

THÈSE

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ
PIERRE et MARIE CURIE - PARIS VI

PAR

Anne DÉBARRE - CORDIER

LABORATOIRE AIMÉ COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR

le titre de DOCTEUR de troisième cycle

SPECIALITE
Physique Atomique et Statistique

Spectroscopie d'absorption à deux photons de l'ytterbium neutre :
Observation des niveaux pairs très excités et interprétation
théorique des niveaux $J = 0$ et $J = 2$.

SOUTENUE LE

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M.	S.	FENEUILLE	Président
M.	J-C.	LEHMANN	Rapporteur
MM.	P.	CAMUS	} Examineurs
	C.	MANUS	
	C.	MORILLON	



REMERCIEMENTS

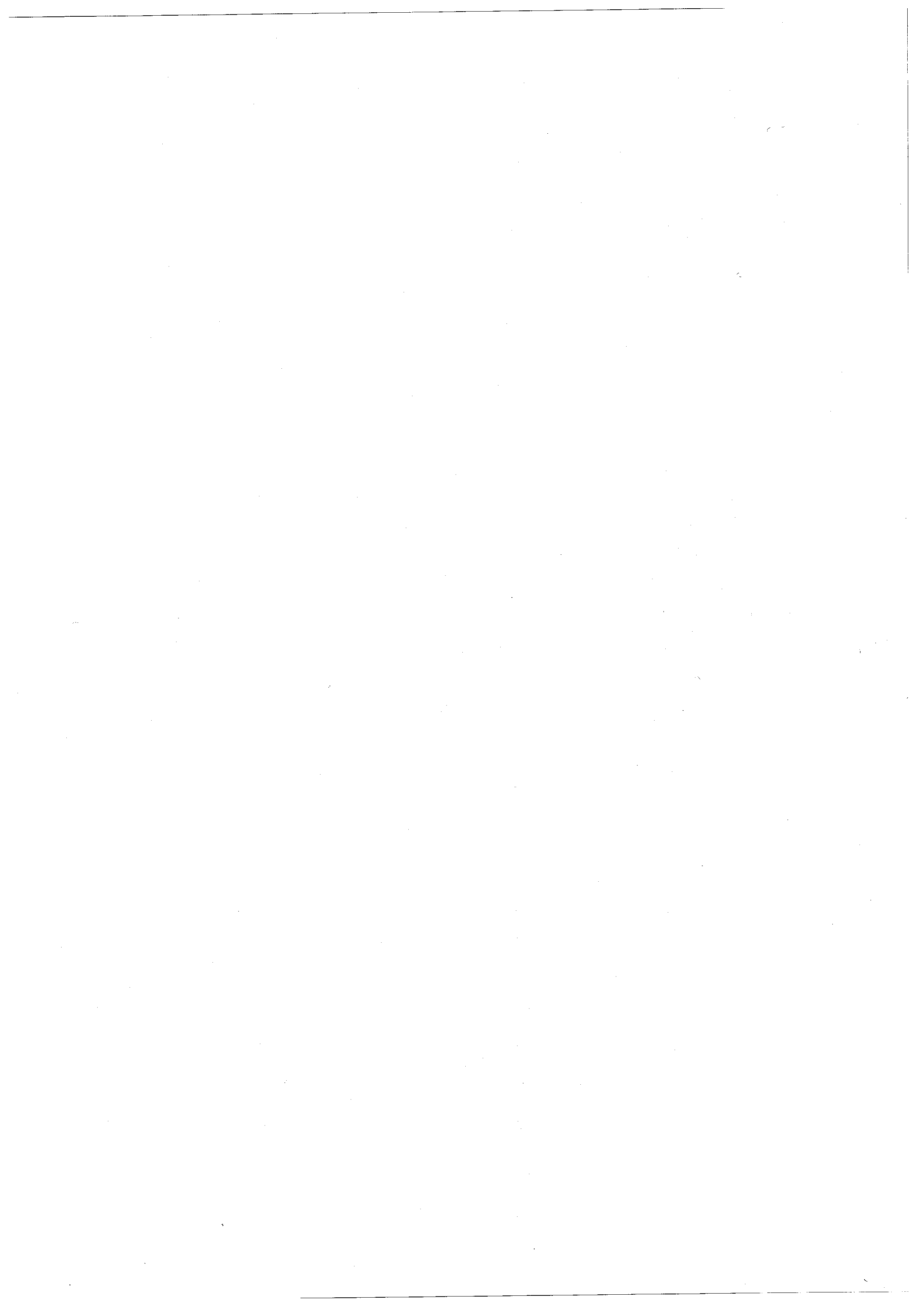
Ce travail a été entrepris et mené à bien avec une allocation de recherche de la D.G.R.S.T.. Que Monsieur le Professeur BROSSEL, qui m'a permis de suivre les cours du D.E.A. et d'obtenir cette allocation de recherche, soit ici remercié.

Je tiens, tout particulièrement, à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur JACQUINOT qui a su le premier, par son enseignement, me faire découvrir et aimer la physique atomique.

Monsieur le Professeur JACQUINOT et Monsieur FENEUILLE, Directeur de Recherche au C.N.R.S., m'ont accueillie au sein du Laboratoire Aimé Cotton. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

En me confiant ce sujet de Thèse, Monsieur CAMUS et Monsieur MORILLON prenaient la charge d'une personne sans expérience. Ils ont su me laisser des initiatives et être présents aux moments nécessaires. Je leur en sais gré.

J'ai été sensible à l'attention que m'ont portée Madame AYMAR et Madame ROBAUX. Elles m'ont initiée à la méthode du défaut quantique à plusieurs voies et m'ont permis, par leurs précieux conseils et



leurs encouragements, de mener à bien l'interprétation des résultats. Cette interprétation a pu être réalisée grâce à la collaboration compétente de Monsieur WYART. Je les en remercie vivement.

Je remercie Madame CRANCE qui s'est prêtée à de fructueuses discussions avec beaucoup de gentillesse.

Je tiens à citer tous les techniciens qui ont participé au bon fonctionnement de l'expérience et en particulier Monsieur OPPENHEIMER, Monsieur BARONNET et Monsieur RICHARD.

Je ne saurais oublier Madame PARISOT, Madame FONTAINE, Monsieur CALVIGNAC, Monsieur DESMARETS et Monsieur REY sans lesquels ce travail n'aurait pu être mené à son terme.

Ma reconnaissance cordiale à tous les administratifs, chercheurs et techniciens du Laboratoire Aimé Cotton va de soi.



TABLE des MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
Chapitre I : <u>ETUDE EXPERIMENTALE</u>	5
I-A. <u>METHODES EXPERIMENTALES</u>	6
A-1. Production du rayonnement exciteur	6
a) Description de la cavité	6
b) Choix des colorants	8
b-1 absorption à deux photons	8
b-2 excitation en échelons	9
A-2. Production de la vapeur d'ytterbium dans un four "heat-pipe"	9
a) Condition de fonctionnement d'un four "heat-pipe"	10
b) Fonctionnement du four heat-pipe dans le cas particulier de l'ytterbium	12
A-3. Détection des niveaux excités	13
a) Création des ions positifs	13
b) Détection des ions positifs	15
b-1 régime de charge d'espace d'une diode	15
b-2 perturbation de la charge d'espace en présence d'ions positifs	16

c)	Application de la méthode de détection dans le cas de l'ytterbium	18
c-1	conditions de fonctionnement de la diode en régime de charge d'espace	18
c-2	caractéristiques et traitement du signal ..	19
A-4.	Mesure absolue des nombres d'ondes	21
I-B.	<u>ABSORPTION à DEUX PHOTONS</u>	23
B-1.	Rappels théoriques de l'absorption à deux photons	23
B-2.	Résultats expérimentaux	27
a)	Description des transitions observées	27
b)	Largeur des raies	30
c)	Incertitudes sur la détermination des nombres d'ondes	31
d)	Tableau de valeurs	34
B-3.	Interprétation des résultats	36
a)	Séries de Rydberg observées	36
b)	Niveaux de valence	37
c)	Etude graphique du profil de Fano des raies autoionisées	38
I-C.	<u>EXCITATION EN ECHELONS</u>	41
C-1.	Description du montage	41
C-2.	Etude des conditions expérimentales pour une excitation à deux échelons	42
C-3.	Tableau de valeurs, interprétation des résultats..	46
a)	Tableau de valeurs	46
b)	Interprétation des résultats	47
	<u>CONCLUSION</u>	48

Chapitre II : <u>ETUDE THEORIQUE DES SERIES DE</u>	
<u>RYDBERG</u>	49
<u>INTRODUCTION</u>	49
II-A. <u>RAPPELS THEORIQUES SUR LA M.Q.D.T.</u>	51
A-1. Théorie du défaut quantique à une voie (Q.D.T.) ..	51
A-2. Théorie du défaut quantique à plusieurs voies (M.Q.D.T.)	53
a) Formules de base	53
b) Graphe de Lu-Fano	55
II-B. <u>ETUDE DU SPECTRE J=2 PAIR DE L'YTTERBIUM</u>	58
B-1. Domaine d'étude	58
B-2. Analyse du spectre J=2	60
B-3. Graphe de Lu-Fano, tableau de valeurs	63
B-4. Fonctions d'onde	63
a) Interprétation des perturbations	64
b) Energies prévues	65
II-C. <u>ETUDE DU SPECTRE J=0 PAIR DE L'YTTERBIUM</u>	66
C-1. Domaine d'étude	66
C-2. Analyse du spectre J=0	67
C-3. Diagramme de Lu-Fano, tableau de valeurs	68
C-4. Fonctions d'onde	69
a) Interprétation des perturbations	69
b) Energies prévues	70
C-5. Estimation de certaines probabilités de transition	70
<u>CONCLUSION DE L'ETUDE THEORIQUE</u>	73

CONCLUSION 74

BIBLIOGRAPHIE 77

TABLEAUX I à X



INTRODUCTION

L'ytterbium, qui tire son nom du village d'Ytterby, en Suède, où il a été découvert en 1879, est un corps simple qui est le dernier de la famille des terres rares. Dans l'état fondamental $6s^2 \ ^1S_0$ de l'atome, les électrons remplissent complètement la couche 4f (N=14).

L'ytterbium présente deux systèmes de niveaux d'énergie. Le premier type de configurations excitées qui apparaissent dans le spectre correspond à l'excitation de l'un ou des deux électrons de valence 6s, soit, par exemple, les configurations $6snl$ ($nl = ns, np, nd \dots$), $6pnp$, $5dnl$ ($nl = ns, np, nd \dots$). L'ytterbium se comporte alors de façon identique à un alcalino-terreux. Le deuxième type de configurations excitées, qui s'écrivent $4f^{13}nl \ n'l' \ n''l''$, correspond à l'excitation d'un électron de la couche 4f. Citons par exemple les configurations $4f^{13}5d6s^2$, $4f^{13}6s^26p$ et $4f^{13}5d6s6p$. Les niveaux de ces configurations sont nombreux et s'étendent sur de larges domaines d'énergie. Les mélanges possibles entre configurations $nl \ n'l'$ où les électrons peuvent être très excités et les configurations $4f^{13}nl \ n'l' \ n''l''$ profondes rendent l'étude d'un tel spectre complexe. Néanmoins l'ytterbium est un des corps les plus simples où on peut étudier des configurations à 4 électrons excités. Des études spectroscopiques en émission ont été entreprises dès 1929 par Meggers, initialement parce que les échantillons de lutécium qu'il étudiait étaient contaminés par l'ytterbium. Puis il a continué cette étude, en collaboration avec de nombreux auteurs, en particulier Scribner ([1],[3]), Corliss ([2],[3]), Sugar [4]. Humphreys et

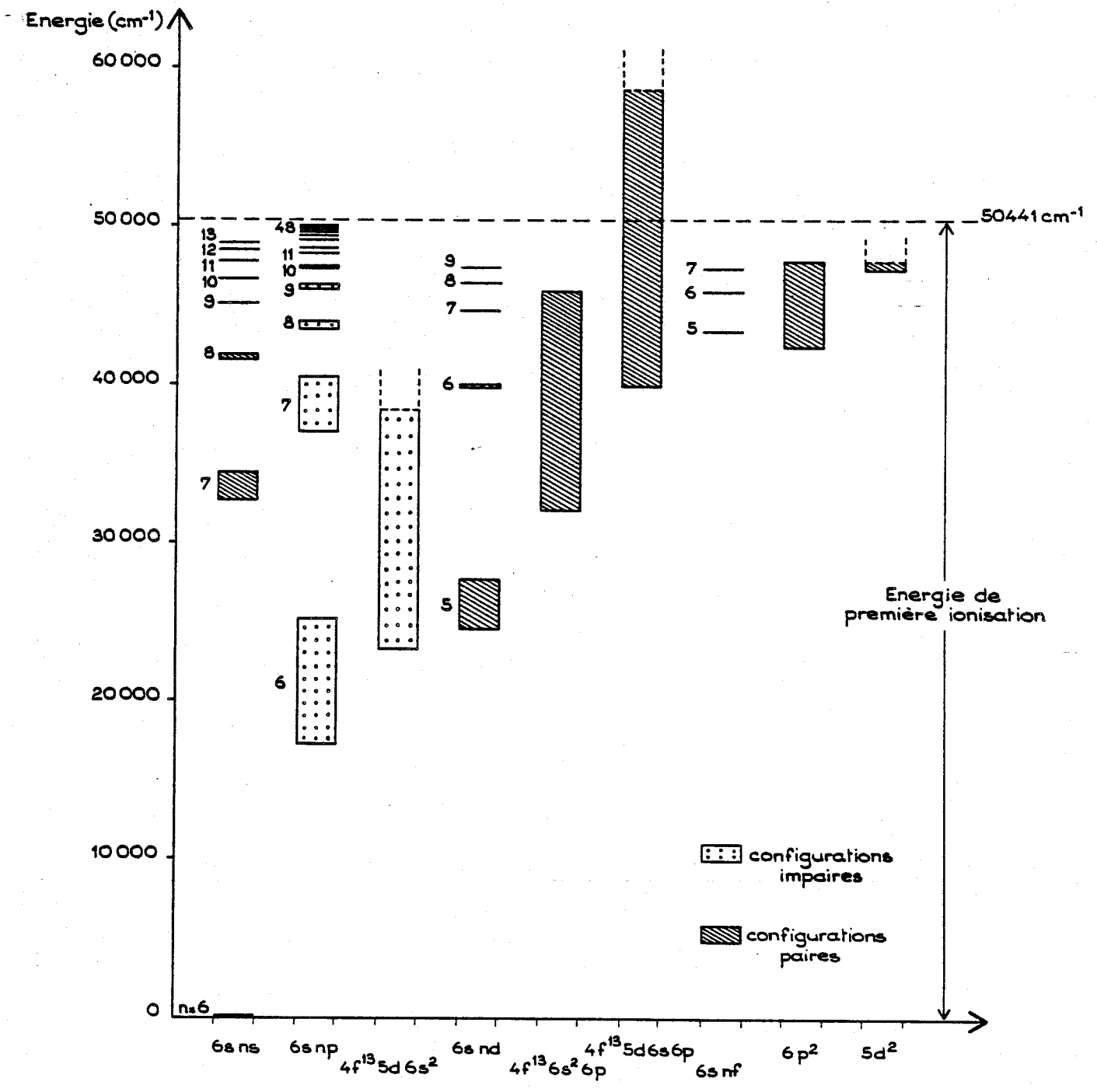


Figure 1

Configurations connues de l'ytterbium (spectre discret).

