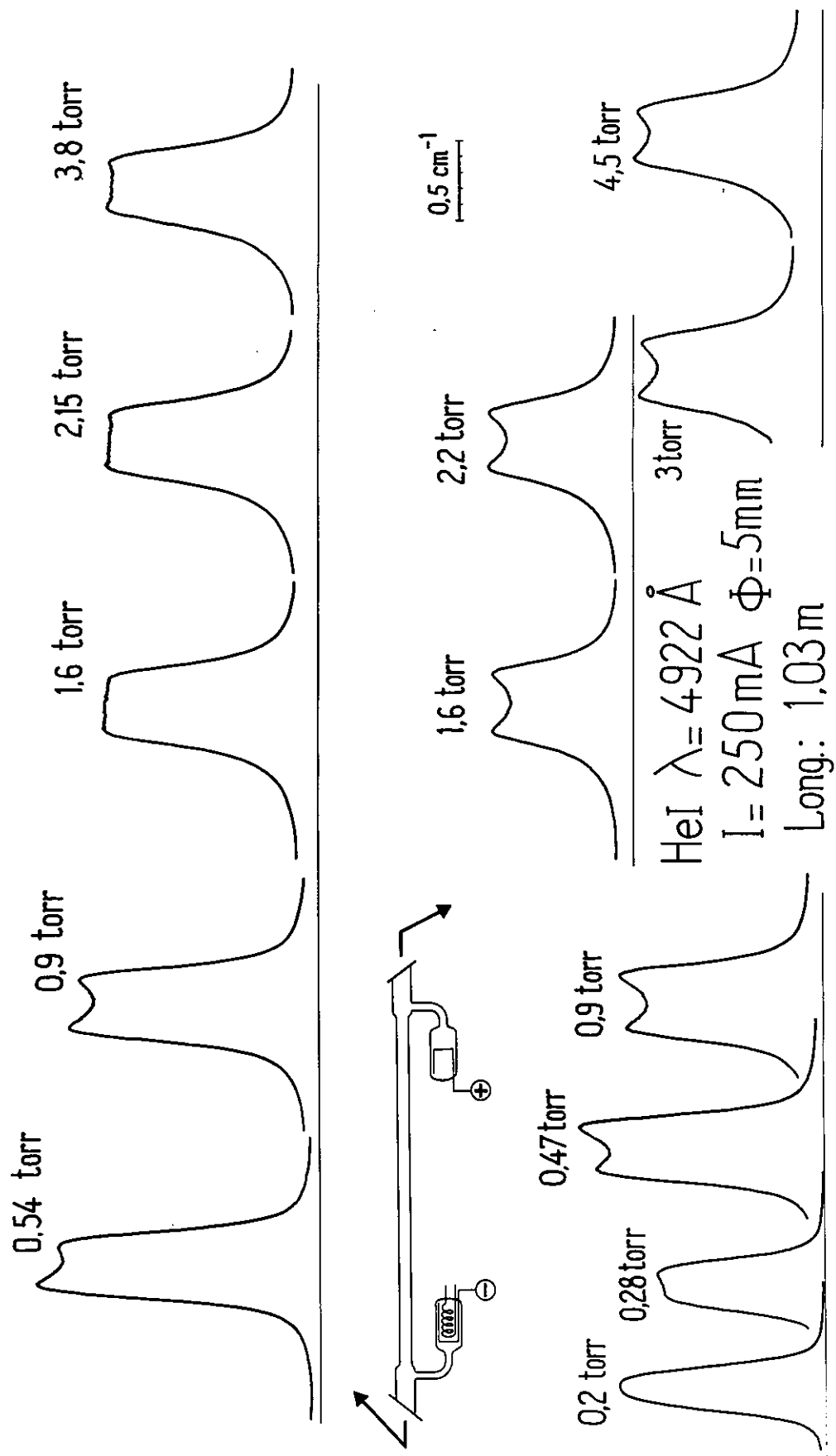
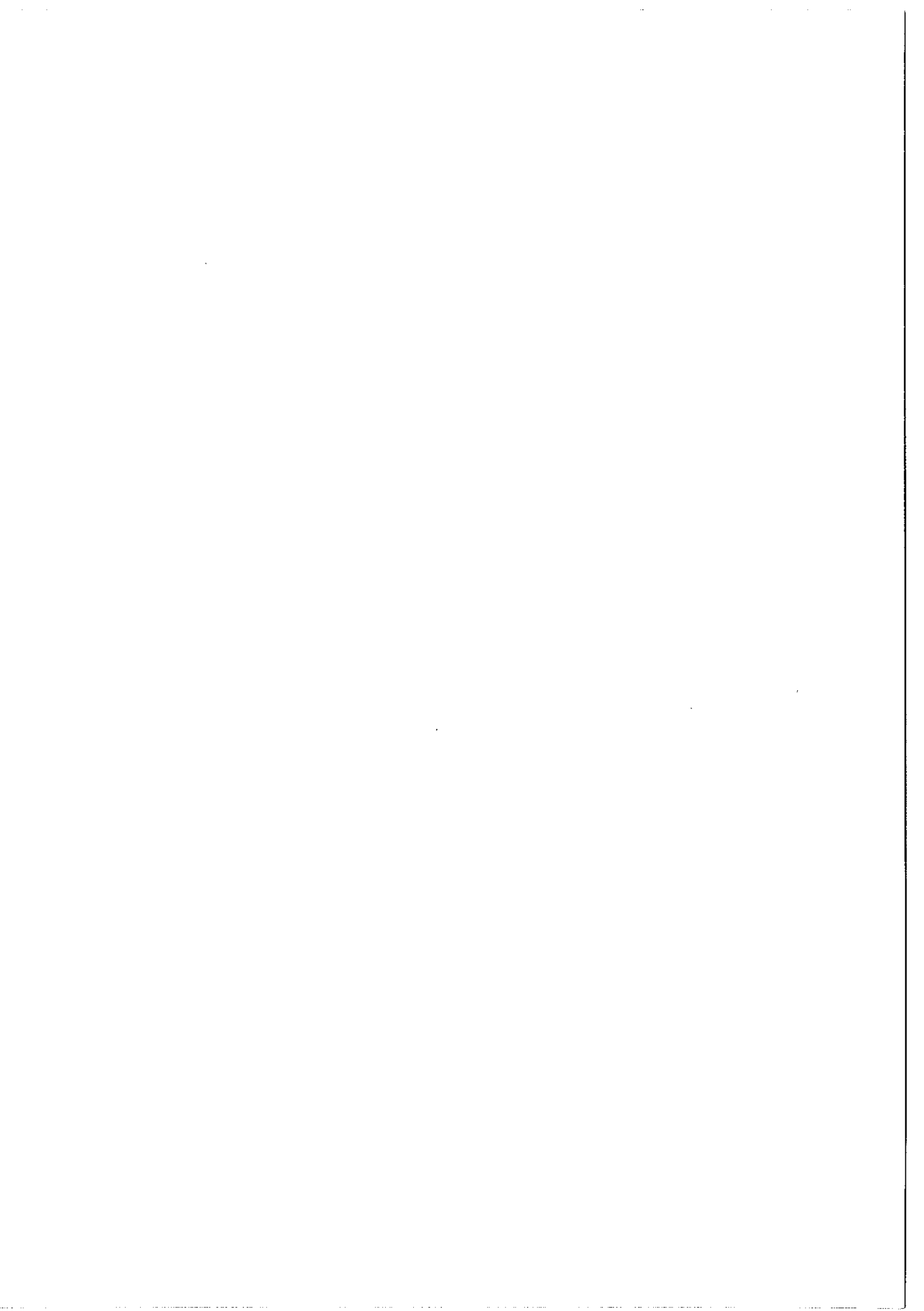


Figure 2





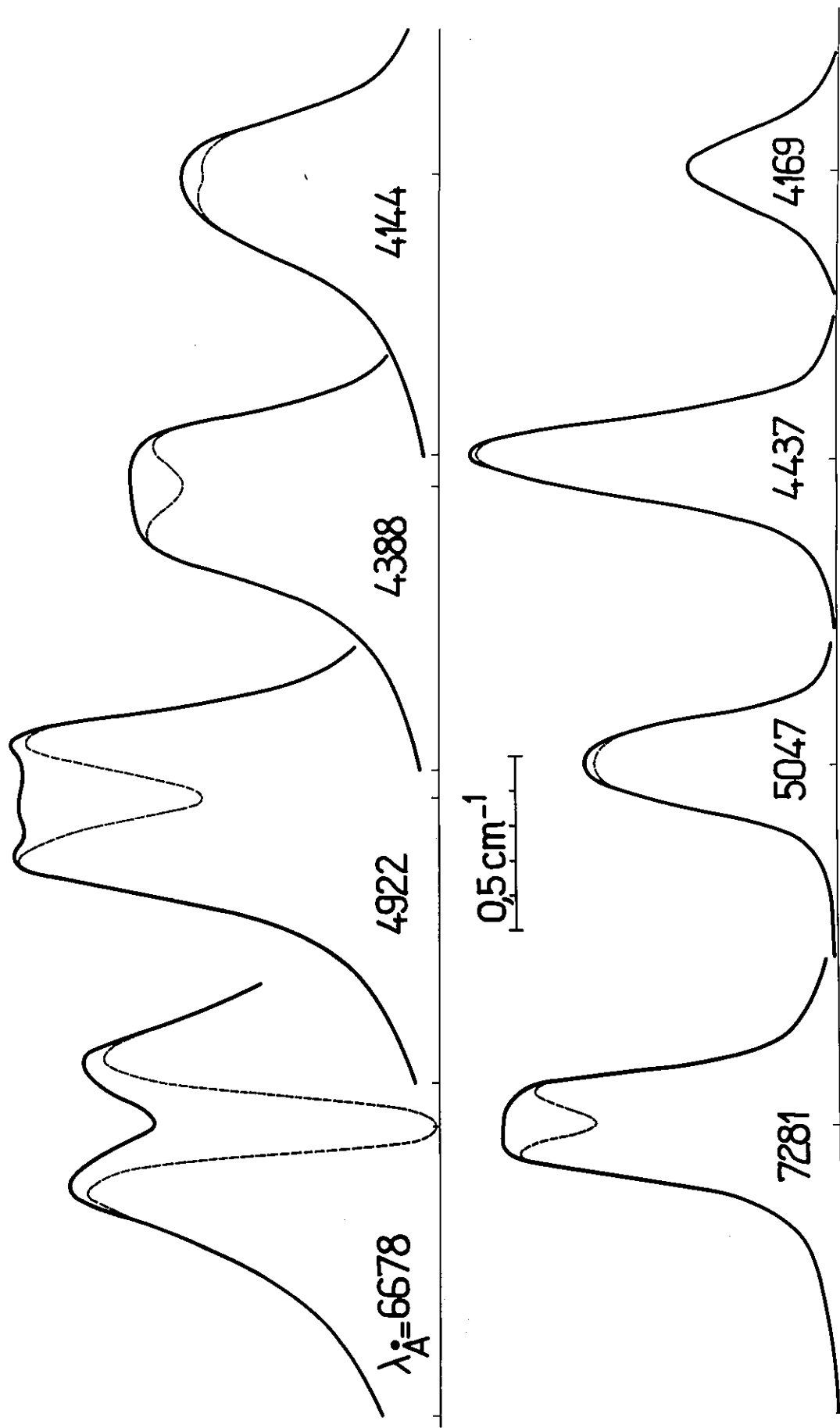


Figure 3

diamètre intérieur : 5mm      longueur hors tout : 116cm  
 "      extérieur : 11mm      "      de la décharge : 103cm .

Le tube est muni d'électrodes dégazables (cathode chaude) et d'un pont à getter qui permettent d'avoir une décharge très propre (et très stable). Pour éviter la lumière parasite, il est placé dans une enceinte ventilée. Le faisceau sortant à une extrémité est limité par des diaphragmes. L'optique du système est telle que les rayons du faisceau ont traversé tout le tube à l'intérieur de 2 diaphragmes (dont un virtuel) de 3,7mm de diamètre, symétriques par rapport au milieu du tube (fig. 1).

Nous avons fait une étude systématique du profil de la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  en fonction de la pression dans le tube et ceci sur le faisceau sortant du côté de l'anode puis du côté de la cathode. Les enregistrements sont présentés sur la fig. 2 . On voit que l'utilisation avec la sortie côté cathode est favorable puisque l'on obtient un plateau d'environ 385 mK .

Dans les mêmes conditions nous avons relevé le profil des 8 raies entrant dans notre étude (fig. 3 trait plein). Toutes n'ont pas le profil souhaitable. La raie  $6\ 678\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  présente un renversement légèrement dissymétrique. Ce renversement ne disparaît pas à plus bas courant. Pour les autres raies, le plateau s'estompe rapidement lorsque l'on s'avance dans la série. Le tableau ci-dessous donne les largeurs à mi-hauteur :

$\lambda\ (\overset{\circ}{\text{Å}})$	6678	4922	4388	4144	7281	5047	4437	4169
largeur (en mK)	890	615	550	515	336	285	262	275

Toutes les raies ne sont pas symétriques. De toute façon il faut mettre leur profil sous la forme  $P_S(\sigma')$  avec  $\sigma' = \sigma - \sigma_0$  : écart en nombre d'onde à partir du centre  $\sigma_0$  de la raie du tube absorbeur. On fait donc des enregistrements où figurent les raies d'émission des 2 tubes et l'on prend comme origine le centre de la raie d'émission du tube absorbeur.

Nous avons expérimenté le dispositif suivant : pour augmenter l'effet de l'auto-absorption nous disposons à l'extrémité du tube non utilisée un miroir sphérique de pouvoir réflecteur  $R_1 \# 1$ , puis un autre miroir ( $R_2 \approx 0,7$ ) qui place le tube dans une cavité confocale. A cet effet nous avons employé un tube à décharge avec des fenêtres sous incidence brewstérienne et nous travaillons en lumière polarisée. L'intensité au sommet étant déjà quasi saturée, le second miroir fait perdre sur celle-ci un facteur voisin de 3 ( $T_2 \approx 0,3$ ). L'évolution du profil est donnée sur la fig. 4 (les intensités ne sont pas respectées) pour la raie  $5\ 047\ \text{\AA}$ . La largeur passe de 285 mK à 425 mK. Mais ce dispositif n'a pas été exploité car il ne permet pas de passer rapidement d'une raie à l'autre sans rien changer aux réglages. Pour la même raison, il n'est pas possible de modifier pour chaque raie les conditions de fonctionnement du tube source.

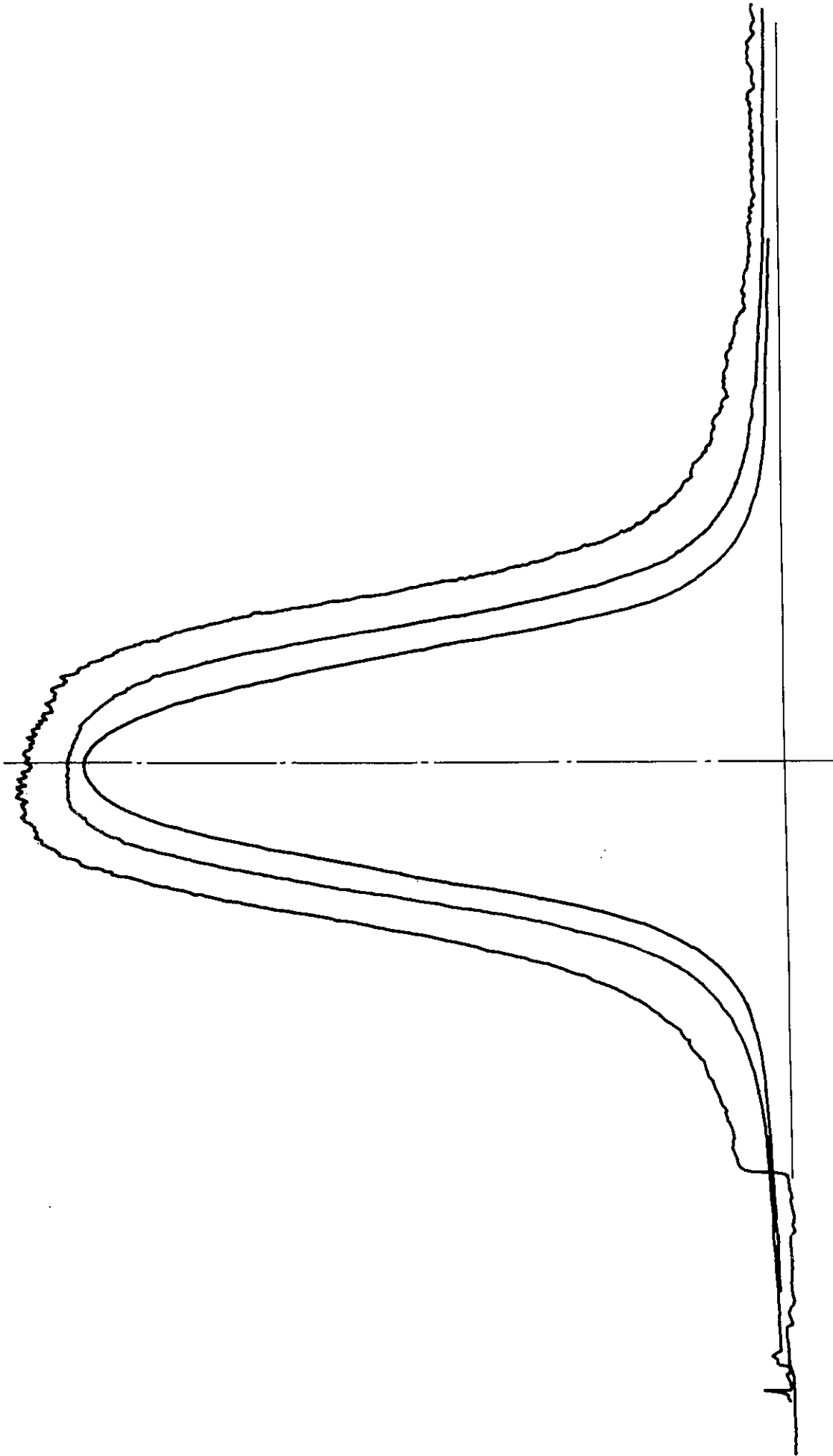
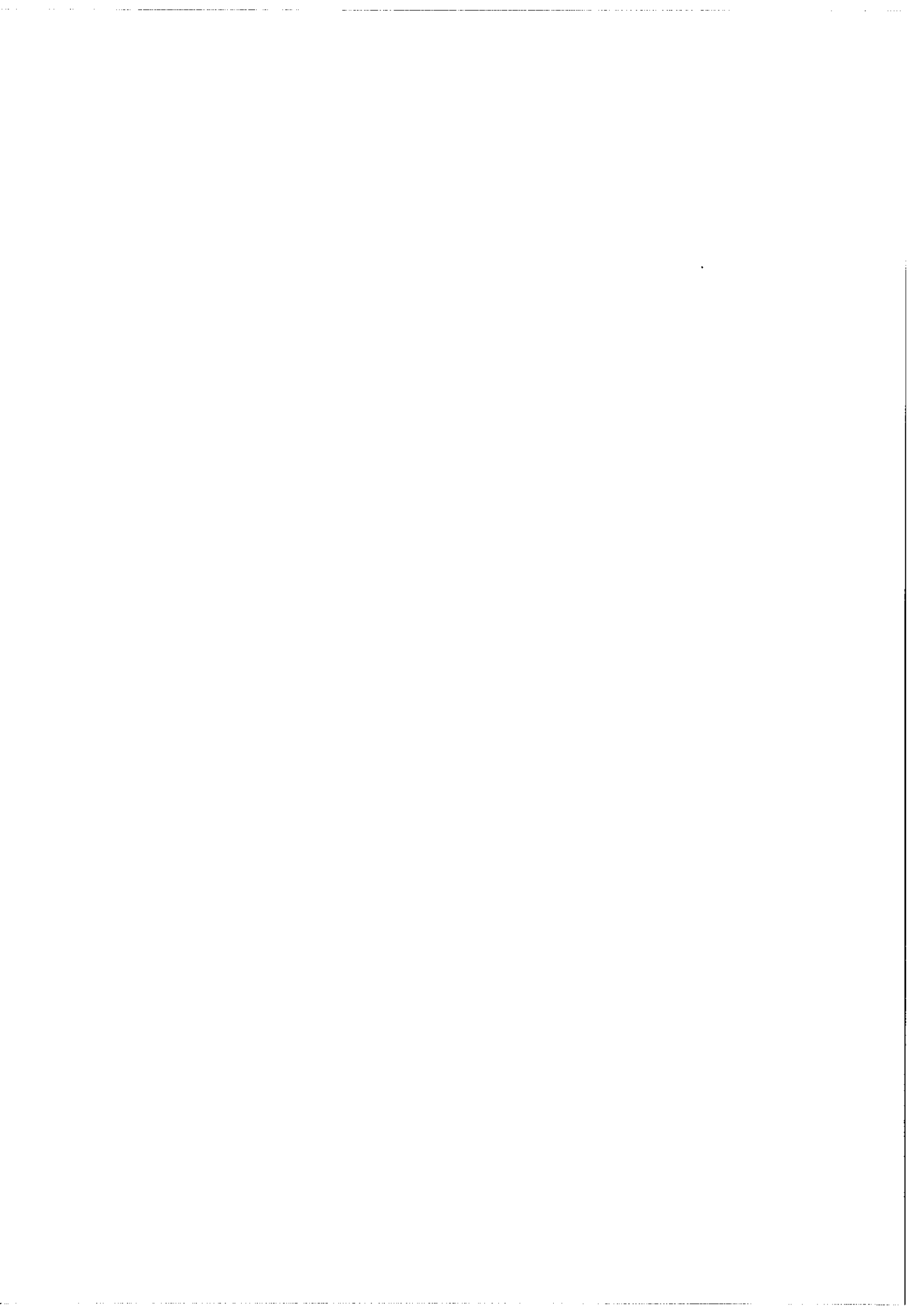


Figure 4.



