

THÈSE

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Dominique REYMANN

LABORATOIRE AIMÉ COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

le titre de DOCTEUR de troisième cycle

SPECIALITÉ

SPECTRONOMIE

Etude expérimentale de l'élargissement et du déplacement par pression de la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ du xénon; influence des différents gaz rares.

SOUTENUE LE

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT

: Président

MM. J. BROCHARD

R. LENNUIER

R. VETTER

} Examineurs



TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	15
1 - Le laser	
2 - Les faisceaux de référence	
3 - Les faisceaux de mesure	
CHAPITRE II : MESURES ET DEPOUILLEMENT	29
A - MESURES PREALABLES	29
1 - Réglage des conditions de fonctionnement du laser	
2 - Etalonnage en fréquence ; fiabilité de la méthode	
3 - Vérifications relatives aux tubes amplificateurs	
4 - Détermination des pressions	
B - CONDITIONS D'ENREGISTREMENT	35
1 - Mesure de I_0	
2 - Enregistrement des profils et détermination du zéro	
3 - Rapport signal sur bruit	

C - DEPOUILLEMENT DES ENREGISTREMENTS	41
1 - Détermination des largeurs Lorentz et Doppler	
2 - Mesure du Déplacement	
D - INCERTITUDES	45
 CHAPITRE III : RESULTATS ET INTERPRETATION	 47
A - INTERACTION XENON-XENON	47
1 - Elargissement	
2 - Déplacement	
3 - Coefficient d'amplification de la transition	
B - INTERACTION XENON-AUTRES GAZ RARES	54
1 - Elargissement	
2 - Déplacement	
3 - Cas du krypton	
C - INTERPRETATION	67
1 - Sections efficaces de Collision	
2 - Interaction xénon-xénon et xénon-autres gaz rares	
 CONCLUSION	 73
 REFERENCES	 75

En théorie classique, on considère que le profil d'émission d'un atome non perturbé, au repos, a la forme d'une courbe de Lorentz, de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_n$, centrée sur la fréquence ν_0 de la transition. Cette largeur, dite "largeur naturelle" est liée à l'amortissement de l'oscillateur de Hertz qui décrit le dipole oscillant.

Les profils observés en spectroscopie atomique sont plus complexes : le mouvement des atomes émetteurs provoque, par effet Doppler, un élargissement des raies ; si la répartition de vitesse des atomes émetteurs est maxwellienne, cet élargissement est en forme de courbe de Gauss. Les atomes interagissent entre eux : les différents types d'interaction peuvent provoquer des élargissements, des déformations et des déplacements de la raie. Ces phénomènes, dus aux collisions, ont été observés depuis longtemps ; leur étude a de multiples intérêts : elle permet de mieux comprendre la nature des différents types d'interaction entre les atomes, et d'évaluer entre autre les conditions de température et de pression à l'intérieur des sources, en particulier des sources stellaires. Une bonne connaissance des effets des collisions est également très utile en spectroscopie atomique lorsque l'on s'intéresse à certains effets très petits ; ainsi par exemple, les mesures de structures hyper-

fines et de déplacements isotopiques doivent être faites à différentes pressions, et les résultats déduits par extrapolation à pression nulle. De même, en métrologie, la nouvelle définition du mètre, a nécessité une étude poussée de l'influence de la pression et de la température sur la position et le profil de plusieurs raies ; la précision et la reproductibilité des mesures sur la raie $\lambda = 6\,056\text{ \AA}$ du Krypton l'ont fait choisir comme étalon ⁽¹⁾.

Au départ, les effets des collisions furent interprétés de deux points de vue différents. Une première théorie très simple, due à Lorentz ⁽²⁾ explique l'élargissement des raies d'absorption par l'interruption due aux collisions avec les autres atomes, des trains d'ondes émis par les atomes. A l'opposé, la théorie d'Holtzmark ⁽³⁾ ignore le mouvement des atomes et considère le déplacement de la fréquence d'émission de chaque atome dû à la présence des autres atomes ; c'est le calcul statistique de la répartition des fréquences d'émission qui donne le profil général. Les développements de ces différentes théories furent structurés aux environs de 1933 ^(4 à 6) ; la délimitation de leurs conditions de validité, leurs possibles extensions et raffinements, firent l'objet de publications vers 1946 ^(7 et 8). Se développèrent ensuite les théories quantiques et des formalismes de plus en plus adaptés, notamment les méthodes utilisant la matrice densité et les matrices collisions ^(9 à 16).

Parallèlement à ces recherches théoriques, de nombreux travaux expérimentaux ont été poursuivis. Pour chaque série de mesures, le type de phénomène étudié, le domaine spectral et les conditions de

pression, ont été imposés par les possibilités instrumentales, en particulier en ce qui concerne les analyseurs et les récepteurs. Un bref survol des différents effets des collisions et du mouvement des atomes va permettre de préciser les caractéristiques et les ordres de grandeur des phénomènes.

Conséquences de l'effet Doppler :

Si la répartition de vitesse des atomes est maxwellienne, l'effet Doppler provoque un élargissement du profil de raie, de forme gaussienne. Dans l'échelle des fréquences, cette largeur est :

$$\Delta\nu_G = \frac{2\nu_0}{c} \left(\frac{2RT \text{ Log } 2}{M} \right)^{1/2} = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2}$$

où ν_0 représente la fréquence centrale de la raie, T la température absolue du milieu, et M la masse atomique des atomes émetteurs ou absorbeurs.

Effets dus aux collisions :

Différents effets apparaissent selon la nature et l'état de l'atome émetteur et du perturbateur :

- Si le perturbateur est une particule chargée (électron ou ion)
 - lorsque l'atome émetteur est l'hydrogène ou un hydrogénoïde, le potentiel d'interaction, proportionnel à r^{-2} , correspond à l'effet Stark linéaire.

- dans les autres cas le potentiel d'interaction est proportionnel à r^{-4} ; le profil devient dissymétrique ; il y a en général déplacement du centre de la raie, lié à l'effet Stark quadratique.

Dans les deux cas, le profil peut laisser apparaître une structure non résolue.

- Si le perturbateur est un atome neutre (la répartition de population des niveaux en fonction de leur énergie permet de ne considérer que les perturbateurs dans l'état fondamental).

- si l'un des niveaux de la transition étudiée est un niveau résonnant, et que l'atome perturbateur est de même nature que l'émetteur, le potentiel d'interaction est en r^{-3} .

Cette interaction, dite résonnante, provoque un élargissement du profil proportionnel à la force d'oscillateur de la raie de résonance ; exprimé en fonction de la densité d'atomes, cet élargissement est indépendant de la température ; aucun déplacement du centre de la raie n'est prévu.

- si l'une de ces conditions n'est pas remplie, les forces qui apparaissent sont dites non résonnantes ; elles sont de deux types :

- Les forces de Van der Waals (ou de dispersion) dont le potentiel en r^{-6} est toujours attractif. On prévoit un déplacement vers le rouge et un élargissement du profil ; dans le cas où l'on ne tient compte que de ces seules forces, on montre que le rapport élargissement-déplacement est égal à 2,8 ; de plus ces effets

dépendent de la température : $\Delta\nu \propto T^{3/10}$

- Les forces de répulsion : le potentiel réel d'interaction entre deux atomes n'est pas attractif pour les très petites valeurs de r ; un potentiel répulsif en r^{-12} rend en général assez bien compte de ce qui est observé ; l'ensemble des forces non-résonnantes est alors décrit par un potentiel de type Lennard-Jones.

Les interactions non-résonnantes sont plus faibles que l'interaction résonnante et leurs effets ne sont en général mesurables qu'en l'absence de cette dernière. Dans le domaine de validité des théories classiques, les effets des collisions entre atomes neutres sont proportionnels à la densité des atomes ; en outre la composante du profil de raie due à ces phénomènes est de forme lorentzienne ; dans ce cas, les profils théoriques de raie doivent être la convolution de fonctions de Lorentz et de Gauss : ils sont connus sous le nom de profils de Voigt.

Nous limitons la présentation des mesures faites, aux résultats concernant les interactions entre atomes neutres. Les mesures d'effet Stark, très importantes en astrophysique, surtout pour l'hydrogène et l'hélium, sont en effet d'un type très particulier qui n'apporterait rien à la compréhension du présent travail.

Un article de Ch'en et Takeo (¹⁷) fait le point des mesures antérieures à 1957. Afin d'éviter l'effet Stark et les effets d'auto-absorption, les mesures sont faites en absorption sur des transitions

issues du niveau fondamental. La source est le plus souvent une source "blanche", ou quelquefois une lampe à vapeur métallique. L'analyseur est un spectrographe à réseau ; l'utilisation des plaques photographiques limite les mesures aux domaines visible et ultra-violet. Ces mesures concernent surtout l'élargissement et le déplacement des raies de résonance des vapeurs métalliques (principalement celles des alcalins), en fonction de la pression du gaz porteur ; quelques travaux portent sur une raie de résonance du xénon (¹⁸). En raison du relativement faible pouvoir de résolution des analyseurs, les mesures sont faites à forte pression. Les résultats permettent de calculer des diamètres de collisions optiques, et des valeurs de forces de raies. Très souvent, la précision des mesures n'est pas suffisante pour juger de l'exactitude des différentes théories.

* Depuis ces résultats, de grands progrès instrumentaux ont été réalisés : l'utilisation du spectromètre de Fabry et Perot photoélectrique, et plus récemment des méthodes utilisant des jets atomiques, des lasers, ou reposant sur les phénomènes d'absorption saturée ou de croisement de niveaux ont permis d'obtenir des résultats très précis.

Les vapeurs métalliques du Césium, du Potassium, du Calcium, du Strontium et du Baryum (¹⁹ à ²⁷), ainsi que celles du Mercure et du Plomb (²⁸ à ³⁰), ont fait l'objet de plusieurs études.

Les gaz rares ont été principalement étudiés à Oxford par l'équipe de H. G. Kuhn (³¹ à ³⁷). Une étude systématique de nombreuses raies visibles de l'Hélium, du Néon, de l'Argon et du Krypton a été réalisée

en émission spontanée. Nous allons décrire les conditions expérimentales et les résultats obtenus, en analysant une série particulière de mesures, réalisées par J. M. Vaughan et G. Smith (³⁷).

Ces mesures sont faites sur deux raies particulières du Krypton :

$$\lambda = 7\,587 \text{ \AA} \quad \text{et} \quad \lambda = 7\,601 \text{ \AA}$$

La première correspond à la transition :

$$4p^5 ({}^2P_{3/2}) 5s[3/2]_1 - 4p^5 ({}^2P_{3/2}) 5p[1/2]_0$$

pour laquelle le niveau inférieur est résonnant. La seconde correspond à la transition :

$$4p^5 ({}^2P_{3/2}) 5s[3/2]_2 - 4p^5 ({}^2P_{3/2}) 5p[3/2]_2$$

dont le niveau inférieur est métastable. Le gaz utilisé est l'isotope 86 du Krypton, à une densité d'environ 10^{16} atomes/cm³. Le gaz perturbateur dont la densité varie de 1 à $50 \cdot 10^{17}$ atomes/cm³ est successivement l'Hélium, le Néon, l'Argon et le Krypton lui-même. La source est une cathode creuse. Afin de rendre négligeables l'effet Stark et les effets d'auto-absorption, le courant de décharge est maintenu au-dessous de 0,5 mA. Les mesures sont réalisées à température ambiante et à basse température, la source étant refroidie par de l'azote ou de l'oxygène liquide. L'analyseur est constitué d'un monochromateur à réseau et d'un étalon Fabry-Perot plan ; la distance entre les galets est déterminée pour réduire l'influence des recouvrements d'ordres ; une variation lente de l'épaisseur optique est obtenue grâce à un balayage par pression ; le signal est recueilli par un photomultiplicateur.

TABLEAU I *

Coefficients d'élargissement $(\frac{1}{2}\pi c)(2\gamma/N)$
 et de déplacement $(\frac{1}{2}\pi c)(\beta/N)$
 pour le krypton ($\text{cm}^{-1} \times 10^{-20}$ atomes $^{-1} \text{cm}^3$)

	Température $\approx 80^\circ \text{K}$		Température $\approx 295^\circ \text{K}$	
	Elargissement	Déplacement	Elargissement	Déplacement
Elargissement par hélium				
7 587 Å ^o	1.44	+ 0.141	2.73	+ 0.350
7 601 Å ^o	1.38	+ 0.108	2.57	+ 0.283
	($0.1-60 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})		($0.1-27 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})	
Elargissement par néon				
7 587 Å ^o	0.73 ₅	- 0.23 ₇	1.20	- 0.22 ₆
7 601 Å ^o	0.68 ₃	- 0.22 ₇	1.14	- 0.21 ₁
	($0.1-70 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})		($0.1-42 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})	
Elargissement par argon				
7 587 Å ^o	1.25	- 0.32 ₁	2.66	- 0.75 ₅
7 601 Å ^o	1.18	- 0.32 ₁	2.44	- 0.73 ₅
	($0.1-50 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})		($0.1-20 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})	
Auto-élargissement par krypton				
7 587 Å ^o	12.8 ^a	+ 0.2 ^a	13.1	~ +0.2
7 601 Å ^o	1.30 ₄ ^a	- 0.44 ₅ ^a	1.93 ₅	- 0.65 ₂
	($0.1-20 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})		($0.1-20 \times 10^{17}$ atomes cm^{-3})	

a : Température $\approx 90^\circ \text{K}$.

* d'après Vaughan et Smith (1968) Phys. Rev. 166, 19 .

Les déplacements des raies sont mesurés par rapport à l'émission d'un tube Geissler à krypton naturel. Le calcul de l'élargissement des profils est assez complexe : en effet le profil intrinsèque dû à l'élargissement naturel, à l'élargissement par pression et à l'effet Doppler, est altéré par une distribution instrumentale : cette dernière, principalement la fonction d'Airy du Fabry-Perot, mais aussi fonction "trou" et fonction "défaut" de l'appareillage est difficile à connaître exactement. A l'aide de calculs délicats, tenant compte de nombreuses corrections (dont le détail est donné par Kuhn et Vaughan (³¹)), l'incidence de cette distribution instrumentale peut être déterminée. Les largeurs Gaussiennes et Lorentziennes des profils peuvent être déduites à l'aide de tables. Les largeurs à mi-hauteur des profils analysés varient entre 15 et 100 mK. La température de la source, sensiblement égale à la température du bain, est directement déduite de la valeur de la largeur Doppler (environ 10 mK à 80° K et 17,5 mK à 300° K pour $\lambda = 7\ 601\ \text{\AA}$). Les résultats obtenus sont reproduits dans le tableau [1]. Ces mesures peuvent servir d'une part à la détermination de grandeurs physiques et d'autre part à la vérification de prévisions théoriques. L'interaction résonnante est étudiée sur la raie $\lambda = 7\ 587\ \text{\AA}$ dans le cas où le perturbateur est le Krypton lui-même ; le fort élargissement du profil et la non dépendance en température du phénomène sont bien caractéristiques de l'effet résonnant ; cependant un très faible déplacement de la raie vers le violet est observé. La force d'oscillateur de la raie de résonance $\lambda = 1\ 236\ \text{\AA}$ du krypton a ainsi pu être calculée et trouvée égale à $0,204 \pm 0,02$. Pour les autres mesures, les effets non-résonnants se traduisent par des élargissements plus faibles

d'un ordre de grandeur, et des déplacements de la raie vers le rouge. Selon la nature des perturbateurs, la dépendance en température est plus ou moins cohérente avec la loi en $T^{3/10}$, du fait de l'importance relative des forces de Van der Waals et des forces de répulsion. Il en va de même pour le rapport élargissement-déplacement qui, dans le cas d'interaction de type Van der Waals, doit être de 2,8. Ces deux lois semblent en particulier très bien vérifiées en ce qui concerne la raie $\lambda = 7\ 601\ \text{\AA}$ lorsque le perturbateur est le Krypton lui-même : les rapports élargissement-déplacement aux deux températures étudiées sont en effet de 2,93 et $2,96 \pm 0,2$; la dépendance en température, théoriquement égale à 1,43 dans les conditions de l'expérience, est en fait de $1,48 \pm 0,12$. Pour la raie $\lambda = 7\ 601\ \text{\AA}$ un potentiel de Lennard-Jones,

$$\Delta V = C_6 r^{-6} - C_{12} r^{-12}$$

rend bien compte des phénomènes observés ; les constantes C_6 ainsi déterminées sont en bon accord avec les valeurs théoriques. Pour compléter l'ensemble des phénomènes observés par les études de l'équipe de H. G. Kuhn, il faut signaler qu'une anomalie est apparue lors de l'extrapolation à pression nulle de la largeur lorentzienne des profils : la valeur trouvée est en effet supérieure à la largeur naturelle de la transition ; diverses interprétations ont été proposées mais elles ne semblent pas satisfaisantes.

L'utilisation des lasers en spectroscopie atomique a souvent été à l'origine de séries de mesures de très grande précision ; son application aux mesures d'élargissement par pression devait être également fructueuse. Le principe général de notre méthode (déjà exposé lors du premier congrès E. G. A. S. à Paris en Juin 1969) est d'analyser directement les profils de raies en émission induite ou en absorption ; le gaz étudié est contenu dans un tube à décharge ; le profil est exploré à l'aide d'une raie laser monochromatique de longueur d'onde continuellement variable. La décharge électrique dans le tube, est modulée en créneaux ; le signal, recueilli par une cellule est traité par un amplificateur à détection synchrone ; ainsi, seule la partie amplifiée ou absorbée de ce signal est enregistrée. Du profil obtenu lors du balayage en fréquence, on peut déduire le profil réel de la raie par la relation :

$$\alpha(\nu) = \frac{1}{L} \text{Log} \left(1 + \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} \right)$$

où $I(\nu)$ représente le signal enregistré et $I_0(\nu)$ le signal incident ($\alpha(\nu)$ est négatif pour l'absorption). Le profil de raie ainsi reconstitué est directement le profil réel, car il n'y a pas de fonction d'appareil au sens de l'optique. A l'aide des tables de profils de Voigt, nous pouvons déterminer les largeurs lorentziennes et gaussienne, et ainsi mesurer l'élargissement des profils en fonction de la pression. Deux faisceaux sont utilisés, dont l'un traverse un tube à décharge où la pression est variable et dont l'autre traverse un tube identique à pression fixe servant de référence : ils permettent de mesurer le déplacement des raies.