Paul [5] ont permis d'étendre les connaissances à de nombreuses raies situées dans le domaine infrarouge. Ce n'est qu'en 1964 que N. Spector [6] a pu identifier, pour la première fois dans l'ytterbium, des niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s^2$ qui est la plus basse des configurations du type $4f^{N-1}n\ell n'\ell' n''\ell''$ comme dans tous les lanthanides. Ces calculs ont été repris par Racah, puis par Goldschmidt et ont permis de prévoir les positions de niveaux d'autres configurations $4f^{13}n\ell n'\ell' n''\ell''$. Tous ces résultats ont été réunis par Tech dans un article publié en 1978 [7]. Camus et Tomkins ont réalisé en 1969 [8] une étude d'absorption à partir du niveau fondamental, qui a permis d'étendre la connaissance des séries $6snp \ ^1,3P_1^o$ de $n=13$ à 48 et de déterminer la valeur la plus précise de la première limite d'ionisation : $E = (50441,0 \pm 0,2) \text{cm}^{-1}$. L'état des connaissances concernant le spectre discret de l'ytterbium est décrit par la Figure 1 où on a reporté les positions relatives des différentes configurations connues de l'ytterbium I. Certains des niveaux de ces configurations restent parfois à déterminer (niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ par exemple, ou les niveaux $n = 9, 10, 11, 12, 13$ de la série $6sns \ ^1S_0$, ...). L'étude de ce schéma montre que peu d'observations concernent les niveaux très excités, en particulier les niveaux pairs proches de la première limite d'ionisation. Les positions respectives des configurations $6p^2$, $4f^{13}6s^26p$, $4f^{13}5d6s6p$ laissent présager de nombreuses interactions des séries $6sns \ ^1S_0$, $6snd \ ^1,3D_2$ avec ces niveaux.

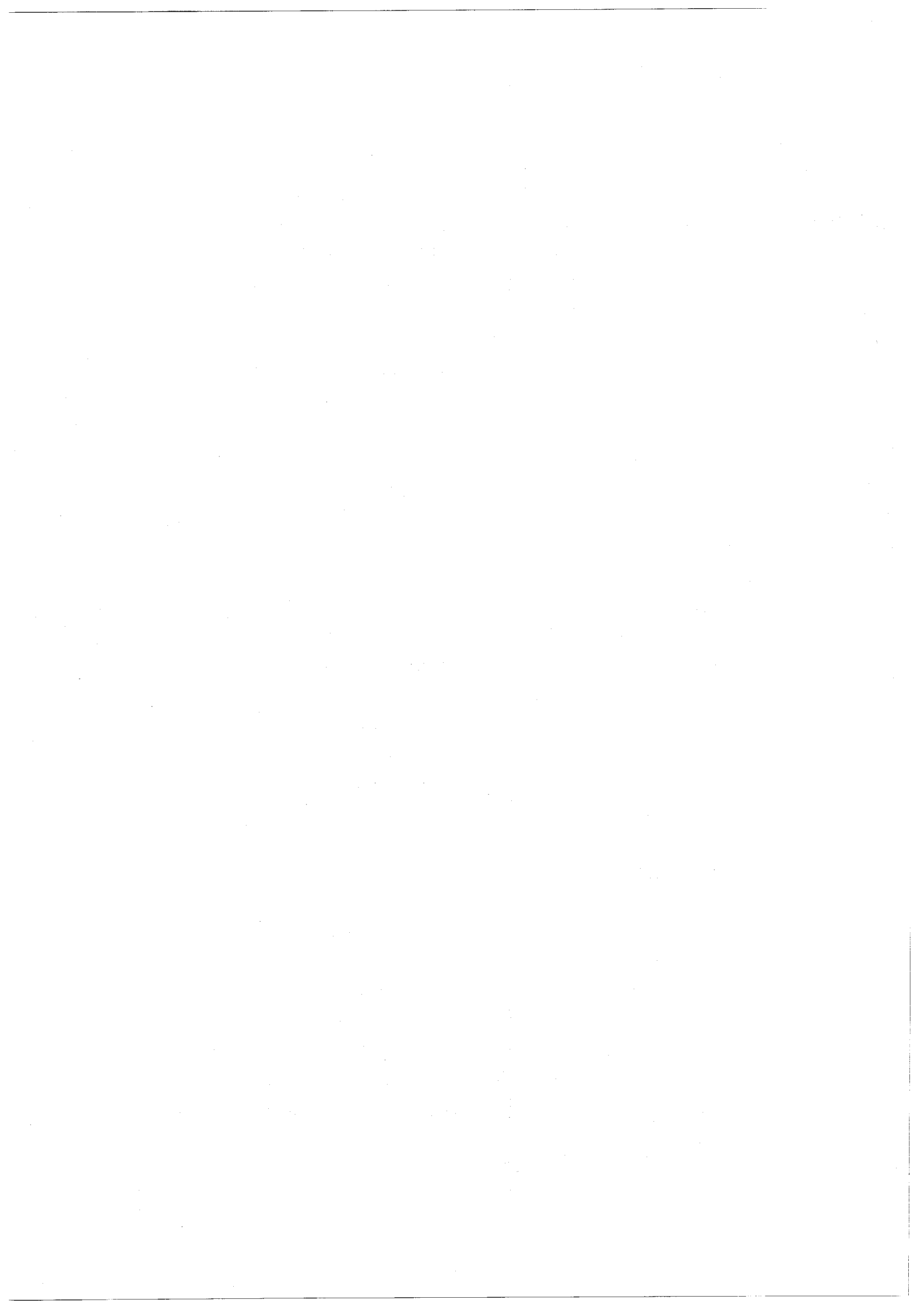
Les récentes études expérimentales et théoriques sur les états discrets d'alcalino-terreux, comme le calcium ([9], [10], [26]) ou le baryum ([11], [12], [13], [15], [26]) ont permis d'obtenir de nombreux renseignements sur la structure de tels spectres. A la suite de ces études, il a semblé intéressant d'entreprendre une étude spectroscopique des niveaux très excités de l'ytterbium. Pour porter, à partir de l'état fondamental, des atomes dans un niveau pair, il est nécessaire de réaliser une expérience d'excitation multiphotonique. Une telle étude a été rendue possible grâce au développement des lasers à colorants fonctionnant en régime pulsé, qui sont des sources puissantes,



dont l'énergie peut être concentrée dans une faible bande spectrale. Ces deux caractéristiques permettent d'exciter efficacement des atomes de façon sélective. Nous nous sommes intéressés au spectre pair de l'ytterbium encore mal connu, alors que le spectre impair a pu être étudié en partie par une méthode d'absorption [8].

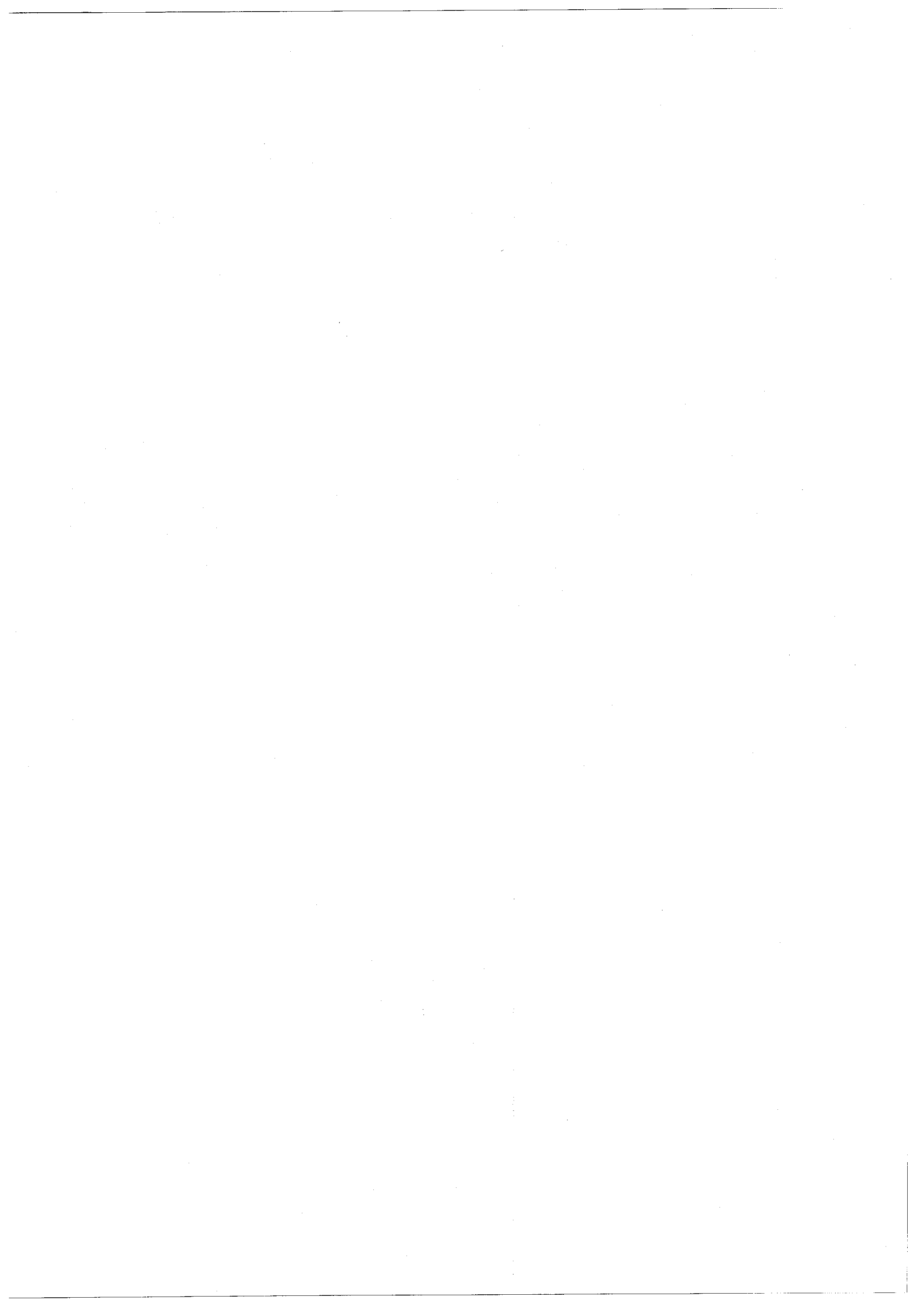
L'ytterbium est un corps qui se prête particulièrement bien à une expérience d'absorption à deux photons car il a un potentiel d'ionisation suffisamment bas (50441 cm^{-1}) pour que le domaine de longueurs d'onde à explorer soit couvert par divers colorants, et surtout parce que le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ ($25068,23 \text{ cm}^{-1}$) a pratiquement une énergie moitié de celle de première ionisation. C'est donc un excellent niveau relais pour l'absorption à deux photons vers des niveaux très excités. La probabilité de telles transitions devrait être importante. Pour déterminer la position des niveaux sur un grand domaine d'énergie (4000 cm^{-1}) nous avons réalisé une expérience de moyenne résolution et, en particulier, nous n'avons pas cherché à éliminer l'effet Doppler. Il est d'autant plus aisé de détecter un niveau que sa population est forte. C'est pourquoi nous avons choisi de travailler avec une vapeur d'ytterbium où la densité d'atomes dans l'état fondamental est très importante ($n \approx 10^{16} \text{ at/cm}^3$). Cette vapeur, pour être homogène en température et pression est produite dans une cellule caloduc ("heat-pipe"). Une méthode sensible permettra de détecter des niveaux pour lesquels la probabilité de transition à deux photons à partir du niveau fondamental est faible. Nous avons choisi d'utiliser la méthode de détection par une diode thermoélectronique fonctionnant en régime de charge d'espace et c'est le courant de diode qu'on enregistre. Cette méthode très sensible est, en outre, facile à mettre en oeuvre.

Les résultats obtenus au cours de cette expérience et complétés par une étude d'excitation en échelons utilisant comme niveau intermédiaire le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ fournissent de nombreux renseignements sur les séries de Rydberg $6sns \ ^1S_0$, $6snd \ ^{1,3}D_2$ et sur des niveaux des configurations $6p^2$ et $4f^{13}5d6s6p$.



La méthode du défaut quantique à plusieurs voies (M.Q.D.T.) est particulièrement adaptée à l'interprétation des configurations excitées d'un spectre. C'est une méthode paramétrique qui, outre les énergies, permet d'obtenir une estimation des fonctions d'onde des niveaux analysés. Mais cette méthode, pour être applicable, nécessite de connaître, au préalable, à quelles configurations appartiennent ces niveaux.

Wyart et Camus [14] ont réalisé une étude paramétrique utilisant une méthode de Racah, qui permet d'obtenir de nombreuses informations sur les niveaux des configurations du type $nl\ n'l'$ et $4f^{13}nl\ n'l'\ n''l''$ mais qui n'est pas adaptée à l'étude des niveaux excités des séries $6sns\ ^1S_0$, $6snd\ ^1,^3D_2$. Nous avons donc effectué une analyse des spectres pairs $J = 0$ et 2 de l'ytterbium par la M.Q.D.T. dont les résultats confirment et complètent ceux de Wyart et Camus [14].



CHAPITRE I



Chapitre I

ETUDE EXPERIMENTALE

Dans la première partie de ce chapitre (paragraphe A), nous décrivons les différentes méthodes qui ont été choisies et leurs conditions de fonctionnement dans le cas de l'ytterbium. Ces techniques ont été utilisées au cours de deux expériences : une expérience d'absorption à deux photons à partir du niveau fondamental qui est décrite dans la deuxième partie du chapitre (paragraphe B) et une expérience d'excitation en échelons qui fait l'objet de la troisième partie (paragraphe C). Les schémas de principe représentés sur les Figures 2 et 3 permettent de voir comment s'organisent les différents éléments du montage dans les deux expériences. Les numéros de figures portés sur ces schémas renvoient à des descriptions plus détaillées des cavités laser, de la cellule heat-pipe et de la diode thermoélectronique. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sont réunis dans deux tableaux : le Tableau I concerne les résultats de l'absorption à deux photons, le Tableau II ceux de l'excitation en échelons.

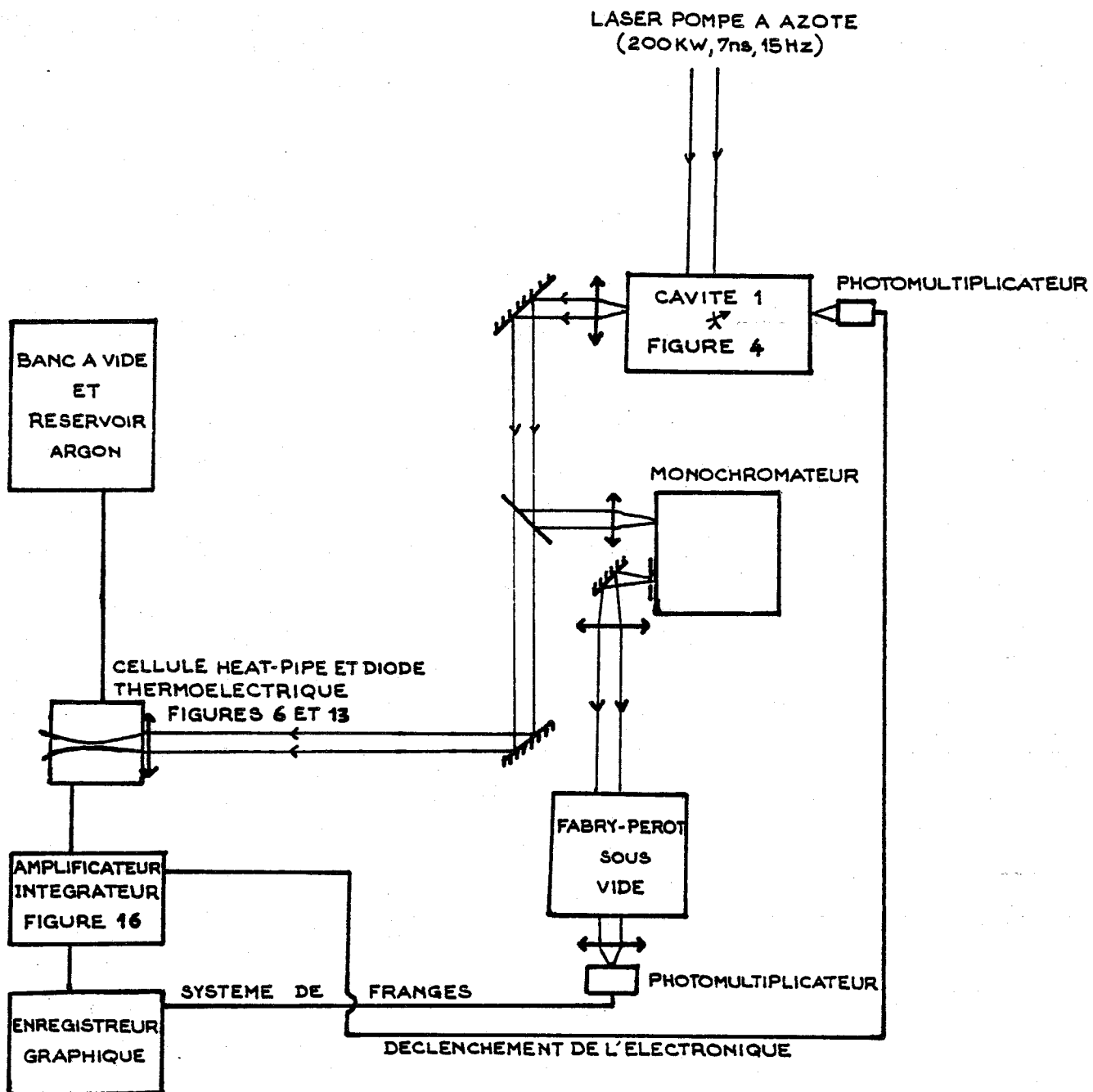


Figure 2

Schéma de principe de l'expérience d'absorption à deux photons.