V. Tube absorbeur .

C'est un tube de diamètre intérieur 8mm, longueur 98cm, longueur de décharge 88,5cm qui peut être refroidi à l'azote liquide. Il est parcouru par un courant faible (5 mA) pour que la décharge soit à une température peu différente de celle du bain de refroidissement. Dans ces conditions nous pouvons déterminer  $P(\nu)$  d'après [2]. Le tableau qui suit donne les largeurs Doppler  $\delta\sigma_D$  et lorentzienne  $\delta\sigma_L$  pour les différentes raies (ainsi que l'incertitude  $d\delta\sigma_L$ ) dans les conditions où nous avons opéré .

	$\lambda$ (Å)	6678	4922	4388	4144	7281	5047	4437	4169
80° K ; p=2,3 torr	$\delta\sigma_D$ mK	48	65	73	77,3	44	63,5	72,2	76,8
	$\delta\sigma_L$ mK	35,5	37,7	45,8	54,11	35,6	41,8	63,9	69,6
	$d\delta\sigma_L$ en %	3	6	9,5	21	3	5	9	16,5
300° K ; p=3,35 torr	$\delta\sigma_D$ mK	93	126	141,3	149,6	85,2	123	140	148,7
	$\delta\sigma_L$ mK	21,8	22,6	28,2	34,4	22	29,5	37	44,5
	$d\delta\sigma_L$ en %	3	6	8	16	3	4	12	15

VI. Dispositif expérimental (mesure de  $s = \frac{I_0 - I}{I_0}$ ).

Le dispositif expérimental est schématisé sur la fig. 5. Pour chaque raie on mesure successivement le flux émis par le tube source, le tube absorbeur étant éteint puis allumé. Son émission propre, non modulée, n'est pas détectée. Mais elle provoque du bruit de photons que l'on a limité en plaçant après le tube le monochromateur et des diaphragmes conjugués optiquement de ceux placés en amont. On répète l'opération sur les différentes raies sans modifier les conditions de fonctionnement des tubes (pour le tube source c'est par raison de commodité, mais pour le tube absorbeur il est absolument nécessaire que les mesures soient faites dans les mêmes conditions et en particulier il faut qu'après chaque arrêt de fonctionnement il reprenne rapidement son état de régime). Les valeurs de  $s$  varient de 15 % à moins de 1 % (les valeurs pour chaque raie figurent dans le tableau 3, p. 75). On fait la différence  $I_0 - I$  de 2 quantités voisines. Une incertitude  $\Delta I$  sur la mesure des intensités entraîne sur  $s$  une incertitude  $\frac{\Delta s}{s} \approx \frac{2 \Delta I}{I_0 - I}$  qui peut devenir importante. En effet, supposons à titre d'exemple que les  $I$  soient mesurés à 1 % près alors que  $s$  vaut 1 %, alors  $\frac{\Delta s}{s} = 20 \%$ . La précision est fonction du temps total passé sur la mesure. En ce qui concerne les dérives lentes, on a intérêt à répéter le cycle de mesure de  $I_0$  puis  $I$  plusieurs fois en restant peu de temps sur chaque mesure. Pratiquement ce temps est de l'ordre de la minute et le temps moyen de mesure de  $s$  est de l'ordre de 15 minutes. Ces dérives peuvent venir de la source, de dérèglages des pièces optiques (dont le monochromateur) ou de la partie électrique (photomultiplicateur, ampli, ...). On atténue d'autant plus leurs effets que l'on fait



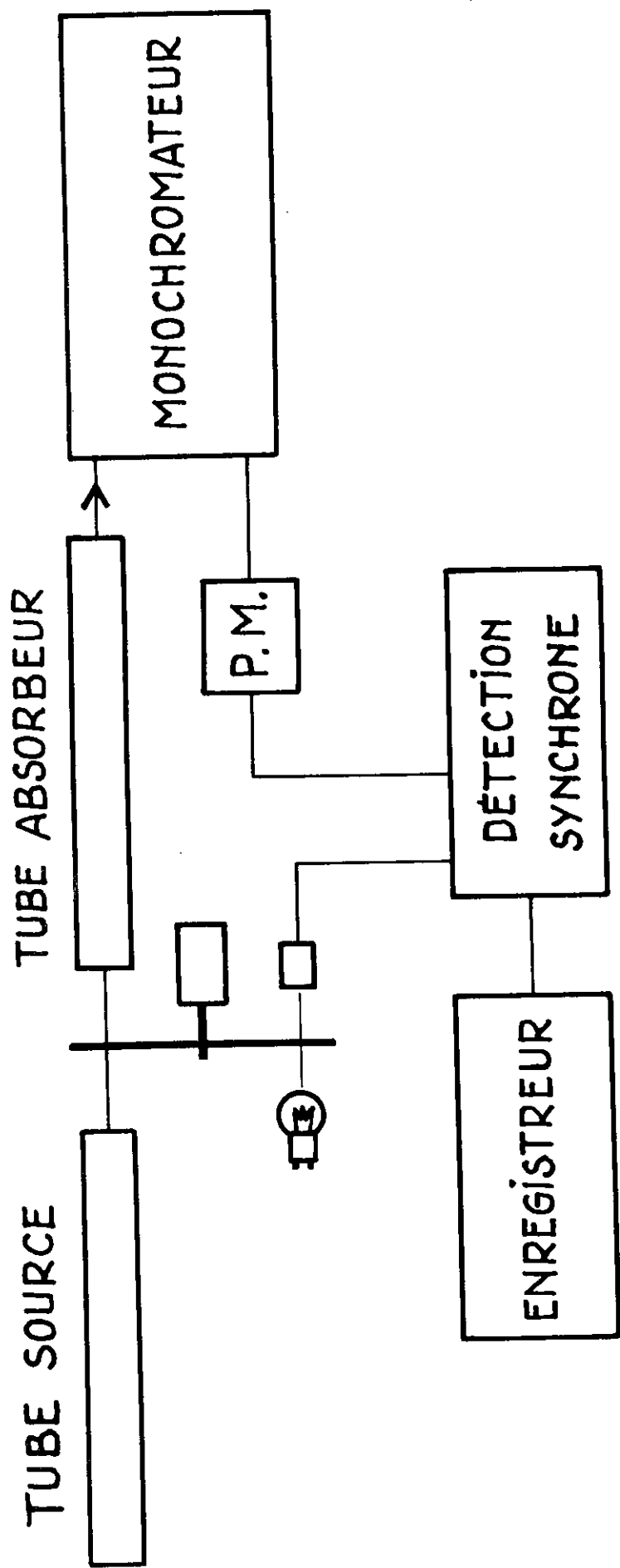
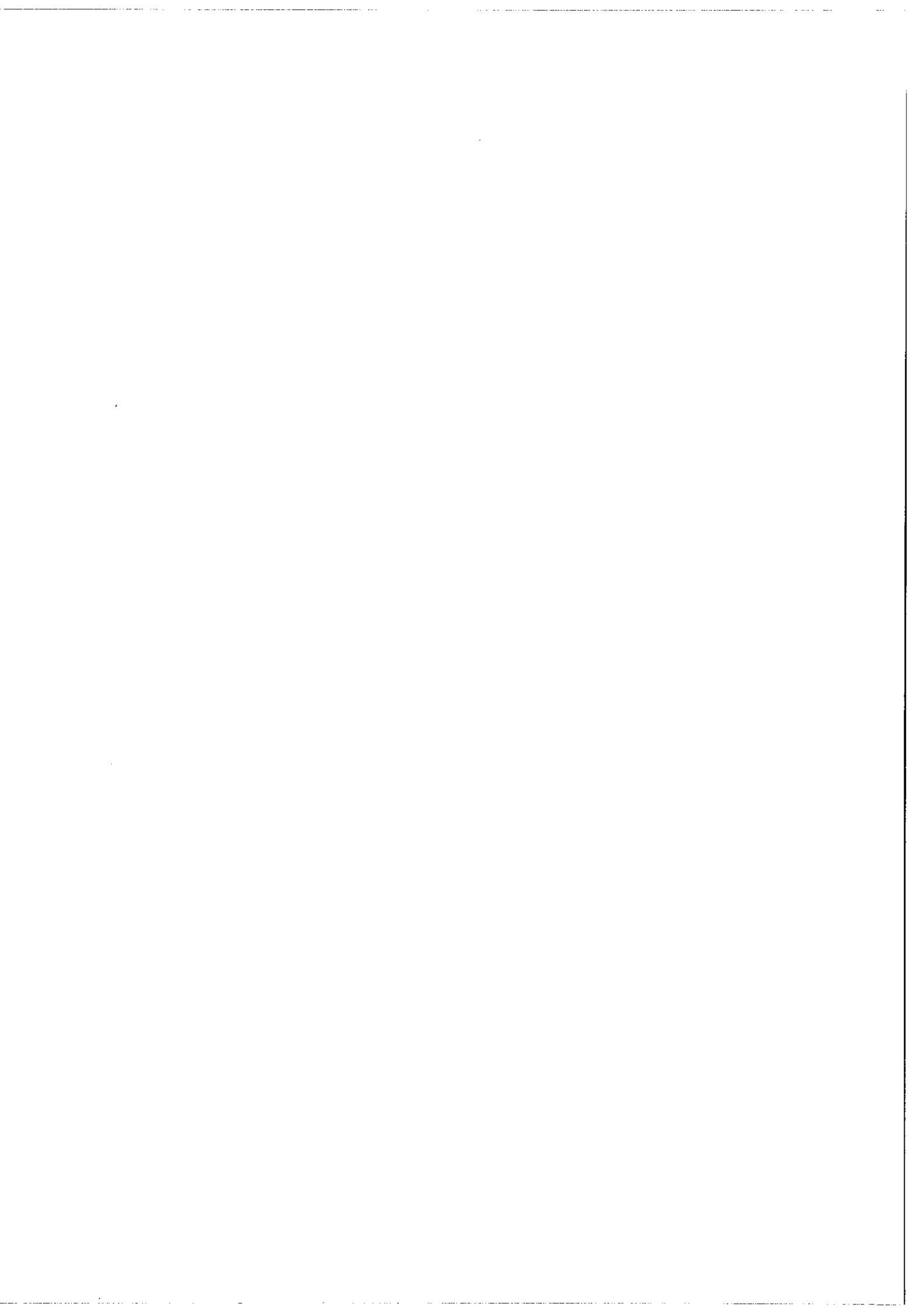


fig. 5



•

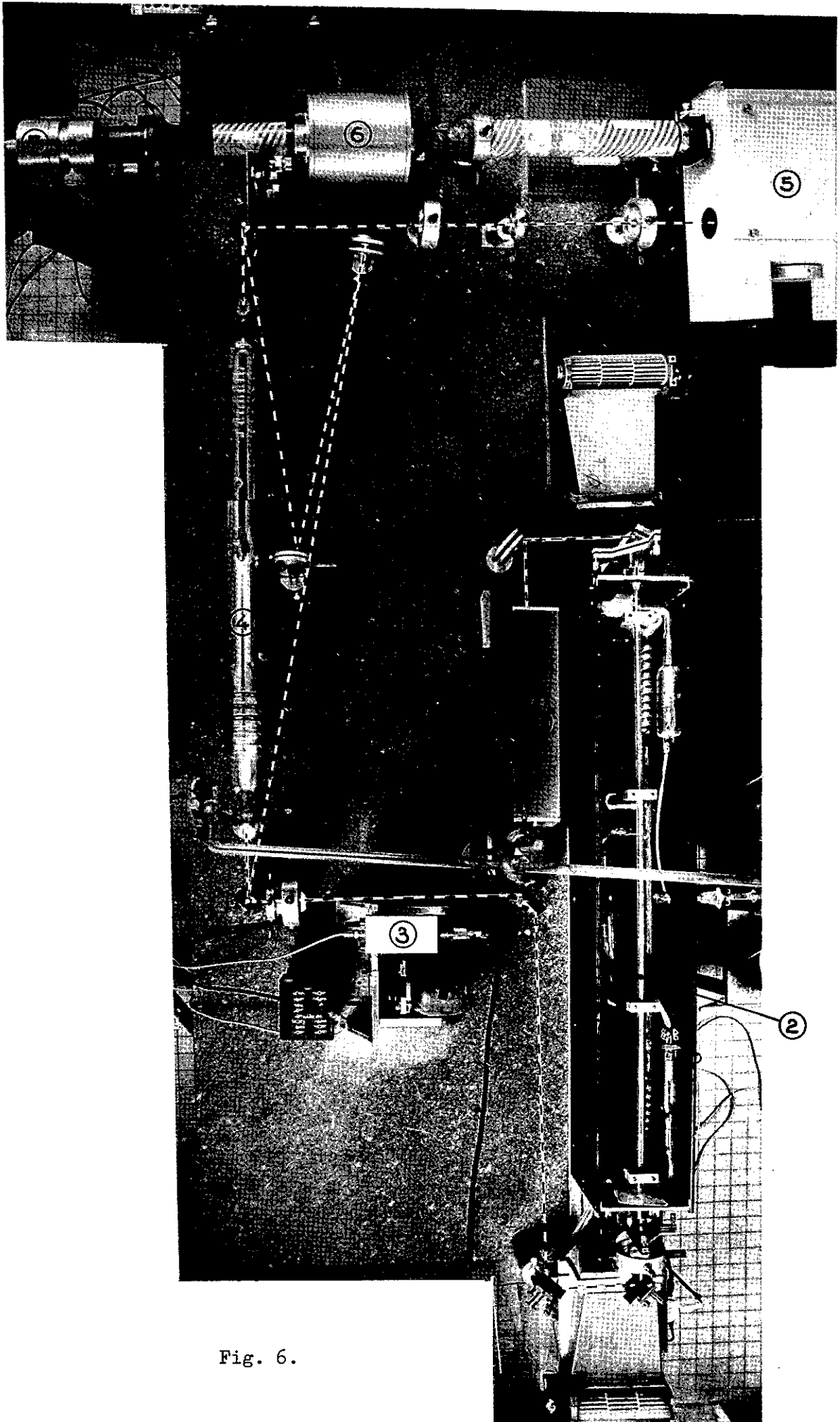
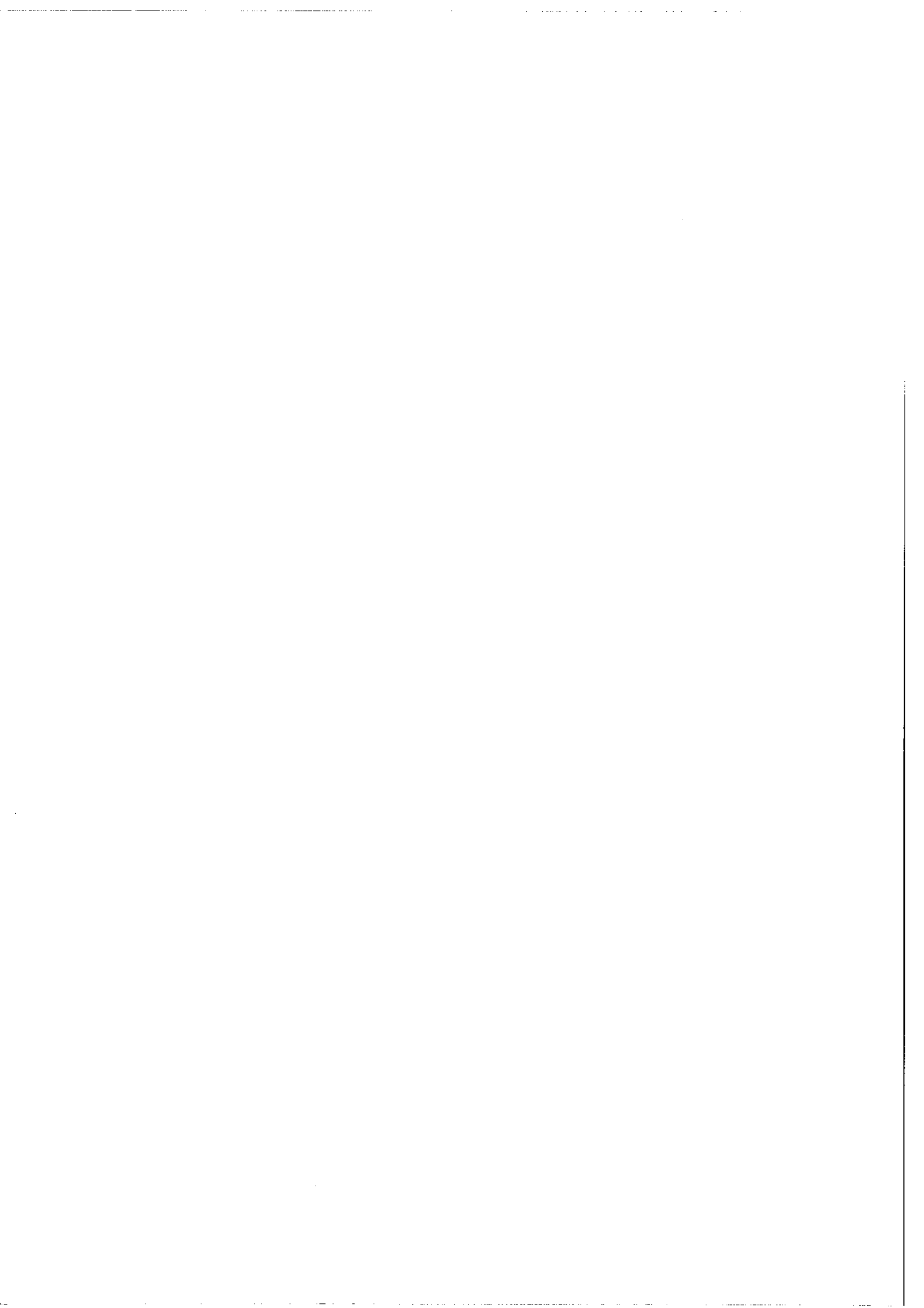


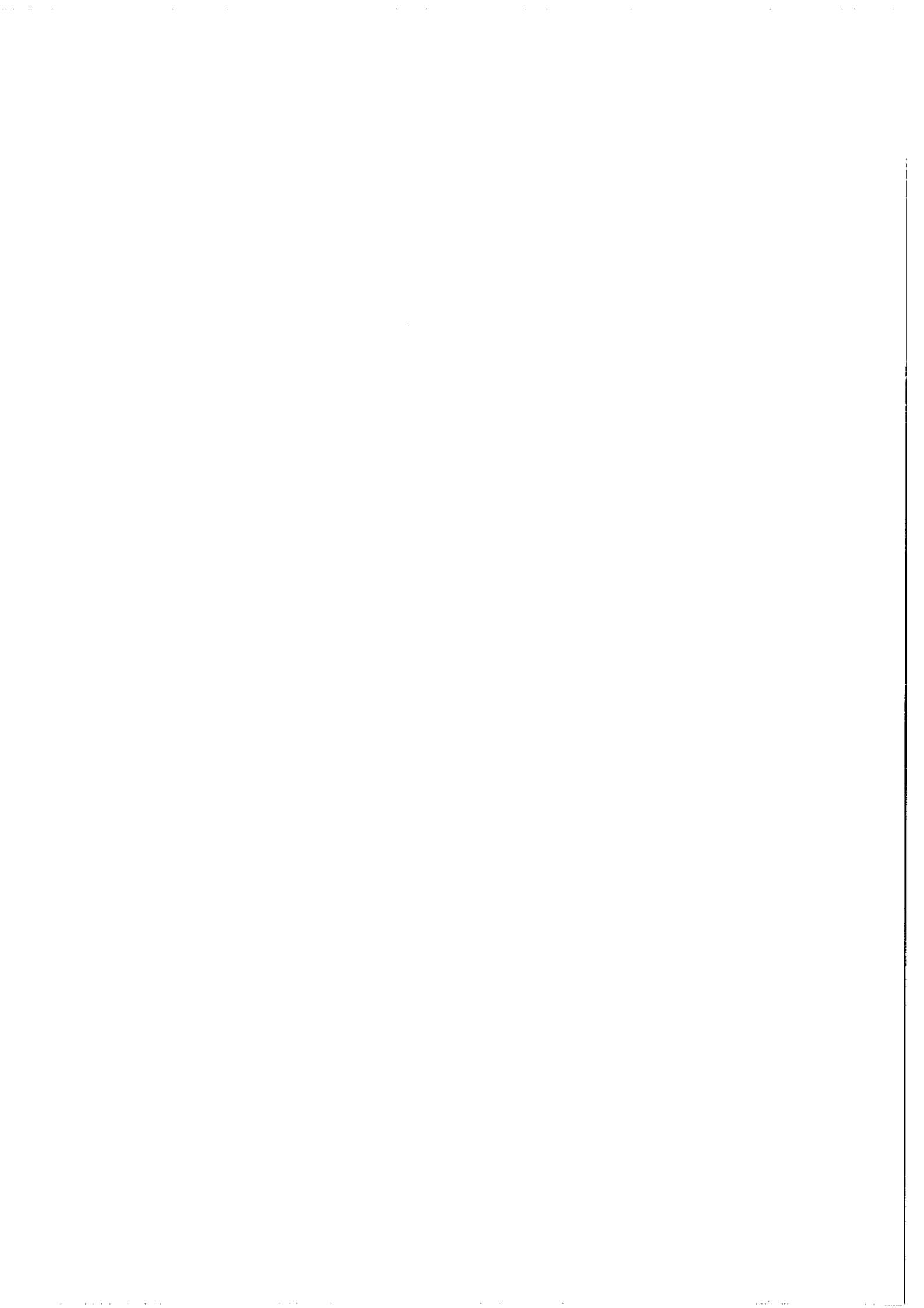
Fig. 6.

Légende de la figure 6

- 1 Laser de réglage
- 2 Tube source
- 3 Modulateur
- 4 Tube absorbeur
- 5 Monochromateur
- 6 Spectromètre Fabry-Perot
- 7 Photomultiplicateur

Remarque : lors des mesures de  $s$  , le photomultiplicateur est placé  
à la sortie du monochromateur.