Notre étude est faite en émission induite sur la raie $\lambda = 3,3676\mu\text{m}$ du xénon, qui correspond à la transition :

$$5p^5 5d[5/2]_2 - 5p^5 6p[3/2]_1$$

Nous avons utilisé l'isotope 136 . Le xénon sur lequel peu d'études d'élargissement ont été faites, se prête particulièrement bien à notre type de mesures : les raies laser y sont nombreuses et fortes dans l'infrarouge ; leur gain est élevé et elles peuvent être obtenues monomodes sans trop grande difficulté ; en outre elles peuvent être étudiées en xénon pur ou dans des mélanges avec les autres gaz rares, pour un domaine de pression assez étendu. Grâce à un dispositif décrit ci-dessous, le laser délivre deux faisceaux d'analyse monochromatiques, d'intensité constante, et de longueur d'onde continuellement variable à l'intérieur d'un domaine spectral d'environ 10 mK de largeur (pour la transition étudiée, la largeur Doppler à 300°K est d'environ 3 mK). Le balayage en fréquence de la raie laser est contrôlé à l'aide d'un faisceau de référence traversant un étalon Fabry-Perot sphérique de grande différence de marche.

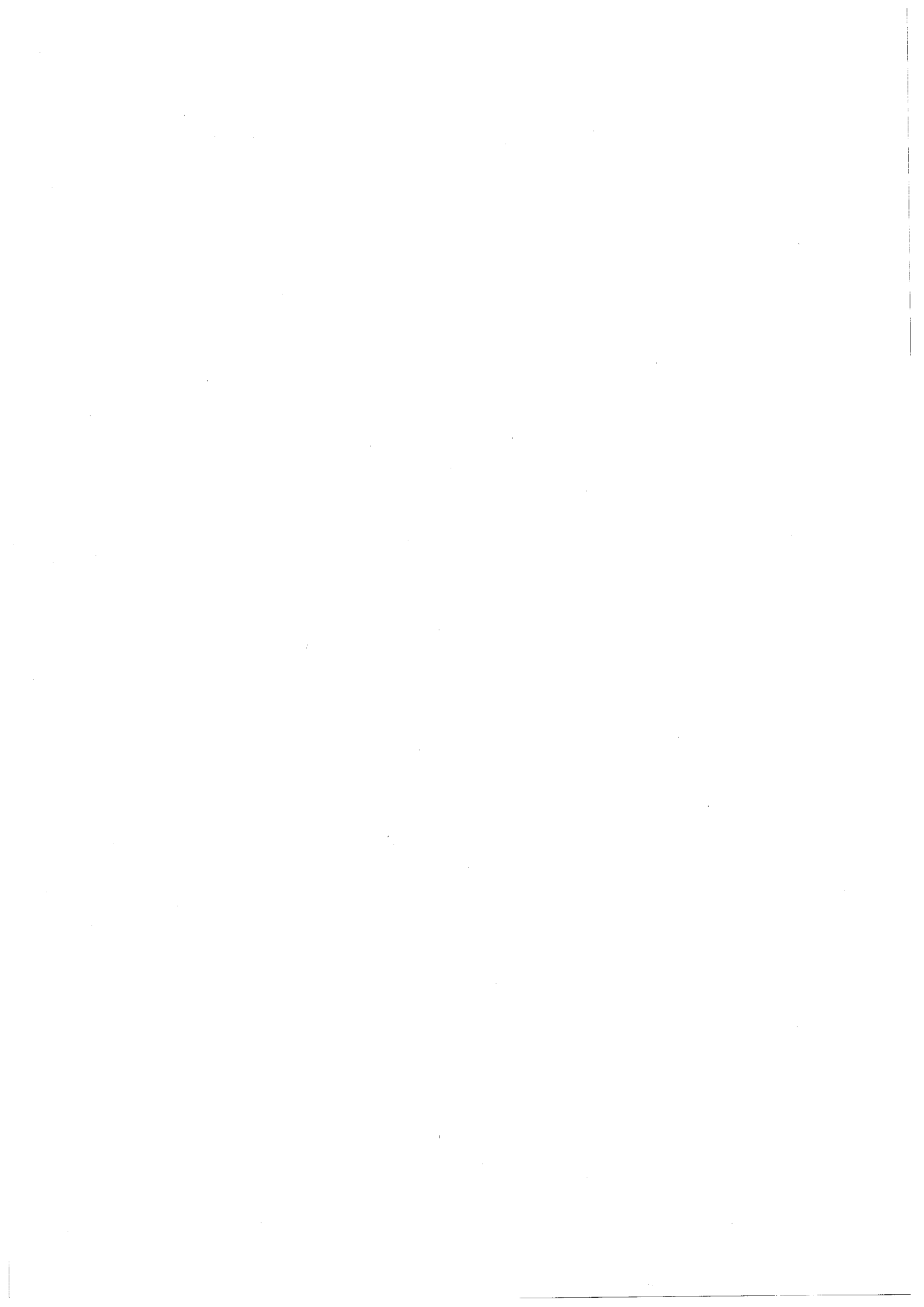
Avantages et limites de la méthode :

Nous avons prétendu atteindre directement le profil réel de la raie : ce n'est, bien sûr qu'une approximation, mais elle est très bien justifiée si l'on compare la largeur spectrale de l'émission laser et celle de la raie étudiée ; le laser utilisé fonctionnant en continu et

dans de bonnes conditions de stabilité, la largeur spectrale de l'émission laser, y compris l'éventuelle dérive dans l'intervalle de temps nécessaire aux mesures, est inférieure ou de l'ordre de 10^{-3} mK. Par ailleurs, l'importance du signal d'émission induite, la stabilité du laser, la grande détectivité des cellules photo-voltaïques utilisées et l'efficacité des détections synchrones, permettent d'obtenir un rapport signal sur bruit élevé.

Dans l'état actuel de la technologie cette méthode est en fait limitée aux raies laser elles-mêmes, les coïncidences spectrales étant pratiquement inexistantes dans le domaine des raies atomiques ; l'utilisation de lasers accordables permettra d'étendre ce type d'étude à de nombreux profils d'absorption.

Nous allons maintenant décrire en détail le dispositif expérimental utilisé ; nous exposerons ensuite les conditions d'enregistrement et la méthode de dépouillement des profils ; nous présenterons enfin les résultats obtenus et tenterons de les interpréter.



CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Le dispositif que nous décrivons ci-après a été réalisé et mis au point par R. Vetter, en vue de mesures de déplacement isotopique et de structure hyperfine, cas où une détermination précise des ailes du profil n'est pas critique (³⁸).

Après quelques améliorations, des mesures préliminaires relativement précises sur la raie $\lambda = 3,3676 \mu\text{m}$ en xénon pur, ont montré un élargissement très faible ($\approx 0,3 \text{ mK}$ pour $0,1 \text{ torr}$) devant la largeur Doppler ($\approx 3,2 \text{ mK}$ à 300° K) (³⁹). En conséquence une mise au point plus rigoureuse de l'expérience est apparue nécessaire, afin d'augmenter la précision des mesures, principalement dans les ailes des profils.

Bien que l'essentiel du dispositif expérimental puisse être appliqué à d'autres transitions laser du xénon, et même à des transitions laser d'autres gaz rares, les détails techniques que nous donnons maintenant s'appliquent plus précisément à la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ du xénon.

1 - Le laser :

La cavité laser a 40 cm de long. Cette longueur a été choisie en tenant compte de deux facteurs : l'intensité du signal émis par le laser est d'autant plus grande que le tube amplificateur est long ; la largeur spectrale sur laquelle nous pouvons travailler dépend de l'intervalle entre-ordres de la cavité passive, lui-même inversement proportionnel à la longueur de cette cavité ($\Delta\sigma = 1/2e$). Pour la raie étudiée, cette longueur de 40 cm (12,5 mK entre-ordres) représente un compromis qui nous permet d'avoir un signal suffisant.

La monture du laser a été réalisée en "invar", afin de diminuer l'influence des variations thermiques ; l'espace entre les miroirs et les fenêtres est protégé, de manière à réduire l'effet des fluctuations de pression atmosphérique ; ces précautions nous ont permis d'obtenir une cavité très stable.

Les miroirs sont recouverts d'un revêtement en or (pour d'autres transitions laser, des revêtements multidiélectriques ont été utilisés); leur distance focale est de 20 cm ; c'est en effet la configuration confocale qui donne le gain le plus élevé pour les modes en $1/2e$; par contre, elle a l'inconvénient de peu favoriser ces modes par rapport aux modes en $1/4e$. Pour éliminer ces derniers, nous avons dû mettre au point un système de diaphragmation très adapté : deux diaphragmes réglables en diamètre et position sont placés entre les miroirs et les fenêtres ; ce système qui conserve la symétrie de la cavité, est indispensable si l'on veut à la fois disposer d'un signal important, et

d'une plage de balayage suffisamment large.

Les fenêtres du tube sont en fluorine ; l'une d'elles est à l'angle de Brewster afin d'éliminer les pertes par réflexion sur l'une des polarisations ; l'autre, légèrement prismatique, est inclinée à 45° par rapport à l'axe du tube, et permet, par réflexion vitreuse, de prélever quatre faisceaux d'intensités quasi-identiques.

Le balayage en fréquence est obtenu en faisant varier de façon continue la longueur de la cavité, par déplacement pneumatique de l'un des miroirs. Une bonne linéarité de la variation de pression à l'arrière du support mobile du miroir est obtenue grâce à l'utilisation d'une pompe à doigts à moteur synchrone, débitant au travers d'un réservoir de grand volume. Pour des miroirs concaves, et principalement en cavité confocale, la stabilité de ce dispositif est parfaitement satisfaisante, (fig. 1).

Le tube laser est constitué de deux tubes concentriques : le plus petit, de 2,5 mm de diamètre, constitue le tube à décharge proprement dit ; le plus grand, de 18 mm de diamètre, sert de support et de réserve de gaz. Ce tube est rempli d'un mélange d'environ 0,1 torr de xénon enrichi en isotope 136, et d'une dizaine de torrs d'hélium ; cette pression d'hélium présente plusieurs avantages :

- Augmentation du gain de la transition, ce qui permet d'avoir davantage de signal sur une plage plus large
- Élargissement par collisions du profil de la raie, en même temps que faible déplacement (le rapport élargissement-déplacement pour

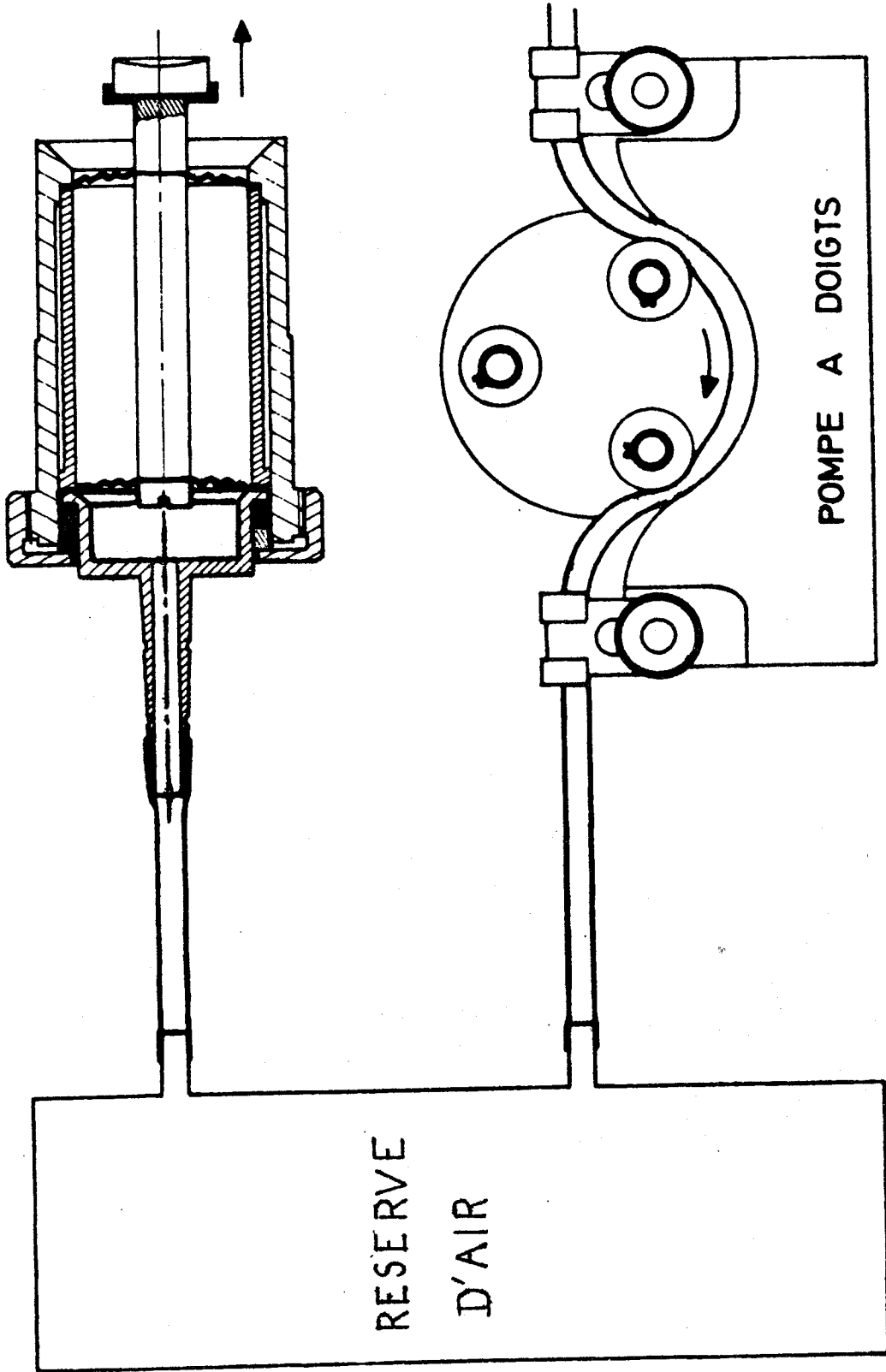


Fig. n°1

l'hélium est de l'ordre de 30) ; nous verrons, en étudiant le profil des raies l'avantage relatif de ce dernier point.

- Elimination plus facile des modes non-dominants ; grâce à l'accroissement du gain de la transition et à l'élargissement homogène du profil, les conditions de "compétitions" entre modes en 1/2e et en 1/4e sont favorables aux premiers.

- Applatissement du profil laser, qui permet d'obtenir plus facilement un signal d'intensité constante sur la plage de mesures (cf. paragraphe suivant).

- Linéarisation du balayage en fréquence : en effet, d'après Bennet (⁴⁰), la dilatation de l'échelle des fréquences émises par le laser, par rapport à celle des fréquences de la cavité passive, est d'autant plus linéaire que le profil de la raie est proche d'une courbe de Lorentz.

Dans certains cas, un élargissement du profil laser par effet Zeeman a été utilisé ; grâce aux améliorations apportées au laser, cela n'a pas été nécessaire pour la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$.

Des quatre faisceaux prélevés à l'intérieur du laser, deux sont utilisés comme référence, et deux comme faisceaux de mesure.