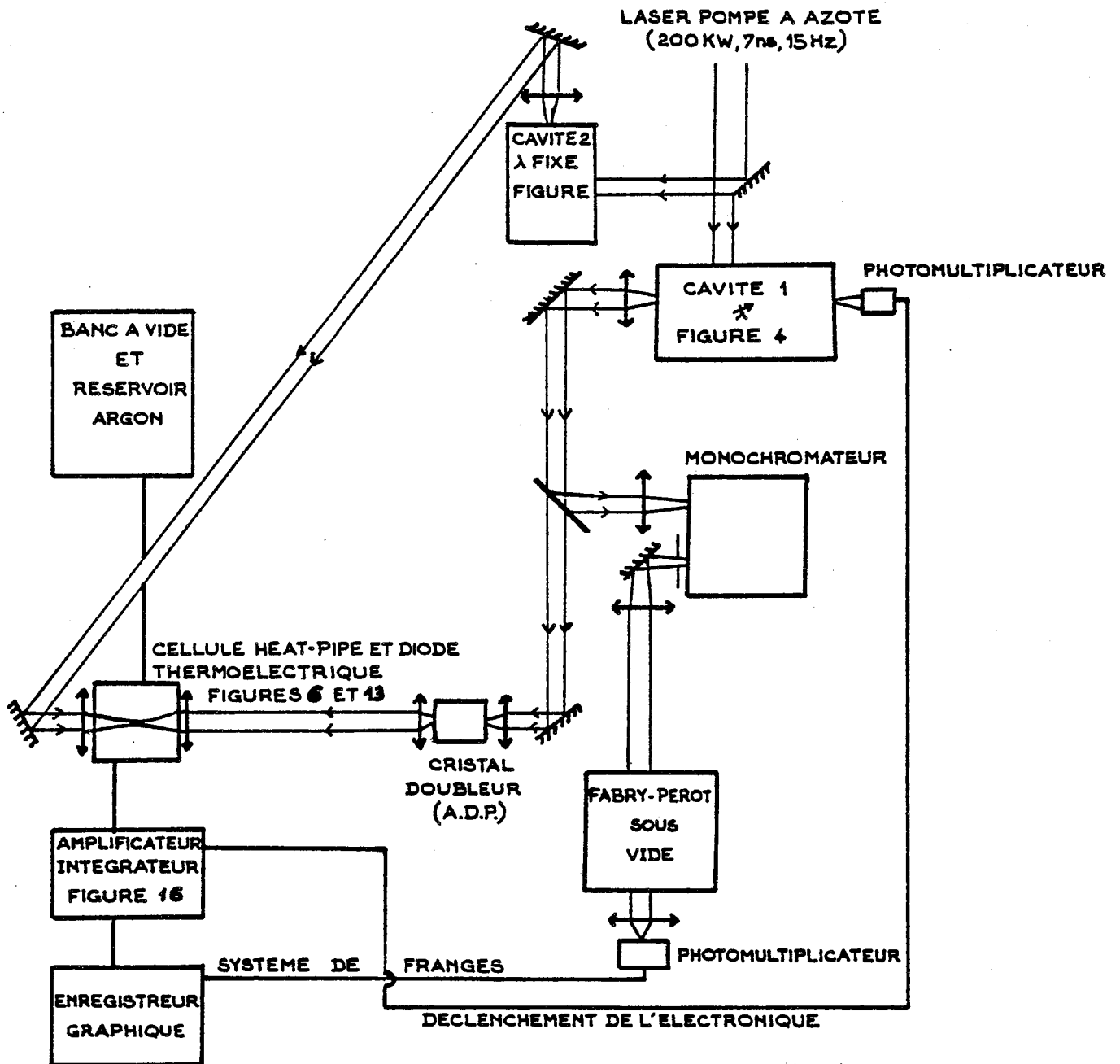


Figure 3

Schéma de principe de l'expérience d'excitation en échelons.

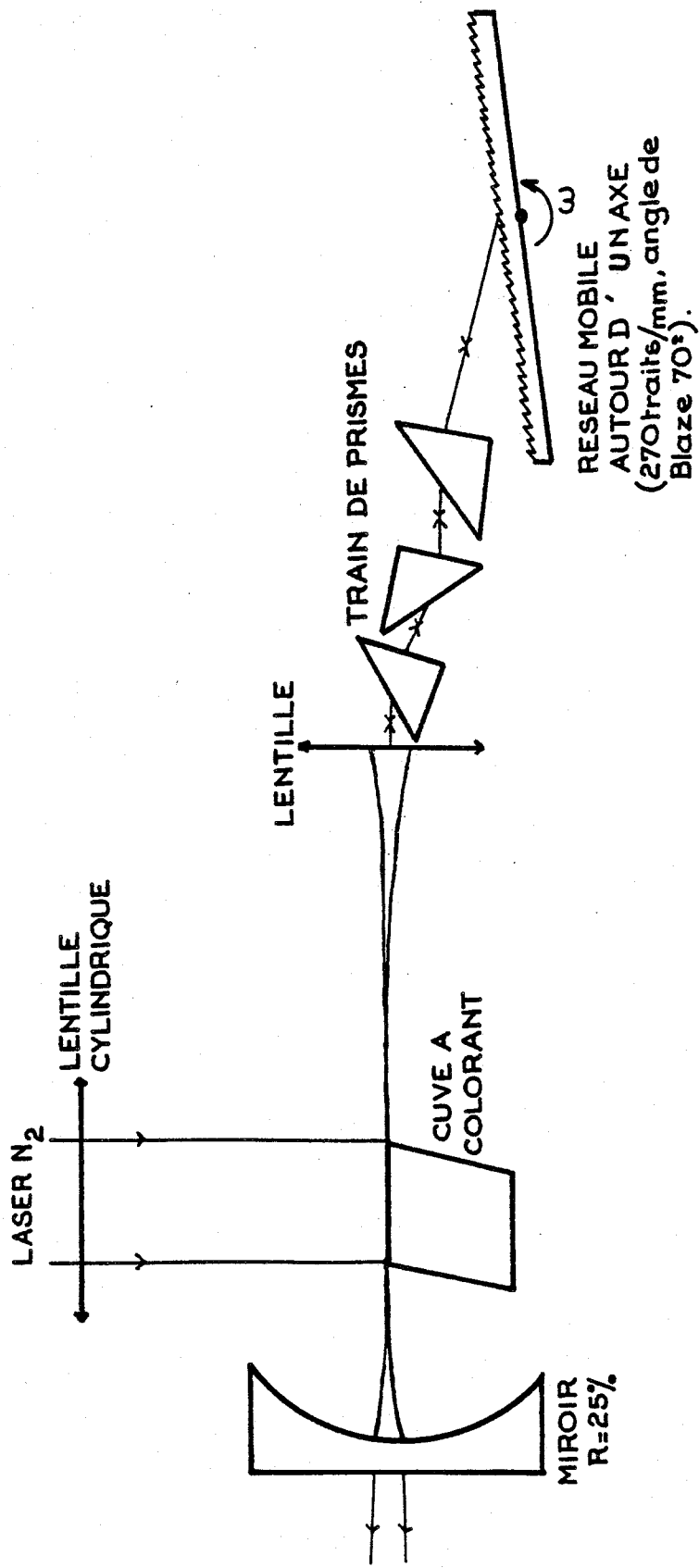


Figure 4

Cavité laser utilisée dans l'expérience d'absorption à deux photons.

I-A. METHODES EXPERIMENTALES.

I-A-1. PRODUCTION DU RAYONNEMENT EXCITATEUR.

Peupler de façon raisonnable un niveau excité par un processus d'absorption de deux photons nécessite une densité d'énergie importante. Pour résoudre ce problème, les lasers pulsés qui délivrent leur énergie pendant un temps très court et dans un angle solide très petit sont un bon choix. De plus, l'existence de colorants dans notre domaine d'étude rend possible une excitation sélective des atomes.

a) Description de la cavité.

Nous cherchons à explorer de façon continue avec une résolution moyenne le domaine d'énergie des niveaux très excités de l'ytterbium neutre, ce qui guide le choix de la cavité. Le faisceau pompe est celui d'un laser à azote fonctionnant en régime pulsé. Sa puissance crête est 200 kW quand la fréquence de répétition des impulsions est 15 Hz . La durée des impulsions est 7 ns .

Le schéma de principe de la cavité est porté sur la Figure 4. Le faisceau du laser à azote converge sur la cuve à colorant grâce à une lentille cylindrique. Le système disperseur est un réseau à effet de miroitement (angle de blaze 70° , 270 traits par millimètre) utilisé en montage Littrow. Pour utiliser le réseau dans de bonnes conditions, on réduit la forte divergence du faisceau de fluorescence grâce à une lentille L . Pour obtenir une bonne résolution, il faut couvrir toute la longueur du réseau et, par conséquent, dilater le faisceau au maximum.

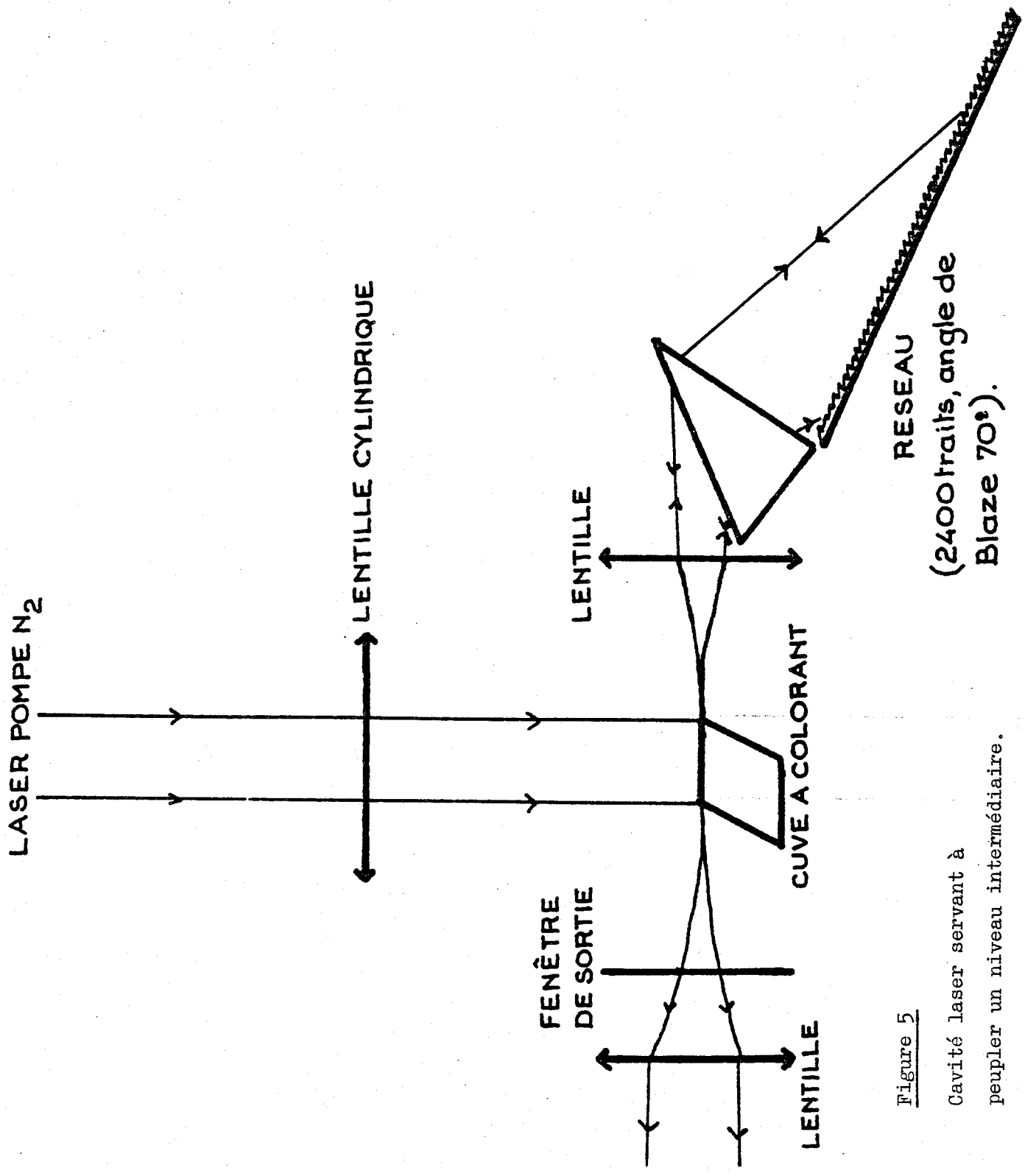
Le système anamorphoseur, qui permet de dilater le faisceau, est constitué par l'ensemble de trois prismes rectangle isocèle, la dilatation étant unidirectionnelle. L'angle d'incidence sur chacun de ces



prismes est voisin de l'angle de Brewster, ce qui permet d'obtenir un gain total de 12 . Associé à un angle d'incidence important ($> 70^\circ$) sur le réseau, ce gain est suffisant pour couvrir le réseau sur une longueur de 10 cm environ. Le train de prismes est un système qui est facile à régler et qui occasionne des pertes assez faibles. La lumière dispersée par le réseau dans un ordre donné est focalisée par la lentille L , selon une droite au centre de la cuve à colorant. La finesse et la puissance de la raie laser dépendent des dimensions transversales de la zone excitée du colorant et de la dispersion dans le plan focal de la lentille. Celle-ci est d'autant plus grande qu'on considère un ordre élevé du réseau, c'est-à-dire une plus grande incidence sur le réseau et une grande focale. Le choix de l'ordre du réseau résulte d'un compromis entre finesse et puissance du rayonnement obtenu. Couramment nous avons utilisé le spectre dispersé par le réseau dans l'ordre 17. L'incidence sur le réseau étant alors voisine de 70° , en augmentant la distance focale de la lentille on obtient une meilleure finesse, mais on allonge par là même la longueur de la cavité. La valeur de la distance focale retenue est 15 cm . Un miroir sphérique, dont le centre est confondu avec le foyer de la lentille L , ferme la cavité à son autre extrémité. Son pouvoir réflecteur est 25 % à 5500 \AA .

Expérimentalement on note que la largeur de la raie laser obtenue varie entre $0,2 \text{ cm}^{-1}$ et $0,3 \text{ cm}^{-1}$ et que la puissance moyenne du faisceau atteint couramment 1 à 2 kW suivant les colorants utilisés. On fait varier la longueur d'onde laser dans la plage de fluorescence du colorant en faisant tourner le réseau autour d'un axe contenu dans son plan et parallèle aux traits. La cavité telle qu'elle vient d'être décrite, à l'exception du train de prismes, a été construite par P. Camus et C. Morillon [15].

Dans un deuxième temps, nous avons monté une expérience d'excitation en échelons. Nous avons construit une seconde cavité laser à colorant pour peupler le niveau relais $6s6p \text{ } ^3P_1^0$. La Figure 3 montre un schéma d'ensemble des deux cavités.



RESEAU
 (2400 traits, angle de
 Blaze 70°).