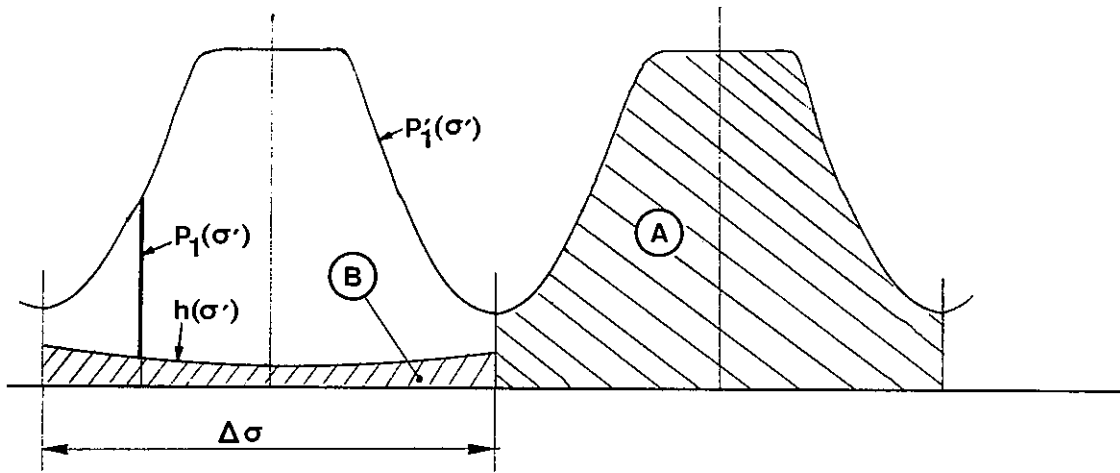


Figure 7



la différence  $I-I_0$  un plus grand nombre de fois en un temps donné. On passe alors à des dispositifs où la différence est modulée (et détectée). Nous en avons réalisé un qui s'apparente aux systèmes à double faisceau. Nous renvoyons sa description en appendice car il pourrait être utile dans certains cas où le flux incident a une stabilité moins bonne que dans le cas présent (il figure sur le montage photographique du dispositif (fig. 6) mais nous ne l'avons finalement pas utilisé).

#### VII. Détermination de K.

L'exploitation de :  $s = 1 - \int_{-\infty}^{+\infty} P_S(\sigma') \exp[-K P(\sigma')] d\sigma'$  se fait sur ordinateur de la manière suivante :

##### A) $P_S(\sigma')$ :

L'enregistrement F. P.  $P_1(\sigma')$  est traité de la manière suivante :

On fait  $P_1(\sigma') = P_1(\sigma') - h(\sigma')$  où  $h(\sigma')$  représente le fond dû au recouvrement d'ordres (voir chap. I ; Raie fortement auto-absorbée).

Cette opération est en quelque sorte une déconvolution partielle. Elle consiste à obtenir, sur un entre-ordre  $\Delta\sigma$ , à partir de l'enregistrement fait avec une fonction d'appareil à bandes passantes multiples ce que l'on aurait obtenu avec une fonction d'appareil à bande passante unique. Soit B l'aire de  $h(\sigma')$  sur  $\Delta\sigma$  (fig. 7). On a

$P_S(\sigma') = P_1(\sigma')/A$  ; A étant l'aire de l'enregistrement sur  $\Delta\sigma$ .

B/A représente :  $2 \int_{\frac{\Delta\sigma}{2}}^{\infty} P_S(\sigma') d\sigma'$  .

B)  $P(\sigma')$  :

$P(\sigma') = L * G$  est déterminé par 2 paramètres que l'on donne (l'un caractérisant la lorentzienne et l'autre la gaussienne). Le calcul de la convolution est fait par une méthode due à O. Robaux [5].

C) Calcul de K :

$$\text{En écrivant : } s = 1 - \left[ 2 \int_{\frac{\Delta\sigma}{2}}^{\infty} P_S(\sigma') d\sigma' + \int_{\frac{\Delta\sigma}{2}}^{+\frac{\Delta\sigma}{2}} P_S(\sigma') \exp[-K P(\sigma')] d\sigma' \right]$$

(ce qui suppose que l'absorption est nulle en dehors de  $\Delta\sigma$ ), on a :

$$s = 1 - \frac{B}{A} - \frac{1}{A} \int_{-\frac{\Delta\sigma}{2}}^{+\frac{\Delta\sigma}{2}} P_1(\sigma') \exp[-K P(\sigma')] d\sigma'$$

Il faut donc résoudre :

$$\int_{-\frac{\Delta\sigma}{2}}^{+\frac{\Delta\sigma}{2}} P_1(\sigma') \exp[-K P(\sigma')] d\sigma' = A - B - sA = M$$

D) Pratiquement :

On donne  $P_1$  sous forme de valeurs  $P_1(n)$  relevées à intervalles réguliers sur l'enregistrement F. P. .  $n$  entier varie de  $-N$  à  $+N$  pour décrire un entre-ordre  $\Delta\sigma$  du F. P. ; le pas est donc  $\Delta\sigma/2N$ . Les grandeurs qui interviennent dans le calcul ont ce pas comme unité en abscisse (dans notre cas  $N=50$  et  $\Delta\sigma=1645$  mK). De même  $h$  est donné sous la forme  $h(n) = \alpha n^2 + \beta$  ( $\alpha$  et  $\beta$  sont des données pour le programme). L'équation à résoudre s'écrit :

$$\int_{-N}^{+N} P_1(n) \exp[-K P(n)] dn = M$$

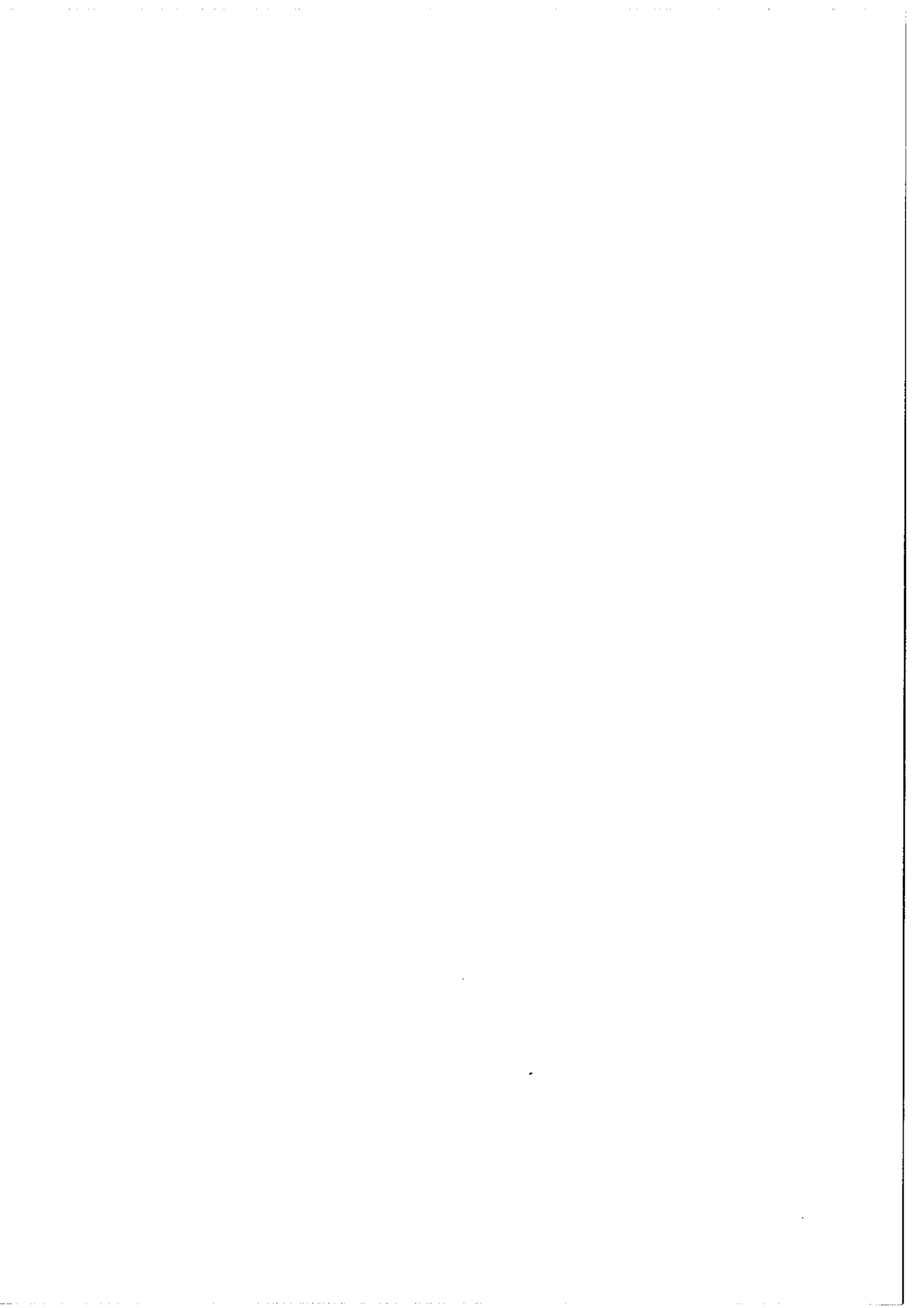


Tableau 1

Série (singulets)	$\lambda$ [Å]	$A_{ji} \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$	Précision en %	$g_j$	$g_j \lambda^2 A_{ji}$ (unités arbitraires)
2P - 3S	6678	0,638	3	5	142,26
- 4D	4922	0,202	3	5	24,47
- 5D	4388	0,0907	3	5	8,73
- 6D	4144	0,0495	10	5	4,25
- 3S	7281	0,181	3	1	9,59
- 4S	5047	0,0655	3	1	1,67
- 5S	4437	0,0313	10	1	0,62
- 6S	4169	0,0176	3	1	0,31

Tableau 2

$\lambda$ [Å]	4922	7281	4388	4144	5047
80 K, 5 mA	0,994	0,984	1,031	1,000	0,991
300 K, 5 mA	0,995	0,994	1,04	0,995	1,015

Cette intégrale est calculée par la méthode de Simpson. L'ensemble du programme a été écrit par J. Fattaz [6]. Il donne, outre les valeurs de  $K$ , le tracé sur le même graphe de  $P_1(n)$  et  $P_1(n)\exp[-K P(n)]$  (traits interrompus de la figure 3 qui correspond aux conditions :  $p=3,35$  torr,  $T=300^\circ\text{K}$ ,  $I=5\text{mA}$  dans le tube absorbeur).

### VIII. Résultats.

Les valeurs théoriques permettent de calculer les quantités  $g_j \lambda^2 A_{ji}$  proportionnelles aux coefficients d'absorption totale. Le tableau 1 donne ces quantités ainsi que la précision estimée par les auteurs de [3]. Nous avons fait les rapports  $k_{\text{exp.}}/k_{\text{théor.}}$  pour chaque série de mesures. L'accord est satisfaisant pour 5 raies. Le tableau 2 en donne les valeurs rapportées à la moyenne. L'écart maximum est de 4%. Pour les 3 autres raies ne figurant pas dans le tableau 2 l'accord est moins bon. Sur la raie  $6\ 678\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  l'absorption est trop forte et l'écart est de 12%. Des mesures ont été faites sur les premières raies de la série avec un courant de 1mA dans le tube absorbeur. L'écart a pu être ainsi ramené à 7% mais l'ensemble des conditions expérimentales n'est pas favorable à une meilleure précision. Pour les raies les plus faibles ( $4\ 437\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  et  $4\ 169\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ ) l'écart théorie-expérience est d'environ 15%. L'erreur expérimentale sur la mesure de  $s$  est de cet ordre de grandeur. Nous avons refait des mesures en nous limitant à la comparaison de la raie  $5\ 047\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  à la raie  $4\ 437\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  et en passant beaucoup plus de temps sur cette dernière. On arrive ainsi à un écart de 9% entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées de  $k_{4437}/k_{5047}$ .

En augmentant le temps de mesure on augmente le rapport signal sur bruit mais la précision est aussi limitée dans nos expériences par des causes non fondamentales telles que l'étalonnage des décades d'amplification et la lecture du signal qui se fait sur un enregistreur potentiométrique. Un appareillage plus sophistiqué permettant de faire la moyenne de nombreuses mesures à faible signal sur bruit serait nécessaire pour les raies de plus faible absorption.

Si l'on considère que les valeurs calculées des  $A_{ji}$  sont exactes, on peut obtenir le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$  qui sont sur le niveau  $2^1P$ . On a  $k = \int k(\nu) d\nu = c \cdot \int k(\sigma) d\sigma$ . Le programme donne  $k\ell$  exprimé en fonction du pas  $p$  employé pour la donnée de  $P_S$ . D'où

$$k\ell = c.p.K$$

- Exemple :

$$\lambda = 4922.10^{-8} \text{ cm} \quad (2P - 4D), \quad g_j = 5, \quad g_i = 3, \quad A_{ji} = 0,202.10^8 \text{ sec}^{-1}$$

$$\frac{g_j}{g_i} \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{ji} = 3,23.10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

$$\left. \begin{array}{l} I = 5 \text{ mA} \quad T = 300 \text{ K} \\ \ell = 88,5 \text{ cm} \quad P = 3,35 \text{ torr} \end{array} \right\} \Rightarrow d = 1,08.10^{17} \text{ atomes.cm}^{-3}$$

$$K = 5,47 \quad \text{avec} \quad p = 16,45.10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

$$\text{D'où : } k = 3,05.10^7 \text{ cm}^{-1}.\text{sec}^{-1} \quad \text{et} \quad N_i = 0,94.10^{10} \text{ atomes.cm}^{-3} \text{ sur } 2^1P.$$

## IX. Etude des incertitudes .

Nous allons étudier l'incertitude  $\Delta K/K$  résultant de l'incertitude sur les diverses grandeurs qui interviennent dans la détermination de  $K$  .

### A) Incrtitude sur $s$ .

Lorsque  $P_S$  est rectangulaire de largeur  $\Delta v$  et l'absorption faible nous avons  $K = s.\Delta v$  , ce qui donne  $\frac{\Delta K}{K} / \frac{\Delta s}{s} = 1$  . Ce rapport augmente avec l'absorption. D'une manière générale, nous pouvons le calculer pour les différents cas rencontrés à l'aide du programme déjà utilisé. On trouve qu'il reste voisin de 1 pour toutes les raies sauf pour la raie  $6\ 678\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  où il est un peu supérieur à 2 . Or  $\frac{\Delta s}{s}$  est inférieur à 1% pour  $6\ 678\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  et devient de l'ordre de 15% pour les raies faibles.

### B) Incrtitude sur $P(\sigma')$ .

La température de la décharge peut être un peu supérieure à celle du bain de refroidissement. D'autre part il n'est pas sûr que l'équilibre thermodynamique local soit réalisé. Nous avons calculé  $(\frac{\delta K}{K})_G$  pour une variation de 10% sur la largeur de la gaussienne (ce qui fait 20% sur  $T$  ; nous pensons être bien en deçà de cette valeur). Les incertitudes sur les largeurs des lorentziennes ont été données au § V. On en déduit :  $(\frac{\delta K}{K})_L$  (voir tableau récapitulatif 3) . La mesure de  $\delta\sigma_L$  n'est pas indépendante de celle de  $\delta\sigma_G$  , aussi les incertitudes correspondantes se combinent par une loi qui n'est pas simplement l'addition.

C) Incertitude sur  $P_S$  .

Le point délicat est ici la détermination du fond  $h(\sigma)$  dû au recouvrement d'ordre lors de l'enregistrement avec le F. P. et en particulier sa valeur au centre  $h(0)$  . En effet c'est là que l'absorption est maximale et une incertitude  $\Delta P_S(0)$  sur  $P_S(0)$  provoque une incertitude importante sur  $K$  comme nous allons le voir sur le cas simple suivant : supposons (fig. 8) que  $P_S(\sigma)$  présente un sommet plat de largeur  $m$  et de hauteur  $H$  . On a :

$$s = 1 - \frac{B}{A} - \frac{H}{A} \int_{-\frac{m}{2}}^{+\frac{m}{2}} \exp[-KP] d\sigma \quad (3)$$

Si la hauteur devient  $H + \Delta H$  , on a :

$$s = 1 - \frac{1}{A} (B - m \Delta H) - \frac{H + \Delta H}{A} \int_{-\frac{m}{2}}^{+\frac{m}{2}} \exp[-K'P] d\sigma$$

Or :

$$(H + \Delta H) \int \exp[-K'P] d\sigma = m(H + \Delta H) - s A$$

soit :

$$\int \exp[-K'P] d\sigma = m - \frac{s A}{H + \Delta H} \neq m - \frac{s A}{H}$$

D'où :

$$s = 1 - \frac{B}{A} + \frac{m \Delta H}{A} - \frac{H}{A} \int \exp[-K'P] d\sigma - \frac{\Delta H}{A} m + s \frac{\Delta H}{H}$$

soit :

$$s \left(1 - \frac{\Delta H}{H}\right) = 1 - \frac{B}{A} - \frac{H}{A} \int \exp[-K'P] d\sigma \quad (4)$$

En comparant (3) et (4) on voit que  $\frac{\Delta K}{K}$  est le même que celui dû à

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{\Delta H}{H} .$$



$\lambda_A$	s	Absorption au centre	$(\frac{\delta K}{K})_S$	$(\frac{\delta K}{K})_G$	$(\frac{\delta K}{K})_L$
6678	0,15	0,97	2,3	6	1,6
4922	0,0874	0,43	2,4	1,5	0,1
4388	0,0397	0,17	3,3	0,11	0,2
4144	0,01966	0,08	4	0,7	0,35
7281	0,0704	0,27	2,2	0,5	0,1
5047	0,0164	0,04	4	1,5	0,4
4437	0,00696	0,01	11	2,7	0,6
4169	0,0033	0,006	15	1,4	1,65

Tableau 3 relatif aux conditions : 300°K , 3,35 torr , 5 mA.

Les incertitudes sont données en % .

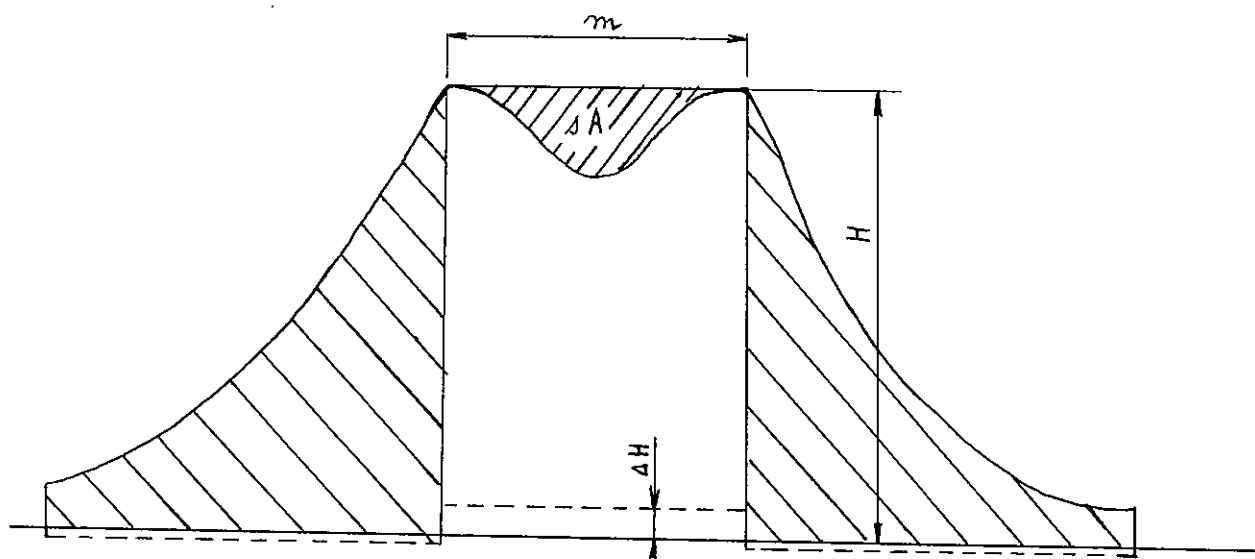


Figure 8

Or pour  $6\ 678\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  on a :  $\frac{\Delta K}{K} \approx 2 \frac{\Delta s}{s}$  soit  $\frac{\Delta K}{K} \approx 2 \frac{\Delta H}{H}$ , ce qui introduit une incertitude de quelques pour cent. Ceci explique qu'en absorption plus faible ( $I=1\text{mA}$ ) la précision reste moins bonne que sur les autres raies.

#### X. Conclusion.

Nous avons obtenu, par une méthode d'absorption totale, des mesures de probabilités de transition relatives avec une précision tout à fait acceptable. L'écart maximum est de 4% pour un rapport de 15 entre  $k_{\text{max}}$  et  $k_{\text{min}}$ . Il devient 9% pour un rapport de 230 et 15% pour un rapport de 465. Ces mesures peuvent être améliorées sur divers points et notamment sur le traitement, à l'aide d'un appareillage électronique adéquat, des signaux de faible intensité.

Pour des raisons d'ordre pratique, nous nous sommes imposés de garder les mêmes conditions de fonctionnement du tube source pour l'ensemble des mesures. Inversement, des expériences analogues permettent la mesure de la population du niveau inférieur d'une raie, la probabilité de transition étant connue. Dans ce cas il est possible d'optimiser les conditions expérimentales pour la seule raie étudiée. Suivant le cas il est souhaitable, soit d'augmenter l'auto-absorption dans le tube source, soit d'augmenter sa température de fonctionnement.

Enfin le laser monomode accordable devrait permettre des mesures sans la connaissance préalable du profil d'absorption. Il serait alors nécessaire de déplacer continuellement sa fréquence, avec une bonne

stabilité en intensité, sur des domaines suffisamment larges. Ces conditions sont encore actuellement restrictives pour certaines régions du spectre.

Références du Chapitre II.

- [1] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon, Atomic Transition Probabilities (Hydrogen through Neon), Natl. Bur. Std. Govt. Printing Office, Washington, 1966.
- [2] J. M. Vaughan, Proc. Roy. Soc., A 295 (1966) 164.
- [3] A. C. Mitchell and M. W. Zemansky, Resonance Radiation and Excited Atoms (Cambridge University Press, 1971).
- [4] E. W. Foster, Repts. Progr. Phys., 27 (1964) 469.
- [5] O. Robaux et B. Roizen-Dossier, Optica Acta, 16 (1969) 269.
- [6] J. Fattaz, Lab. Aimé Cotton, communication personnelle.