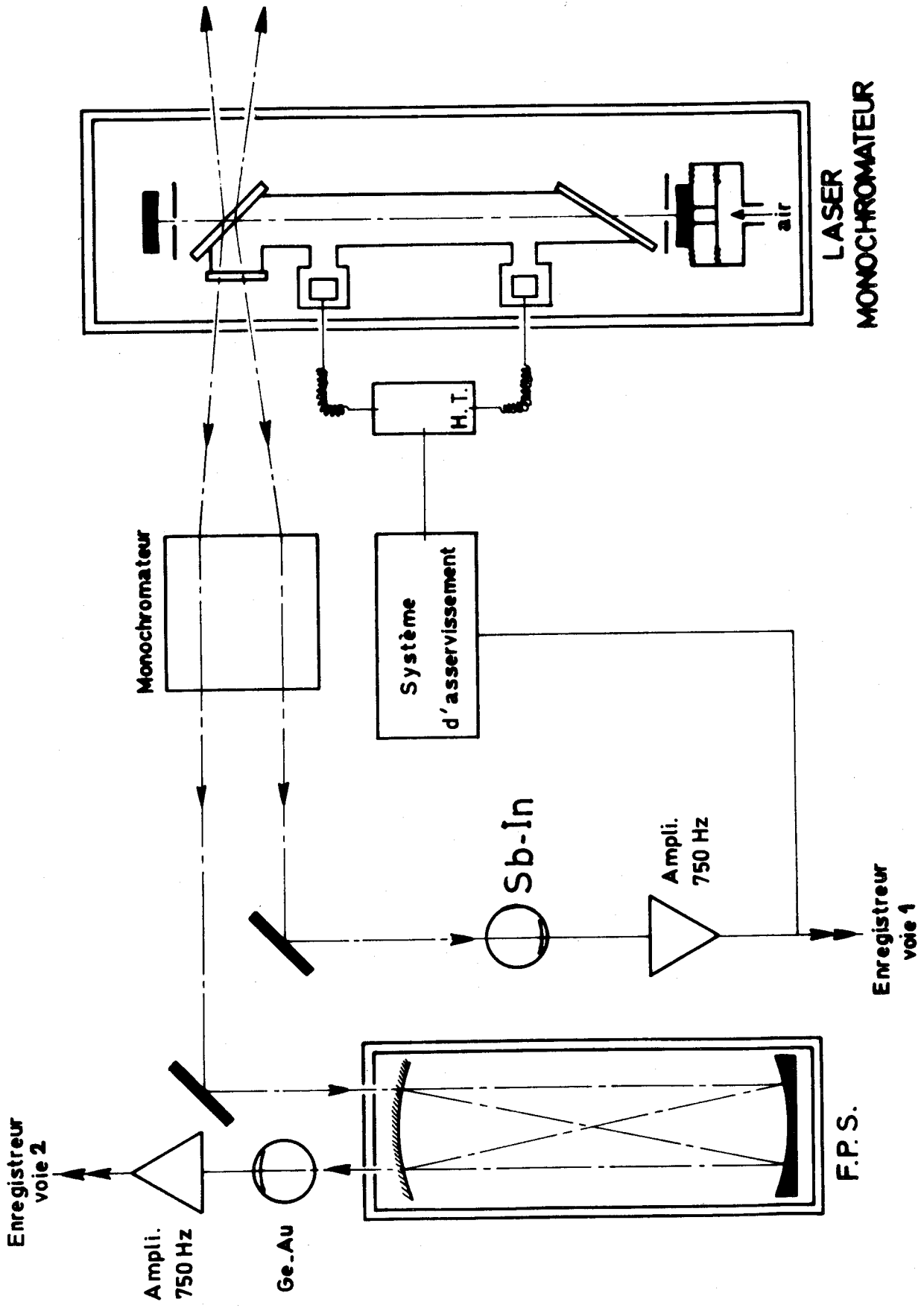


Fig. 2

2 - Les faisceaux de référence : fig.(2) ,

a) le signal d'asservissement * :

Un premier faisceau, modulé à 750 Hz, donne directement l'intensité de l'émission laser. La raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ est isolée par un monochromateur à réseau ; le signal, recueilli par une cellule photorésistante à l'antimonure d'indium, est transmis à un amplificateur à détection synchrone ; il est utilisé pour asservir électroniquement l'intensité émise par le laser à une valeur constante au cours du balayage en fréquence ; ceci est réalisé par variation de l'intensité du courant de décharge dans le tube. Pour la transition étudiée, l'intensité du laser croît avec le courant jusque plusieurs milli-ampères ; on peut donc écrieter le profil émis en diminuant, à partir d'une valeur I_R choisie du signal, l'intensité de la décharge (cf. figures 3 et 4). Le choix de I_R n'est pas arbitraire : le type de mesures que nous faisons requiert une grande largeur spectrale asservie, mais aussi surtout un rapport signal sur bruit élevé ; or, notre montage électrique n'est pas adapté aux très faibles courants, et son instabilité provoque alors un bruit anormal (à la limite, il se produit des oscillations qui rendent toute mesure impossible). On conçoit donc que les conditions d'enregistrement sont d'autant meilleures que le profil non asservi est plus aplati. La valeur de l'intensité réellement émise par le

* la réalisation de la partie électronique a fait l'objet d'une thèse de doctorat d'université, par J. SEGUIN (41).

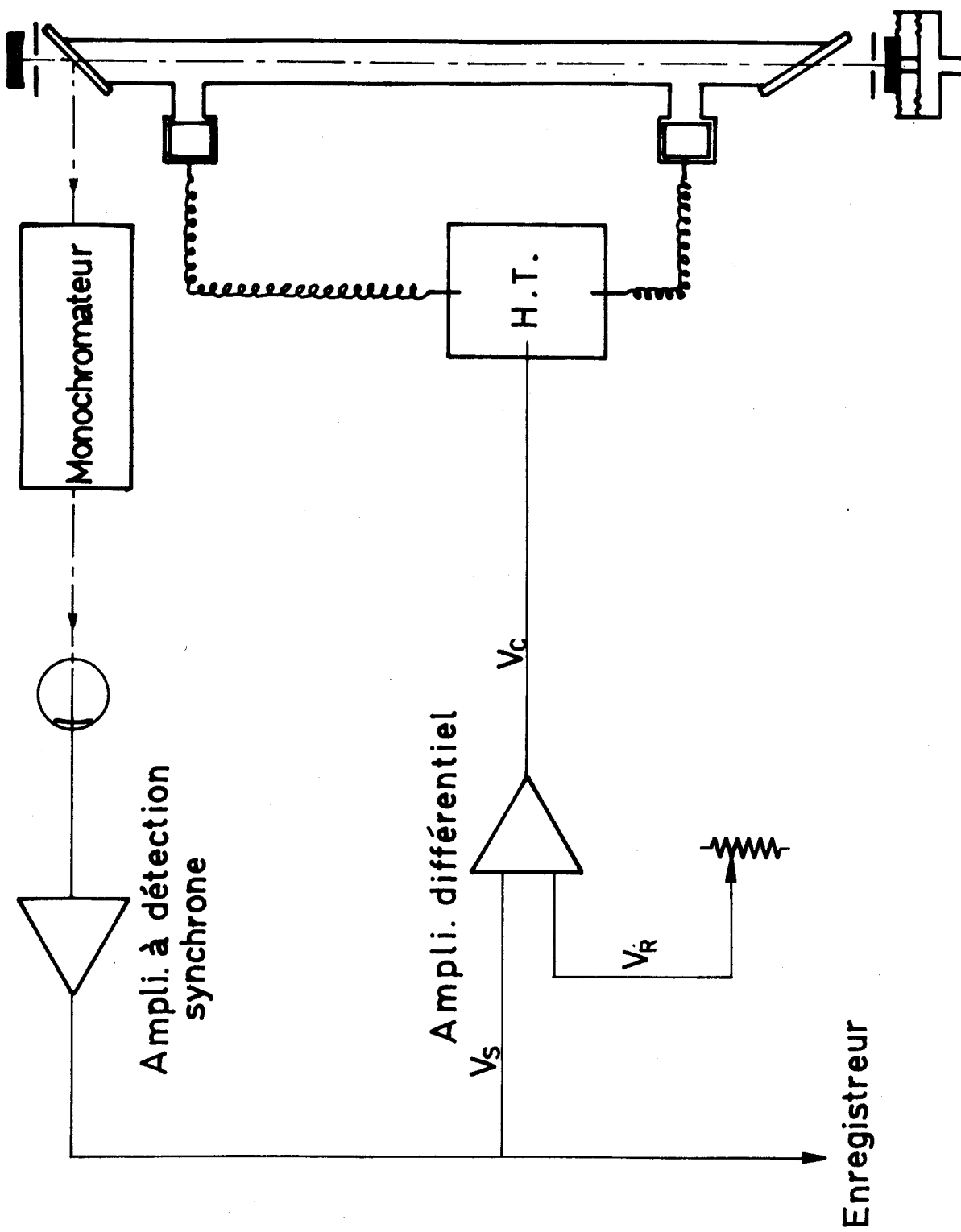


Fig. 3 Dispositif d'asservissement

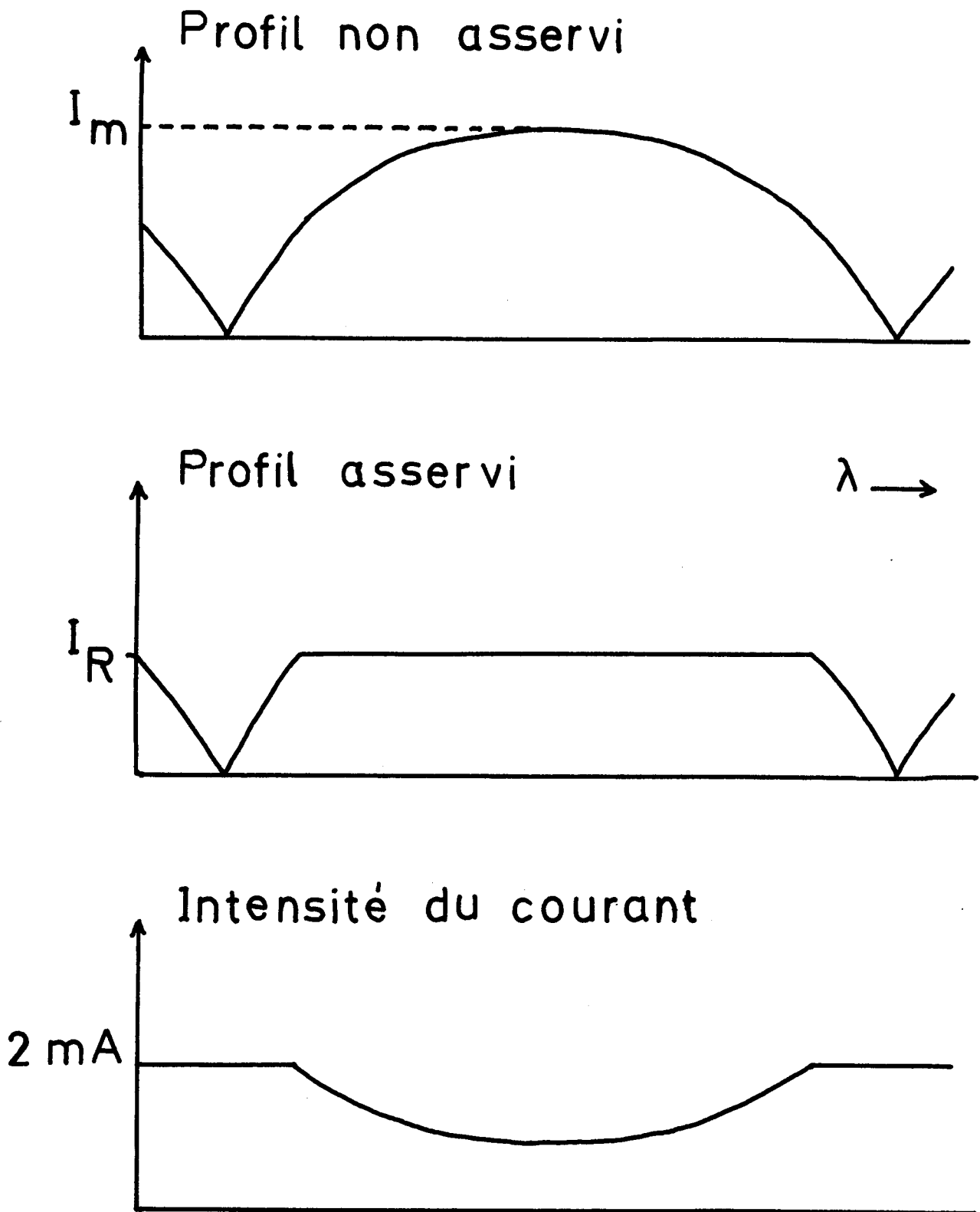


Fig. 4

laser est très voisine de I_R si le gain de l'amplificateur d'asservissement est suffisant ; ici encore, si le gain devient trop important, des oscillations se produisent ; il est néanmoins aisé d'obtenir une plage asservie dont la variation d'intensité est lente et inférieure à 2% sur la totalité d'un ordre.

b) Le signal d'étalonnage en fréquence :

Au cours des mesures, nous devons contrôler la linéarité du balayage en fréquence et en connaître l'échelle ; pour cela un faisceau, modulé à 750 Hz, traverse un étalon Fabry Perot sphérique, dont la distance entre les miroirs est de 90 cm. Lorsque la pression reste constante à l'intérieur de la cloche du Fabry Perot, l'intervalle entre-ordres ($\Delta\sigma = 1/4e$) est de 2,78 mK, ce qui permet, dans les conditions habituelles de travail d'avoir 4 franges de référence dans la partie asservie de la plage de balayage. Le miroir d'entrée-sortie est recouvert d'un revêtement multidiélectrique ($3\lambda/4$), tandis que l'autre miroir est recouvert d'une couche d'or opaque ; ceci permet d'obtenir une finesse 5, suffisante pour nos mesures. La raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ est isolée par un monochromateur à réseau ; la détection du signal est réalisée à l'aide d'une cellule photorésistante au germanium dopé à l'or, et d'un amplificateur à détection synchrone.

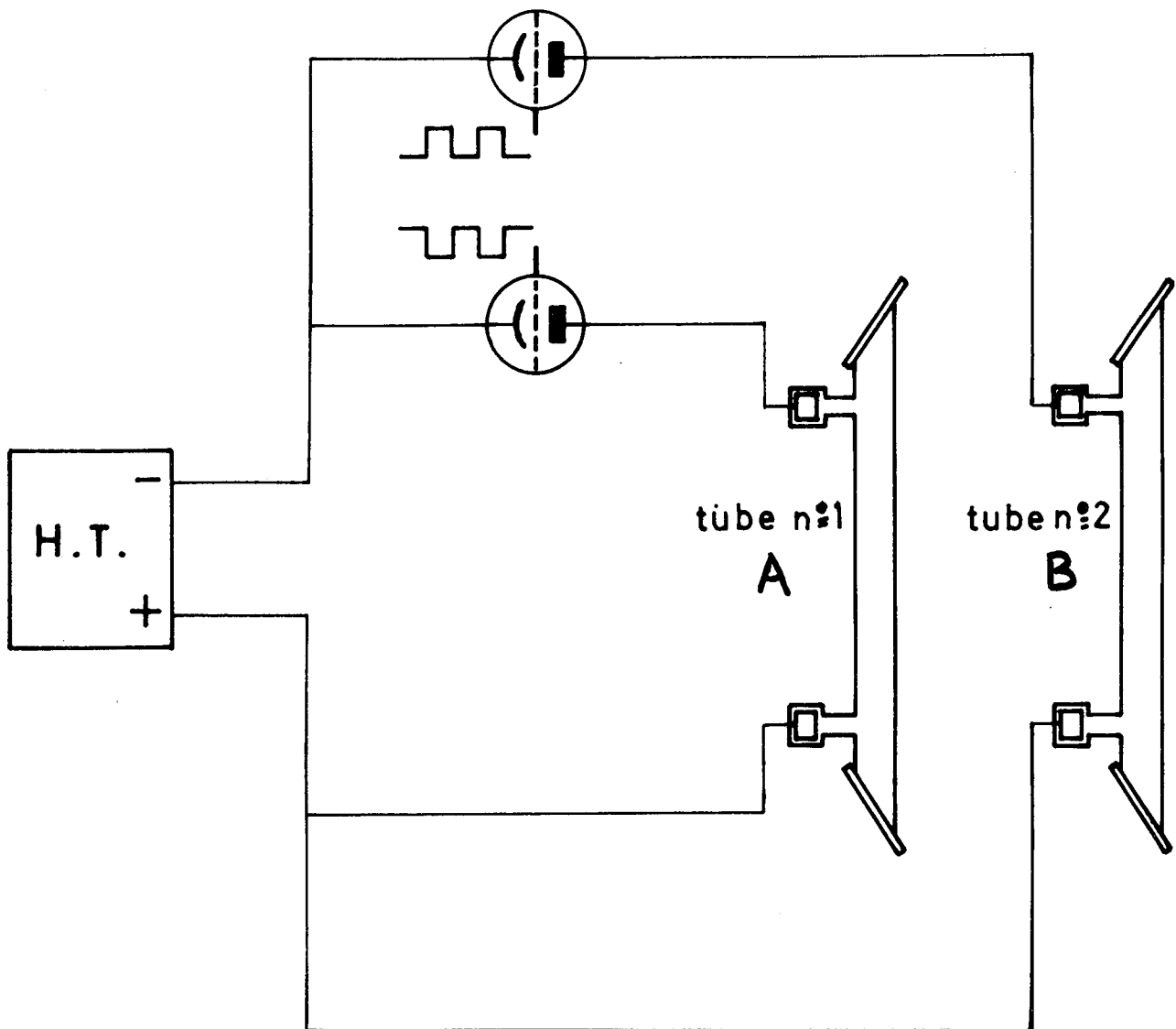


Fig. 5 Excitation des tubes à décharge

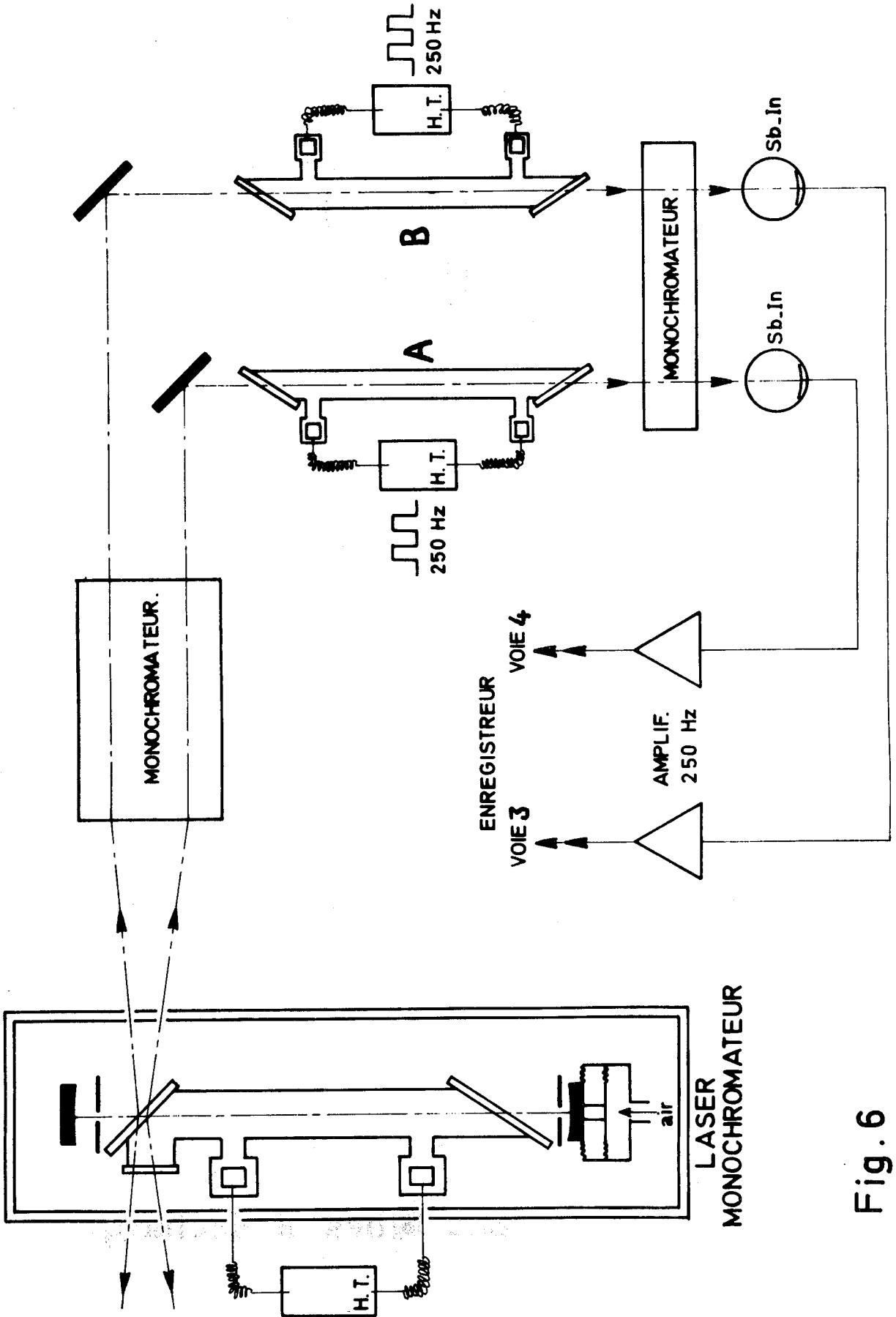


Fig. 6

3 - Les faisceaux de mesure : fig. 5 et 6,

Les deux faisceaux de mesure sont traités de la même manière ; à la sortie du laser, la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ est isolée par un monochromateur à réseau ; le faisceau traverse ensuite le tube à décharge ; afin d'éliminer le plus possible la lumière naturelle sur l'ensemble du spectre, et d'éventuels phénomènes de super-radiance d'autres raies, la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ est à nouveau isolée par un monochromateur. Afin de n'enregistrer que la seule partie du signal amplifiée dans les tubes à décharge, le courant est modulé en créneaux à 250 Hz entre 0 et 8 mA ; ceci est réalisé par une triode haute tension dont la polarisation de grille, commandée par des signaux carrés, bloque ou laisse passer le courant. La valeur faible de la fréquence de modulation permet à la partie instable qui suit immédiatement l'allumage, d'être de faible importance par rapport à la durée de la décharge. Le signal est recueilli par une cellule photovoltaïque à l'antimonure d'indium, et transmis à un amplificateur à détection synchrone.