Figure 5
 Cavité laser servant à
 peupler un niveau intermédiaire.

On sépare spatialement le faisceau du laser pompe à azote pour exciter simultanément les molécules des deux colorants. La seconde cavité, plus courte, est construite selon le même principe que la première (Figure 5). Le réseau a un angle de blaze de 70° et 2400 traits par millimètre. Du côté opposé au réseau, la cavité est fermée par une fenêtre ou un prisme en verre non traité. Le réseau est monté sur une platine tournante pour ajuster la longueur d'onde en fonction de la transition choisie.

b) Choix des colorants.

b-1) Absorption à deux photons.

La valeur du potentiel de première ionisation déterminée par Camus et Tomkins [8] est 50441 cm^{-1} . Pour atteindre des niveaux de Rydberg d'énergies très élevées, nous avons donc utilisé des colorants dont les plages de fluorescence recouvrent le domaine de longueurs d'onde $3950 - 4320 \text{ \AA}$. Pour obtenir quelques renseignements sur les niveaux du continuum adjacent, nous avons étendu ce domaine d'exploration jusqu'à 3800 \AA . Cette valeur est la valeur ultime que nous avons pu atteindre, compte tenu des difficultés de réglage de la cavité dans cette région où l'oeil est peu sensible et du faible rendement des colorants dans ce domaine.

La liste des colorants est réunie dans le tableau suivant :

colorant	solvant	plage de fluorescence (\AA)
BiBuQ	Toluène	3750 - 3960
PBBO	Toluène	3920 - 4100
DPS	Dioxane	3970 - 4120
DPS	Diméthyl-formamide	3990 - 4140
BisMSB	Dioxane	4120 - 4320



Nous avons aussi essayé d'utiliser le BBO mais le rendement ne permettait pas d'obtenir une puissance suffisante.

b-2) Excitation en échelons.

Dans notre expérience d'excitation en échelons, le premier étage correspond à la transition $6s^2 \ ^1S_0$ vers $6s6p \ ^3P_1^o$. L'énergie de ce niveau est $17992,02 \text{ cm}^{-1}$ [7]. En choisissant la fluorescéine comme colorant, il est possible d'obtenir un rayonnement laser de longueur d'onde 5558 \AA et de peupler le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$.

Pour atteindre par absorption d'un photon des niveaux excités à partir de ce niveau, il est nécessaire d'utiliser des longueurs d'onde voisines de 3080 \AA , ce qui a été obtenu en doublant la fréquence laser obtenue avec la Rhodamine B diluée dans l'éthanol dont la plage de fluorescence s'étend de 5950 à 6500 \AA . Le cristal doubleur est un cristal d'A.D.P. .

I-A-2. PRODUCTION DE LA VAPEUR D'YTTERBIUM DANS UN FOUR HEAT-PIPE.

Les atomes d'ytterbium susceptibles d'être excités sont en phase vapeur. L'utilisation d'une vapeur permet d'obtenir une densité atomique importante dans la zone où les atomes sont excités, celle d'un four heat-pipe permet de produire une vapeur homogène.

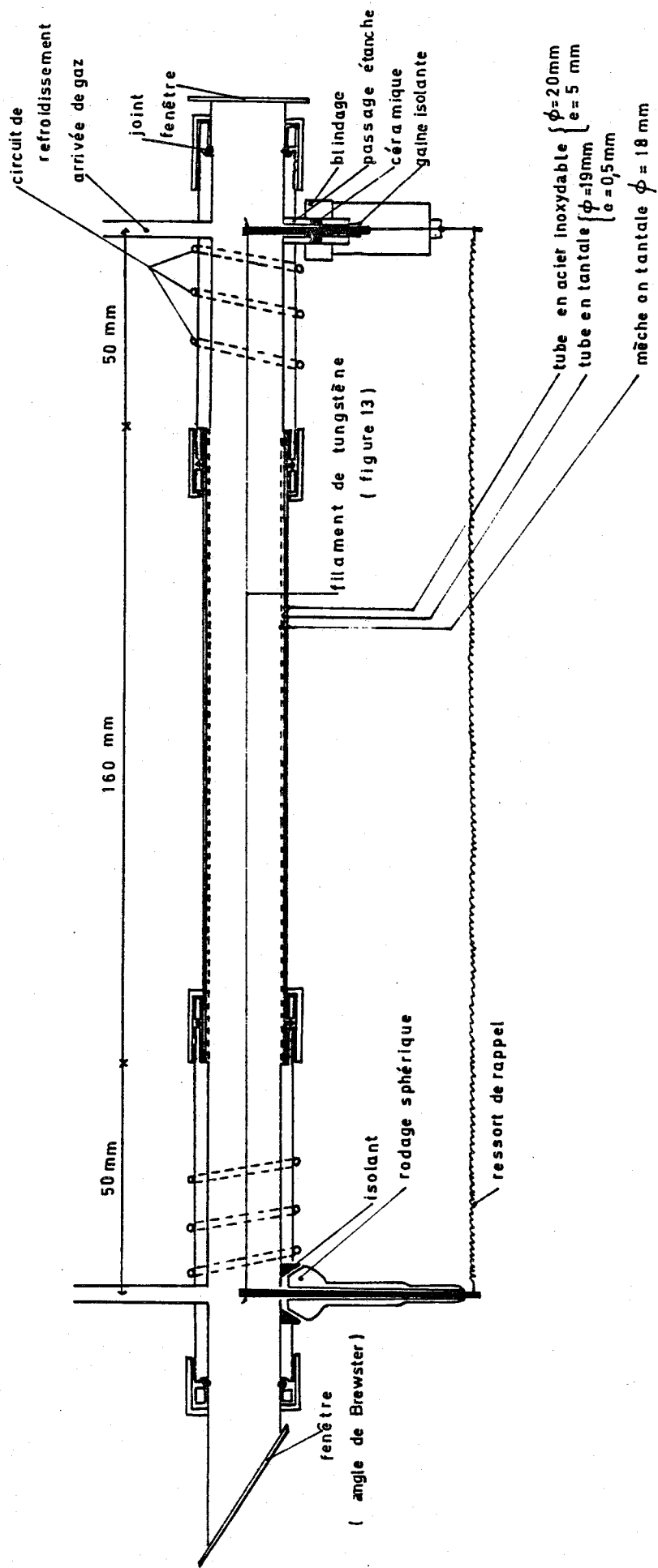


Figure 6

Cellule "heat-pipe".

a) Conditions de fonctionnement d'un four heat-pipe.

Le principe d'une cellule où un transfert important de chaleur est assumé par circulation d'une vapeur a été énoncé dès 1942 par Gaugler. C'est en 1963 que Grover, Cotter et Erickson [16] ont fait une découverte identique qu'ils ont nommée "heat-pipe" (conducteur de chaleur ou caloduc). Les qualités d'homogénéité en pression et en température de la vapeur produite dans une cellule de ce type explique l'intérêt suscité par son utilisation en spectroscopie et les nombreux développements apportés par Vidal et Cooper, Vidal et Haller et Eastman [17].

Le fonctionnement d'une cellule "heat-pipe" fait appel à trois notions :

- la haute conductivité thermique d'une vapeur ;
- les propriétés de l'équilibre phase gazeuse - phase liquide à une température donnée ;
- les forces de capillarité nécessaires pour permettre de recycler la matière des zones de condensation vers la zone d'évaporation.

La cellule "heat-pipe" se compose d'un tube d'une vingtaine de centimètres de long aux extrémités duquel sont vissées deux fenêtres pour que la cellule soit transparente (Figure 6). Un enroulement chauffant permet de porter la partie centrale de la cellule à une certaine température (zone chaude). En avant des fenêtres, une circulation d'eau dans des anneaux de refroidissement permet d'obtenir deux zones froides. Une grille métallique à mailles serrées (mèche), enroulée sur plusieurs épaisseurs, recouvre la partie interne du tube, entre les deux zones froides. L'ensemble est raccordé à un banc à vide et à un réservoir de gaz inerte dont il peut être isolé par des robinets étanches.

On place au centre de la cellule un échantillon de métal à étudier dont on définira les critères de pureté par la suite. Au préalable, la cellule a été soigneusement dégazée et remplie avec un gaz inerte à une

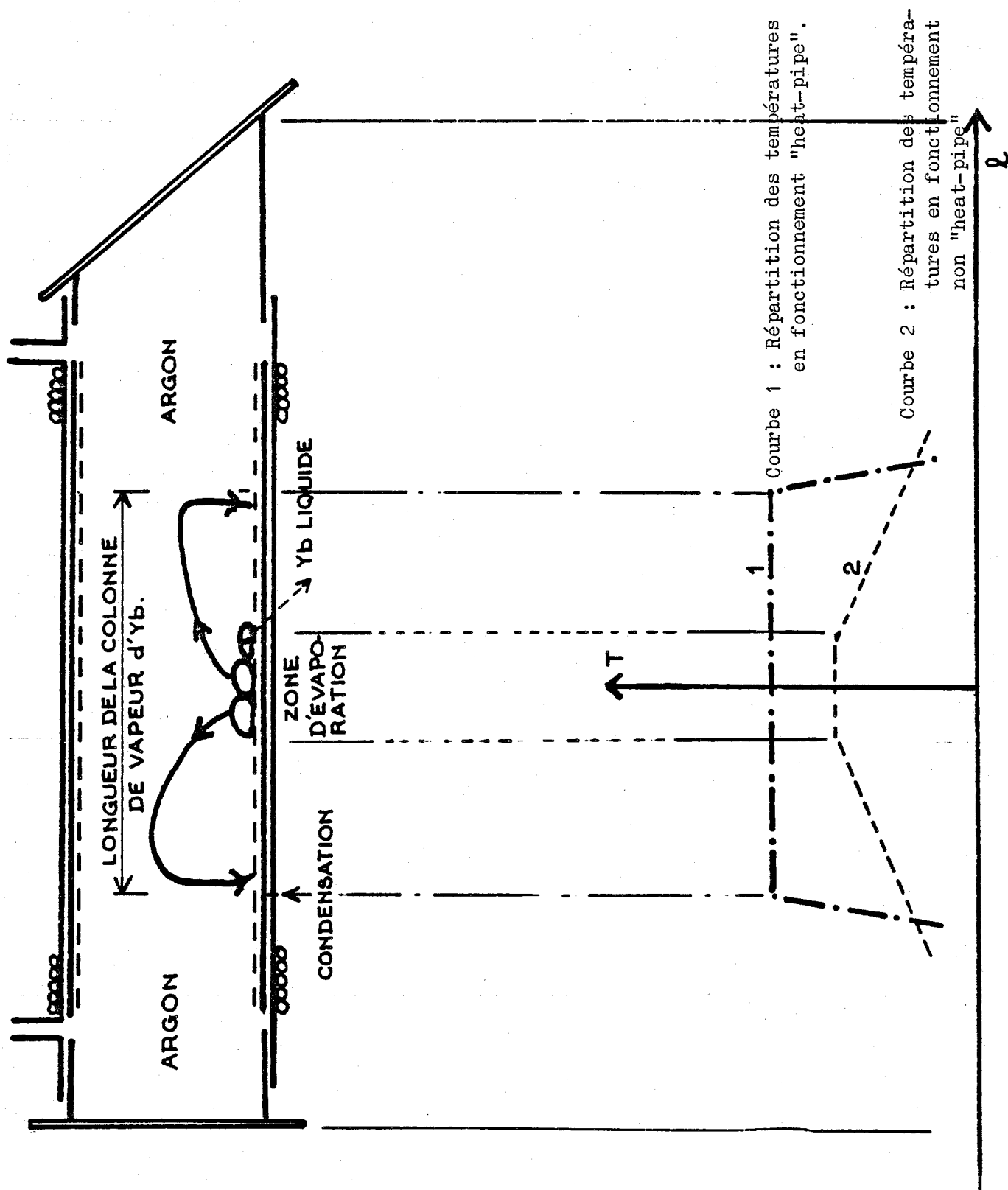


Figure 7 : Principe du fonctionnement "heat-pipe".

pression supérieure à la tension de vapeur de l'élément pour sa température de fusion . Quand la température de la zone chaude atteint la température de fusion de l'élément, il fond et le liquide mouille la mèche, si le métal de cette mèche a été choisi convenablement. La paroi liquide constitue un écran isothermique. Lorsque la température continue à croître, le liquide se vaporise et la tension de vapeur saturante de l'élément augmente jusqu'à équilibrer la pression du gaz inerte. La vapeur créée dans la zone d'évaporation refoule le gaz inerte vers les extrémités du tube et atteint une zone de température plus faible. Elle se recondense en libérant des calories qui réchauffent cette zone du "heat-pipe" et le liquide retourne vers la zone chaude par capillarité. Un régime permanent s'instaure où il y a équilibre entre les pertes de chaleur aux extrémités et l'apport calorifique au centre. La longueur de la colonne de vapeur est alors fixée : pour une pression de gaz inerte donnée, cette colonne est d'autant plus longue que la température de chauffage est plus élevée (Figure 7). Au cas où cette température serait trop élevée, les anneaux de refroidissement empêcheraient la colonne d'atteindre les fenêtres et de les polluer, mais il y aurait alors condensation sous forme solide et rapidement arrêt du cycle.

Les différents avantages d'une telle cellule découlent du principe du fonctionnement :

- La pression de la vapeur est parfaitement déterminée et homogène: c'est la pression initiale du gaz tampon (p) ;

- La température, homogène le long de toute la colonne est donnée par la courbe d'équilibre liquide-vapeur pour la pression p ;

- Les conditions d'équilibre liquide-vapeur des impuretés, sous une pression donnée, sont en général différentes de celle de l'élément choisi, et ces éléments ne peuvent être recyclés. Au bout d'un certain temps, la colonne de vapeur est totalement purifiée ;

- Les fenêtres ne subissent aucune attaque et on peut produire des vapeurs de corps aussi réactifs que le baryum ou l'ytterbium ;

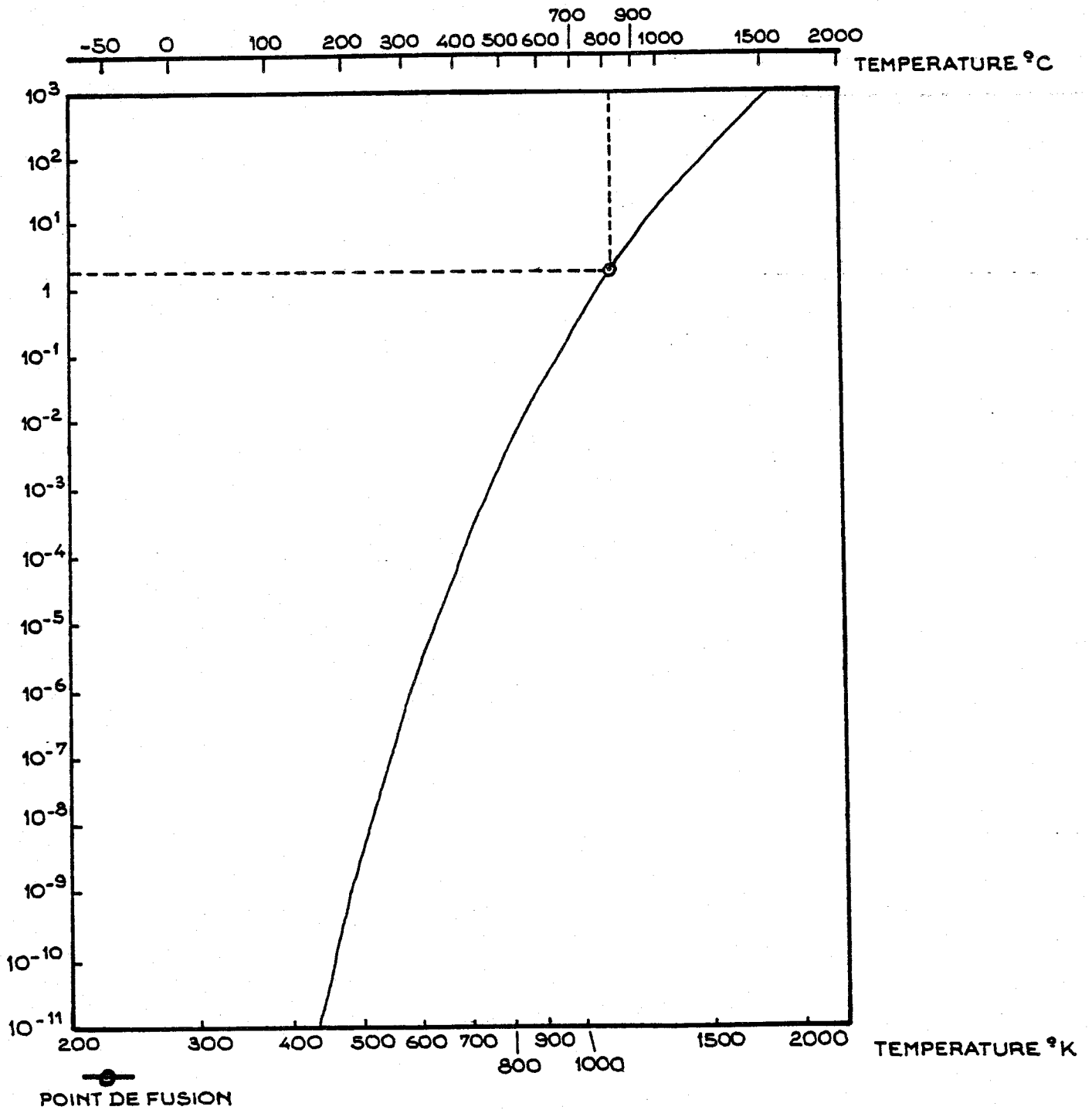


Figure 8

Pression de vapeur saturante de l'ytterbium
 en fonction de la température (torrs).