### CHAPITRE III

#### PROFIL D'EMISSION ET D'ABSORPTION DE LA RAIE

$$\lambda = 4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}} \quad (4^1\text{D} \rightarrow 2^1\text{P}) \quad \text{de He I.}$$

Au chapitre II nous avons décrit la mesure de l'absorption totale de quelques raies de He I . Nous en avons déduit les coefficients d'absorption totale en admettant que le profil du coefficient d'absorption  $k(\nu) = k.P_a(\nu)$  était identique au profil d'émission  $P_e$  d'une tranche mince de décharge. Nous avons voulu vérifier cette hypothèse pour la raie  $4\ 922\ \overset{\circ}{\text{Å}}$  qui se présente dans des conditions plus favorables que celles des autres raies. En effet, le tube source délivre sur cette raie un flux important dont la répartition spectrale présente un plateau sur  $0,385\ \text{cm}^{-1}$ . Il est donc possible d'observer avec le spectromètre Fabry-Perot cette raie en absorption lorsque le tube absorbeur est parcouru par un faible courant électrique et refroidi à l'azote liquide (raie d'absorption suffisamment étroite pour que sa majeure partie soit contenue dans le plateau).

Comme le tube absorbeur n'est pas de longueur faible et que la fonction d'appareil ne peut être réduite, la vérification se fait sur

les enregistrements simultanés (donc dans les mêmes conditions et avec la même fonction d'appareil) des profils d'émission et d'absorption de la raie.

La figure 1 représente le schéma du montage. Le dispositif optique est identique à celui décrit au chapitre II (II; fig. 1). Après le tube absorbeur, des diaphragmes optiquement conjugués des précédents délimitent la même géométrie et la même étendue de faisceau pour l'émission et l'absorption. Le dispositif électronique a été modifié (fig. 2). Sur la voie (1) la détection synchrone de la partie alternative du signal, identique à celle employée dans les expériences du chapitre II, donne la raie du tube source absorbée par le second tube. Sur l'autre voie (2), on ne détecte le signal photoélectrique que lorsqu'une pale du modulateur interrompt le faisceau issu de la source. La phase et le rapport cyclique des multiplicateurs synchrones sont réglés de manière à découpler totalement les 2 voies. Les constantes de temps de celles-ci sont identiques et faibles devant le temps de balayage de la largeur de la raie.

La figure 3 représente un enregistrement pour  $I=2\text{mA}$  dans le tube absorbeur. Celui-ci est éteint peu après le passage de la raie de façon à obtenir une partie du plateau qui peut être ainsi reconstitué (trait interrompu de la figure 3). On constate une différence de largeur à mi-hauteur, la raie d'émission étant plus large, et un décalage dans la position des axes supérieur à l'écartement des plumes. Des expériences ont été faites en inversant la polarité des électrodes du tube absorbeur. Le phénomène garde le même sens et aucune variation

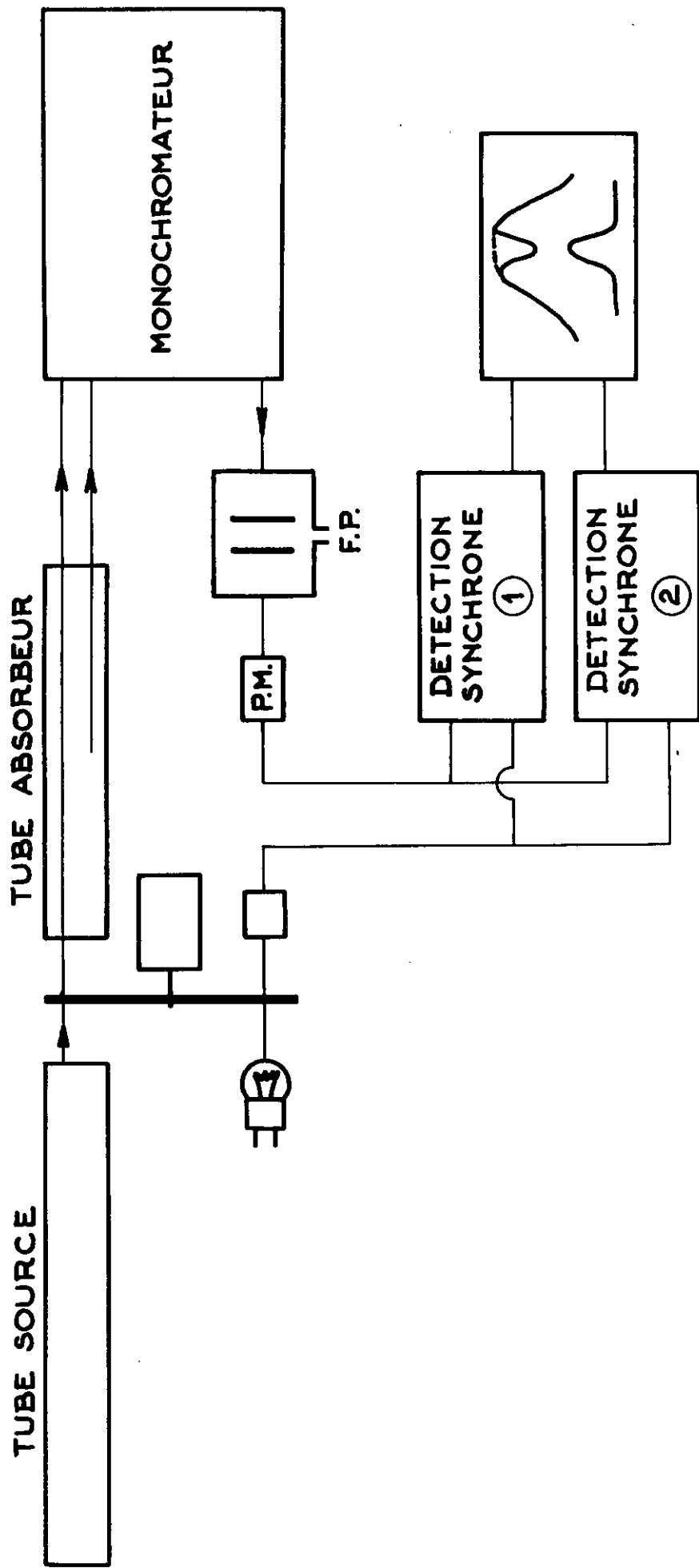
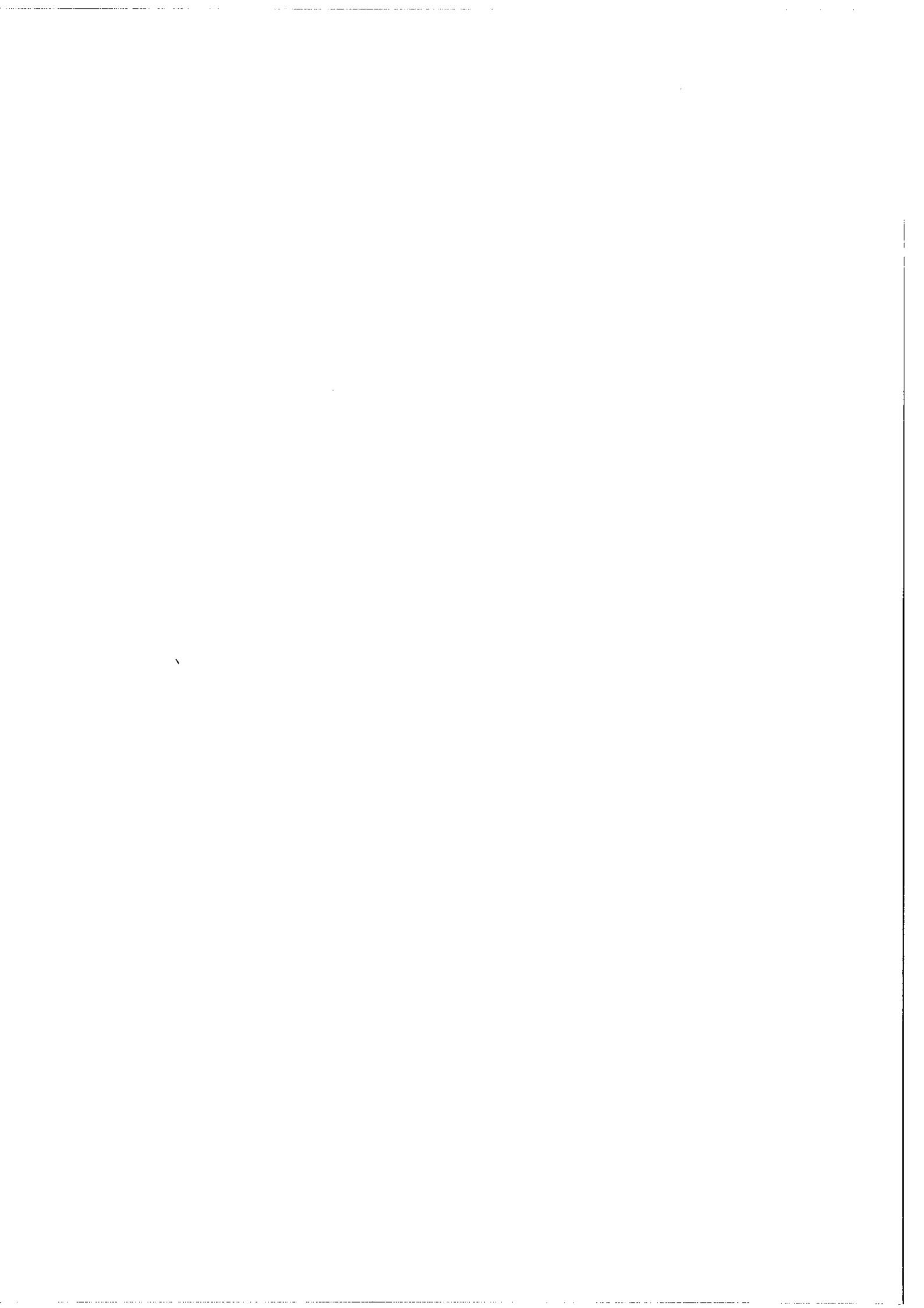
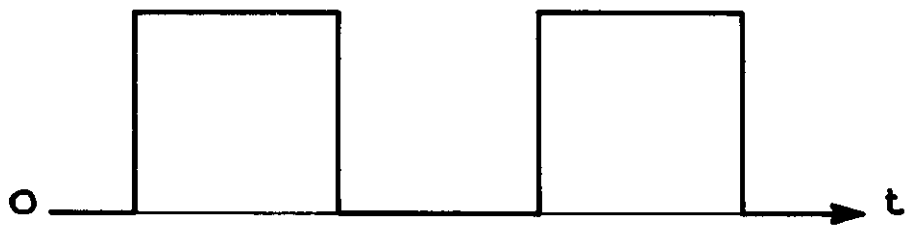


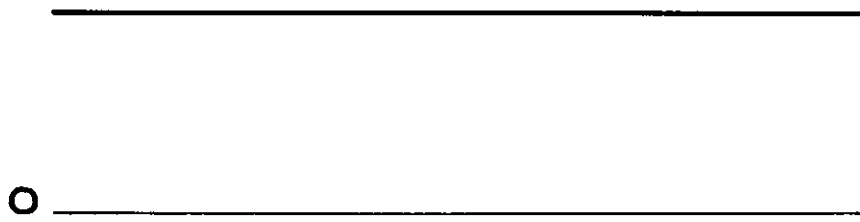
fig. 1



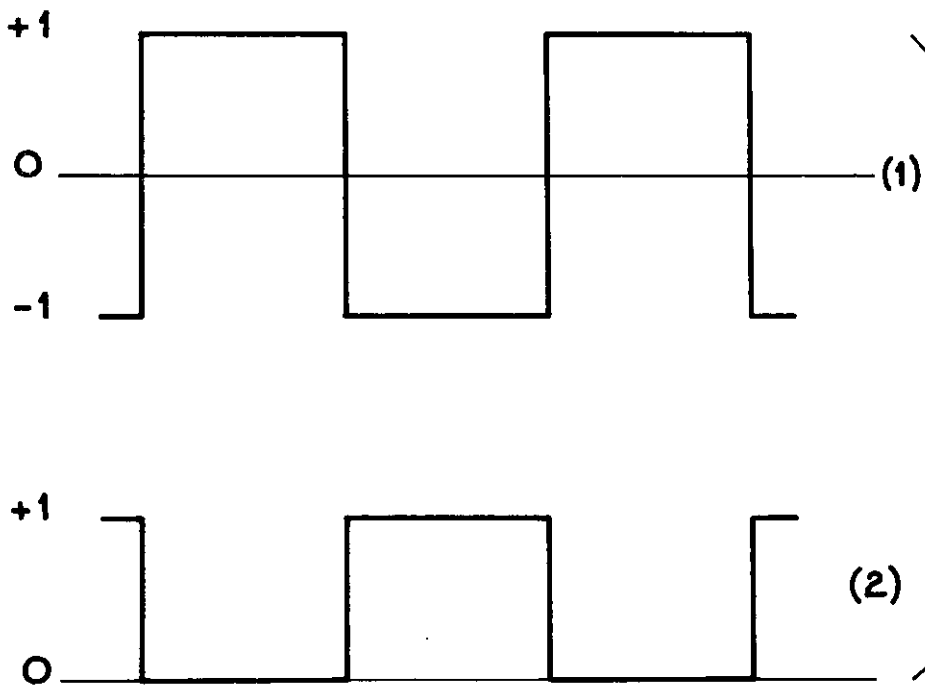




flux provenant  
du tube source

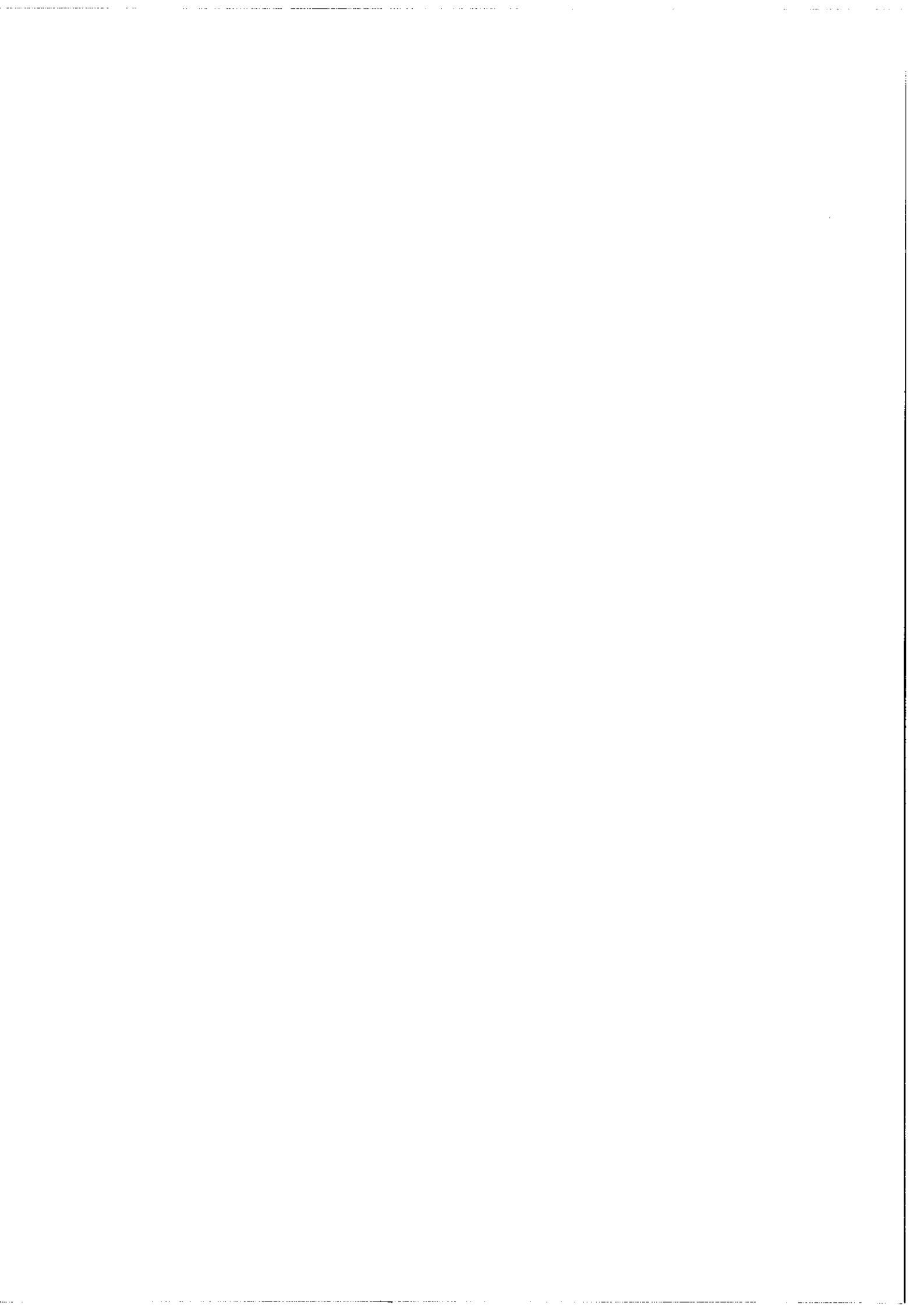


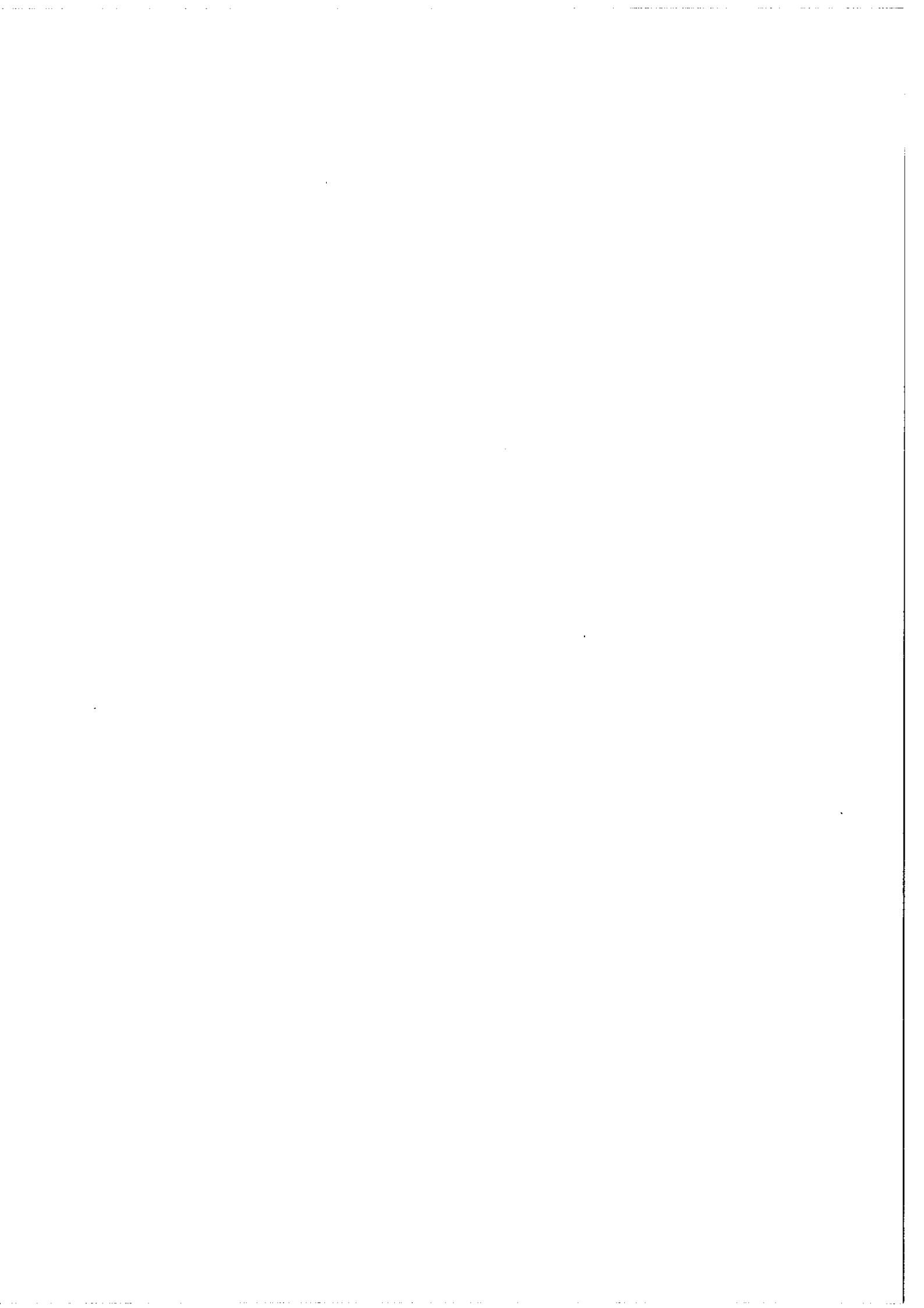
flux émis par le  
tube absorbeur



multiplicateurs  
synchrones

fig. 2





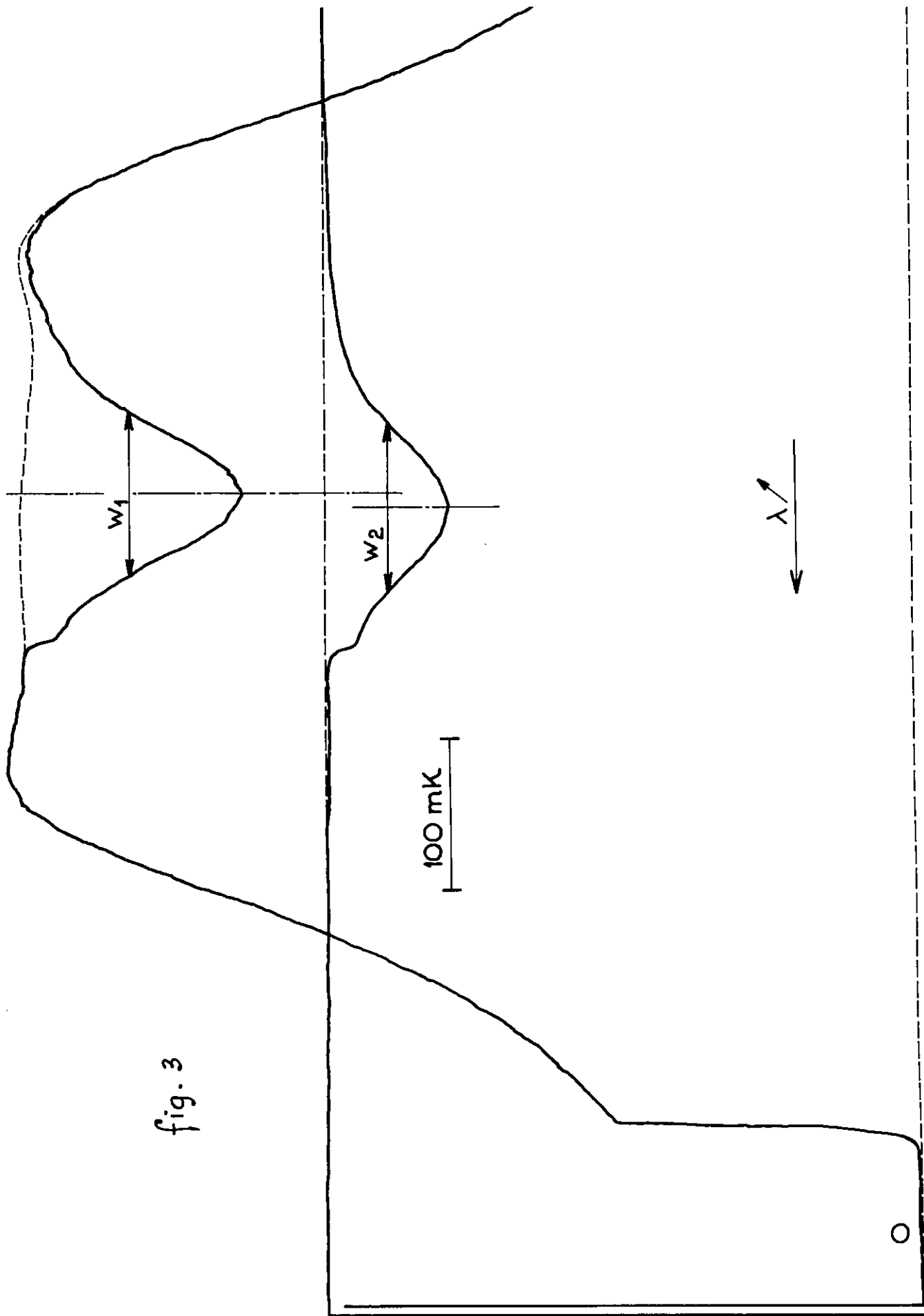


fig. 3

significative n'a pu être observée. Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus en faisant la moyenne sur 8 enregistrements pour chacune des 2 intensités indiquées dans le tableau ( $P = 1,25$  torr ;  $T = 80^\circ\text{K}$ ). Appelons :

$w_2$  : largeur à mi-hauteur de la raie d'émission,

$w_1$  : largeur à mi-hauteur de la raie d'absorption,

$$\Delta w = w_2 - w_1 ,$$

$d$  : distance des axes .