Les tubes à décharge ont 70 cm de long et 18 mm de diamètre ; cette section permet à la fois d'éviter les effets de parois, et de faire des mesures à très basse pression.

Les quatre faisceaux sont enregistrés simultanément sur un enregistreur potentiométrique à 4 voies ; une bonne précision de lecture, dans les ailes des profils, peut être obtenue en modifiant le gain des amplificateurs ; des constantes de temps adaptées diminuent l'importance du bruit résiduel.



CHAPITRE II

MESURES ET DEPOUILLEMENT

A - MESURES PREALABLES

1 - Réglage des conditions de fonctionnement du laser

Les faisceaux d'analyse utilisés doivent être monochromatiques et d'intensité constante.

a) Caractère monochromatique de l'émission laser.

Si le laser émet de façon monomode, la raie est monochromatique au sens de l'optique. Une méthode pour vérifier que l'émission est monomode consiste à analyser cette dernière à l'aide d'un Fabry Perot : si deux modes sont en présence, il apparaît deux systèmes de franges, ou une disymétrie de celles-ci (à moins que l'écart entre les deux modes soit approximativement un multiple de l'intervalle entre ordres de l'étalon). Cette méthode s'est révélée pour nous peu efficace : elle permet bien de s'assurer de la présence d'un second mode axial dans la plage utile, mais, l'étalon manquant de finesse et de contraste, elle ne permet pas de détecter la présence d'un mode latéral qui, bien que très peu intense, n'en perturbe pas moins l'enregistrement. En

$\lambda = 3,36 \mu\text{m}$

MESURE de I_0

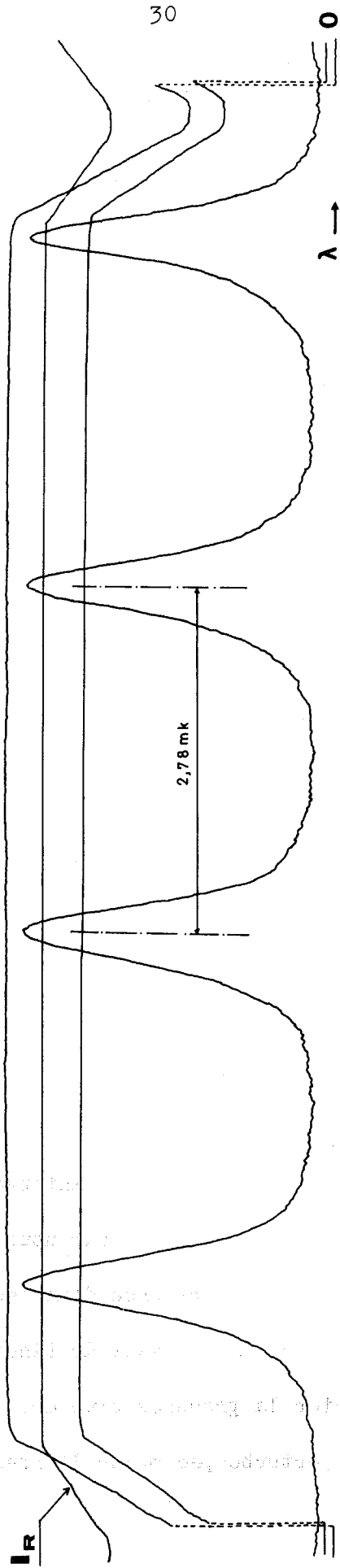


Fig. 7

effet, un tel mode se situe à mi-entre ordres, et apparaît lorsque le mode dominant analyse les ailes du profil. La fréquence du mode parasite est alors telle que, pour lui, l'amplification dans les tubes à décharge est forte, alors qu'elle est très faible pour le mode dominant. Au cours d'essais d'enregistrement, en faisant varier la diaphragmation de la cavité laser, nous avons constaté que la présence d'un mode parasite se traduit toujours par une remontée du signal dans les ailes des profils. Les profils enregistrés en l'absence de ce phénomène, se sont révélés symétriques, à la précision des mesures ; c'est là finalement le critère le plus sensible du caractère monochromatique de l'émission laser.

b) Stabilité de l'intensité du laser ; principe de la mesure de I_0 .

Pour mesurer la valeur de l'intensité lumineuse traversant chaque tube à décharge, sans modifier la chaîne de mesure utilisée pour les profils (la détection synchrone en particulier), les faisceaux de mesure sont modulés mécaniquement à 250 Hz . Lorsque les tubes à décharge sont éteints, nous enregistrons ainsi directement la valeur de I_0 et nous pouvons vérifier que cette valeur reste constante sur toute la plage asservie (fig. 7). En fait, avec une valeur peu élevée du gain de l'amplificateur d'asservissement, la lente variation de l'intensité des faisceaux de mesure reste inférieure à 2% . Pour des raisons que nous n'avons pas pu déterminer, l'intensité des faisceaux de mesure ne reste constante au cours du balayage en fréquence que si la cavité laser est symétrique ; en particulier, lorsque le diamètre des diaphragmes est sensiblement différent des deux côtés

de la cavité, l'intensité des faisceaux de mesure croît et décroît le long de la plage asservie, selon le côté où la diaphragmation est la plus forte.

2 - Etalonnage en fréquence ; fiabilité de la méthode.

L'utilisation du Fabry Perot à épaisseur optique constante ne nous donne que quelques repères de fréquence pour les enregistrements. Un étalonnage plus fin est a priori nécessaire, car rien ne permet d'affirmer que l'échelle de fréquence est linéaire avec une précision suffisante ; pour accroître le nombre de franges par ordre, on fait varier simultanément les différences de marche du laser et du Fabry Perot en sens inverse ; pour cela une entrée d'air régulière dans la cloche du Fabry Perot préalablement sous vide, permet de faire varier son épaisseur optique ; cette entrée d'air est obtenue à l'aide d'une pompe à doigts débitant au travers d'un réservoir. Ce système nous a permis de constater que les franges restent équidistantes quel que soit leur nombre, dans les limites de précision des pointés. Il est donc justifié d'interpoler linéairement l'étalonnage obtenu à épaisseur optique fixe. Nous avons constaté au cours du dépouillement des différents enregistrements, que la variation relative de l'interfrange du Fabry Perot reste inférieure à $1/200^e$; cela correspond à une précision de l'ordre de 0,01 mK sur un intervalle entre ordres. Une lente dérive des franges du Fabry Perot due aux variations thermiques est quelquefois apparue : sa valeur relative, de l'ordre de quelques millièmes, est en fait négligeable. L'utilisation d'un Fabry Perot sphérique

multipassage (42) pourrait permettre également, à épaisseur optique fixe, d'obtenir un plus grand nombre de franges tout en restant dans des limites raisonnables pour la distance entre les miroirs ; néanmoins les difficultés de réglage dans l'infra-rouge rendent délicate l'utilisation de ce dispositif.

3 - Vérifications relatives aux tubes amplificateurs

a) Courant de décharge

Nous contrôlons à l'oscilloscope l'intensité et la forme du courant de décharge ; les mesures faites ne sont en effet exactes que si les créneaux sont réguliers et si le courant est nul entre deux créneaux ; nous contrôlons également ainsi que la partie instable qui suit l'allumage de la cuve est très brève. Plusieurs enregistrements, faits à différentes valeurs de l'intensité de décharge dans les tubes, ont été comparés, sans que soit noté d'effet mesurable du courant électrique sur la longueur des profils.

b) Non saturation du milieu amplificateur.

Dans les conditions usuelles, l'amplification au sommet du profil est de l'ordre de 20% du signal incident ; en faisant varier l'intensité de ce signal, nous avons pu vérifier l'absence d'effet de saturation, comme le montre, par exemple, le tableau suivant : I_0 représente l'intensité du faisceau incident et $I(v)$ l'intensité maximale du profil observé ; $\alpha(v)$ est le coefficient d'amplification correspondant : ces trois grandeurs sont exprimées en unités arbitraires.

I_0	$I_{(v)}$	$\alpha_{(v)}$
3 077	695	0,203 ₅
1 460	328	0,202 ₅
776	175	0,203 ₅
346	77,5	0,202 ₅
191	42	0,203

4 - Détermination des pressions.

Nous avons utilisé, pour les basses pressions ($\ll 0,5$ torr) une jauge de type Pirani, que nous avons étalonnée à l'aide d'une jauge de MacLeod ; nous considérons que la précision sur les mesures relatives de pression est de l'ordre de 5% ; cependant la détermination d'une échelle absolue de pression est plus critique, et nous ne prétendons pas à mieux que 10% .

Pour les plus hautes pressions, nous avons utilisé des capteurs de pression à membrane déformable ; l'échelle absolue est donnée par le constructeur à une précision supérieure à 2% ; cependant nous n'avons pu vérifier cette échelle à mieux que 5% , et c'est cette incertitude que nous garderons. La précision des mesures relatives de pression est de l'ordre de 1% aux pressions $\geq 0,5$ torr.

B - CONDITIONS D'ENREGISTREMENT

Un enregistrement comprend successivement :

- la mesure de I_0
- une série de profils $(I(v))$
- la mesure du zéro d'émission laser "non modulée" (cf plus bas)
- une vérification de I_0

Sur tous les ordres, l'enregistrement de I_R nous permet de déterminer la plage asservie de l'émission laser, c'est-à-dire la partie de l'enregistrement utilisable pour les mesures.

Les deux faisceaux de mesure ne sont pas traités de façon identique au niveau de l'enregistrement des profils : en effet, seul le faisceau "a" correspondant au tube où l'on fait varier la pression, est utilisé pour étudier l'élargissement des profils ; pour le faisceau "b" servant de référence pour le déplacement, la précision de lecture dans les ailes du profil est moins critique, puisqu'il suffit d'en déterminer l'axe. Ce qui suit est relatif au faisceau "a" .

1 - Mesure de I_0 (pour mémoire)

La mesure de I_0 est nécessaire pour déterminer le profil réel de la raie à partir des profils enregistrés, puisque :

$$\alpha(v) = \frac{1}{L} \text{Log} \left(1 + \frac{I(v)}{I_0} \right) \quad (\text{cf p. 11})$$

La mesure au début et à la fin de chaque enregistrement, permet de vérifier qu'il n'y a pas eu de variation à long terme.

TUBE A } $p(\text{Xe}) = 70 \text{ mT}$

 } $p(\text{He}) = 0,3 \text{ T}$

TUBE B } $p(\text{Xe}) = 70 \text{ mT}$

$\lambda = 3,36 \mu\text{m}$

T = 300 °K

i = 8 mA

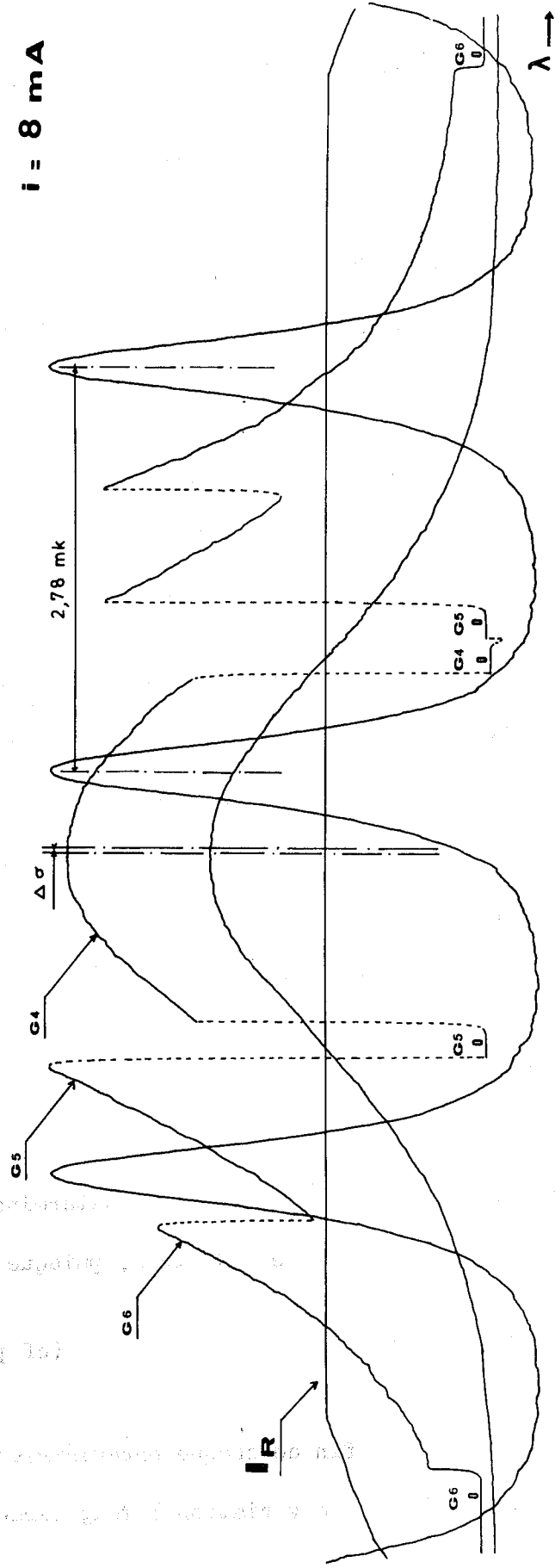


Fig. 8

2 - Enregistrement des profils et détermination du zéro.