- Enfin, un point très important est le recyclage total de la vapeur : il n'y a pas, en cas de fonctionnement "heat-pipe", consommation de l'élément étudié. On peut donc réaliser des expériences de longue durée, dans des conditions déterminées, sans avoir besoin de recharger la cellule.

L'intérêt d'une telle vapeur pour une étude spectroscopique est multiple : la vapeur, sur tout le trajet du rayonnement excitateur, se trouve dans des conditions thermodynamiques identiques et connues. Dans les études spectroscopiques réalisées au sein d'une telle vapeur n'interviennent pas de phénomènes dus aux collisions avec des atomes de gaz rare .

b) Fonctionnement du four heat-pipe dans le cas particulier de l'ytterbium.

Deux difficultés sont apparues dans le cas de l'ytterbium liées, d'une part, à sa grande réactivité et, d'autre part, à son caractère peu mouillant.

L'ytterbium est un corps extrêmement réactif et sa réactivité augmente considérablement avec la température. Parmi les rares métaux non attaqués par l'ytterbium à une température supérieure à sa température de fusion (825°C) on peut citer le tantale, le tungstène et le molybdène. L'ytterbium mouille suffisamment le tantale pour qu'un recyclage de la vapeur soit possible ; de plus, ce métal offre la possibilité d'être traité sous forme de grille à pas suffisamment fin pour faire une mèche. Malheureusement, le tantale s'oxyde fortement à l'air, à chaud et il est nécessaire de le protéger de cette attaque par une atmosphère neutre. Nous avons réalisé une enceinte avec un tube de tantale de 0,5 mm d'épaisseur. Ce tube est lui-même glissé dans un tube en acier inoxydable pour prévenir l'oxydation extérieure. La mèche est également en tantale. La courbe qui donne la pression de vapeur saturante de l'ytterbium en fonction de la température (Figure 8) montre la très grande volatilité de l'ytterbium ($p = 2$ torrs à la température de fusion). Si la pression



du gaz tampon (argon) est trop faible initialement, l'ytterbium se sublime, on n'observe pas d'équilibre liquide-vapeur et la matière n'est pas recyclée. Au bout d'un temps bref, tout l'ytterbium s'est déposé en dehors de la zone chaude et il faut recharger la cellule. Les conditions optimales de fonctionnement sont obtenues pour une pression initiale d'argon de 4 torrs et une température légèrement supérieure à la température de fusion. Si on considère la vapeur d'ytterbium comme un gaz parfait, la densité d'atomes dans la cellule est de l'ordre de $3,5 \cdot 10^{16}$ at/cm³.

I-A-3. DETECTION DES NIVEAUX EXCITES.

Quand les atomes sont portés dans des niveaux excités, ils peuvent s'ioniser sous l'influence de divers processus. Pour détecter la formation des ions, nous utilisons une diode thermoélectronique fonctionnant en régime de charge d'espace. La possibilité d'utiliser les diodes thermoélectroniques comme moyen de détection d'ions a été introduite dès 1926, dans les premières expériences de photoionisation [18]. Ensuite, cette technique a été modernisée par Popescu et al. en 1966 [19]. Depuis, cette méthode a été utilisée dans de nombreuses études spectroscopiques. Nous citerons celles réalisées sur les alcalins, césium ([20], [21], [22]) et rubidium [23] et sur les alcalino-terreux, calcium ([9], [10], [26]), strontium ([24], [25], [26]), baryum ([12], [15], [26]).

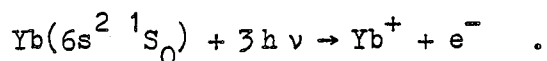
a) Création d'ions positifs.

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'ionisation d'une vapeur métallique excitée. Citons, en particulier, Marr et Wherrett [20] et Popescu D., Collins, Johnson et Popescu I. [21] qui ont travaillé avec une vapeur de césium. Ces études ont permis de cerner de façon plus



précise certains des mécanismes encore mal connus qui interviennent dans l'ionisation des atomes excités.

Expérimentalement, nous avons constaté l'existence d'un signal lié à la présence d'ions dans la vapeur, quelle que soit la longueur d'onde du rayonnement laser. Ce signal, qui disparaît quand on supprime l'irradiation, peut être attribué en partie à l'ionisation multiphotonique. Le domaine de longueurs d'onde que nous explorons est tel qu'en absorbant trois photons un atome d'ytterbium dans l'état fondamental est porté dans un état du continuum et se dissocie en donnant naissance à un ion positif et à un électron selon le schéma :

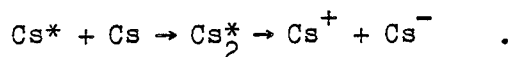
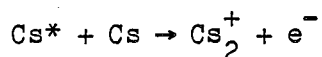


Des molécules sont présentes dans la vapeur et peuvent participer également à ce phénomène d'ionisation.

Quand la longueur d'onde du faisceau laser correspond à une transition à deux photons, le nombre d'ions créés augmente. Deux processus participent à ce phénomène :

- l'absorption multiphotonique qui devient résonnante ;
- l'ionisation par des processus collisionnels des atomes excités.

L'ionisation collisionnelle a été étudiée, en particulier, dans le cas d'atomes de césium excités ([21], [22]) et a pu être décrite par deux processus compétitifs :



Dans ces expressions, les astérisques désignent des états excités des atomes ou des molécules de césium. Il est possible que des processus comparables interviennent dans le cas d'atomes d'ytterbium, mais aucune étude n'a encore été faite à ce propos.

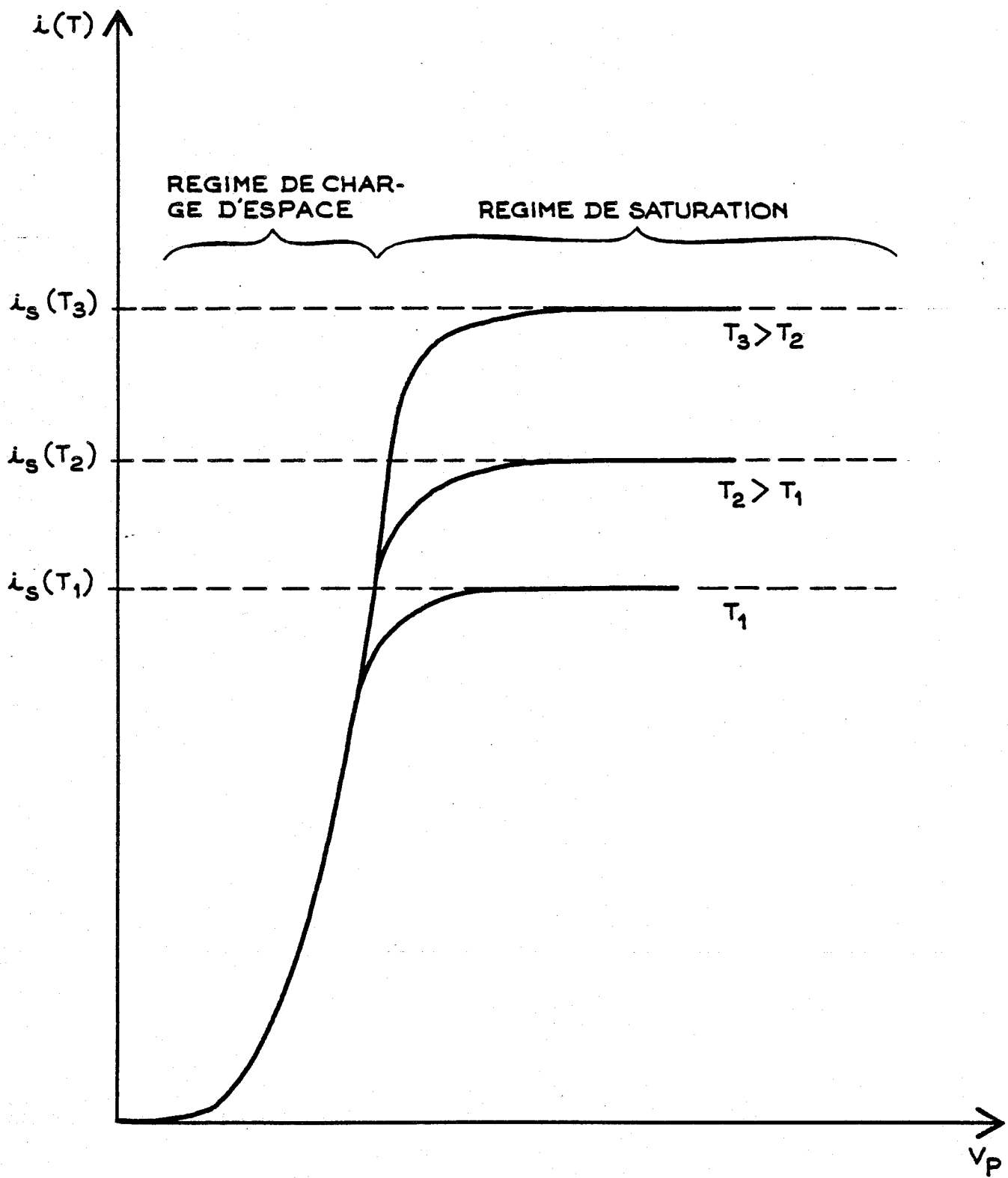


Figure 9

Caractéristiques de fonctionnement d'une diode cylindrique
 (T désigne la température).

b) Détection des ions positifs.

Le principe de la méthode de détection est le suivant :

On utilise une diode thermoélectronique cylindrique dont l'espace inter-électrodes est rempli par la vapeur d'ytterbium à une pression et une température données. Dans des conditions déterminées de polarisation des électrodes, les électrons émis par le filament ne peuvent pas tous atteindre l'anode et ils forment une charge d'espace importante autour du filament. A cette charge d'espace correspond un puits de potentiel qui limite le courant de diode. La présence des ions positifs, créés quand les atomes excités sont ionisés, dans l'espace interélectrodes modifie la répartition du potentiel et, en particulier, abaisse la valeur du puits de potentiel : des électrons supplémentaires peuvent atteindre l'anode, le courant de diode subit alors une brusque variation. C'est cette variation du courant de diode qui est aisément détectable.

b-1) Régime de charge d'espace d'une diode.

Une diode, sous faible atmosphère gazeuse, peut fonctionner selon deux régimes distincts. Pour une géométrie donnée de la diode et une température du milieu fixée, ces deux régimes sont imposés par la polarisation des électrodes.

La Figure 9 montre un exemple des caractéristiques tension de polarisation - courant, d'une diode cylindrique : on distingue deux régions sur ces courbes :

- Tant que la tension de polarisation V_p reste inférieure à une certaine valeur V_m , le courant débité par la diode croît avec la tension V_p : c'est le régime de la charge d'espace. Le champ électrique accélérateur entre les électrodes n'est pas suffisant pour que tous les électrons émis par le filament arrivent à l'anode. Seuls ceux qui ont une énergie cinétique initiale importante seront collectés dans le circuit. Les autres électrons forment un nuage électronique autour de la cathode.

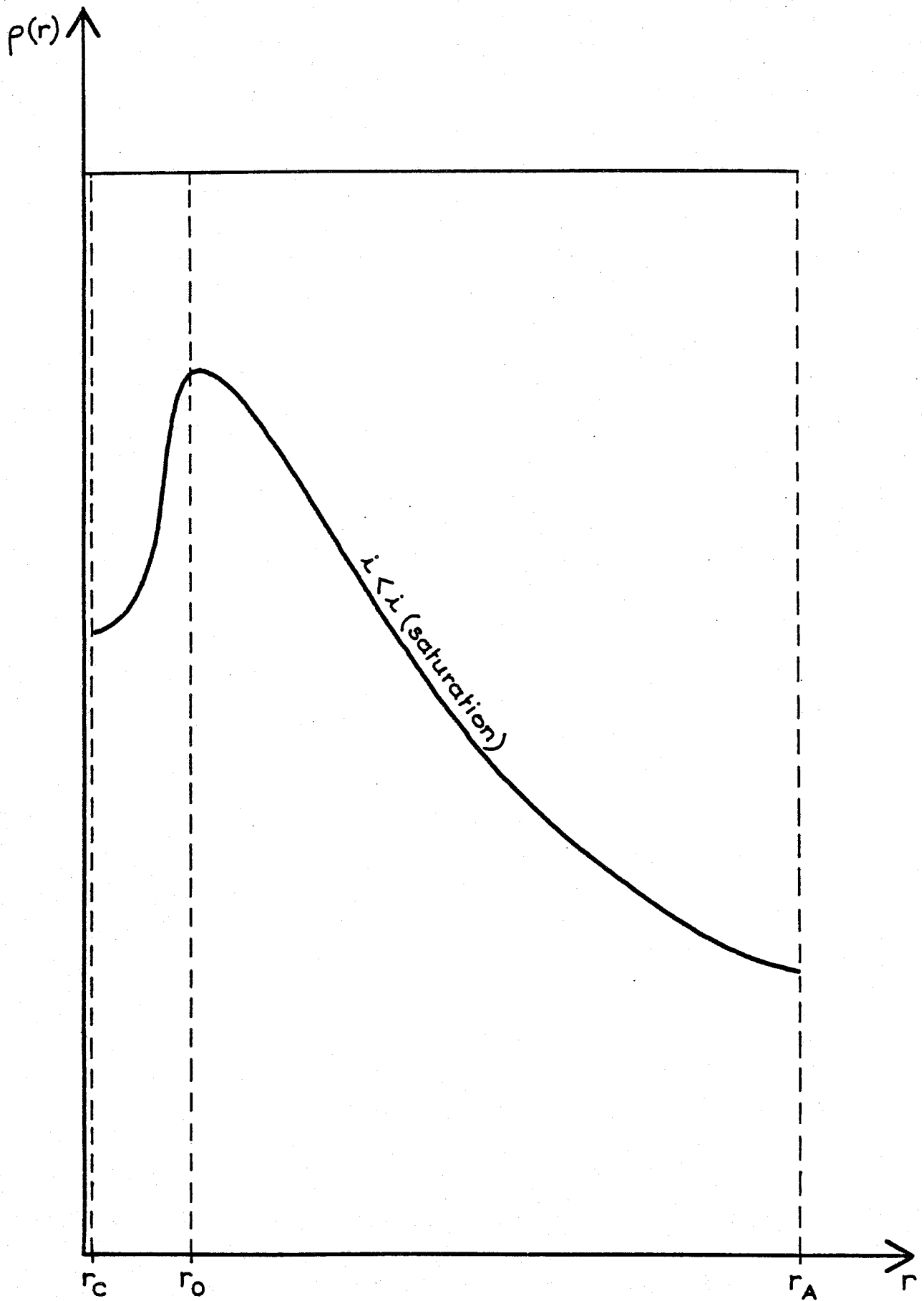


Figure 10 : Densité d'électrons en régime de charge d'espace.