Les écarts indiqués sont les moyennes des valeurs absolues des écarts.

$I_{\text{mA}}$	$w_2$ mK	$\frac{\Delta w}{w_2}$ en %	$d$ mK
2	$111 \pm 1$	$6,1 \pm 0,5$	$3 \pm 0,7$
5	$121 \pm 1$	$6,55 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,5$

La hauteur du plateau varie légèrement d'un bord à l'autre. Cette variation est faible sur un domaine de l'ordre de  $w_1$  mais pour plus de sûreté nous mesurons  $w_1$  à la moitié de la hauteur comptée à partir du maximum central du plateau.  $w_1$  est donc légèrement surestimée et inversement  $\frac{\Delta w}{w_2}$  est sous estimé.

L'entre-ordre du Fabry-Perot est de  $1\ 645$  mK . Sa valeur ne peut être changée sans perdre le bénéfice de la détermination du profil spectral émis par le tube source sur cette raie (Chapitre II). La finesse effective du F. P. n'a pas été mesurée. Une valeur pessimiste de 30 conduit à une fonction d'appareil de 55 mK de largeur qui atténue la différence des largeurs vraies d'émission et d'absorption et une éventuelle dissymétrie de ces raies. Il n'est pas possible de

"déconvoluer" de la fonction d'appareil car celle-ci est mal connue et le profil d'absorption n'est enregistré que dans sa partie centrale. Nous n'allons pas tenter de rétablir les profils  $P_e$  et  $P_a$  mais seulement montrer, avec le minimum d'hypothèses, que le sens du déplacement et de l'élargissement observé est conservé pour  $P_e$  et  $P_a$ .

Supposons la décharge homogène mais  $P_e$  et  $P_a$  différents.

Alors on a pour l'absorption :

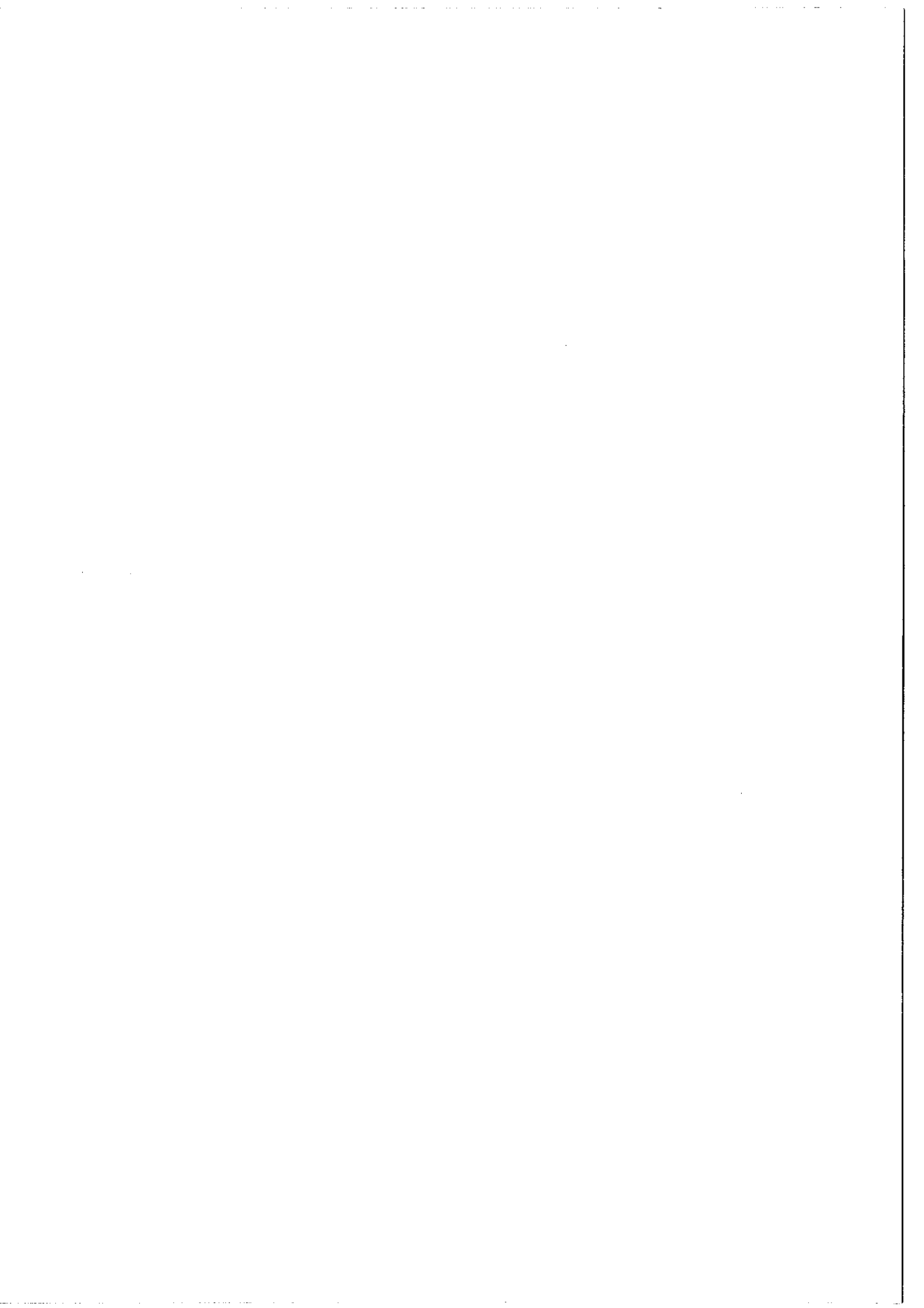
$$I_1(\sigma') = I_c (1 - \exp[-K P_a(\sigma')])$$

et pour l'émission (avec auto-absorption) :

$$I_2(\sigma') \propto \frac{P_e(\sigma')}{P_a(\sigma')} (1 - \exp[-K P_a(\sigma')]) .$$

Prenons pour  $P_e$  et  $P_a$  des profils de Voigt (normalisés). La largeur de la lorentzienne est déterminée par sa courbe expérimentale d'élargissement à la température de l'azote liquide [1], ce qui donne dans notre cas 26,4 mK. A cette température correspond une gaussienne de 65 mK de largeur. Du fait de l'important emprisonnement de la radiation de résonance, les atomes, sur le niveau inférieur  $2^1P$ , sont bien thermalisés [2]. Les atomes sur le niveau supérieur  $4^1D$  ont, au contraire, du fait de leur mécanisme d'excitation, une répartition des vitesses de translation qui correspond à une température supérieure à celle du bain de refroidissement. Pour traduire l'élargissement observé nous prendrons des gaussiennes de largeur différente pour  $P_e$  et  $P_a$ .

La mesure de l'absorption totale (Chapitre II) permet de déterminer la valeur du coefficient  $K=k\ell$  qui est environ 87,5 mK pour  $I=5\text{mA}$



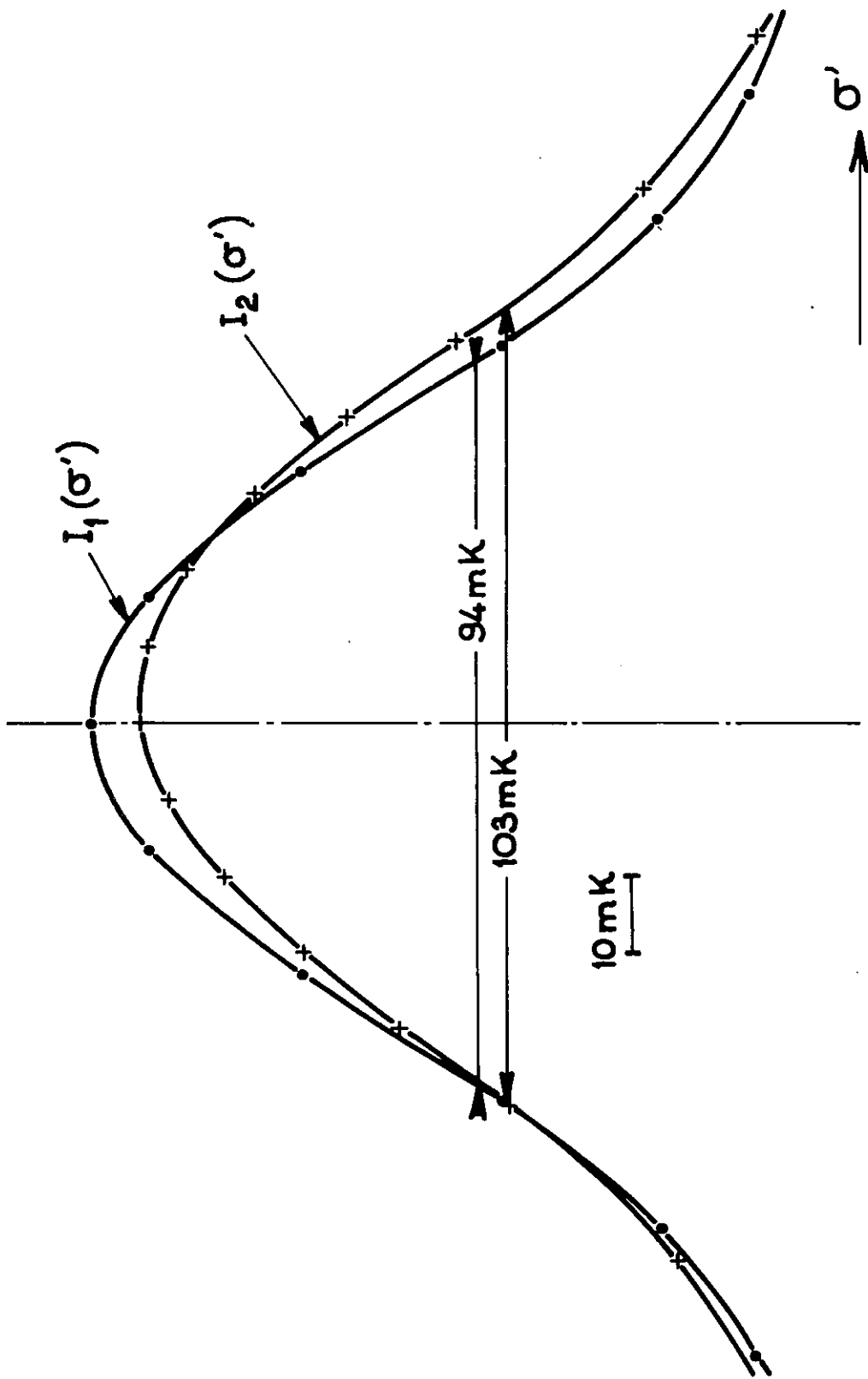


fig. 4



(on en déduit  $N_i = 0,9 \cdot 10^{10}$  atomes sur  $2^1P$  par  $\text{cm}^3$  ; la densité d'atomes étant  $1,5 \cdot 10^{17}$   $\text{at} \cdot \text{cm}^3$ ). Ceci détermine :

$$I_1(\sigma') \propto 1 - \exp[-K P_a(\sigma')] .$$

Pour reconstituer  $I_2(\sigma')$  nous prenons  $P_e \neq P_a$ , avec en plus un décalage en fréquence. Mais il n'est pas possible d'obtenir une solution unique car la résolution instrumentale est trop faible. Nous pouvons simplement montrer que certaines solutions sont possibles.

Ainsi, par exemple, en prenant :

- $P_a$  :  $\delta\sigma_L = 26,4$  mK ;  $\delta\sigma_G = 65$  mK  $\rightarrow \delta\sigma_{raie} = 81,25$  mK
- $P_e$  :  $\delta\sigma_L = 26,4$  mK ;  $\delta\sigma_G = 71,5$  mK  $\rightarrow \delta\sigma_{raie} = 87,2$  mK  
(soit un excès de 16°K)
- décalage des axes : 2 mK ,

on obtient (fig. 4) pour  $I_1$  et  $I_2$  des profils dont la différence relative des largeurs est de 8,7% et la distance des axes environ 2,5 mK (valeurs compatibles avec les résultats expérimentaux ; la fonction d'appareil réduisant la 1ère valeur).

Le phénomène que nous avons observé concerne les mécanismes d'excitation et les multiples effets qui interviennent dans les décharges.

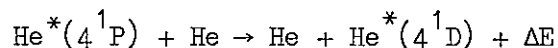
L'information sur  $P_e$  et  $P_a$  que nous pouvons dégager des résultats bruts est très qualitative. La différence inattendue de ces profils ne modifie pas les résultats obtenus au chapitre II car les mesures ne reposent pas sur une détermination très précise de  $P_a$  (voir paragraphe IX, B). Nous pensons que ce phénomène est également en rapport

avec les renversements dissymétriques observés au chapitre II sur les raies fortement auto-absorbées.

Des distributions de vitesses de translation différentes pour les atomes qui sont sur les 2 niveaux de la transition sont parfois évoquées dans la littérature. Ici, les 2 principaux mécanismes d'excitation du  $4^1D$  conduisent à cette hypothèse :

a) échauffement par chocs électroniques : dans le cas de l'hélium ce type d'échauffement est moins négligeable que dans les autres cas parce que l'atome est léger et a des potentiels d'excitation et d'ionisation élevés, responsables d'une température électronique élevée,

b) transfert d'excitation : on peut envisager que pour une part assez importante le peuplement de  $4^1D$  se fasse par le transfert [3]



avec comme intermédiaires possibles les niveaux  $4^1,3F$ . Ici

$\Delta E = 46,5 \text{ cm}^{-1}$  soit  $\sim 70^\circ\text{K}$  à partager entre les 2 atomes, soit  $35^\circ\text{K}$  d'augmentation de la température des  $4^1D$  par ce processus.

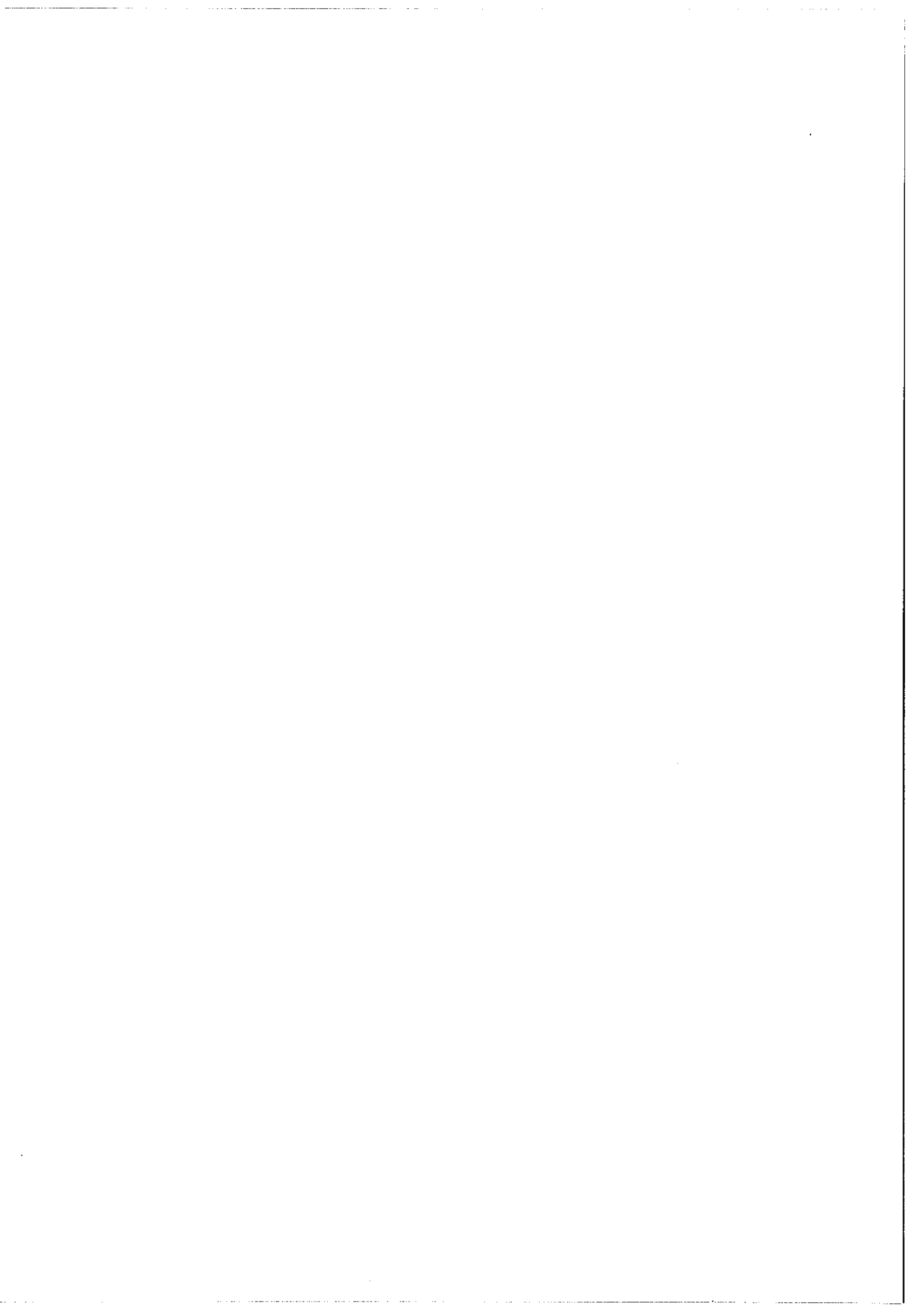
Enfin pour expliquer le déplacement il faut évoquer un hypothétique déplacement des 2 niveaux qui se produirait de manière différente dans les circonstances de l'émission et dans celles de l'absorption. Cette raie étant sensible à l'effet Stark, il y a peut-être un rapport avec cet effet (il s'agit d'un effet Stark quadratique avec déplacement vers le rouge.