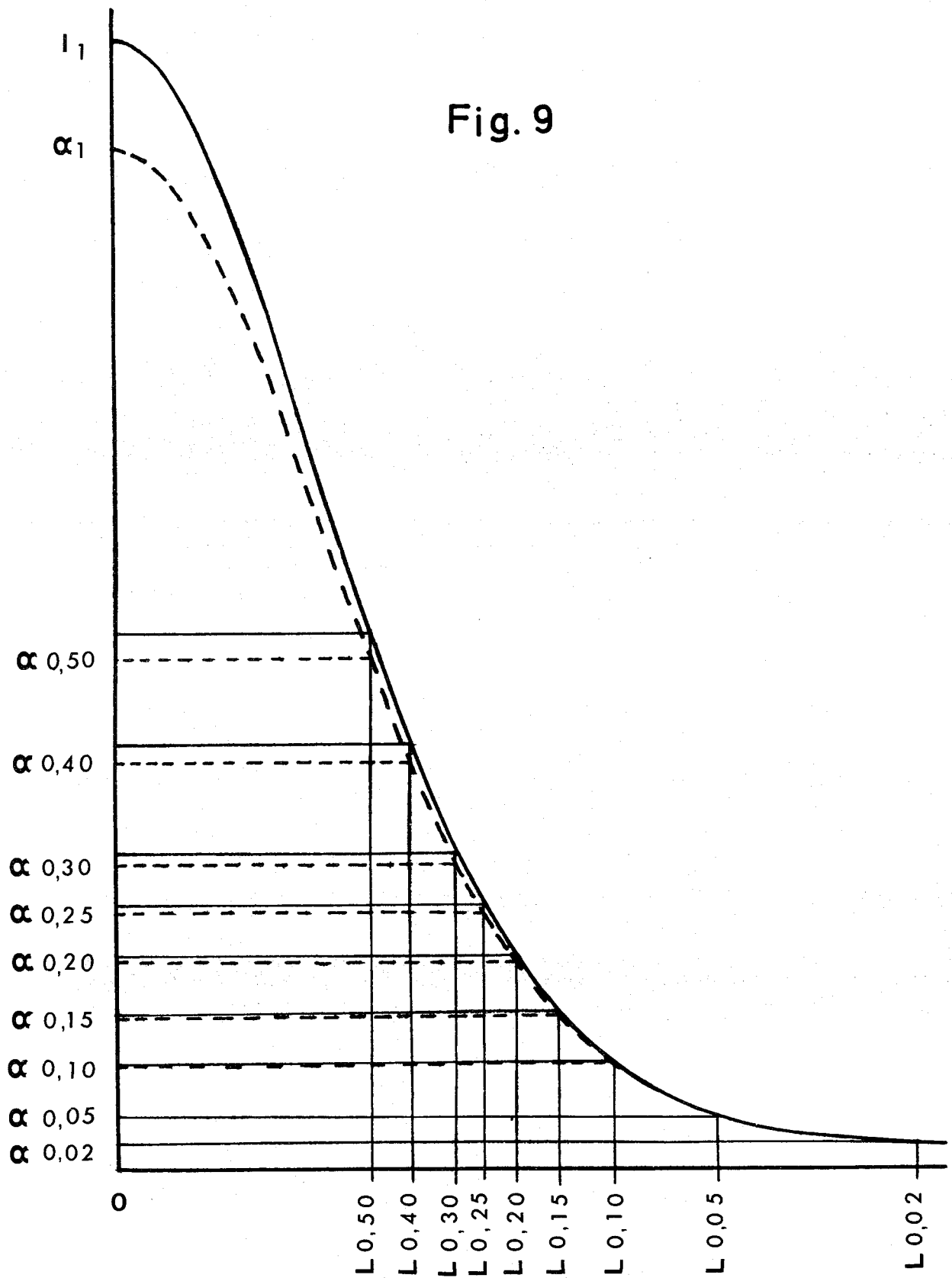
Vers les basses pressions, le rapport d'intensité entre le centre du profil et le point extrême des ailes que nous pouvons atteindre est de l'ordre de 100 ; nous sommes donc amenés, pour augmenter la précision des mesures, à changer la valeur du gain de l'amplificateur au cours du balayage (deux valeurs successives du gain correspondent approximativement à un doublement de l'intensité ; les rapports ont été mesurés de façon précise). Les profils sont en général enregistrés au gain "4" au centre, "5" à mi hauteur et "6" dans les ailes (fig. 8). Pour chacun de ces gains, un zéro de lumière incidente permet d'évaluer la valeur réelle de l'intensité. Une correction doit cependant être apportée à ce zéro : le système utilisé pour l'asservissement du laser (utilisation d'une détection synchrone à 750 Hz sur la voie servant à l'asservissement) peut, dans certains cas, laisser passer des oscillations de très faible valeur ayant une composante non nulle à 250 Hz ; cette valeur, sensiblement constante le long de la plage asservie, peut représenter quelques millièmes de l'intensité maximale de la raie et ne peut donc être ignorée dans les ailes du profil ; c'est pourquoi, après chaque enregistrement, nous mesurons, tubes éteints, la différence entre le zéro réel (zéro de cellule) et le zéro correspondant à l'émission laser non modulée.

3 - Rapport signal sur bruit.

Les sources de bruit sont multiples ; au niveau du laser se produisent de faibles variations de l'intensité lumineuse liées à des fluctuations thermiques et mécaniques ; des fluctuations de la lumière naturelle et de la lumière induite peuvent apparaître dans les tubes à décharge, principalement aux fortes pressions et pour les mélanges ; ces fluctuations sont dues en partie à l'instabilité de la décharge, en particulier au moment de l'allumage. Enfin au niveau de la détection, intervient principalement le bruit de cellule. Cependant, la grande détectivité des cellules photovoltaïques à la fréquence élevée de modulation utilisée et l'emploi de constantes de temps adaptées à la vitesse de balayage permettent de réduire notablement l'importance du bruit (une constante de temps de une seconde a été utilisée ; l'enregistrement de la largeur à mi-hauteur du profil dure environ 2 minutes). Dans les meilleures conditions, pour l'étude en xénon pur, nous avons obtenu dans les ailes du profil (au dixième de la valeur au sommet) un rapport signal sur bruit de l'ordre de 150.

TABLEAU 2

PARAMETERS		$\Psi(s, \eta)$ AS A FRACTION OF $\Psi(0, \eta)$																				
		s in Terms of $s/2$ (Width in Terms of Half-Value Width)																				
η	$1/\eta$	Lo-RENTZ- SIAN FRACTION	GAUS- SIAN FRACTION	$\Psi(0, \eta)$	$s/2$	ρ	0.95	0.90	0.85	0.80	0.70	0.60	0.40	0.30	0.25	0.20	0.15	0.10	0.05	0.02	0.01	
0.1000	10.00	0.993	0.083	0.99507	1.0074	1.5669	0.2304	0.3346	0.4215	0.5014	0.6559	0.8172	1.2235	1.5245	1.7277	1.9941	2.3722	2.9881	4.3395	6.9668	9.9017	
0.2000	5.00	0.972	0.162	0.98109	1.0290	1.5559	0.2330	0.3380	0.4232	0.5054	0.6594	0.8194	1.2202	1.5161	1.7156	1.9774	2.3491	2.9547	4.2848	6.8730	9.7656	
0.3000	3.33	0.941	0.235	0.96026	1.0629	1.5392	0.2368	0.3425	0.4303	0.5105	0.6640	0.8224	1.2154	1.5038	1.6982	1.9329	2.3147	2.9048	4.2029	6.7323	9.5613	
0.4000	2.50	0.904	0.301	0.93411	1.1071	1.5189	0.2406	0.3472	0.4356	0.5160	0.6691	0.8258	1.2099	1.4894	1.6755	1.9236	2.2734	2.8446	4.1033	6.5610	9.3124	
0.4444	2.25	0.886	0.327	0.92158	1.1293	1.5091	0.2431	0.3492	0.4378	0.5184	0.6713	0.8272	1.2074	1.4824	1.6578	1.9098	2.2538	2.8159	4.0558	6.4791	9.1933	
0.5000	2.00	0.863	0.359	0.90535	1.1592	1.4967	0.2451	0.3516	0.4406	0.5213	0.6740	0.8290	1.2043	1.4746	1.6521	1.8925	2.2291	2.7794	3.9950	6.3739	9.0404	
0.6666	1.50	0.794	0.441	0.85499	1.2591	1.4591	0.2479	0.3578	0.4476	0.5287	0.6809	0.8357	1.1958	1.4513	1.6211	1.8421	2.1561	2.6703	3.8115	6.0556	8.5768	
0.8000	1.25	0.742	0.494	0.81493	1.3472	1.4306	0.2509	0.3617	0.4521	0.5354	0.6854	0.8368	1.1902	1.4354	1.5968	1.8061	2.1025	2.5883	3.6717	5.8114	8.2206	
1.0026	1.00	0.672	0.559	0.73787	1.4884	1.3924	0.2543	0.3663	0.4574	0.5391	0.6907	0.8403	1.1835	1.4160	1.5670	1.7609	2.0336	2.4802	3.4822	5.4771	7.7316	
1.1111	0.90	0.637	0.589	0.72826	1.5701	1.3833	0.2551	0.3673	0.4585	0.5406	0.6918	0.8416	1.1820	1.4117	1.5604	1.7507	2.0178	2.4547	3.4366	5.3962	7.6130	
1.1765	0.85	0.618	0.605	0.71106	1.6190	1.3736	0.2566	0.3683	0.4597	0.5413	0.6921	0.8419	1.1808	1.4073	1.5535	1.7402	2.0013	2.4279	3.3881	5.3095	7.4459	
1.2500	0.80	0.597	0.622	0.69352	1.6746	1.3634	0.2574	0.3694	0.4609	0.5421	0.6921	0.8427	1.1790	1.4028	1.5465	1.7293	1.9841	2.3996	3.3364	5.2169	7.3499	
1.3333	0.75	0.575	0.639	0.67389	1.7382	1.3409	0.2582	0.3704	0.4621	0.5440	0.6924	0.8436	1.1774	1.3982	1.5392	1.7180	1.9663	2.3699	3.2813	5.1176	7.2040	
1.4286	0.70	0.552	0.656	0.65253	1.8116	1.3287	0.2591	0.3715	0.4637	0.5454	0.6926	0.8444	1.1758	1.3934	1.5318	1.7064	1.9478	2.3387	3.2264	5.0112	7.0474	
1.5385	0.65	0.527	0.675	0.62925	1.8972	1.3157	0.2599	0.3728	0.4654	0.5471	0.6927	0.8453	1.1741	1.3886	1.5242	1.6945	1.9287	2.3062	3.1601	4.8971	6.8719	
1.6666	0.60	0.500	0.694	0.60384	1.9979	1.3019	0.2608	0.3749	0.4672	0.5481	0.6928	0.8462	1.1725	1.3837	1.5164	1.6824	1.9092	2.2724	3.0937	4.7745	6.6981	
1.8181	0.55	0.472	0.715	0.57606	2.1180	1.2874	0.2617	0.3761	0.4689	0.5509	0.6929	0.8471	1.1707	1.3787	1.5086	1.6701	1.8892	2.2374	3.0231	4.6427	6.5029	
2.0000	0.50	0.442	0.736	0.54564	2.2632	1.2720	0.2626	0.3773	0.4699	0.5523	0.6930	0.8480	1.1690	1.3736	1.5007	1.6576	1.8698	2.2014	2.9482	4.5006	6.2922	
2.2222	0.45	0.410	0.758	0.51226	2.4419	1.2537	0.2635	0.3785	0.4713	0.5538	0.6931	0.8489	1.1673	1.3685	1.4926	1.6450	1.8483	2.1647	2.8692	4.3476	6.0641	
2.5000	0.40	0.375	0.780	0.47557	2.6687	1.2385	0.2644	0.3797	0.4727	0.5552	0.6932	0.8498	1.1655	1.3633	1.4845	1.6323	1.8271	2.1275	2.7863	4.1825	5.8168	
3.3333	0.30	0.338	0.804	0.43518	2.9577	1.2203	0.2653	0.3810	0.4741	0.5567	0.6933	0.8508	1.1637	1.3581	1.4764	1.6170	1.8070	2.0901	2.7001	4.0037	5.5457	
4.0000	0.25	0.299	0.829	0.39061	3.3477	1.2012	0.2663	0.3822	0.4755	0.5582	0.6934	0.8517	1.1620	1.3530	1.4684	1.6070	1.7865	2.0530	2.6119	3.8100	5.2321	
5.0000	0.20	0.257	0.855	0.34135	3.8962	1.1810	0.2672	0.3835	0.4769	0.5597	0.6935	0.8526	1.1604	1.3477	1.4603	1.5945	1.7662	2.0164	2.5232	3.6002	4.9298	
6.6666	0.15	0.212	0.882	0.28679	4.7221	1.1598	0.2681	0.3847	0.4784	0.5616	0.6936	0.8536	1.1587	1.3421	1.4523	1.5821	1.7462	1.9807	2.4364	3.3740	4.5719	
10.0000	0.10	0.164	0.910	0.22623	6.1031	1.1376	0.2701	0.3860	0.4798	0.5628	0.6937	0.8546	1.1570	1.3369	1.4444	1.5694	1.7267	1.9460	2.3523	3.1359	4.1726	
∞	0	0	0	0.9390	15889	1.1143	0.2701	0.3873	0.4813	0.5643	0.6938	0.8556	1.1532	1.3276	1.4290	1.5462	1.6892	1.8811	2.2026	2.6862	2.6862	3.2450
∞	∞	1	1	0	∞	$\pi/2$	0.2294	0.3332	0.4200	0.5000	0.6546	0.8165	1.2247	1.5275	1.7320	2.0000	2.3804	3.0000	4.3589	7.0000	9.9498	
		0	0	0	∞	$1 - \pi/2$	0.2720	0.3898	0.4842	0.5673	0.7173	0.8584	1.1497	1.3179	1.4142	1.5237	1.6543	1.8226	2.0789	2.3756	2.3756	2.5775



C - DEPOUILLEMENT DES ENREGISTREMENTS.

1 - Détermination des largeurs Lorentz et Doppler.

a) Principe (fig. 9)

Soit $I(\nu)$ le profil enregistré (rapporté au gain maximum utilisé de l'amplificateur) ; connaissant I_0 , nous pouvons retracer point par point le profil réel $\alpha(\nu)$ (en unité arbitraire, le profil enregistré étant en fait $L\alpha(\nu)$).

Définissons les termes suivants :

α_1 : valeur maximale de $\alpha(\nu)$

$$\alpha_p = p \alpha_1 \quad (p \leq 1)$$

ℓ_p : différence de fréquence entre les 2 points correspondant à α_p de part et d'autre du profil

$$R_p = \ell_p / \ell_{0,5}$$

Les tables de profil de Voigt ⁽⁴³⁾ utilisées, nous permettent de connaître, en fonction de la largeur à mi-hauteur du profil, les largeurs de Lorentz et de Gauss, à partir des rapports R_p (Tableau 2).

b) Application

Les courbes Doppler et Lorentz se distinguant principalement dans les ailes, nous faisons les mesures sur les 5 valeurs de R_p correspondant aux plus basses valeurs de p observables sur les profils. Après détermination de l'axe de symétrie, les profils n'étant pas centrés sur la plage de mesure, nous pouvons mesurer des valeurs

de R_p sur une seule aile du profil et obtenir ainsi des points très bas (1% de la hauteur maximale du profil). La figure 10 permet d'évaluer la précision de la méthode, en comparant le profil enregistré au profil de Voigt qui lui est attribué. Nous avons reproduit, outre une partie du profil enregistré (en vraie grandeur) deux profils de Voigt de même valeur au sommet et de même largeur à mi-hauteur l_0 . La courbe \mathcal{J} est en fait une courbe doppler pure (largeur doppler $d = l_0$; largeur lorentzienne $l = 0$). Pour la courbe $\mathcal{L} * \mathcal{G}$, $d = 0,939 l_0$ et $l = 0,113 l_0$. La largeur lorentzienne du profil enregistré est $l = 0,072 l_0$: les 5 points tracés représentent les points théoriques.

A chaque valeur de R_p correspond une largeur Lorentz et une largeur Doppler. Nous faisons d'abord la moyenne de ces valeurs pour un même ordre, et ensuite la moyenne sur trois ordres au minimum. La connaissance de la largeur Doppler est très utile pour contrôler l'exactitude de nos mesures : elle permet d'évaluer la température de la décharge, utile par ailleurs pour déterminer la densité en fonction de la pression.

2 - Mesure du déplacement

La mesure du déplacement est faite à partir des axes de symétrie des deux profils. La figure 11 montre un enregistrement réalisé avec les 2 tubes à la même pression : la distance entre les axes représente le décalage des plumes de l'enregistreur.

$\lambda = 3,36 \mu\text{m}$

$T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$

$i = 8 \text{ mA}$

TUBES A & B $p(\text{Xe}) = 70 \text{ mT}$

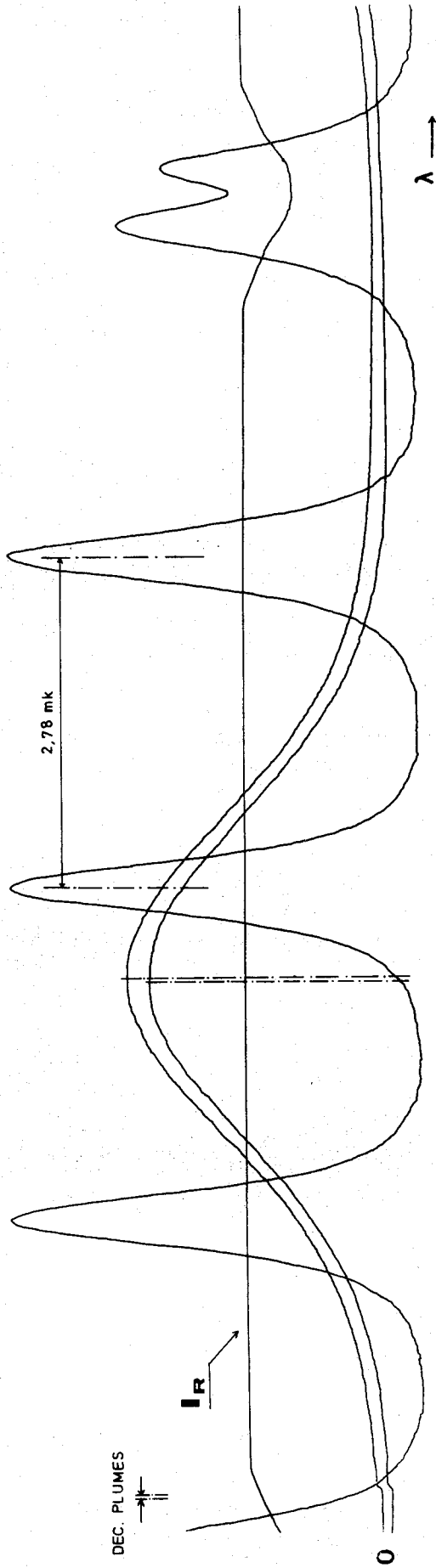


Fig. 11

D - INCERTITUDES.

L'incertitude sur la largeur Lorentz des courbes est appréciée à partir de la cohérence des différents points de chaque ordre et de la cohérence des différents ordres entre eux. De même, la précision des mesures de déplacement dépend de la précision des pointés des axes et de la cohérence des valeurs trouvées pour les différents ordres. La précision de la valeur de I_0 et celle de la détermination de l'échelle de fréquence sont telles que les incertitudes qui s'y rapportent sont en fait petites devant les premières.

L'incertitude sur la détermination des pressions n'apparaît pas sur les valeurs des largeurs et des déplacements. Nous en avons cependant tenu compte lors de l'évaluation de l'incertitude sur les pentes des courbes de déplacement et d'élargissement en fonction de la pression.