(diode cylindrique, r_c : rayon de la cathode ; r_A : rayon de l'anode).

La Figure 10 montre la distribution de la charge d'espace $\rho(r)$ dans la diode qui présente un maximum pour une valeur r_0 de la distance r à la cathode. La distribution de potentiel (Figure 11) passe par un minimum pour la même valeur r_0 . Le champ électrique entre r_0 et la cathode est retardateur.

- Dès que la tension de polarisation V_p devient supérieure à V_m , le courant débité par la diode reste constant, on a atteint le régime de saturation. Le champ accélérateur entre les électrodes est suffisant pour que tous les thermoélectrons émis par le filament soient collectés par l'anode dans le même temps.

Les valeurs V_m et i_s de la tension de polarisation et du courant de saturation dépendent de l'émission thermoélectronique du filament. La densité du courant émis par unité de surface du filament augmente avec la température : le courant de saturation a une valeur d'autant plus grande que la température est plus élevée, ce que montrent les trois caractéristiques de la Figure 9 et il faut appliquer une tension de polarisation V_m d'autant plus forte pour atteindre le régime de saturation. L'émissivité de la cathode dépend également du travail d'extraction du métal utilisé. Elle diminue quand la valeur de ce travail augmente. Le travail d'extraction varie avec les conditions de pureté du métal (oxydation, dépôts métalliques, ...).

Le courant débité par la diode en régime de charge d'espace n'est pas limité par l'émissivité du filament mais, par contre, la valeur limite V_m de la tension de polarisation en dépend.

b-2) Perturbation de la charge d'espace en présence d'ions positifs.

La présence d'ions positifs dans une diode fonctionnant en régime de charge d'espace modifie la distribution du potentiel et la répartition de la charge d'espace. En particulier, la valeur du puits de potentiel est abaissée et des électrons supplémentaires peuvent atteindre l'anode. Le courant débité par la diode augmente. Cet effet persiste tant que



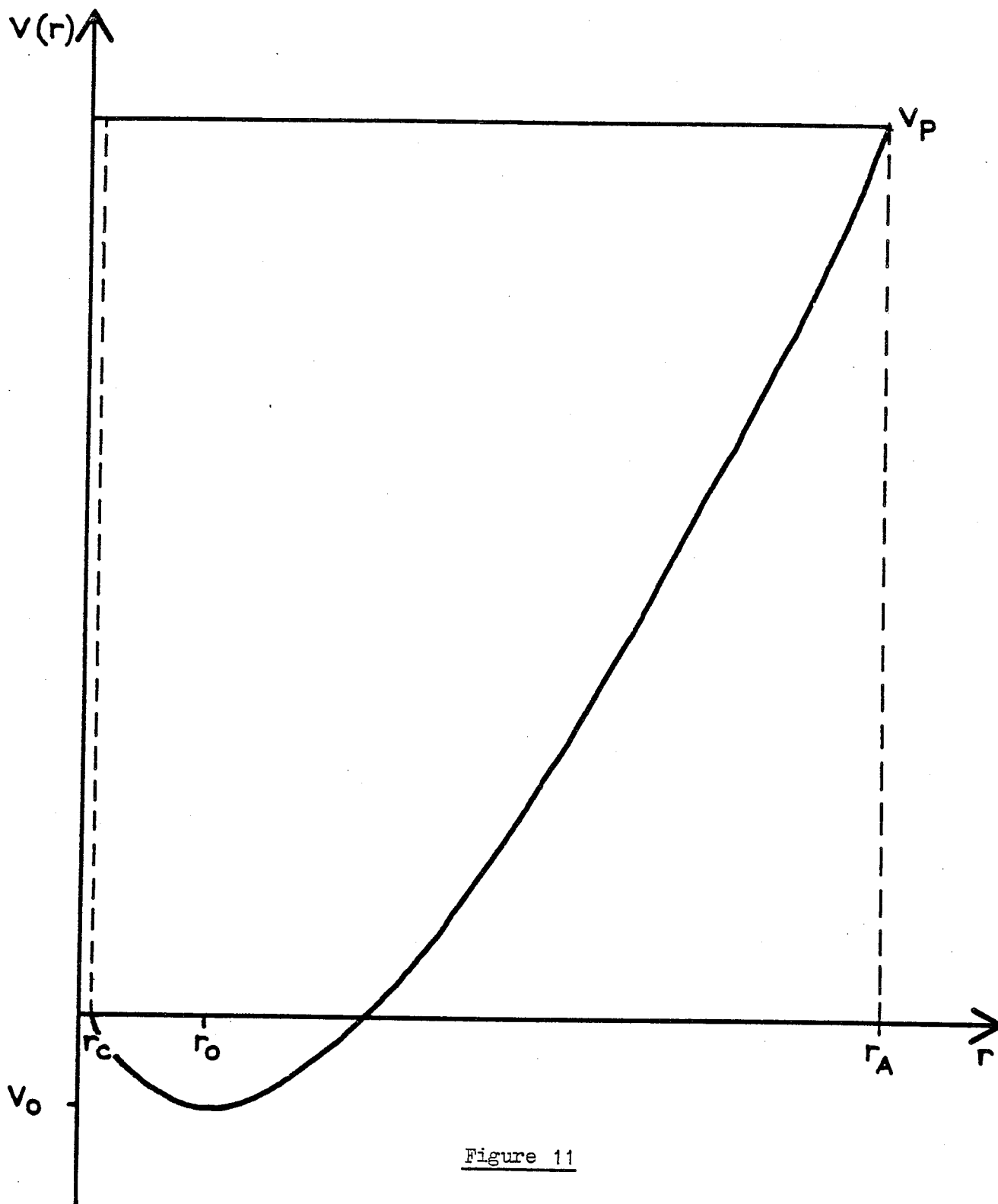
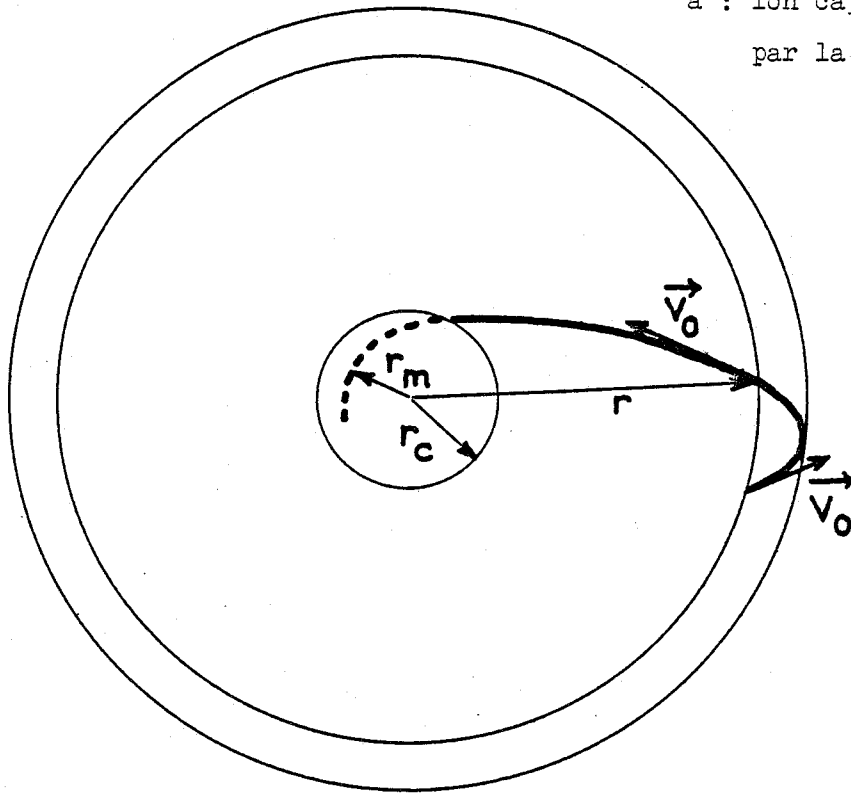


Figure 11

Distribution de potentiel en régime de charge d'espace
 (diode cylindrique : r_c : rayon de la cathode,
 r_A : rayon de l'anode) .

a : ion capté immédiatement
par la cathode.



b : ion qui évite la cathode
à son premier passage.

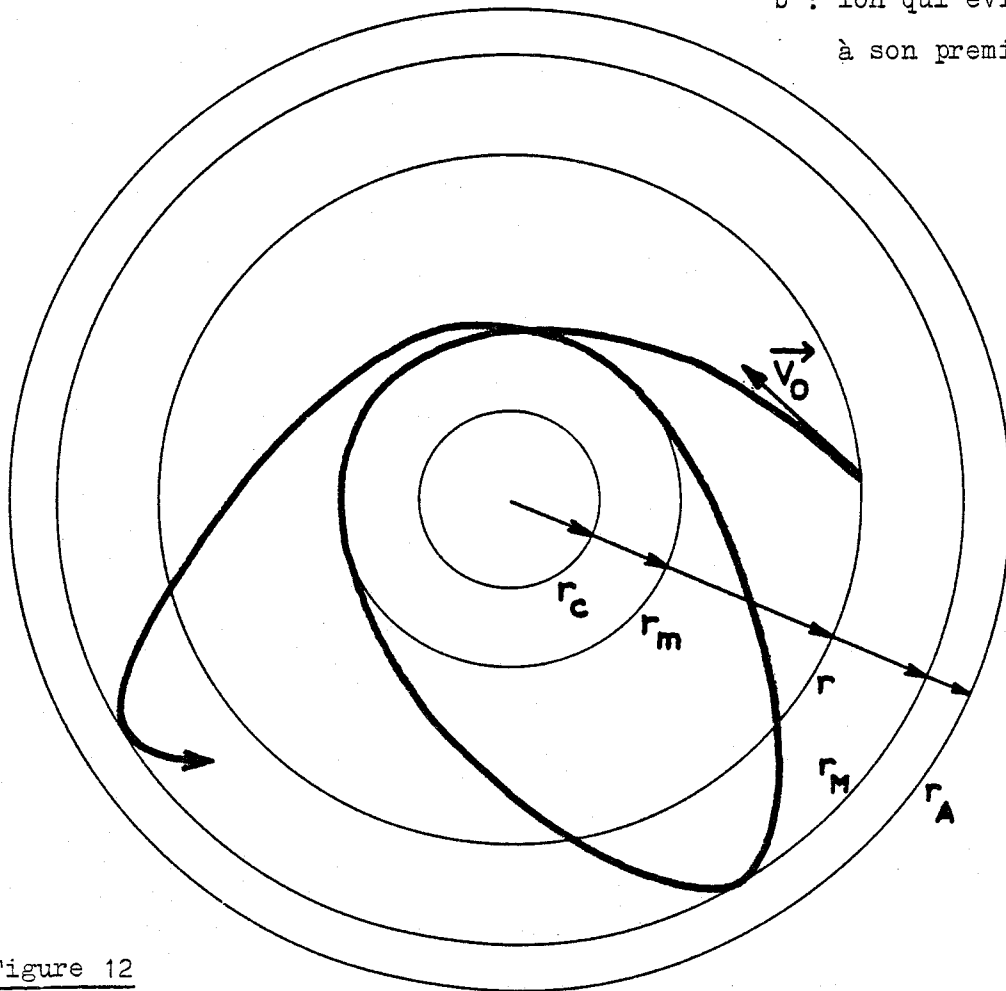


Figure 12

Trajectoires des ions dans la diode en régime de charge d'espace.

(\vec{v}_0 : vitesse initiale de l'ion ; r_c : rayon de la cathode ; r_m : rayon minimum d'approche ; r_M : rayon maximum atteint ; r_A : rayon de l'anode).

l'ion reste emprisonné dans la charge d'espace : on observe alors une augmentation du courant de la diode pendant toute la durée de vie τ de l'ion dans l'espace interélectrodes. L'introduction d'ions positifs se traduit donc par une impulsion de courant de largeur τ . Pour un point de fonctionnement donné de la diode en régime de charge d'espace, la hauteur de l'impulsion dépend du nombre d'ions créés, mais sa largeur, qui correspond à la durée de vie moyenne d'un ion, n'en dépend pas. Ainsi, la sensibilité de la méthode de détection dépend de la valeur de τ . La durée des impulsions lumineuses qui excitent les atomes est $7 \cdot 10^{-9}$ s. L'ordre de grandeur de la durée de vie effective des atomes dans un niveau excité en phase vapeur est $1 \mu\text{s}$ ce qui détermine le temps possible de création des ions. Expérimentalement, on constate que la durée de l'impulsion de courant atteint plusieurs millisecondes, c'est-à-dire qu'il y a plusieurs ordres de grandeur de différence. C'est ainsi que le coefficient amplificateur R , qui est le quotient du nombre d'électrons supplémentaires collectés par le nombre d'ions introduits et qui est proportionnel à la surface de l'impulsion, atteint couramment des valeurs comprises entre 10^5 et 10^6 [20]. Une durée de vie aussi longue ne peut s'expliquer que par l'emprisonnement de l'ion dans la charge d'espace. Kingdom a étudié le mouvement d'un ion positif dans la charge d'espace d'une diode cylindrique [27]. Nous rappellerons les principaux résultats afin de dégager les phénomènes qui jouent sur la durée de vie de l'ion.

L'ion est soumis à une accélération radiale, la composante horizontale de sa vitesse est constante et l'ion finit par sortir de la charge d'espace. La distribution du potentiel dans l'espace interélectrodes est telle que la plupart des ions créés ne peuvent pas atteindre directement la cathode et ils décrivent des trajectoires qui évitent le filament dont un exemple est donné sur la Figure 12. La durée de vie d'un ion correspond donc au temps qui s'écoule entre sa création et le moment où il est collecté par la cathode.

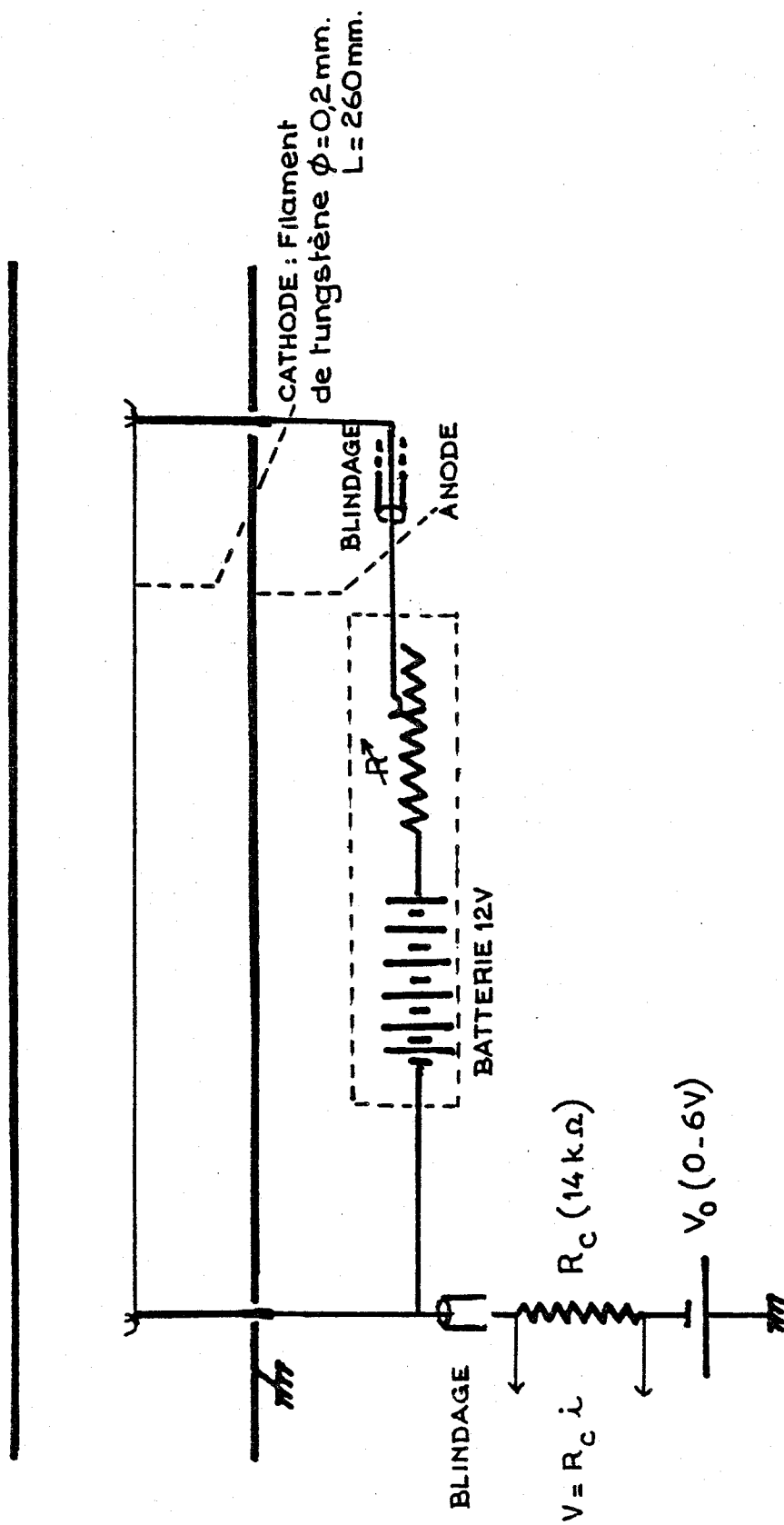


Figure 13

Schéma électrique de la détection.