En conclusion nous ne pouvons que souligner le caractère inattendu de ce résultat. Le but initial était de vérifier la validité d'une

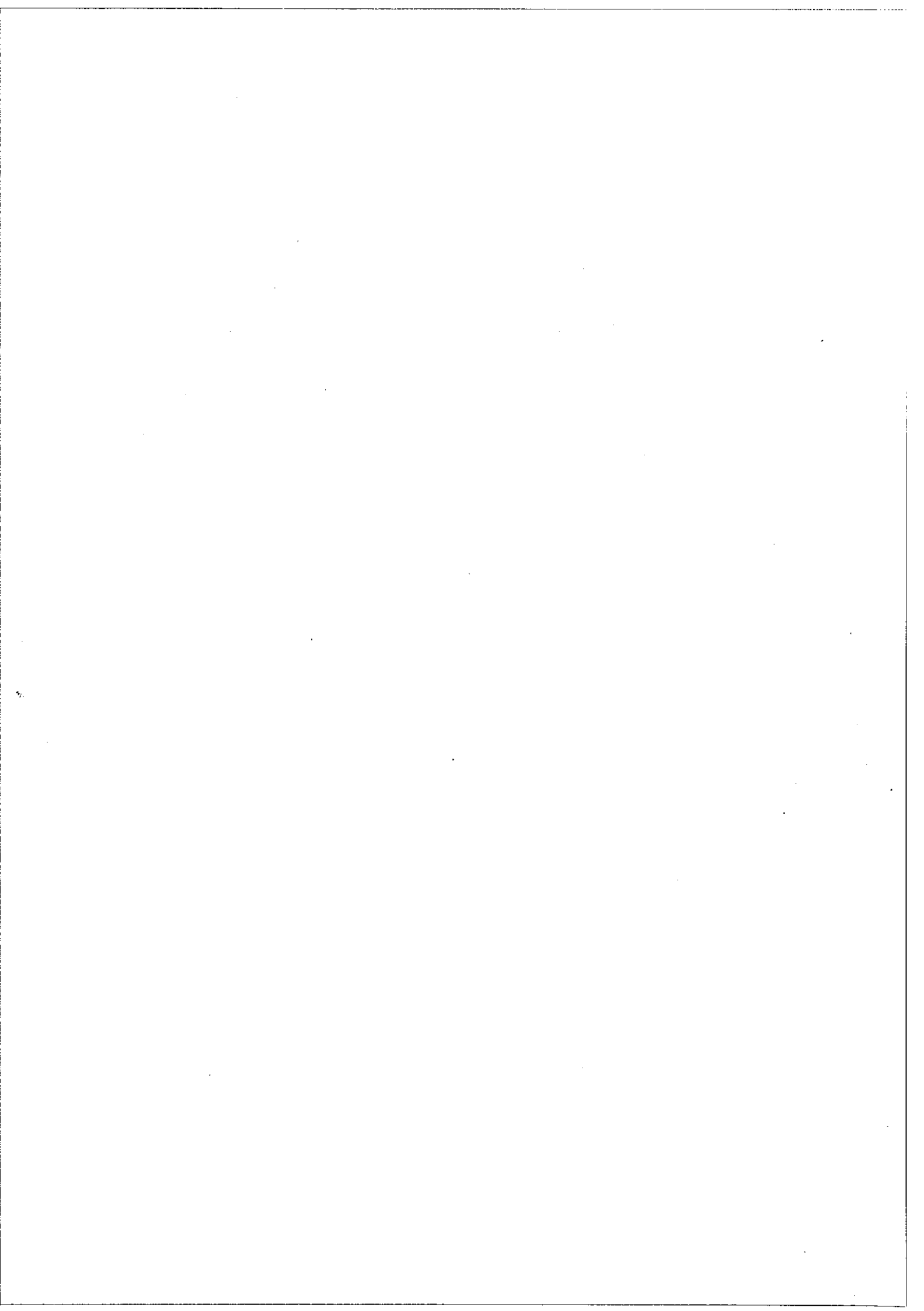
hypothèse de travail utilisée au chapitre II. L'expérience, trop sommaire, n'est que la mise en évidence de l'effet global des phénomènes complexes qui interviennent dans la décharge. Une étude plus élaborée, conduite sur plusieurs raies, ainsi que le développement des mesures des grandeurs collisionnelles, permettrait de mieux cerner les effets prépondérants.

#### Références du Chapitre III

- [1] J. M. Vaughan, Proc. Roy. Soc. A, 277, p.297 (1963).
- [2] T. Holstein, Phys. Rev., 72, 12 (1947) et 83, 6 (1951).
- [3] J. B. Hasted, Physics of Atomic Collisions,  
London Butterworths, 2ème Edition .



## APPENDICES



## APPENDICE I

### MONTAGE CORRECTEUR DE DÉFAUTS DE PLANEITE DE L'ÉTALON FABRY-PEROT.

La qualité des lames de Fabry-Perot peut être sommairement jugée par l'observation des anneaux à l'infini, en lumière monochromatique. Après avoir réglé au mieux le parallélisme des lames, on constate qu'il subsiste, lorsque l'on déplace latéralement l'oeil, de petites variations erratiques du diamètre des anneaux. Elles indiquent la présence de variations, très inférieures à la longueur d'onde, de la distance des lames. Ces défauts sont dus à des imperfections de polissage ou du revêtement multidiélectrique. De la condition :  $2 ne \cos i = k/\sigma$ , on déduit :

$$\frac{\delta e}{e} = - \frac{\delta(\cos i)}{\cos i} .$$

A l'enregistrement photoélectrique on constate que la finesse effective  $N_e$  est inférieure à la finesse réflectrice  $N_R$ . L'étalon peut être considéré comme la juxtaposition d'étalons élémentaires, d'épaisseurs différentes, qui ne transmettent pas simultanément la radiation monochromatique dans le petit domaine d'incidence défini par

le diaphragme isolateur. A une différence d'épaisseur  $\delta e$  correspond un décalage des bandes passantes de  $\delta\sigma = -\sigma \frac{\delta e}{e}$ . Il est possible de synchroniser les F. P. élémentaires en leur affectant des diaphragmes isolateurs annulaires différents. Ceci revient à compenser les variations d'épaisseur par des variations d'incidence.

- Réalisation :

Le montage employé est schématisé sur la fig. 1. M. L. est une mosaïque de lentilles minces carrées de 5 mm de côté. Les lentilles, plan-concaves, sont collées au baume sur une lame de verre. Les incidences sont limitées à l'entrée par le trou  $T_e$  de manière à éviter l'enchevêtrement des anneaux dans le plan focal de la mosaïque où est placée la plaquette porte-diaphragmes  $P_d$ .

Nous avons pratiqué un essai sur un étalon de qualité très moyenne existant au laboratoire. Les caractéristiques du montage sont les suivantes :

- entre-ordre du F. P. :  $1 \text{ cm}^{-1}$ ,

- distance focale des lentilles : 1 m (cette distance importante rend difficile l'alignement des foyers). Le rayon angulaire de  $T_e$  correspond à un écart spectral de 7/100 de l'entre-ordre.

La photo d'anneaux de la figure 2 a été faite en employant comme source une lampe à cathode creuse au  $^{20}\text{Pb}$  ( $\lambda = 4\,272 \text{ \AA}$ ) refroidie à l'azote liquide. La courbure des lames est importante et sur les bords de la photo les anneaux ne sont pas visibles car ils ne sont pas contenus dans l'image de  $T_e$ . Les diamètres des anneaux sont mesurés et à



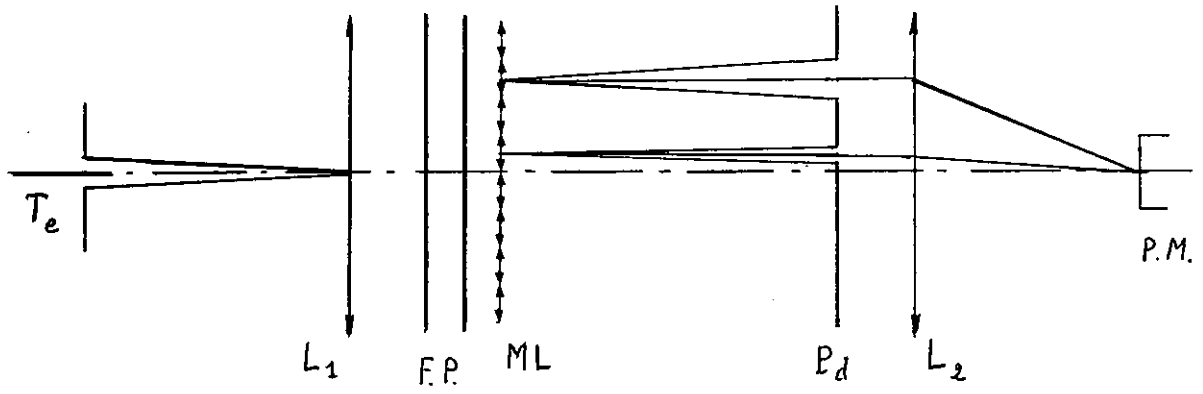


Figure 1

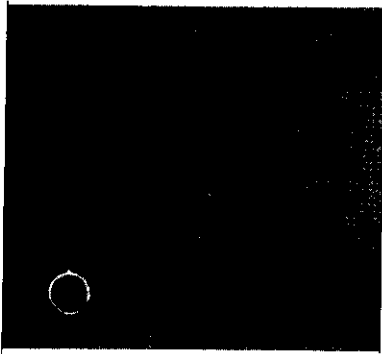


Figure 2

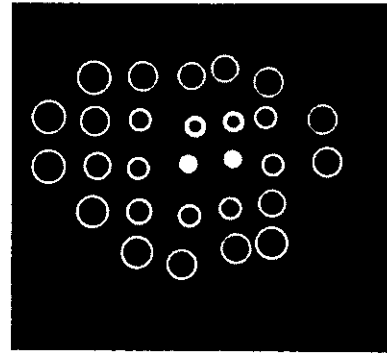


Figure 4

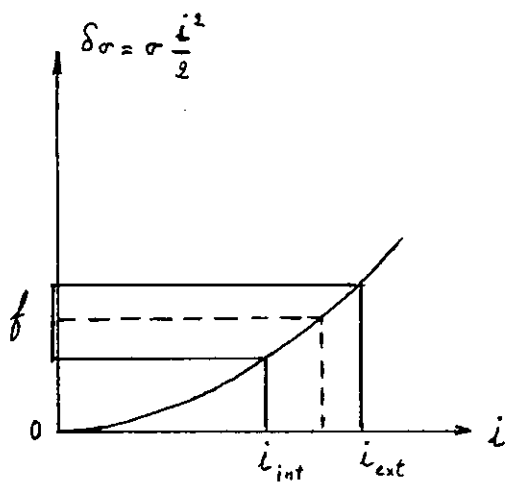


Figure 3

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is crucial for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part of the document outlines the various methods and tools used to collect and analyze data. It highlights the need for consistent and reliable data collection processes to support informed decision-making.

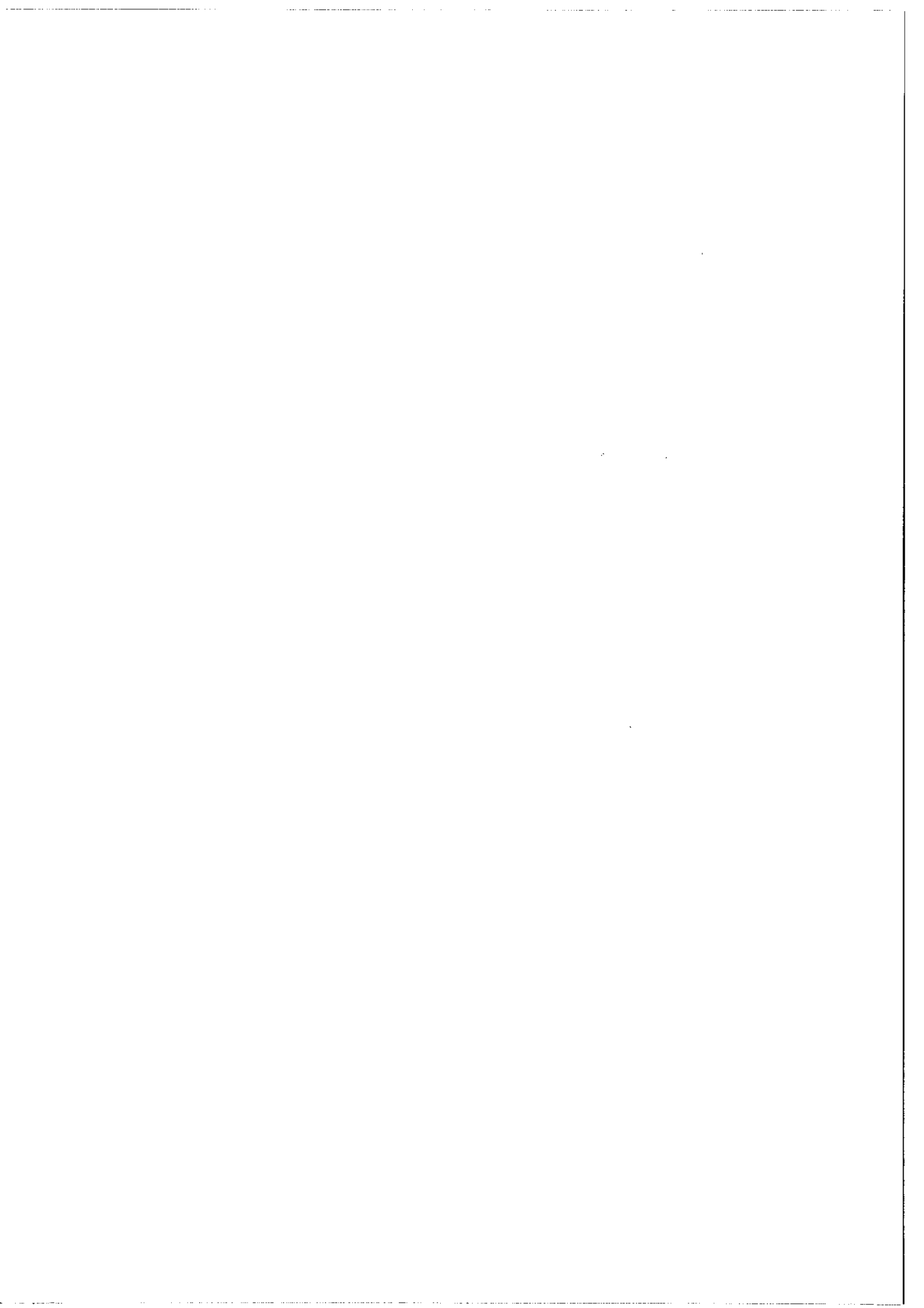
3. The third part of the document focuses on the role of technology in data management and analysis. It discusses how modern software solutions can streamline data collection, storage, and reporting, thereby improving efficiency and accuracy.

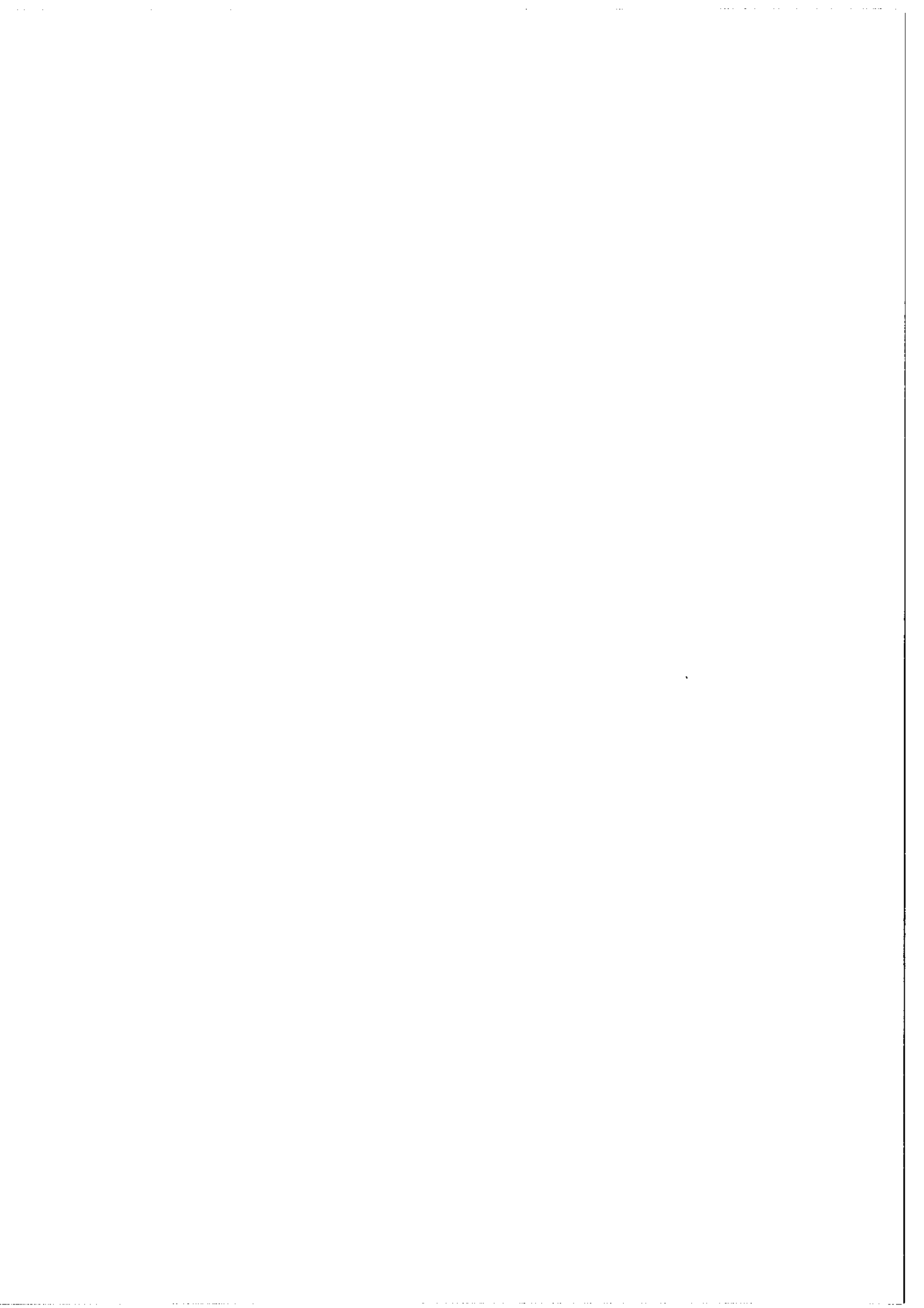
4. The fourth part of the document addresses the challenges associated with data management, such as data quality, security, and privacy. It provides strategies to mitigate these risks and ensure that data is used responsibly and ethically.

5. The fifth part of the document concludes by summarizing the key findings and recommendations. It stresses the importance of ongoing monitoring and evaluation to ensure that data management practices remain effective and aligned with the organization's goals.

l'aide d'une courbe (fig.3) on détermine les rayons intérieurs et extérieurs des diaphragmes annulaires correspondants, en fonction de la largeur spectrale  $f$  choisie. La plaquette de diaphragmes est faite par réduction photographique d'un dessin de plus grand format. La figure 4 montre une telle plaquette (la largeur spectrale des diaphragmes est  $f = 10 \text{ mK}$ ). Les couronnes des bords sont de faible largeur. Cette largeur ne peut devenir trop petite car, d'une part il faut qu'elle soit supérieure au diamètre de la tache de diffraction et, d'autre part, il ne faut pas que la mise en place de la plaquette devienne trop délicate.

Les techniques de polissage et de dépôt des diélectriques ont fait des progrès et la mise en oeuvre de ce dispositif n'est utile que si l'on veut employer un F. P. de très grande taille ou travailler dans l'ultra-violet où un gain de finesse de quelques unités serait appréciable.





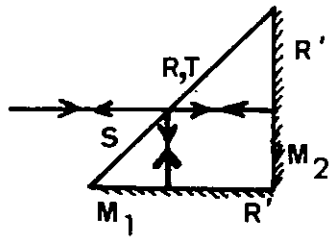


fig. 1

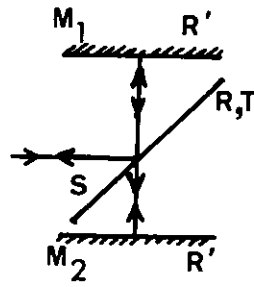


fig. 2

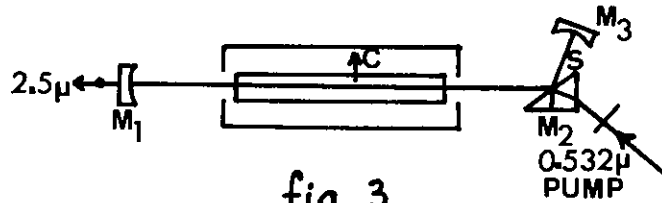


fig. 3

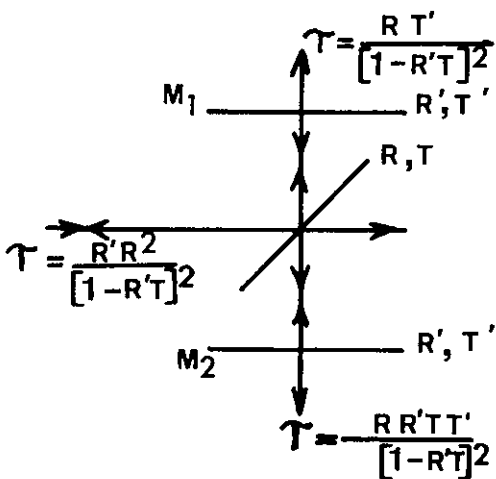


fig. 4

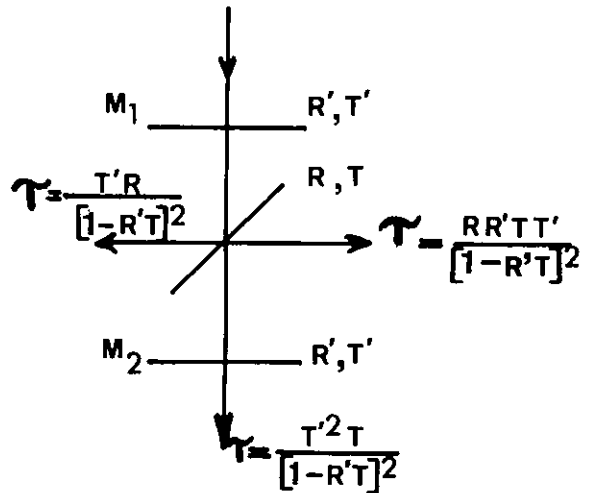


fig. 5

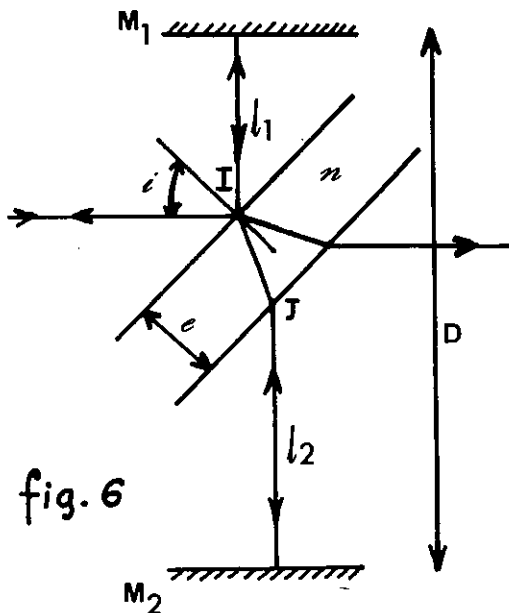


fig. 6

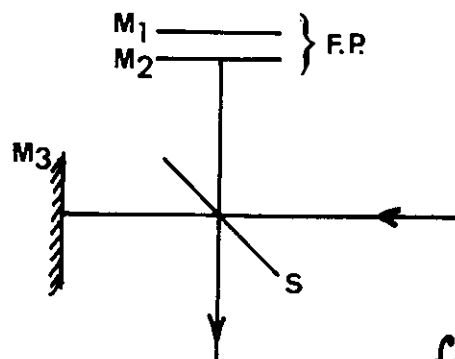


fig. 7

## APPENDICE II

### ETUDE D'UN INTERFEROMETRE A ONDES MULTIPLES.

Nous avons précédemment décrit [1] un dispositif interférentiel destiné à recevoir des applications en spectroscopie laser. Nous allons rappeler ses propriétés dans ce domaine et préciser certains points particuliers susceptibles d'autres applications.