Pour les mesures de déplacement, une très faible variation aléatoire est apparue entre différents ordres d'un même enregistrement : c'est cette variation qui limite en fait la précision pour les très petits déplacements.



CHAPITRE III

RESULTATS et INTERPRETATIONS

Les mesures que nous présentons concernent l'élargissement et le déplacement de la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ du xénon, en fonction de la pression du gaz perturbateur ; celui-ci est d'abord le xénon lui-même, puis l'hélium, le néon, l'argon et le krypton.

A - INTERACTION XENON-XENON

1 - Elargissement (Tableau 3 ; fig. 12)

La courbe de l'élargissement en fonction de la pression de xénon présente deux parties : aux pressions supérieures à 0,15 torr, l'élargissement varie linéairement avec la pression ; la pente de la droite est $0,17 \pm 0,035$ mK/torr (précision donnée en tenant compte de l'incertitude sur la détermination absolue de la pression). L'extrapolation de cette droite à pression nulle donnerait une largeur radiative de plus de 0,3 mK, nettement supérieure à la valeur théorique attendue (point A sur le graphique). La durée de vie théorique du niveau

Elargissement et gain au sommet de $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$
 en fonction de la pression du xénon

Pression xénon (mtorr)	\mathcal{L} (mK)	$\alpha_1 \mathcal{L}$	g (mK)
30	$0,24 \pm 0,01$	0,232	3,15
37	$0,26 \pm 0,01$	0,242	3,16
38	$0,255 \pm 0,01$	0,240	3,16
50	$0,29 \pm 0,01$	0,263	3,11
62	$0,295 \pm 0,01$	0,282	3,18
72	$0,30 \pm 0,01$	0,293	3,14
85	$0,31 \pm 0,01$	0,307	3,15
103	$0,325 \pm 0,01$	0,306	3,18
150	$0,35 \pm 0,01$	0,276	3,16
255	$0,36 \pm 0,02$	0,257	3,16
330	$0,365 \pm 0,02$	0,244	3,10
485	$0,39 \pm 0,02$	0,227	3,08
715	$0,455 \pm 0,02$	0,203	3,14
845	$0,47 \pm 0,02$	0,194	3,14
\mathcal{L} : 0,17 mK/torr (partie rectiligne)			

Tableau 3

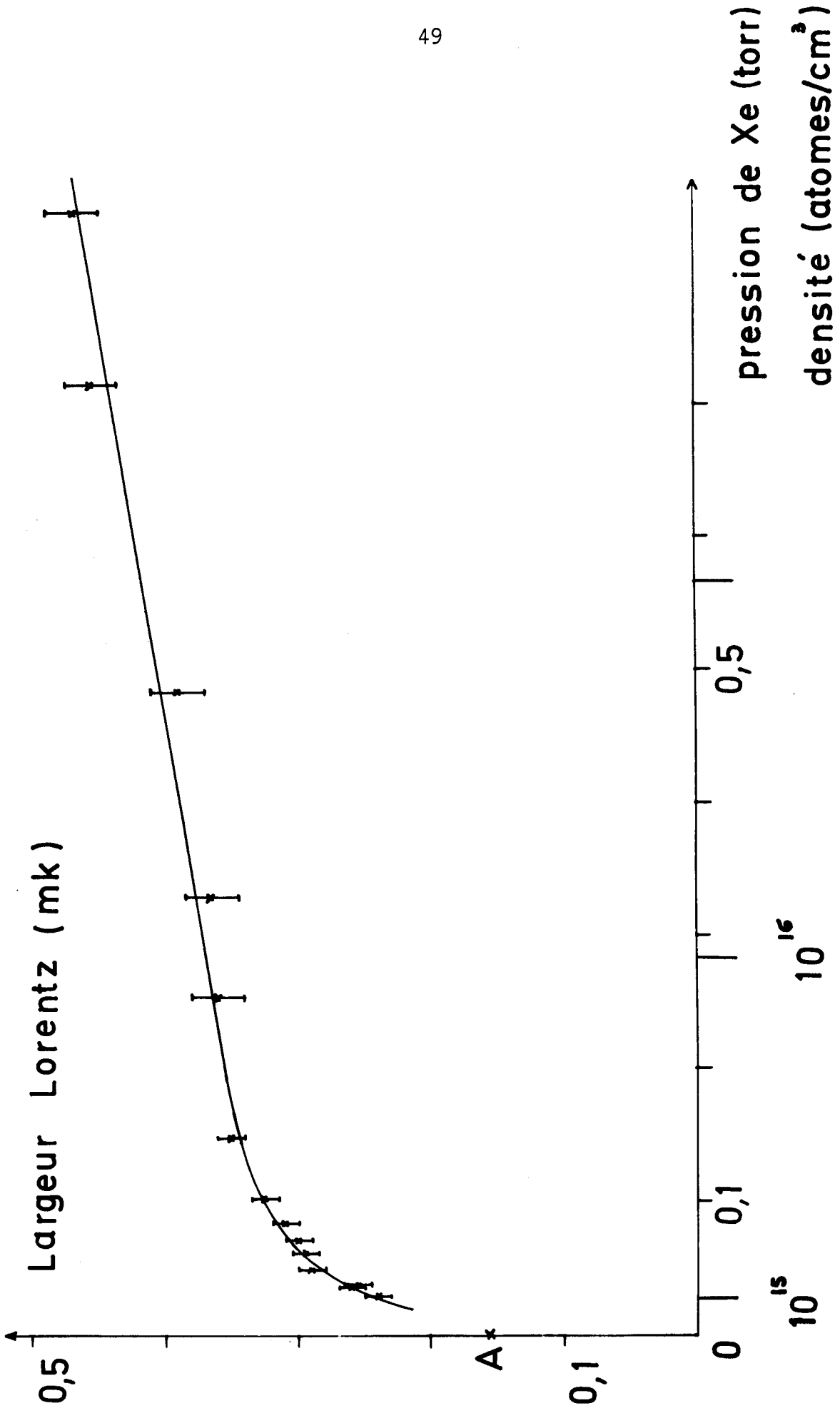


Fig. 12

inférieur de la transition est de 35 ns ⁽⁴⁴⁾, en excellent accord avec la valeur expérimentale donnée par Husson ⁽⁴⁵⁾ ; celle du niveau supérieur est de l'ordre de 1000 ns ⁽⁴⁴⁾. Même en tenant compte de l'incertitude des mesures, les sept points correspondant aux pressions inférieures à 0,1 torr ne peuvent être placés sur cette droite : la variation de la largeur Lorentz avec la pression devient beaucoup plus rapide ; la courbe tracée aux très basses pressions est cette fois compatible avec le point A .

2 - Déplacement (Tableau 4 ; fig. 13)

Pour une augmentation de pression, le déplacement se produit vers les grands nombres d'ondes (violet) ; aux pressions supérieures à 0,15 torr, il varie linéairement avec la pression : la pente est de $0,17 \pm 0,02_5$ mK/torr . Comme dans le cas de l'élargissement, nous avons constaté une variation plus rapide du déplacement aux très faibles pressions. Dans la partie linéaire des courbes, le rapport des pentes de l'élargissement et du déplacement est de $1,0 \pm 0,15$; on peut penser que ce rapport est plus grand aux très faibles pressions car la variation de l'élargissement semble plus rapide que celle du déplacement.

Aux basses pressions les incertitudes relatives des mesures sont importantes ; les grandeurs mesurées étant très petites, les incertitudes d'échelle interviennent peu, et la précision est de fait limitée par des phénomènes aléatoires : nous avons tenu compte en particulier

Déplacement de $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ avec le xénon

Pression de référence de Xe : 70 mtorr

Pression de xénon (mtorr)	Déplacement (mK)
30	$- 0,03_5 \pm 0,01$
37	$- 0,02_5 \pm 0,01$
41	$- 0,01_5 \pm 0,01$
50	$- 0,01_5 \pm 0,01$
53	$- 0,01 \pm 0,01$
62	$- 0,01 \pm 0,01$
70	0
72	$- 0,00_5 \pm 0,01$
85	$0,00_5 \pm 0,01$
105	$0,01_5 \pm 0,01$
115	$0,01_5 \pm 0,01$
150	$0,02 \pm 0,01$
230	$0,03_5 \pm 0,01$
330	$0,05 \pm 0,01$
420	$0,06_5 \pm 0,01$
845	$0,14 \pm 0,01$

d = 0,17 mK/torr (violet)
(partie rectiligne)

Tableau 4

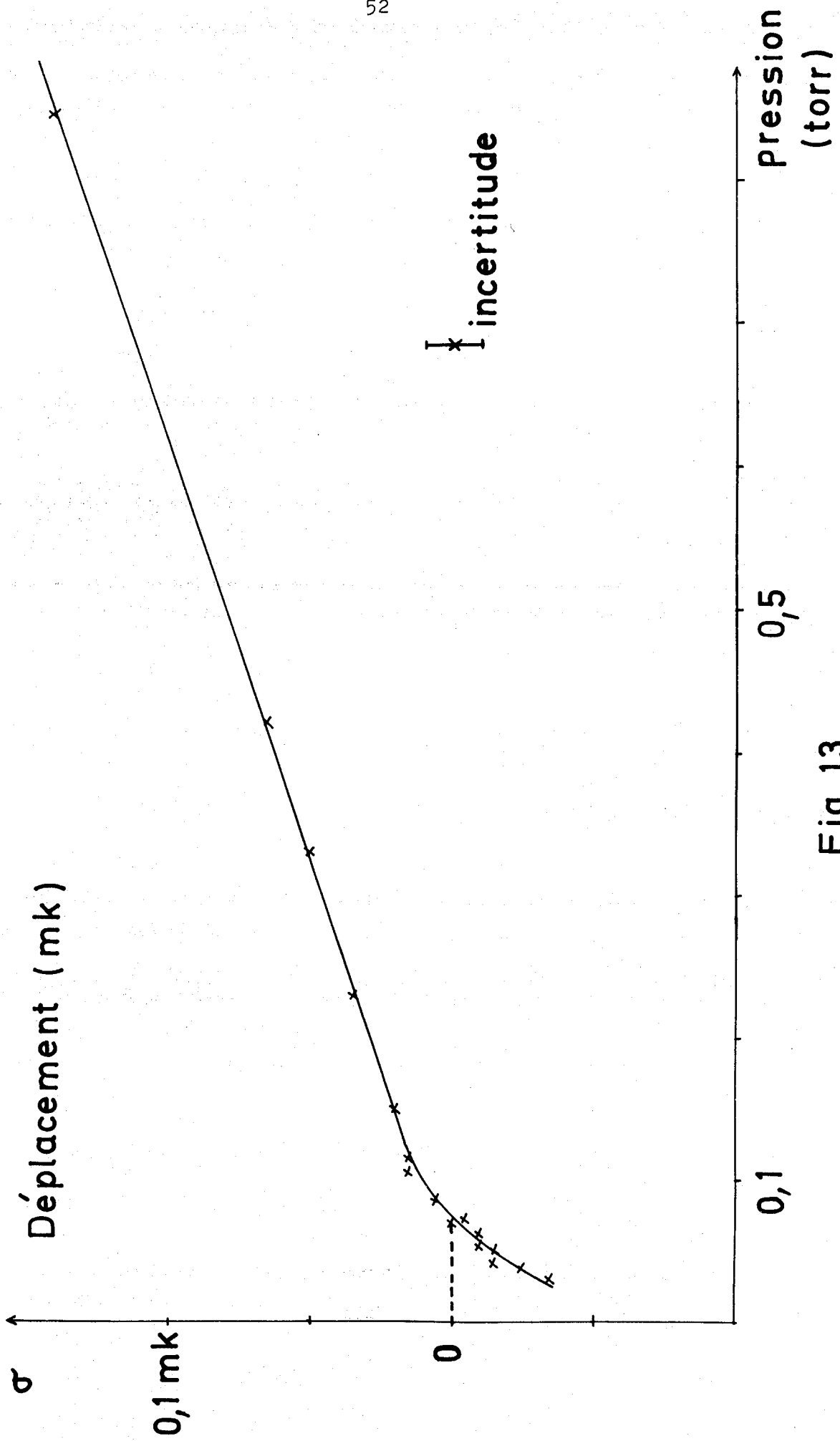


Fig. 13

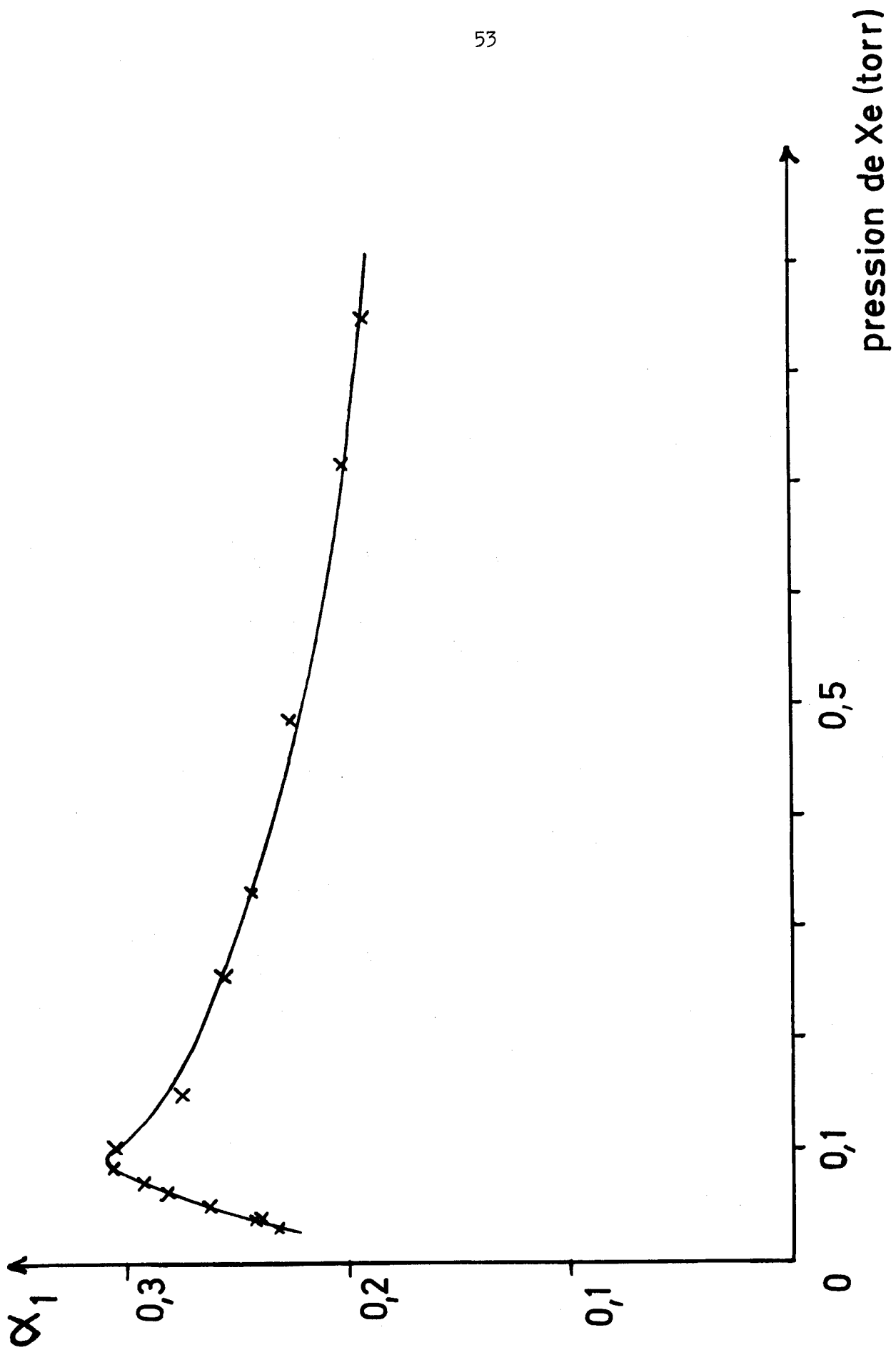


Fig. 14

du fait qu'avec les deux tubes à la même pression, se produisent, d'un ordre à l'autre d'un même enregistrement, des déplacements aléatoires d'environ 0,005 mK (ce qui représente 0,3 mm sur un enregistrement). Cela nous a obligé à multiplier le nombre des points aux très basses pressions : le bon regroupement des valeurs obtenues est satisfaisant.

3 - Coefficient d'amplification de la Transition (Tableau 3)

Les différents profils ayant été enregistrés dans des conditions analogues (même courant de décharge en particulier) nous avons pu comparer les différentes valeurs du coefficient d'amplification maximum (α_1) en fonction de la pression ; cette courbe (fig. 14) présente un maximum marqué pour une pression de l'ordre de 0,1 torr ($\approx 3,5 \cdot 10^{15}$ Atomes/cm³), c'est-à-dire dans le domaine de pression où se produisent les changements de pente pour les courbes d'élargissement et de déplacement : ceci suggère que ces 3 phénomènes sont liés.

B - INTERACTION XENON-AUTRES GAZ RARES

1 - Elargissement (Tableaux 5, 6 et 7 ; fig. 15)

Les mesures d'élargissement ont été faites pour l'hélium, le néon et l'argon. En présence de krypton est apparu un nouveau phénomène qui sera décrit plus loin.

Les mesures ont été faites avec 0,07 torr de xénon dans les

Elargissement et déplacement de $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ avec l'hélium

Pression initiale de Xe : 70 mtorr.

Pression hélium (torr)	\mathcal{L} (mK)	d (mK)	g (mK)
0,300	$0,56 \pm 0,05$	$0,005 \pm 0,01$	3,18
0,650	$0,87 \pm 0,05$	$0,015 \pm 0,01$	3,15
1,250	$1,38 \pm 0,05$	$0,045 \pm 0,01$	3,10
2,540	$2,30 \pm 0,05$	$0,080 \pm 0,01$	3,14
3,730	$3,22 \pm 0,10$	$0,12 \pm 0,01$	3,05
4,800	$4,10 \pm 0,20$	$0,15 \pm 0,01$	2,85
\mathcal{L} : 0,79 mK/torr d : 0,03 mK/torr (rouge)			

Tableau 5

Elargissement et déplacement de $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ avec le néon.