Quatre effets influent sur la valeur de τ :

- la décharge des ions sur la cathode,
- la perte de l'ion aux extrémités du tube,
- la recombinaison ion - électron,
- les collisions au sein de la vapeur dont la fréquence augmente avec la pression.

Les trois premiers effets diminuent la durée de vie et c'est le premier qui est le plus important. Expérimentalement, en augmentant la pression d'argon de 4 à 10 torrs, on note une augmentation de la valeur de τ . Les collisions, en modifiant aléatoirement la trajectoire des ions, leur permet d'éviter plus longtemps la cathode.

On constate également que la durée de vie des ions ne varie pas beaucoup avec le point de focalisation du faisceau excitateur dans l'espace interélectrodes.

c) Application de la méthode de détection dans le cas de l'ytterbium.

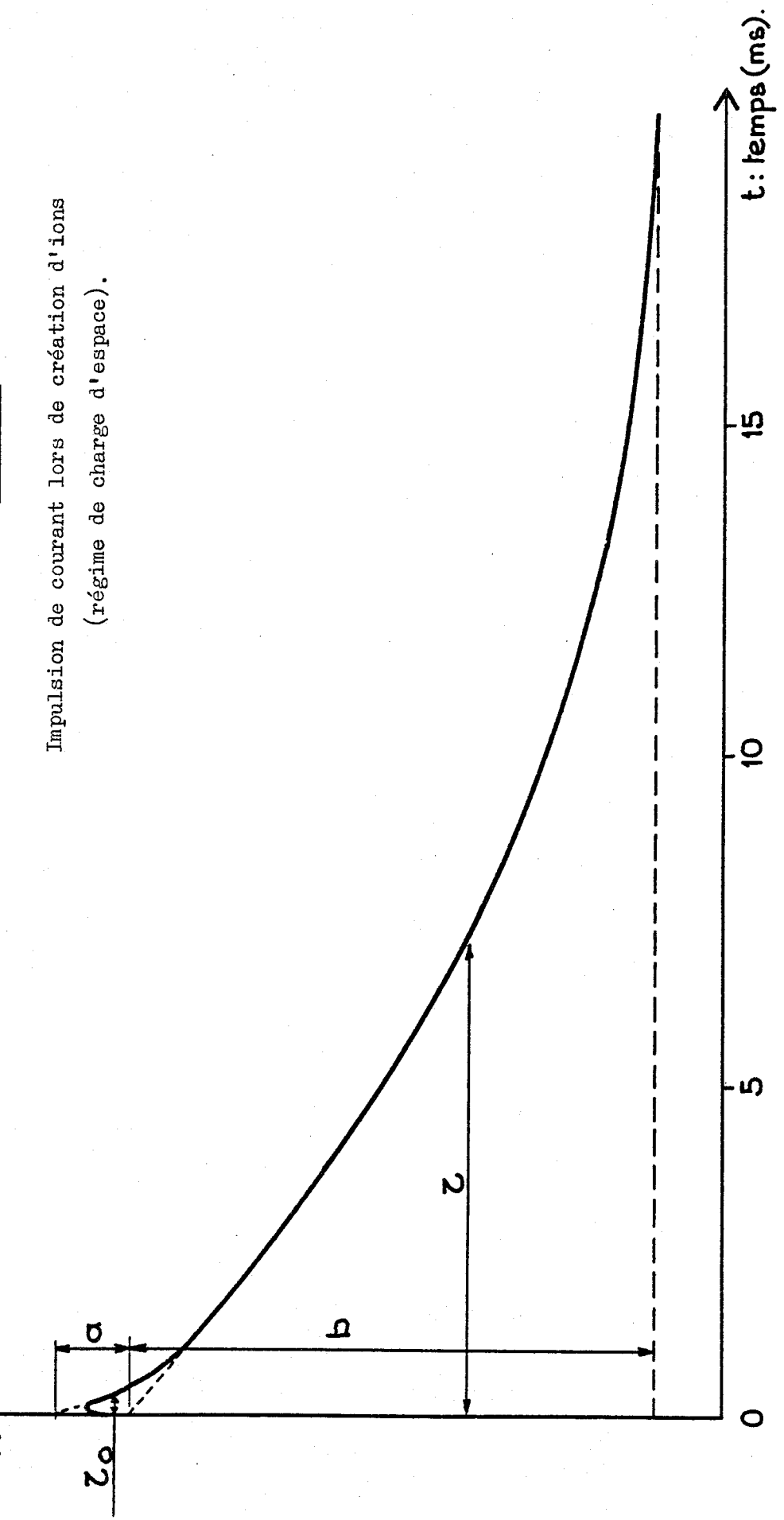
c-1) Conditions de fonctionnement de la diode en régime de charge d'espace.

L'anode de la diode cylindrique que nous utilisons est constituée par le tube de la cellule "heat-pipe". La cathode est un filament de tungstène de 0,2 mm de diamètre et de 26 cm de long tendu au centre. Nous avons choisi le tungstène parce que c'est un métal qui n'est pas attaqué par l'ytterbium à chaud. On détecte les variations du courant de la diode en prélevant la tension aux bornes d'une résistance de charge R_c de 14 k Ω (Figure 13). Cette tension, après amplification, est visualisée sur un oscilloscope. Les conditions optimales de fonctionnement "heat-pipe" correspondent à une pression de vapeur de 4 torrs et une température de 850°C.

$i(t)$ ↑ unités arbitraires.

Figure 14

Impulsion de courant lors de création d'ions
(régime de charge d'espace).



t: temps (ms).

Des expériences préliminaires ont montré que, dans ces conditions, la hauteur et la largeur des impulsions de courant obtenues au moment des résonances étaient très faibles ($\tau < 0,2$ ms). La charge d'espace était donc insuffisante pour que les ions aient une durée de vie importante. L'émissivité d'un filament de tungstène à une température de 850°C est faible car son potentiel d'extraction a une valeur élevée. Pour augmenter la valeur du courant émis par la cathode et, par suite, étendre le domaine où la diode fonctionne en régime de charge d'espace, nous avons choisi d'augmenter la température du filament en faisant passer un courant continu. Par suite de la différence de potentiel aux bornes du filament due au courant de chauffage, la tension de polarisation entre les électrodes n'est plus constante le long de la diode. La résistance mesurée du filament à froid est de 1Ω . Cette résistance augmente avec la température et est multipliée par un facteur voisin de 5 quand on atteint 1100°C . Expérimentalement, nous avons mesuré une valeur de la tension de chauffage de $4,5$ V pour une température du filament de 1100°C mesurée au pyromètre optique, ce qui correspond à une chute de tension de $0,18$ V par centimètre dans le filament. La répartition de la charge d'espace varie en fonction de la distance.

Expérimentalement, on constate que, dans ces conditions, la largeur de l'impulsion de courant atteint plusieurs millisecondes et, donc, que la charge d'espace est importante.

c-2) Caractéristiques et traitement du signal.

Quelle que soit la longueur d'onde du faisceau, on observe un faible signal qui correspond vraisemblablement à l'ionisation multiphotonique des atomes et des molécules d'ytterbium. Par contre, quand la longueur d'onde du faisceau correspond à une transition à deux photons on observe alors une impulsion de courant de largeur τ comme nous l'avons vu. Le front de montée de l'impulsion est très rapide et sa décroissance est beaucoup plus lente (Figure 14). A cette impulsion se superpose un pic d'amplitude et de largeur beaucoup plus faibles

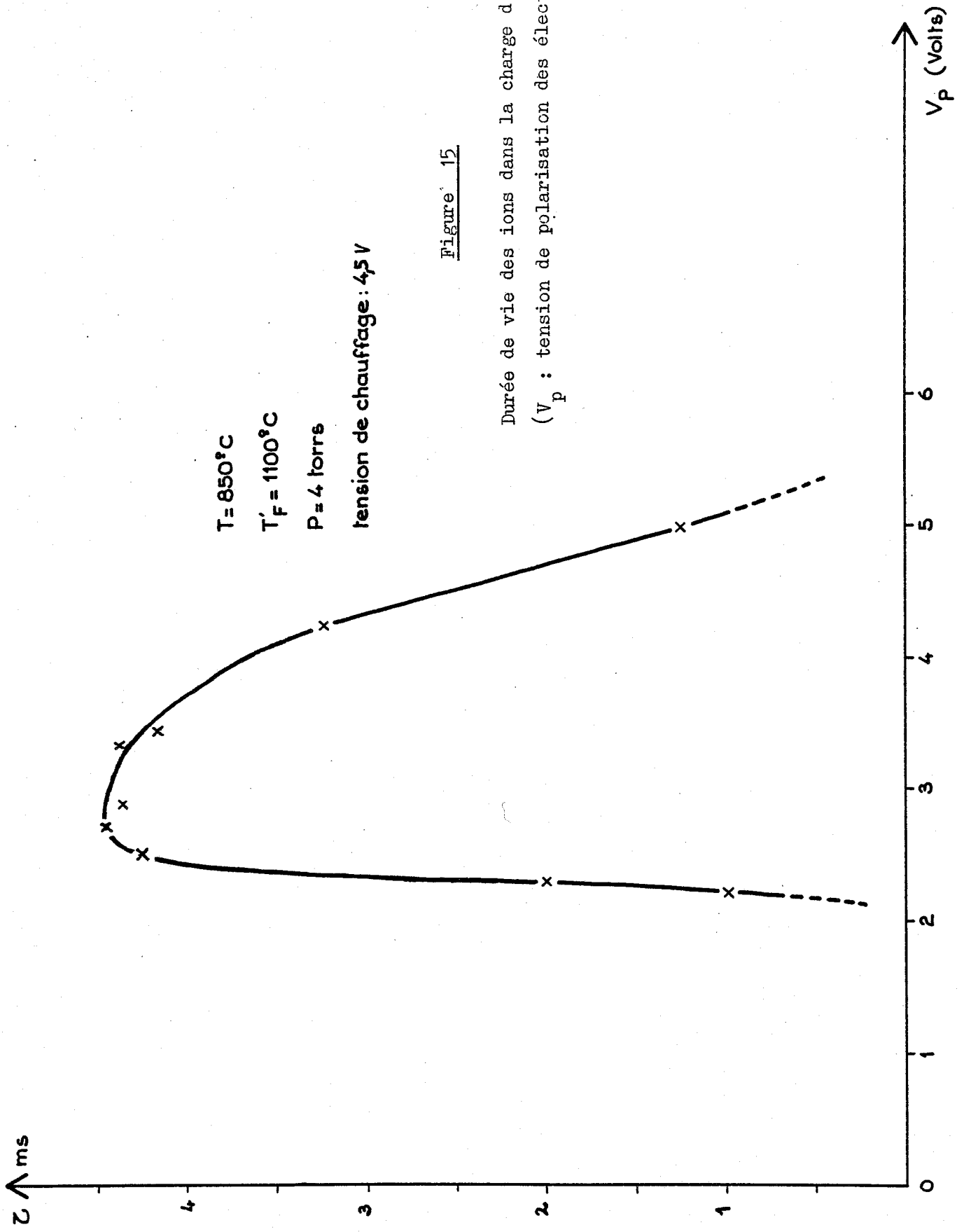


Figure 15

($\tau_0 < 0,5$ ms) . Ce phénomène a également été observé par P. Camus, M. Dieulin et C. Morillon [12] dans une vapeur de baryum. Une explication possible est que ce pic corresponde aux ions qui frappent la cathode à leur premier passage et sont directement collectés dans le circuit, mais des expériences supplémentaires seraient nécessaires pour mieux cerner ce phénomène.

La forme de l'impulsion peut être décrite par l'équation

$$\Delta i(t) = a e^{-t/\tau_0} + b e^{-t/\tau} \quad a, \tau_0 \ll b, \tau .$$

La Figure 15 montre les variations de la largeur τ du signal en fonction de la distribution du potentiel des électrodes quand la tension de chauffage aux bornes du filament est 4,5 V (température du filament $\sim 1100^\circ\text{C}$) . On remarque que τ augmente très rapidement quand la tension de polarisation est telle qu'au centre de la diode, où est focalisé le faisceau excitateur, la différence de potentiel entre les électrodes devient supérieure à 100 mV. τ atteint sa valeur maximum quand cette différence de potentiel devient égale à 350 mV, puis la valeur de τ décroît plus lentement, la diode atteignant alors le régime de saturation (Figure 15).

Expérimentalement, nous avons noté que de bonnes conditions de fonctionnement étaient obtenues pour une température du filament de 1100°C et une tension de polarisation de la diode voisine de 2,5 V quand on travaille avec une vapeur à 850° et une pression de 4 torrs.