#### I. Sélecteur d'oscillation laser.

Dans certains cas il est nécessaire de remplacer l'un des miroirs d'une cavité laser par un dispositif interférentiel sélectif en fréquence. Ce système est équivalent à un miroir de pouvoir réflecteur  $R_e(\sigma)$ , fonction périodique du nombre d'onde  $\sigma$ . Pratiquement l'interféromètre employé est soit à 2 ondes, du type Michelson, soit à ondes multiples.

P. W. Smith [2] a utilisé un Fabry-Perot "replié" constitué de 3 miroirs disposés comme l'indique schématiquement la fig. 1 (en réalité les miroirs sont souvent sphériques, ce qui ne change pas le

problème que nous abordons dans ce paragraphe). Nous avons proposé le dispositif représenté sur la fig. 2.  $M_1$  et  $M_2$  sont des miroirs à pouvoir réflecteur  $R'$  voisin de 1.  $S$  est une séparatrice dont la transmission est  $T$ . L'intensité de la lumière réfléchie est donnée par la fonction d'Airy

$$R_e(\sigma) = \tau \left[ 1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\Delta\sigma} \right]^{-1} .$$

Dans les 2 cas  $R$  et  $\tau$  varient en sens inverse. A  $R'$  donné, pour augmenter la finesse  $N$  (donc  $R$ ) il faut dans le premier montage augmenter le pouvoir réflecteur  $R$  de la séparatrice  $S$  car on a  $R = RR'$ , alors que dans le second il faut le diminuer car  $R = TR'$ . De ce point de vue le deuxième système devient intéressant pour  $R > 0,5$  (soit  $N > 4,5$ ) car il nécessite alors l'emploi d'une séparatrice peu réfléchissante donc à faible perte ( $R + T \approx 1$ ) [1].

Sur le schéma de la figure 2 la séparatrice est représentée sans épaisseur. On peut se ramener à ce cas en prenant pour  $S$  et  $M_1$  les faces d'un prisme (fig. 3 extraite de [3]). Sinon il faut éviter que la deuxième face de  $S$  occasionne des pertes par réflexion. Diverses solutions ont été proposées [1] et employées [4] compte tenu du fait qu'à l'intérieur de la cavité laser des pièces optiques (fenêtres, prismes, ...) imposent l'oscillation sur une seule polarisation.

Si l'on suppose que les miroirs  $M_1$  et  $M_2$  ont une transmission  $T'$ , on peut calculer l'intensité des faisceaux sortants. Pour certains d'entre eux la distribution spectrale est donnée par la fonction d'Airy avec  $R = TR'$ . Sur les figures 4 et 5 sont indiquées les



valeurs du facteur  $\tau$  correspondant et ceci pour un faisceau incident entrant de 2 manières différentes dans l'appareil . On tire profit de cette situation pour les réglages et les asservissements éventuels de l'appareil.

## II. Observations d'interférométrie classique.

En réflexion l'interféromètre se comporte comme l'étalon Fabry-Perot en transmission. Pour une incidence quelconque, le rayon revient symétriquement par rapport à celui qui est représenté sur la figure 2. Nous allons plus particulièrement étudier le cas où la séparatrice est une lame nue, sans absorption, qui travaille sous incidence brewstérienne. La polarisation parallèle au plan d'incidence est entièrement transmise tandis que la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence subit des réflexions multiples. La transmission  $T$  de la lame varie avec son épaisseur et l'incidence entre la valeur  $T=1$  et la valeur  $T_m = \left(\frac{\rho-1}{\rho+1}\right)^2$ ,  $\rho$  étant le pouvoir réflecteur d'une face donné par  $\rho = \left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2$ ;  $n$  indice de réfraction.

Nous avons réalisé quelques expériences en employant comme séparatrice une pellicule de collodion, fabriquée suivant le procédé décrit dans [5], qui se présente sous la forme d'une lame très mince, d'épaisseur constante, bien tendue sur un support annulaire. Remarquons qu'une légère torsion est permise car on n'impose que les tolérances de l'imagerie. Les épaisseurs sont généralement de l'ordre de quelques centaines

d'Å. Mais on peut fabriquer des pellicules pour lesquelles apparaissent des teintes de Newton. Nous avons aussi employé une lame mince à faces parallèles (qualité interférométrique) en silice de 0,1 mm d'épaisseur et de 9 mm de diamètre. Pour cette épaisseur la transmission de la lame varie avec l'incidence entre la valeur 1 et la valeur  $T_m = 0,54$ . En éclairant avec une source étendue de lumière monochromatique on observe à l'infini les anneaux de Fabry-Perot coupés de franges rectilignes noires qui correspondent aux franges de la lame.

Épaisseur optique de l'interféromètre :

Appelons (fig. 6) :

$D$  : distance géométrique des miroirs  $M_1$ ,  $M_2$ ,

$e$ ,  $n$  : l'épaisseur et l'indice de la séparatrice,

$i$  : l'angle d'incidence sur la séparatrice.

La distance optique des miroirs est :

$$\delta = l_1 + l_2 + n \text{ IJ}$$

Soit :  $\delta = D + e(n \cos r - \cos i)$ .

Si l'on appelle :

$\psi_{r1}$  et  $\psi_{r2}$  les déphasages à la réflexion sur  $M_1$  et  $M_2$

$$\psi_\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$$

$\psi'_t$  : la phase de la vibration résultante transmise par la lame par rapport à celle du rayon transmis directement

(En posant :  $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2ne \cos r$ , on a  $\text{tg } \psi'_t = \frac{\rho \sin \varphi}{1 - \rho \cos \varphi}$ ).

La différence de phase entre 2 rayons successifs interférants est :

$$\Phi = \psi_{r1} + \psi_{r2} + 2 \psi_{\delta} + 2 \psi'_t$$

(En transmission intervient un déphasage de  $\pi$  entre le premier rayon transmis et les autres).

Influence d'une variation  $\Delta e$  :

Si l'épaisseur de la lame séparatrice n'est pas constante, ses variations se répercutent sur  $\Phi$ . Supposons que  $e$  soit telle que

$\varphi = \pi$  (à  $2k\pi$  près), ce qui correspond au cas pratique  $T = T_m$ .

Alors une variation  $\Delta e$  entraîne les variations :

$$d\delta = \Delta e (n \cos r - \cos i) \quad \text{et} \quad d\psi_{\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d\delta$$

$$d\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2 n \cos r \Delta e \quad \text{et} \quad d\psi'_t = - \frac{\rho}{1-\rho} d\varphi$$

$\psi_{\delta}$  et  $\psi'_t$  varient en sens inverse et il peut y avoir une compensation partielle.

- Exemple :  $n = 1,5$  d'où  $\rho \approx 0,15$

$$i = i_B = 56^{\circ}30' \quad (\text{tg } i = n)$$

$$d\psi_{\delta} = 0,69 \Delta e \frac{2\pi}{\lambda} ; \quad d\psi'_t = -0,324 \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\Delta\Phi = 2d(\psi_{\delta} + \psi'_t) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 0,732 \cdot \Delta e$$

$$\text{Pour } \frac{\Delta e}{\lambda} = 0,1 \quad , \quad \frac{\Delta\Phi}{2\pi} = 0,073 \quad .$$

Les anneaux défilent de  $1/14$  d'ordre.

### III. Etude en transmission :

En transmission, lorsque la lumière est polarisée suivant une direction perpendiculaire au plan d'incidence, on observe à l'infini une figure d'interférence d'aspect complémentaire à celle observée en réflexion.

Si l'interféromètre est placé entre polariseur et analyseur, lorsque la vibration incidente a une orientation quelconque, on peut observer l'interférence entre la vibration transmise parallèlement au plan d'incidence et celle qui a subi des passages multiples dans l'interféromètre. Si l'on ajoute un compensateur entre l'interféromètre et l'analyseur, on peut à volonté déphaser l'onde d'amplitude fixe par rapport à l'autre. On peut ainsi faire des expériences qui consistent à modifier une figure d'interférence par l'addition d'un fond cohérent. Celles-ci ont déjà été faites à l'aide du montage de la figure 7 [6] qui permet de modifier à volonté le profil des anneaux et en particulier obtenir en transmission les anneaux que l'on obtient en réflexion.

### IV. Applications :

Cet interféromètre peut trouver quelques applications en dehors de la spectroscopie laser. Il trouve le même emploi que le dispositif de Smith décrit dans [7] comme "An Interferometric Rejection Filter for Raman Spectroscopy". Il peut également être employé à la mesure du pouvoir réflecteur de paires de miroirs opaques ou quasi-opaques.

Références

- [1] R. Damaschini, C.R.A.S. B 268, p.1169.(1969).
- [2] P. W. Smith, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, E-1, p.343 (1965).
- [3] J. Pinard et J. F. Young, Optics Communications 4, p.425 (1972).
- [4] S. Liberman, Thèse, Orsay (1971).
- [5] J. M. Munier et A. Hadni, Rev. de Phys. Appl. 5, p.845 (1970).
- [6] N. Aebischer, Nouv. Rev. d'Optique appliquée, 1, p.233 (1970).
- [7] W. Proffitt ..... Appl. Opt. 10, p.531 (1971).



### APPENDICE III

#### BREF RAPPEL DES MESURES BASEES SUR L'ABSORPTION TOTALE.

Au chapitre II nous avons établi l'expression :

$$s = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \int P_S(\nu) \exp[-k\ell P(\nu)] d\nu = \int P_S(\nu) (1 - \exp[-k\ell P(\nu)]) d\nu$$

avec  $\int P_S(\nu) = 1$  et  $\int P(\nu) d\nu = 1$ .

Dans notre cas  $P_S$  et  $P = L * G$  sont connus grâce à des expériences préalables et la mesure porte sur  $k$  (ou  $k\ell$ ). Lorsque l'on n'a pas ces informations il faut que les expériences d'absorption déterminent à la fois  $\Delta\nu_L$ ,  $\Delta\nu_D$  (ou  $\Delta\nu_L/\Delta\nu_D$  et  $\Delta\nu_D$ ) et  $k$ . Ceci conduit à 2 genres de méthodes :

- On se place dans le cas où  $P \equiv G$  (hypothèse simplificatrice),  $\Delta\nu_D$  (effet Doppler) est déterminé par la température de l'élément absorbant.

- On fait des mesures de  $s$  avec plusieurs épaisseurs de cellule d'absorption. C'est la méthode dite : "curve of growth".

La plupart de ces méthodes sont décrites dans l'ouvrage de Mitchell et Zemansky. Dans ce livre les notations sont les suivantes : on pose

$k(\nu)l = k_0 l P'(\nu)$  avec  $P'(\nu_0) = 1$  pour une raie purement Doppler.

$k_0 l$ , absorption au centre, est sans dimension. Alors :

$$k = k_0 \int P'(\nu) d\nu \quad \text{et} \quad k_0 = \frac{2}{\Delta\nu_D} \frac{\text{Log}2}{\pi} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{g_j}{g_i} N_i A_{ji} \quad (1)$$

Pour un profil de Voigt on écrit :

$$k(\nu) = k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\omega - y)^2} dy$$

$$\text{avec} \quad \omega = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \sqrt{\text{Log}2} \quad \text{et} \quad a = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \sqrt{\text{Log}2} .$$

$k_0$  est encore relié à  $N_i A_{ji}$  par la formule (1). C'est le coefficient d'absorption au centre de la raie Doppler de largeur  $\Delta\nu_D$  qui aurait même absorption totale que la raie considérée.

D'autre part dans ces techniques on s'affranchit de l'usage des spectromètres à haute résolution. Nous allons en donner un bref aperçu.

a) La source délivre un spectre continu : en balayant une raie d'absorption avec une tranche spectrale découpée par le spectromètre dans le spectre continu, on peut accéder à une grandeur appelée "largeur équivalente"  $w$  définie par :  $w = \int_{\text{raie}} \frac{I_c - I_t}{I_c} d\nu$  qui est indépendante de la résolution du spectromètre. C'est la largeur du rectangle de hauteur  $I_c$  ayant même aire que la raie d'absorption (fig. 1).

La mesure de  $w$  ne diffère pas de la mesure de l'absorption totale dans une bande spectrale rectangulaire (de largeur  $\Delta\nu$ ). En effet nous avons, lorsque l'absorption est faible,  $kl = s \cdot \Delta\nu = w$ . Lorsque l'absorption n'est pas faible au centre :  $s = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} (1 - \exp[-kl P(\nu)]) d\nu$ .



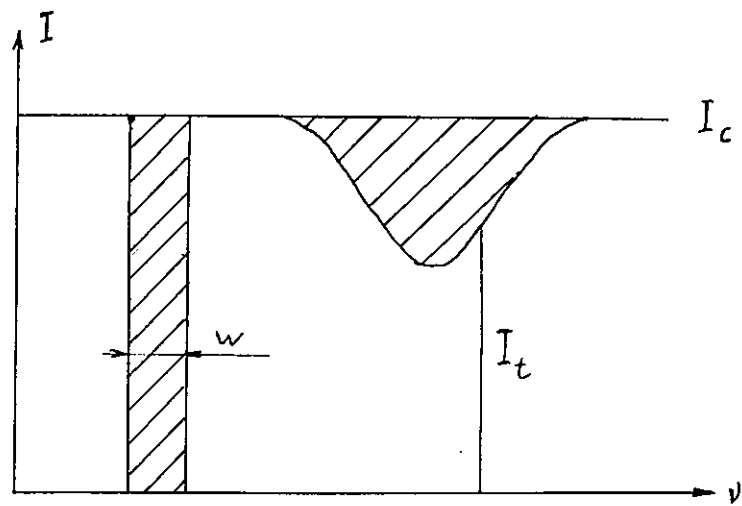
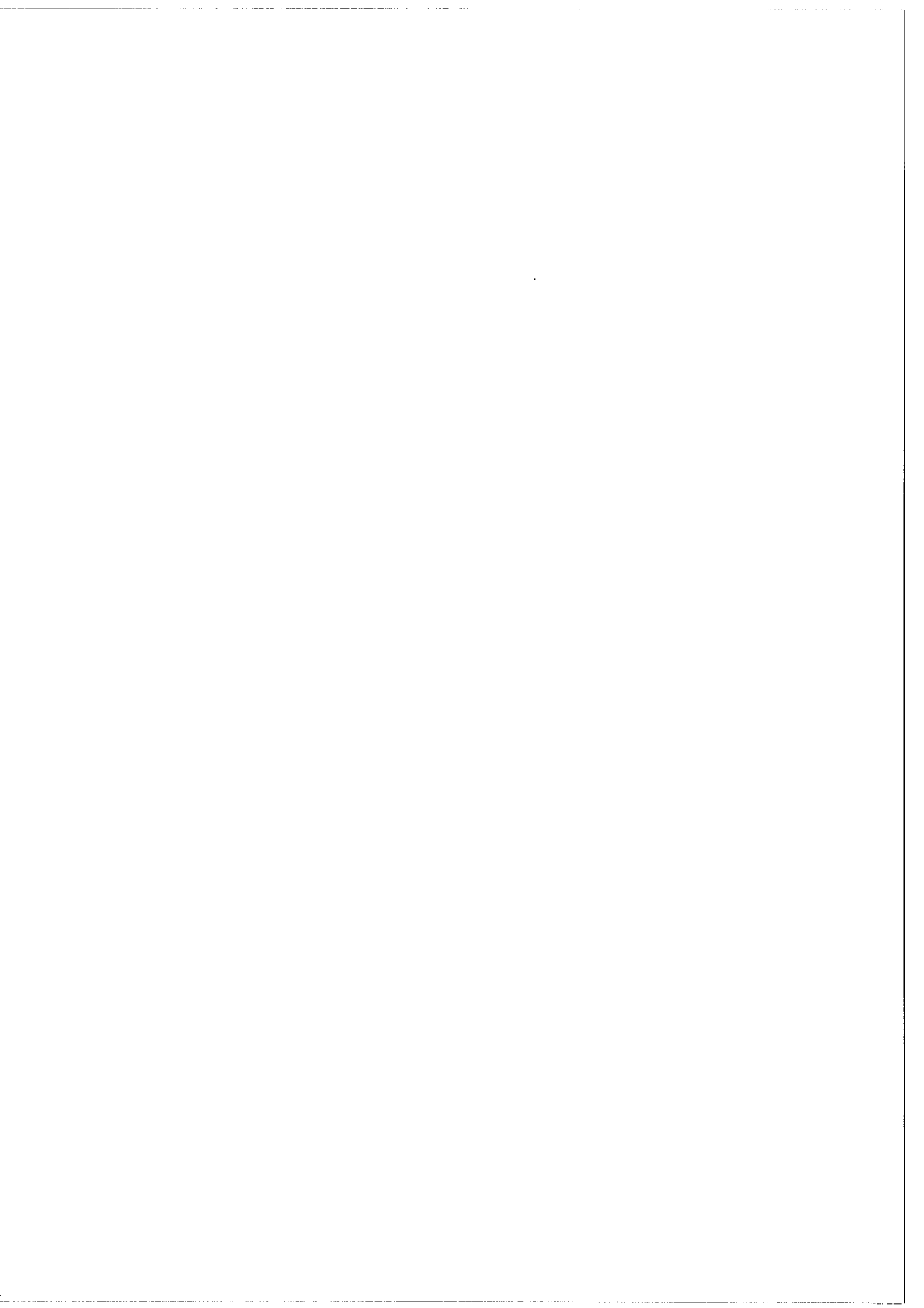


Fig. 1.



On en déduit pour  $\Delta v$  suffisamment grand :

$$s \cdot \Delta v = w = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \exp[-k\ell \cdot P(v)]) dv .$$

$w$  est donc une fonction de  $k\ell$ ,  $\Delta v_G$  et  $a = \Delta v_I / \Delta v_G$ . Elle est représentée sous forme d'une famille de courbes donnant  $w / \Delta v_D$  en fonction de  $k\ell$  (ou  $N_i f_{ij}$ ) pour diverses valeurs du paramètre  $a$  [1]. En bref, la technique "curve of growth" consiste à tracer en coordonnées logarithmiques  $w / \Delta v_D$  en fonction de  $N_i$  (en supposant que  $N_i$  puisse être obtenu par ailleurs). La translation qu'il faut effectuer pour faire coïncider la courbe expérimentale avec l'une des courbes calculées détermine  $f_{ij}$  (et l'on a du même coup la paramètre  $a$ ).

b) La source est un tube excité contenant le même élément que le tube absorbeur. Si nous supposons que  $P_S$  et  $P$  sont gaussiens, on peut exprimer  $s$  en fonction de  $\frac{k\ell}{\Delta v_D}$  et du paramètre  $\alpha$  qui est le rapport des largeurs de  $P_S$  et  $P$ . En prenant 2 longueurs du tube absorbeur on détermine  $\alpha$  et  $k / \Delta v_D$ . C'est sur ce principe qu'est basée la méthode de Dixon et Grant [2]. Mais  $P_S$  n'est gaussien que si dans la source il n'y a pas d'auto-absorption. Nous allons voir une autre méthode qui s'affranchit de cette condition.

Supposons que la source et la cellule d'absorption soient 2 tubes identiques, alors  $P_S(v) = (1 - \exp[-k\ell P(v)]) / \int (1 - \exp[-k\ell P(v)]) dv$  et :

$$s = \frac{\int (1 - \exp[-k\ell P(v)])^2 dv}{\int (1 - \exp[-k\ell P(v)]) dv} .$$

Lorsque  $P(v)$  est gaussien on peut exprimer  $s$  en fonction de  $kl/\Delta v_D$ . Cette fonction a été tabulée par Ladenburg et Reiche [3]. Pour des mesures relatives il n'est pas nécessaire de connaître la température des tubes. Cette méthode a été utilisée par R. Arrathoon [4] pour mesurer les probabilités de transition relatives de 6 raies  $n^1P \rightarrow 2^1S$  de He I.

#### Références

- [1] Van der Held, Z. Phys., 70, (1931) 508.
- [2] Dixon et Grant, Phys. Rev., 107, 1, (1957) 118.
- [3] Ladenburg et Reiche, Ann. Physik, 42 (1913) 181.
- [4] R. Arrathoon, J.O.S.A., 61, 3, Mars 1971.