Pression initiale de Xe : 70 mtorr.

Pression néon (torr)	\mathcal{L} (mK)	d (mK)	g (mK)
0,200	$0,36 \pm 0,05$	$0,025 \pm 0,01$	3,13
0,825	$0,55 \pm 0,05$	$0,065 \pm 0,01$	3,20
2,000	$0,90 \pm 0,05$	$0,165 \pm 0,01$	3,20
3,390	$1,39 \pm 0,05$	$0,255 \pm 0,02$	3,16
4,920	$1,80 \pm 0,05$	$0,35 \pm 0,02$	3,20
\mathcal{L} : 0,30 mK/torr d : 0,07 mK/torr (violet)			

Tableau 6

Elargissement et déplacement de $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ avec l'argon.

Pression initiale de Xe : 70 mtorr.

Pression argon (torr)	Δ (mK)	d (mK)	g (mK)
0,230	$0,41 \pm 0,05$	$0,03 \pm 0,01$	3,37
0,880	$0,87 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,01$	3,26
1,400	$1,14 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,02$	3,25
2,250	$1,60 \pm 0,07$	$0,31 \pm 0,02$	3,26
3,030	$1,87 \pm 0,10$	$0,43 \pm 0,02$	3,40
3,780	$2,36 \pm 0,10$	$0,53 \pm 0,03$	3,38
Δ : 0,54 mK/torr d : 0,14 mK/torr (violet)			

Tableau 7

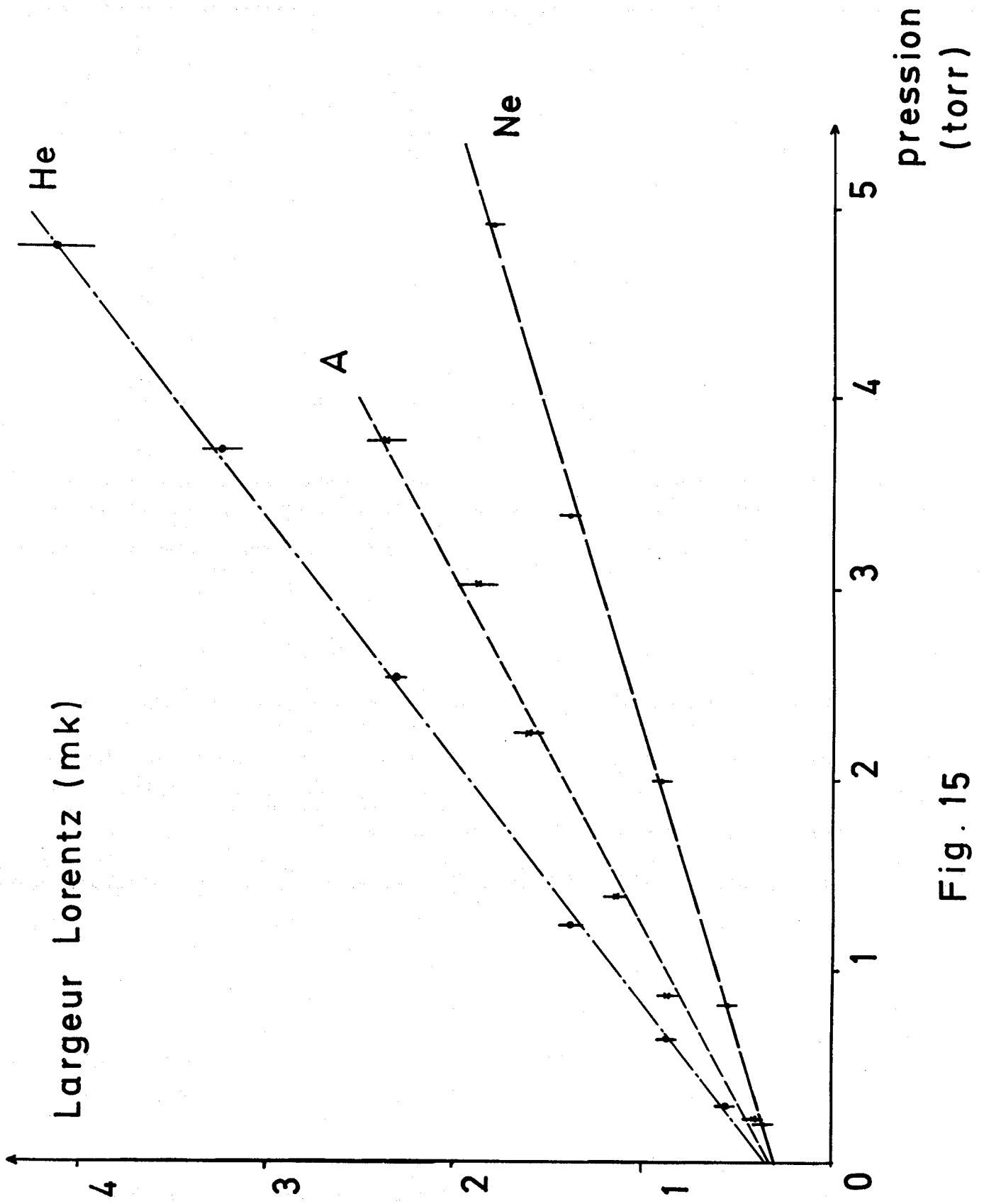


Fig. 15

deux tubes, et une pression variable de gaz étranger dans le tube "a". Pour les trois gaz étudiés, l'élargissement varie proportionnellement à la pression de gaz étranger ; la valeur de 0,30 mK correspondant à la largeur Lorentz pour 0,07 torr de xénon, se place bien sur ces courbes.

Les valeurs de l'élargissement sont respectivement :

$0,79 \pm 0,08$ mK/torr pour l'hélium,

$0,30 \pm 0,02_5$ mK/torr pour le néon et

$0,54 \pm 0,05$ mK/torr pour l'argon.

L'importance des incertitudes tient à deux raisons essentielles : aux fortes pressions l'amplification devient plus faible, et le rapport "signal sur bruit" diminue ; de plus, lorsque la largeur Lorentz est importante, nous ne pouvons obtenir dans la plage de mesure que des points du profil relativement hauts (valeurs de $p \gg 0,05$) ce qui diminue la précision.

2 - Déplacement (Tableaux 5, 6, 7 et 8 ; fig. 16)

Les mesures de déplacement ont été faites pour l'hélium, le néon, l'argon et le krypton.

Le déplacement est toujours apparu proportionnel à la pression du gaz étranger. Pour l'hélium, le déplacement a lieu vers les petits nombres d'ondes (rouge), tandis que pour les autres gaz il se produit vers les grands nombres d'ondes (violet). Le changement de sens du

Déplacement de $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ avec le krypton

Pression initiale de Xe : 70 mtorr.

Pression krypton (torr)	d (mK)
0,030	0 \pm 0,01
0,200	0,035 \pm 0,01
1,250	0,14 \pm 0,01
2,550	0,31 \pm 0,02
d = 0,12 mK/torr (violet)	

Tableau 8

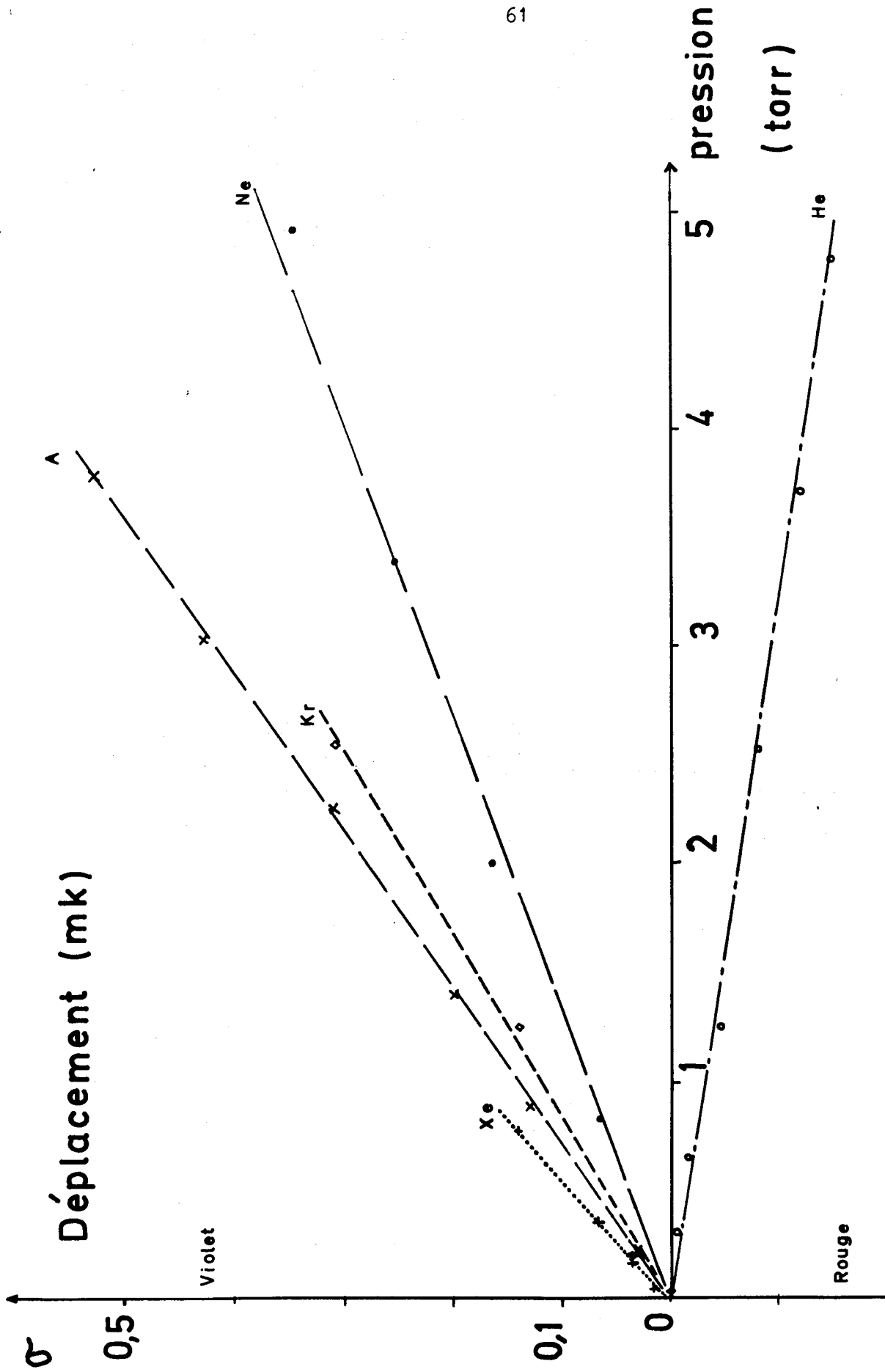


Fig. 16

déplacement dans le cas de l'hélium a déjà souvent été observé ⁽³⁷⁾(46).

Les valeurs du déplacement sont respectivement :

- $0,03 \pm 0,005$ mK/torr pour l'hélium,
- $0,07 \pm 0,01$ mK/torr pour le néon,
- $0,14 \pm 0,01_5$ mK/torr pour l'argon et
- $0,12 \pm 0,01_5$ mK/torr pour le krypton

Les rapports élargissement-déplacement sont donc :

- 26 ± 3 pour l'hélium
- $4,3 \pm 0,5$ pour le néon et
- $3,9 \pm 0,4$ pour l'argon.

3 - Cas du krypton

Les profils enregistrés en présence de krypton, s'ils restent symétriques, ne sont pas en général des profils de Voigt. Aux très faibles pressions de krypton (0,03 torr pour 0,07 torr de xénon) on peut encore définir les largeurs Lorentz et Doppler du profil, mais la largeur Doppler est faible : elle correspond à une température inférieure à la température ambiante. Pour une pression de 0,2 torr de krypton, une déformation du profil se produit, caractérisée par la disparition des ailes de la raie. A une pression de 1,25 torr de krypton, le nouveau phénomène apparaît de façon très prononcée : on remarque sur l'enregistrement (fig. 17) que la raie est amplificatrice au centre du profil et absorbante dans les ailes ; ainsi, dans ces conditions, l'inversion de population des niveaux est réalisée pour

TUBE A } $P(\text{Xe}) = 70 \text{ mT}$
 $P(\text{Kr}) = 0,78 \text{ T}$
TUBE B } $P(\text{Xe}) = 70 \text{ mT}$

$T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$
 $i = 8 \text{ mA}$

$\lambda = 3,36 \text{ } \mu\text{m}$

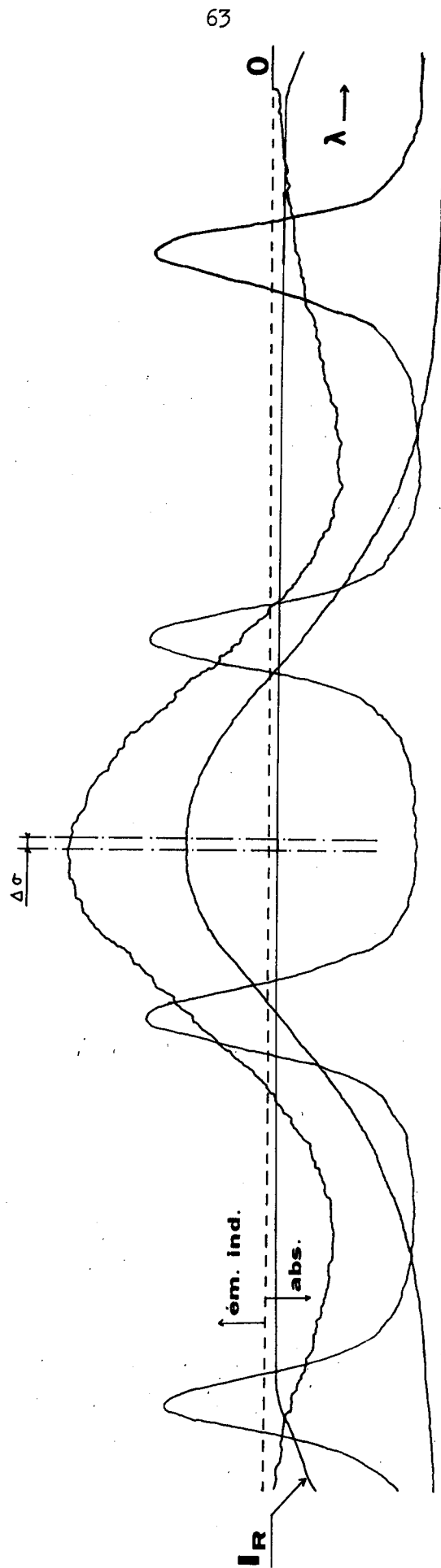


Fig. 17

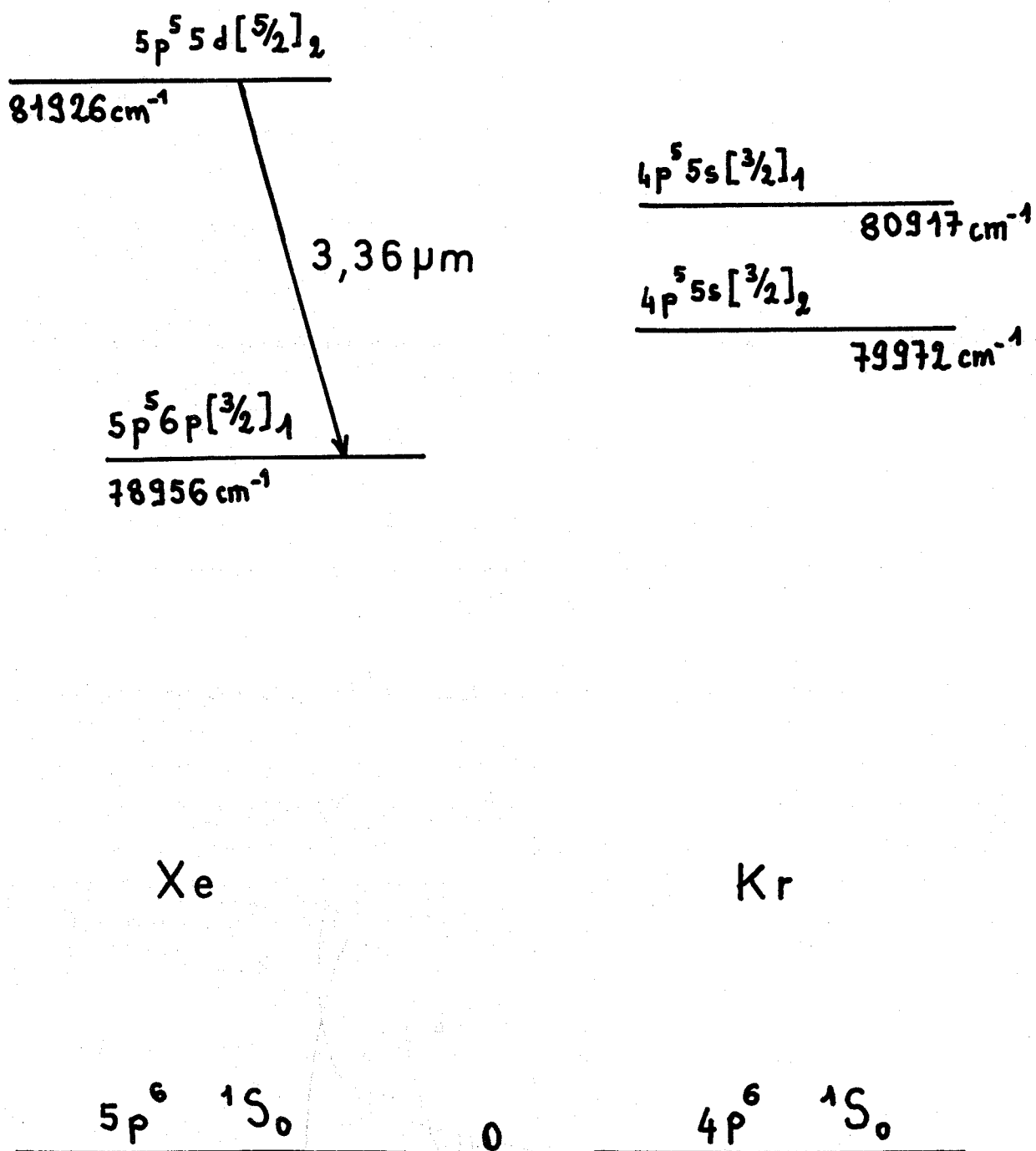


Fig. 18

les atomes lents mais non pour les atomes rapides (en admettant que la distribution des vitesses reste isotrope). Il faut remarquer que le phénomène observé est lié à la différence des populations des deux niveaux de la transition, et n'implique pas que la population des niveaux soit sérieusement modifiée.