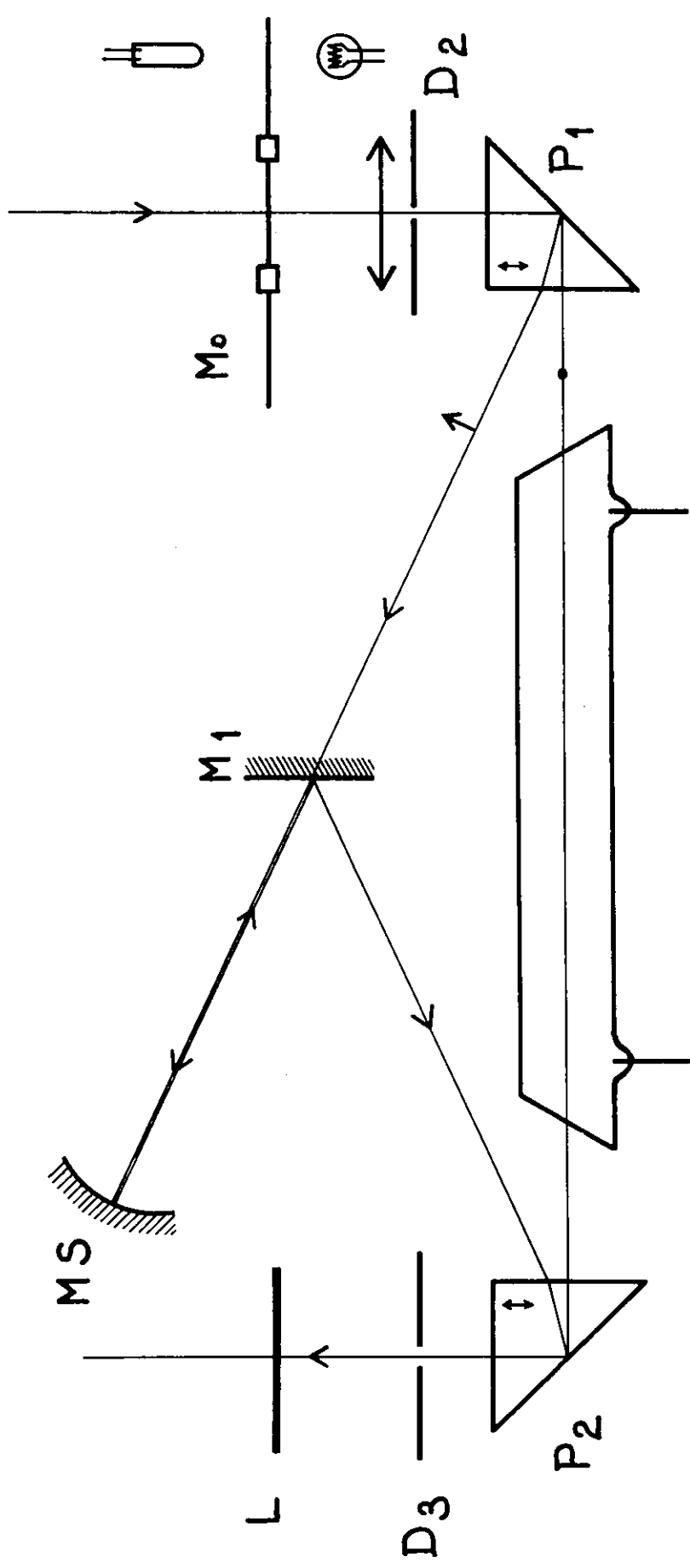


fig. 1

## APPENDICE IV

### DISPOSITIF A DETECTION DE $I - I_0$ .

Il s'agit d'un dispositif à 2 faisceaux schématisé sur la fig. 1. Le modulateur  $M_0$  porte un polariseur (polaroid) dans son axe creux. Les 2 ailettes extérieures hachent un faisceau recueilli sur une photodiode qui fournit un signal de référence pour la détection synchrone. Le prisme biréfringent  $P_1$  délivre 2 faisceaux transportant des polarisations orthogonales. Le faisceau ordinaire traverse le tube absorbeur. Le faisceau extraordinaire est renvoyé sur le prisme biréfringent  $P_2$  par un système optique constitué d'un miroir sphérique M.S. et d'un miroir plan  $M_1$  . Ce système rend le dispositif achromatique. En effet l'angle de séparation des faisceaux ( $\theta \approx 9^\circ$ ) varie légèrement avec la longueur d'onde. Le miroir M.S., qui a son centre de courbure sur le diaphragme  $D_2$  , y renvoie le faisceau quel que soit  $\theta$  (en réalité le décalage des rayons représenté sur la figure est un décalage dans le plan vertical). Le faisceau incident sur M.S. passe au-dessus de  $M_1$  , le faisceau réfléchi sur M.S. se réfléchit également sur  $M_1$  qui est légèrement incliné sur la verticale pour rattraper le décalage des images.

Lorsque le tube absorbeur est éteint, on égalise les flux lumineux transportés par les 2 bras (ceci se fait commodément à l'aide d'une lame  $\frac{1}{2}$  onde  $L$  que l'on oriente par rapport à un élément polarisant qui est dans notre cas le réseau du monochromateur). Lorsque le tube absorbeur est allumé, on détecte l'absorption  $I_0 - I$  puis  $I_0$  en occultant le faisceau ordinaire.

Avec un tel dispositif on peut travailler avec une décharge continue que l'on n'éteint pas au cours du cycle des opérations d'une mesure de  $s$ , ce qui n'est pas le cas avec le procédé que nous avons employé. C'est une nécessité pour les tubes d'absorption qui ne prennent pas rapidement leur état de régime.

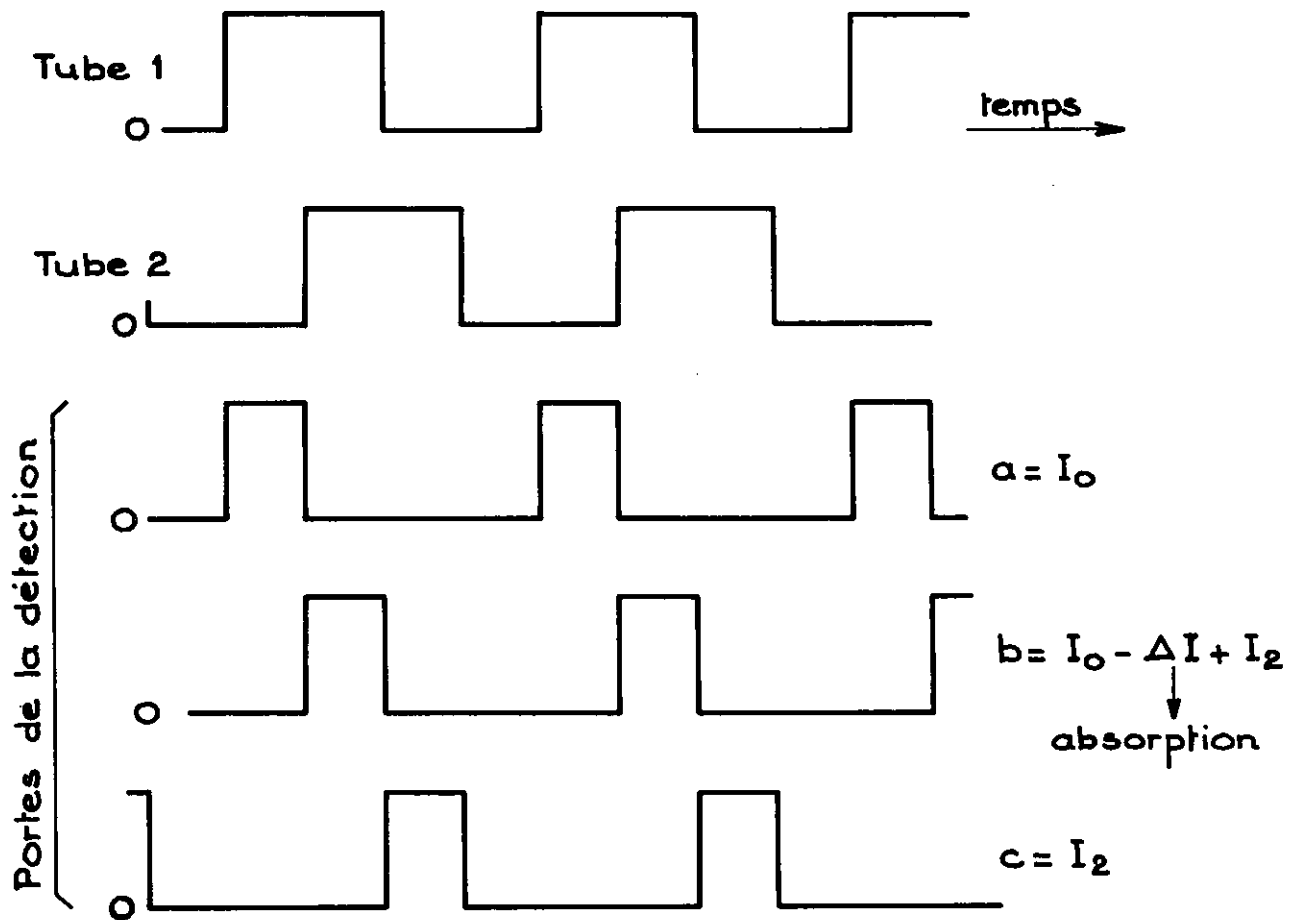
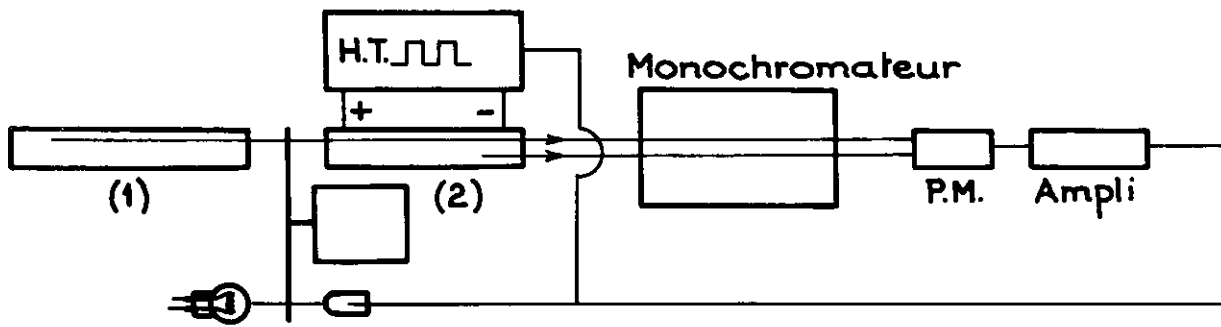
Dans d'autres cas (les gaz rares par exemple) il est possible de moduler en crénaux la décharge du tube absorbeur. Alors  $s$  peut s'obtenir à tout instant par voie électronique. Un tel système a été employé sur l'He en modulant à des fréquences différentes, qui sont dans le rapport de 2 nombres premiers, le tube source et le tube absorbeur et en détectant à une fréquence égale à la différence des fréquences employées [1]. Nous avons en projet le dispositif schématisé sur la fig. 2. Le tube source et le tube absorbeur sont modulés à la même fréquence avec un décalage de  $\frac{1}{4}$  de période. Le signal reçu par le photomultiplicateur est traité par 3 détections à portes qui donnent accès à  $I_0 - I$  et  $I_0$ .

#### Référence

[1] R. Arrathoon, J.O.S.A., 61 (1971) 3.

Helium  $2^1S - n^1P$  Metastable Transition Probabilities.

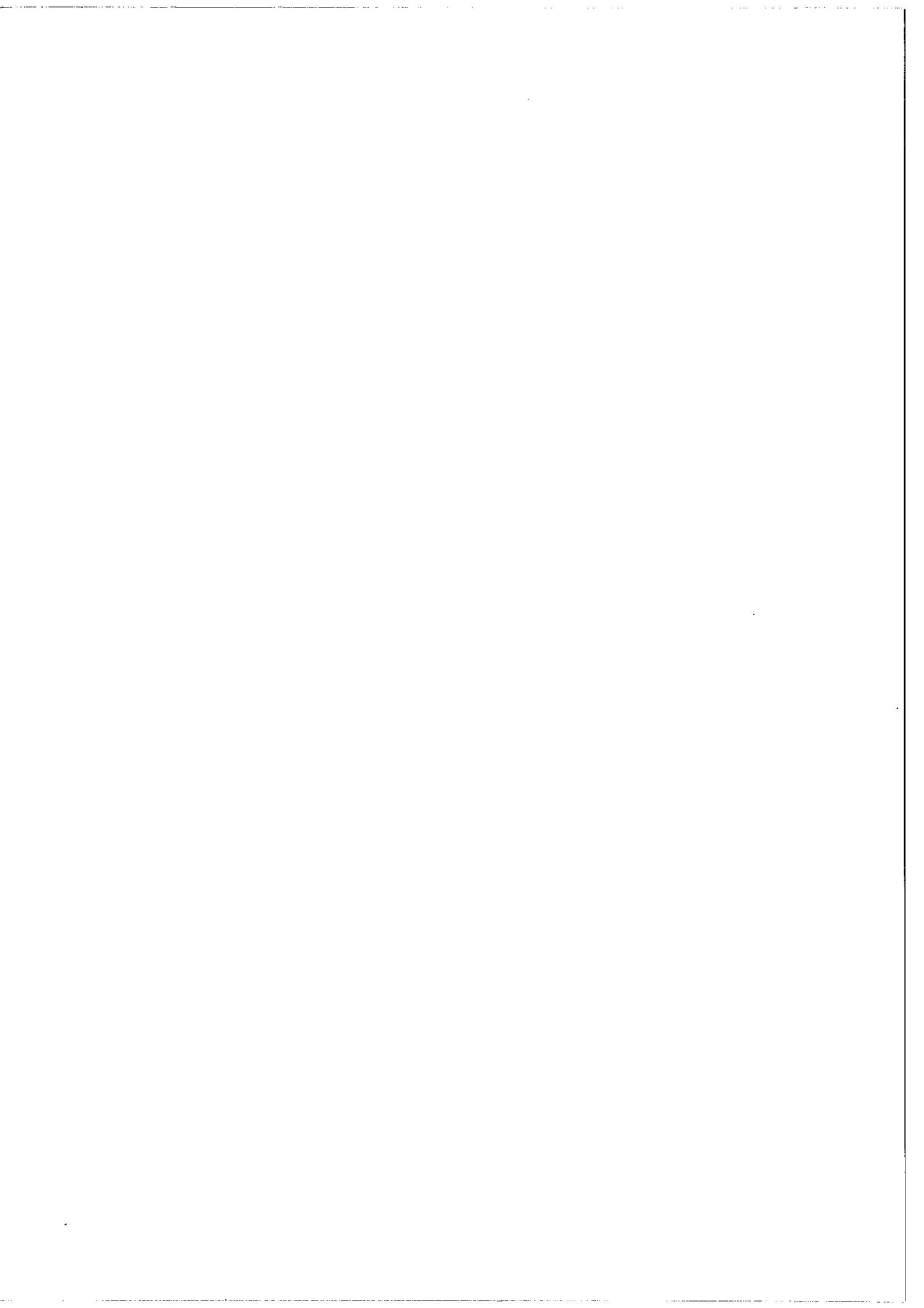




$$\Delta I = b - (a + c); \quad I_0 = a \quad \text{D'ou } \delta = \Delta I / I_0$$

Test d'étalonnage: (1) non modulé; (2) éteint:  $a = b = c$

fig. 2



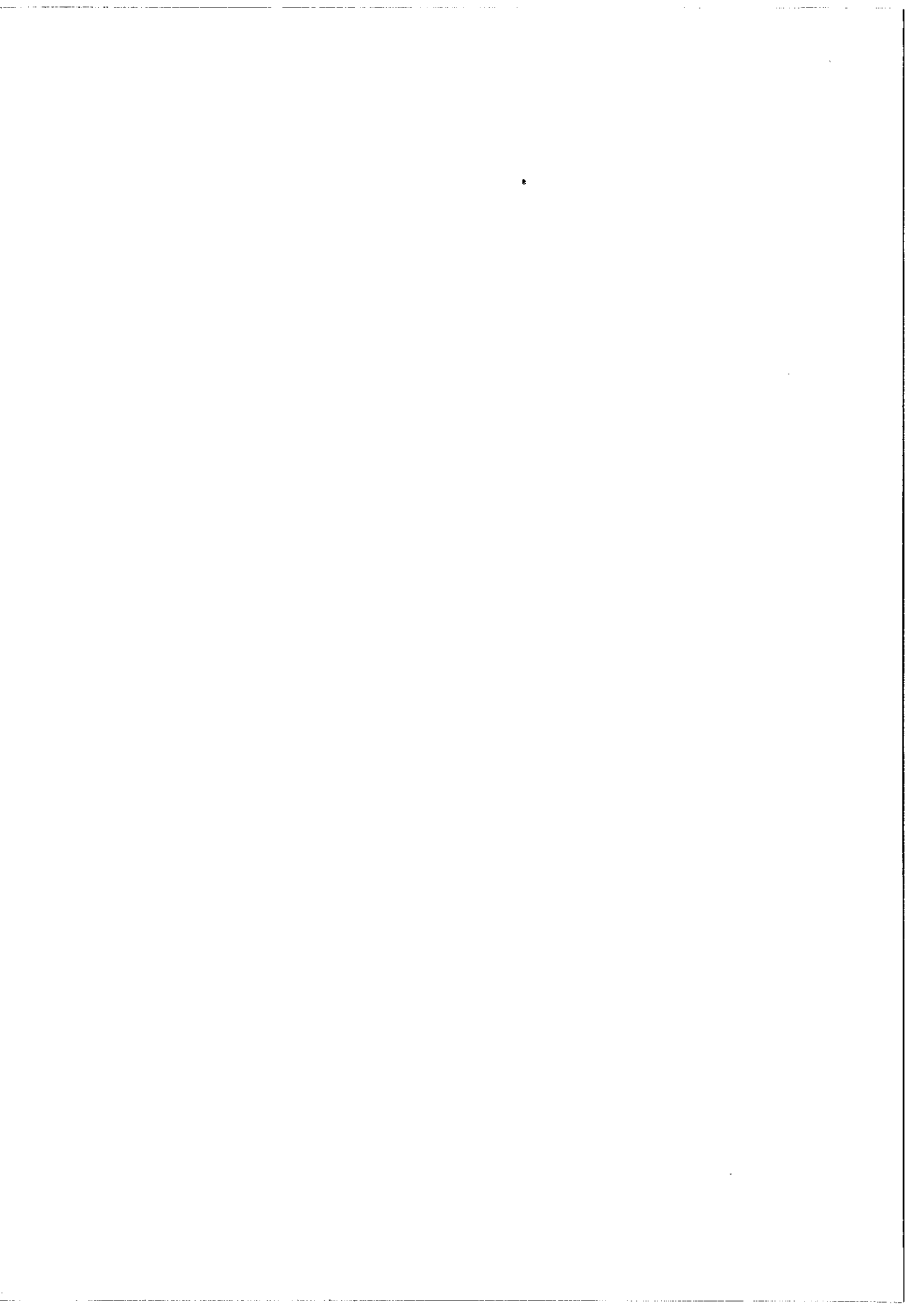
Je tiens à remercier MM. les Professeurs JACQUINOT et CHABBAL qui m'ont donné la possibilité d'effectuer mes travaux de recherche au Laboratoire Aimé Cotton.

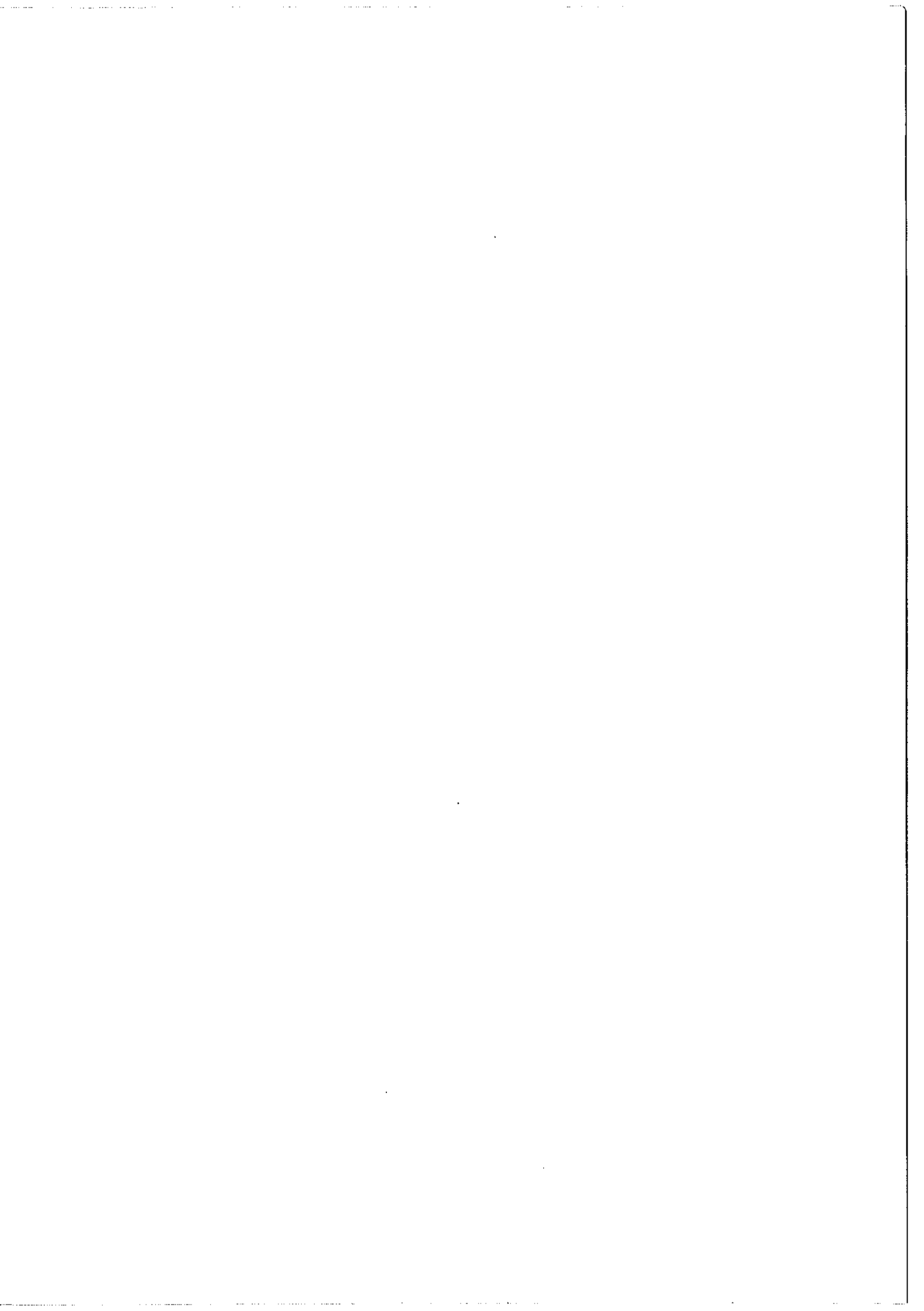
M. le Professeur BROCHARD m'a dirigé dans ces recherches. Les conseils qu'il m'a prodigués ont profondément marqué ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Ma reconnaissance va aussi à tous mes camarades du Laboratoire Aimé Cotton qui m'ont apporté une aide scientifique et morale.

J'ai trouvé une assistance très efficace après de MM. OPPENHEIMER pour la verrerie, CALVIGNAC et FREVILLE pour les réalisations mécaniques, FATTAZ pour la programmation et LEROUX pour l'électronique. Mais, sans aucun doute, l'ensemble des personnels du laboratoire a contribué, plus ou moins directement, à ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Mes remerciements vont également à Mme FONTAINE qui a dactylographié ce texte et à M. REY qui l'a illustré.





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