La figure 18 montre une partie des diagrammes d'énergie du xénon et du krypton : on trouve un niveau résonant du krypton à 1000 cm^{-1} au dessous du niveau supérieur de $3,36 \mu\text{m}$, et un niveau métastable du krypton à 1000 cm^{-1} au dessus du niveau inférieur de la transition. On peut penser que la proximité de ces niveaux est liée au phénomène observé.

C - INTERPRETATION DES RESULTATS

1 - Section efficace de collisions

On rencontre dans la littérature différentes définitions de la section efficace de collision. Nous prenons ici une définition analogue à celle de Lorentz ⁽²⁾ :

$$\sigma = \frac{1}{\bar{v}} \cdot \frac{2\pi \Delta\nu}{N}$$

où $\Delta\nu$ représente l'élargissement dû aux collisions (largeur à mi-hauteur dans l'échelle des fréquences) et \bar{v} la vitesse relative moyenne entre les atomes en interaction.

Les valeurs déduites des résultats précédents sont :

$$\sigma_{\text{Xe-He}} = 3,3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{Xe-Ne}} = 2,6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{Xe-A}} = 6,4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{Xe-Xe}} = 3,0 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$$

2 - Interaction Xe-Xe et Xe-autres gaz rares :

a) En première approche, pour une interaction non résonante, il est intéressant de comparer les résultats obtenus avec les effets prévus dans le cas où seules interviennent les forces de Van der Waals.

L'énergie d'interaction est alors :

$$\Delta E = C_6 r^{-6}$$

où C_6 est une constante et r représente la distance entre les atomes en interaction. En général, et notamment pour les gaz rares, le déplacement par pression dépend essentiellement de la partie isotrope du potentiel d'interaction (la partie anisotrope apportant des corrections d'ordre supérieur). La partie isotrope de l'énergie d'interaction dépend de la différence des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ pour les électrons optiques des deux niveaux de la transition (r représentant ici la distance électron-centre de masse de l'atome). Dans le domaine visible, la différence d'énergie entre les niveaux est telle qu'en général, la somme des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ pour les électrons optiques du niveau supérieur de la transition est plus grande que celle du niveau inférieur : le déplacement par pression se produit alors vers les petits nombres d'ondes (rouge). Pour la transition $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ du xénon, les niveaux sont les suivants :

$$5p^5 5d[5/2]_2 \quad (\text{niveau supérieur})$$

$$5p^5 6p[3/2]_1 \quad (\text{niveau inférieur})$$

Les valeurs de $\langle r^2 \rangle$ des électrons optiques de chaque niveau ont été calculées en utilisant deux potentiels paramétriques optimisés sur un critère spectroscopique selon deux classes différentes de niveaux ⁽⁴⁴⁾ ; quel que soit le potentiel utilisé la somme des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ des électrons optiques du niveau supérieur est plus petite que celle du niveau inférieur : on doit donc s'attendre à un déplace-

ment vers les grands nombres d'ondes (violet). C'est bien ce qui est observé pour le néon, l'argon, le krypton et le xénon ; on remarque par ailleurs (sauf pour le krypton pour lequel les mesures d'élargissement n'ont pu être faites) que le rapport élargissement-déplacement pour ces gaz n'est pas très différent de la valeur 2,8 attendue dans le cas d'une interaction de Van der Waals. Par contre dans le cas de l'hélium, où le déplacement se produit dans le sens contraire, le rapport élargissement-déplacement est notablement différent ; nous ne pourrions donc rendre compte de cette situation dans le cadre d'une interaction de type strictement Van der Waals. Ceci tient au fait qu'à très courte distance le potentiel d'interaction devient répulsif.

b) - Un potentiel de Lennard-Jones

$$\Delta E = C_6 r^{-6} - C_{12} r^{-12}$$

rend en général mieux compte des phénomènes observés. Hindmarsh, Petford et Smith (47) ont appliqué la théorie de Lindholm au cas d'un potentiel de Lennard-Jones ; on prévoit dans ce cas un profil de Lorentz $I(\omega)$ de largeur à mi-hauteur 2γ , déplacé de β par rapport à la raie non perturbée.

$$I(\omega) = \frac{\gamma}{\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0 - \beta)^2 + \gamma^2}$$

les élargissement et déplacement peuvent s'exprimer sous la forme :

$$\gamma/N = 4\pi \cdot \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{2/5} \frac{1}{v^{3/5}} \left| \frac{C_6}{\hbar} \right|^{2/5} \cdot B(\alpha)$$

$$\beta/N = 2\pi \cdot \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{2/5} \frac{1}{v^{3/5}} \left| \frac{C_6}{\hbar} \right|^{2/5} \cdot S(\alpha)$$



$$\text{avec } S(\alpha) = \int_0^{\infty} x \sin(\alpha x^{-11} - x^{-5}) dx$$

$$\text{et } B(\alpha) = \int_0^{\infty} x \sin^2 \frac{1}{2}(\alpha x^{-11} - x^{-5}) dx$$

$$\text{où } x = \rho \left(\frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{v} \left| \frac{C_6}{\mu} \right| \right)^{-1/5} \quad (\rho \text{ paramètre d'impact})$$

$$\text{et } \alpha = 0,536 \frac{v^{-6/5}}{\mu} \cdot \frac{C_{12}}{\mu} / \left| \frac{C_6}{\mu} \right|^{11/5}$$

Les fonctions $S(\alpha)$, $B(\alpha)$ et le rapport $S(\alpha)/2B(\alpha) = \beta/\gamma$ ont été évalués numériquement en fonction de α ; l'utilisation des courbes de la figure 19 permet d'évaluer, à partir des valeurs de l'élargissement et du déplacement les valeurs des constantes C_6 et C_{12} du potentiel. Nous avons pu ainsi déterminer ces valeurs pour l'hélium, le néon et l'argon.

	C_6 (erg. cm ⁶)	C_{12} (erg. cm ¹²)
He	$0,94 \cdot 10^{-58}$	$49,4 \cdot 10^{-102}$
Ne	$0,87 \cdot 10^{-58}$	$11,6 \cdot 10^{-102}$
A	$6,1 \cdot 10^{-58}$	$1070 \cdot 10^{-102}$

Quoi qu'il soit difficile de comparer ces résultats avec ceux obtenus sur d'autres transitions et sur d'autres gaz rares ⁽³⁷⁾⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁸⁾ on peut néanmoins remarquer que les ordres de grandeurs trouvés ne sont pas incohérents.

Néanmoins, il faut noter que les résultats trouvés pour le xénon ne peuvent être interprétés par aucun des potentiels cités jusqu'ici; une recherche théorique paraît donc nécessaire.



CONCLUSION

Dans l'étude de l'élargissement et du déplacement par pression de la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ du xénon, les effets des collisions Xe - Xe sont très petits. Pour les mesurer, nous avons dû mettre en oeuvre un ensemble instrumental de haute précision, dont le réglage et la mise au point ont été longs et délicats.

Le domaine de pression où se situe notre étude est particulier, puisque nous avons pu faire des mesures jusqu'à une densité voisine de 10^{15} atomes/cm³ ; en effet, même à très faible pression, le xénon peut être excité par une décharge électrique.

Ces deux caractéristiques de l'expérience nous ont permis de montrer la variation de pente des courbes d'élargissement et de déplacement du xénon, apportant un élément nouveau à l'étude des collisions aux très faibles pressions.

Nous avons pu également déterminer certaines caractéristiques de l'interaction xénon-gaz rares : ce sont dans ce domaine les premières mesures de paramètres de collision faites sur une raie du xénon. Si certains résultats peuvent s'interpréter à l'aide des théories classiques, il semble que l'interaction xénon-xénon demande une recherche

plus approfondie.

Le caractère systématique de notre étude nous a permis de mettre en évidence un nouveau phénomène dans le cas de l'interaction xénon-krypton, dont l'importance suggère que les énergies mises en jeu sont d'un ordre supérieur aux interactions classiques.

Un travail important reste à faire. Pour la transition $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$, il faudrait réaliser des enregistrements à différentes températures, ce qui permettrait de préciser le caractère des interactions. Il serait également intéressant d'étudier à très basse pression, l'élargissement et le déplacement en présence de gaz étranger, pour une pression de xénon beaucoup plus faible que celle utilisée. Enfin, il faudrait faire une étude approfondie du phénomène observé en présence de krypton.

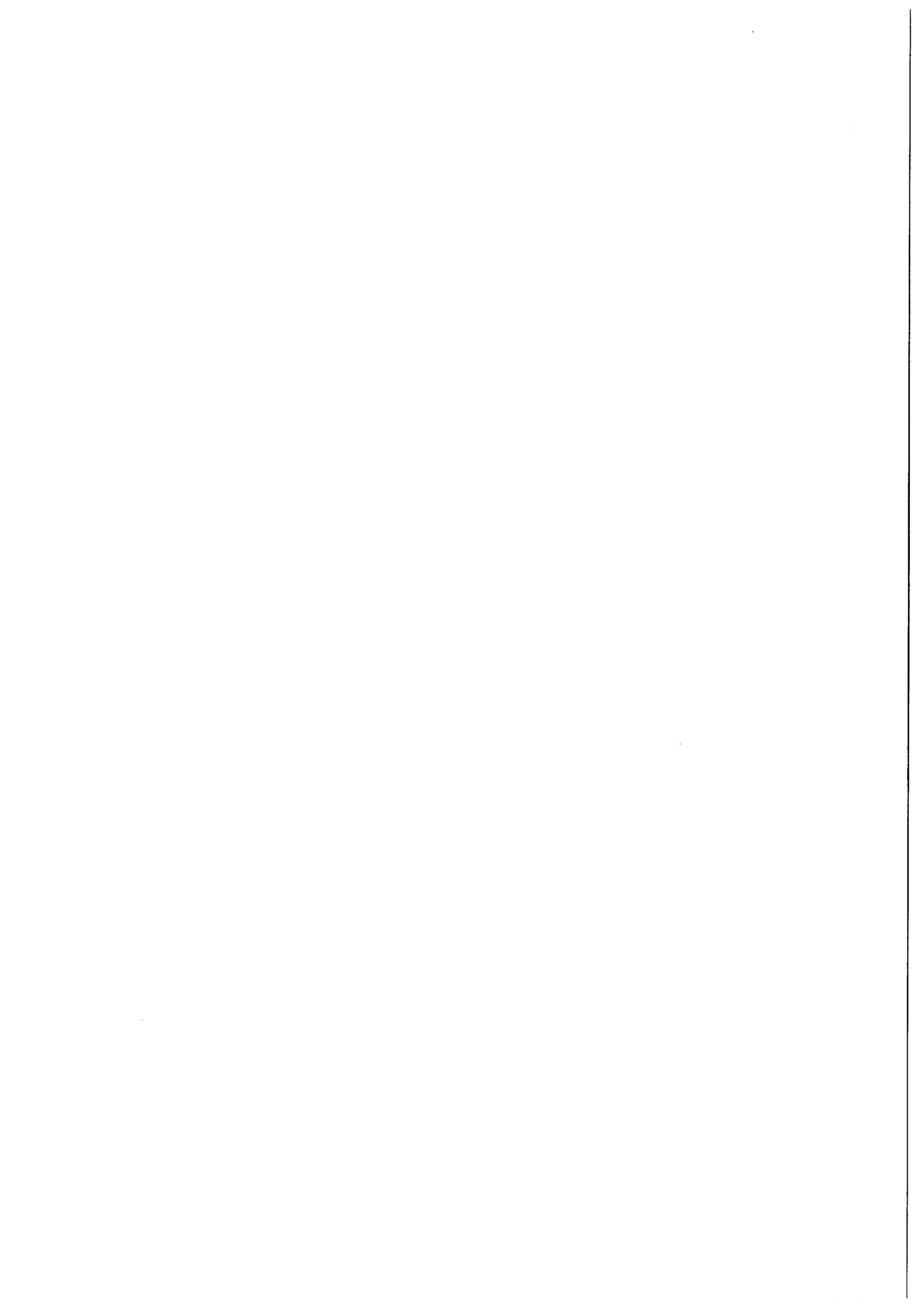
Ce genre d'étude devrait être également étendu aux autres transitions laser du xénon.

Le principe de notre expérience requiert des faisceaux d'analyse de largeur spectrale extrêmement fine, et de fréquence continuellement variable définie avec précision. Ceci peut être actuellement obtenu à l'aide de lasers à gaz monomodes. Ce type d'expérience pourra être étendu à un bien plus grand nombre de transitions lorsque les recherches en cours sur les lasers à longueur d'onde variable (lasers paramétriques ou à colorant) permettront d'obtenir des qualités comparables.

REFERENCES

- 1 - J. Terrien et E. Engelhard, *Rev. Opt.*, 39, 11, (1960).
- 2 - Lorentz, *Proc. Roy. Acad. Sci. Amsterdam*, 8, 591, (1906).
- 3 - Holtzmark, *Ann. Physik*, 58, 577, (1919).
- 4 - Jablonski, *Zeit. f. Phys.*, 70, 723, (1931).
- 5 - Margenau, *Phys. Rev.*, 40, 387, (1932).
- 6 - Weisskopf, *Phys. Z.*, 34, 1, (1933).
- 7 - Lindholm, *Arkiv. Mat. Astr. Phys.*, 32A, n° 17, (1945).
- 8 - Foley, *Phys. Rev.*, 69, 616, (1946).
- 9 - Anderson, *Phys. Rev.*, 76, 647, (1949).
- 10 - Baranger, *Phys. Rev.*, 112, 855, (1958).
- 11 - Fano, *Phys. Rev.*, 131, 259, (1963).
- 12 - Griem, *Plasma Spectroscopy*, (1964).
- 13 - Byron et Foley, *Phys. Rev.*, 134, A625, (1964).
- 14 - Omont, *J. de Phys.*, 26, 26, (1965).
- 15 - Hindmarsh, *Phys. Lett.*, 7, 115, (1963).
- 16 - Cooper, *Rev. Mod. Phys.*, 39, 167, (1967).
- 17 - Ch'en et Takeo, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 20, (1957).
- 18 - Robin et Romand, *C.R.A.S.*, 1455, (1950).
- 19 - Ch'en et Garrett, *Phys. Rev.*, 144, 59, (1966).
- 20 - Ch'en, Gilbert et Tan, *Phys. Rev.*, 184, 51, (1969).
- 21 - Rostas et Lemaire, *J. de Phys.*, B4, 555, (1971).
- 22 - Lewis, Rebbeck et Vaughan, *Phys. Lett.*, 30A, 50, (1969).
- 23 - Mac Cartan et Hindmarsh, *J. de Phys.*, B2, 1395, (1969).
- 24 - Hindmarsh, *Mon. Not. R. Ast. Soc.*, 119, 11, (1959).

- 25 - Smith, Proc. Roy. Soc., A297, 288, (1967).
- 26 - Farr et Hindmarsh, J. de Phys., B4, 568, (1971).
- 27 - Penkin et Shabanova, Opt. And Spect., 25, 446, (1968).
- 28 - Lennuier et Butaux, C.R.A.S., 267, 36, (1968).
- 29 - Omont et Meunier, Phys. Rev., 169, 92, (1968).
- 30 - Happer et Saloman, Phys. Rev., 160, 23, (1967).
- 31 - Kuhn et Vaughan, Proc. Roy. Soc., A277, 297, (1964).
- 32 - Stacey et Vaughan, Phys. Lett., 11, 105, (1964).
- 33 - Kuhn, Lewis et Vaughan, Phys. Rev. Lett., 15, 687, (1965).
- 34 - Vaughan, Proc. Roy. Soc., A295, 164, (1966).
- 35 - Kuhn et Lewis, Proc. Roy. Soc., A299, 423, (1967).
- 36 - Vaughan, Phys. Rev., 166, 13, (1968).
- 37 - Vaughan et Smith, Phys. Rev., 166, 17, (1968).
- 38 - R. Vetter, Thèse Paris-Orsay, (1970).
- 39 - E.G.A.S. III, Reading, Juillet 1971.
- 40 - Bennet , Phys. Rev., 126, 580, (1962).
- 41 - J. Seguin, Thèse de Doctorat d'Université, Orsay (1969).
- 42 - M. de Beaumont, Thèse de 3ème Cycle, Paris-Orsay (1973).
- 43 - J. Tudor, Davies et J. M. Vaughan, Astrophys. Journ., 137,
1302, (1963).
- 44 - M. Aymar, Physica, 57, 178, (1972) et communication personnelle.
- 45 - Husson, Thèse de 3ème Cycle, Caen (1972).
- 46 - Butaux, Schuller et Lennuier, J. de Phys., 33, 635, (1972).
- 47 - Hindmarsh, Petford et Smith, Proc. Roy. Soc., A297, 296, (1967).



Service de Reprographie

C.N.R.S.

Gif