L'aire de l'impulsion de courant est proportionnelle au nombre d'ions créés à partir des atomes excités. Après amplification, ce signal est donc intégré pendant un intervalle de temps T . Une porte permet d'ajuster la valeur de T à celle de τ . Si G désigne le gain de l'amplificateur, le signal s obtenu s'écrit :

$$s = R_c b G \int_0^T e^{-t/\tau} dt .$$

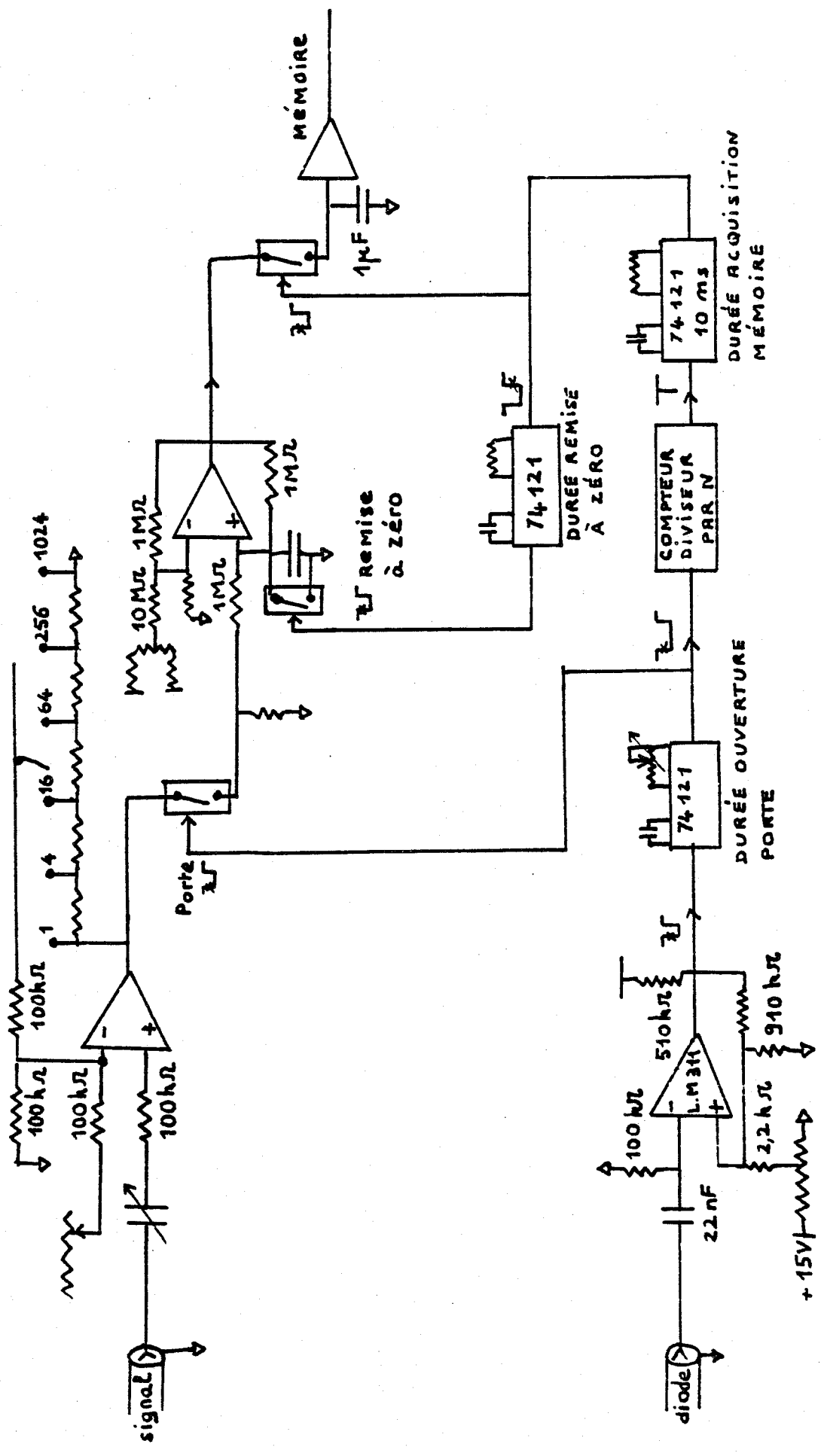


Figure 16

Intégrateur à portes.

Ce signal est alors mis en mémoire jusqu'à l'impulsion suivante, 76 millisecondes plus tard.

En fonction de la largeur de la raie laser et du nombre d'impulsions par points nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant, on choisit une vitesse de défilement de la longueur d'onde de manière à avoir au moins 10 points par élément spectral. On trouvera sur la Figure 16 une description de l'amplificateur à portes utilisé. On somme alors le signal de N impulsions et le signal échantillonné est enregistré graphiquement.

I-A-4. MESURE ABSOLUE DES NOMBRES D'ONDES.

La méthode consiste à mesurer le nombre d'ondes d'une raie du spectre par rapport à celui d'une raie de référence dont on connaît le nombre d'ondes σ_0 avec précision. Le spectre cannelé d'un Fabry-Perot d'épaisseur fixe obtenu quand la longueur d'onde varie donne une échelle de mesure linéaire en nombres d'ondes. Si N désigne le nombre entier d'interfranges séparant la raie de nombre d'ondes σ de la raie de référence et ϵ la fraction supplémentaire d'interfrange, on obtient une mesure absolue de σ en utilisant la relation suivante :

$$\sigma = (N + \epsilon) \Delta \sigma + \sigma_0$$

où $\Delta \sigma$ désigne la valeur constante de l'interfrange.

Le montage expérimental est schématisé sur la Figure 17. Une lame à faces parallèles permet de séparer le faisceau à la sortie de la cavité laser et de ne prélever qu'une faible partie de l'énergie du rayonnement. Le faisceau passe dans un monochromateur qui permet d'éliminer la majeure

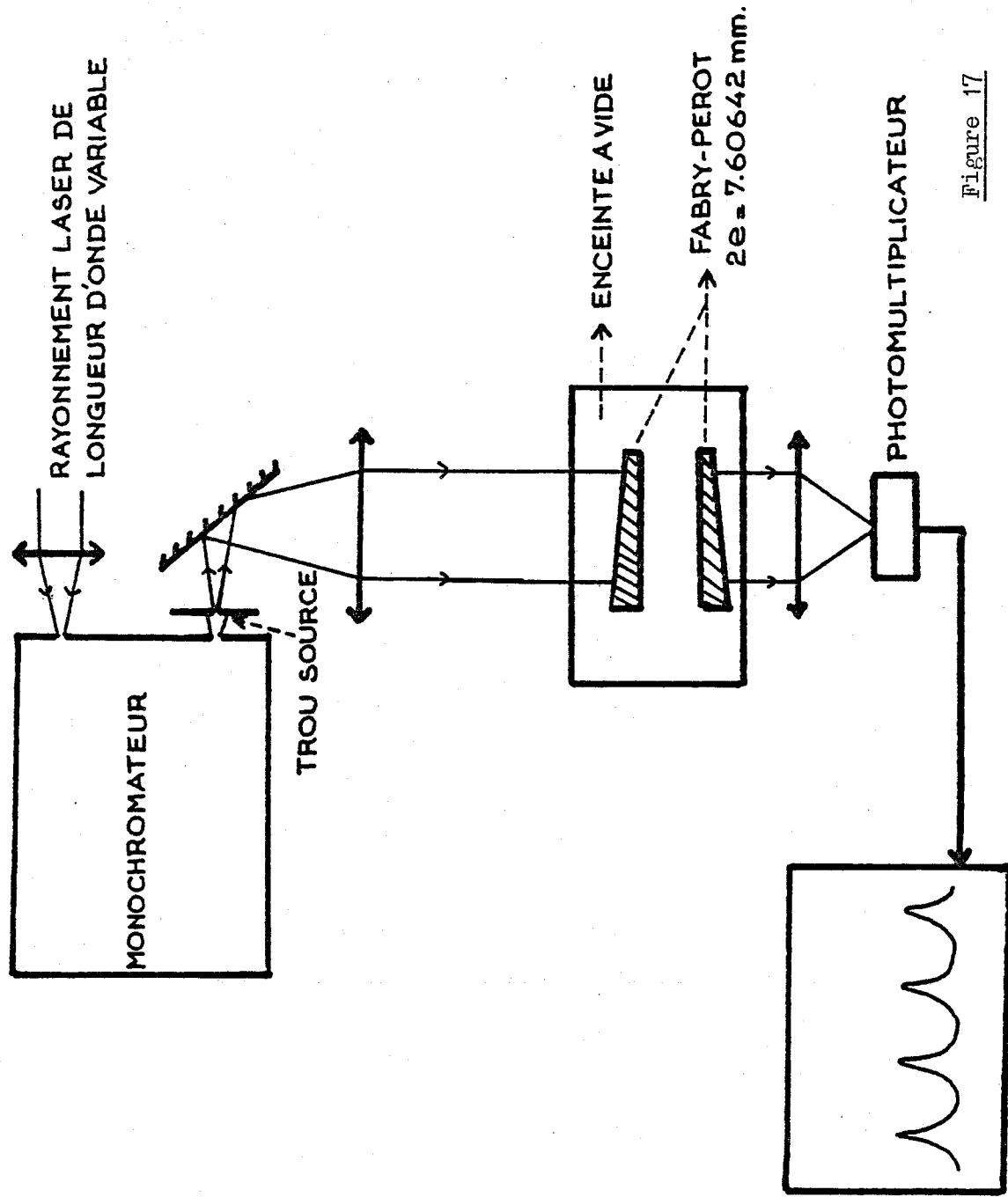


Figure 17

Principe de l'étalonnage des nombres d'ondes

partie du rayonnement de fluorescence du colorant afin d'améliorer le contraste des franges données par le Fabry-Perot. Un trou source placé au foyer d'une lentille précède le Fabry-Perot qui est ainsi éclairé en lumière parallèle sous incidence normale. A la sortie de l'interféromètre, une lentille fait converger le faisceau sur un photomultiplicateur. Les variations du courant débité par ce photomultiplicateur représentent les variations du flux transmis par le Fabry-Perot en fonction du nombre d'ondes. Ce spectre cannelé est enregistré en même temps que le spectre d'absorption étudié.

La précision des mesures dépend de la précision sur le nombre d'ondes σ_0 de la raie étalon et de l'épaisseur du Fabry-Perot :

- L'incertitude sur la valeur σ_0 introduit une erreur systématique qui peut se traduire par un décalage global des nombres d'ondes des raies.

- Il est nécessaire d'obtenir une mesure suffisamment précise de l'interfrange pour que l'erreur commise sur la détermination de $\sigma - \sigma_0$ soit négligeable par rapport aux autres causes d'erreurs. Il faut donc mesurer e avec une grande précision. Cette mesure a été faite par P. Camus, M. Dieulin et C. Morillon [12] par la méthode des excédents fractionnaires :

$$2e = (7,606426 \pm 0,000025) \text{ mm} .$$

- Pour que la valeur de l'interfrange reste constante, il est nécessaire que l'épaisseur optique du Fabry-Perot ne varie pas et donc que l'indice n du milieu reste constant en fonction des variations de température et de pression de la pièce. On s'affranchit des variations de température en utilisant des cales en silice, et des variations de pression en utilisant un Fabry-Perot sous vide.

Dans ces conditions, la mesure de l'interfrange conduit à la valeur :

$$\Delta\sigma = (1,314678 \pm 0,000005) \text{ cm}^{-1} .$$

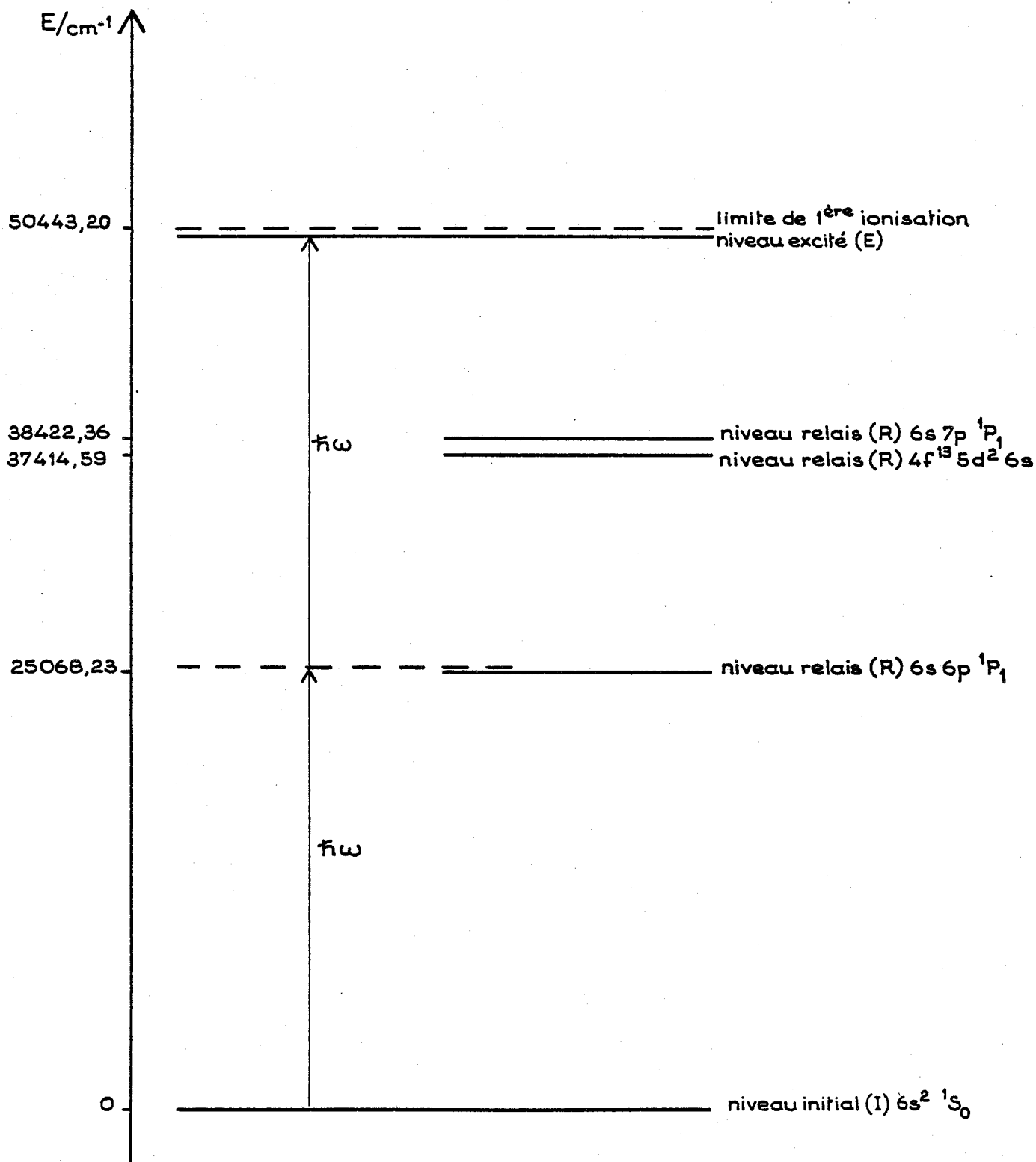


Figure 18

Schéma de niveaux pour une transition d'absorption à deux photons.

I-B. ABSORPTION A DEUX PHOTONS.

I-B-1. RAPPELS THEORIQUES DE L'ABSORPTION A DEUX PHOTONS.

L'absorption multiphotonique a été prévue et étudiée théoriquement dès 1931 par M. Goppert-Mayer [28] qui a donné une expression de la probabilité de transition à deux photons. Les premières transitions multiphotoniques ont été observées dans le domaine des radiofréquences, en particulier par J. M. Winter [29].

C'est le développement des lasers qui a permis l'observation de transitions multiphotoniques dans le domaine optique : la puissance de la source intervient en effet de façon déterminante dans la probabilité de transition multiphotonique et, dès 1973, des expériences d'excitations multiphotoniques utilisant la méthode de la charge d'espace ont été réalisées [30].

Un calcul perturbatif au second ordre permet d'obtenir la probabilité de transition par unité de temps [31] :

$$W_{EI}(t) = \left| \sum_R \frac{V_{ER} V_{RI}}{\omega_R - \omega} \right|^2 \delta(\omega_E - 2\omega) \quad (1)$$

. E, R et I désignent respectivement les états excité, relais et initial de la transition à deux photons considérée (Figure 18) ;

. $\hbar\omega_R$, $\hbar\omega_E$, $\hbar\omega$ sont les énergies, respectivement du niveau relais, du niveau excité et du rayonnement laser ;

. V_{ER} et V_{RI} désignent les éléments de matrice du hamiltonien d'interaction entre le champ et l'atome. Si n désigne le nombre de photons par unité de volume du mode considéré :



$$V_{ER} = \frac{1}{\hbar} \langle E, n-2 | \vec{E} \cdot \vec{D} | R, n-1 \rangle$$

$$V_{IR} = \frac{1}{\hbar} \langle R, n-1 | \vec{E} \cdot \vec{D} | I, n-2 \rangle$$

\vec{E} et \vec{D} représentent le champ électrique et le dipole électrique de l'atome.

La largeur de raie du laser dans notre expérience est bien supérieure à la largeur naturelle des transitions et à l'élargissement des raies par effet Doppler. Moyennant des hypothèses simplificatrices, il est possible de donner une estimation de la probabilité de transition à deux photons dans ce cas.

Considérons dans le cas de l'ytterbium une transition vers un niveau de Rydberg de n très élevé ($\sigma \approx 50300 \text{ cm}^{-1}$). Le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ ($\sigma_R = 25068 \text{ cm}^{-1}$) donne une contribution très importante : d'une part $\Delta\omega = \omega - \omega_R$ (82 cm^{-1}) est très petit (pour les autres niveaux relais possibles, $4f^{13}5d6s^2 \ ^1P_1^o$, $6s7p \ ^1P_1^o$, ... , $\Delta\omega$ est supérieur à 12000 cm^{-1}), d'autre part, la probabilité de transition du niveau $6s^2 \ ^1S_0$ vers le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ est très forte. On néglige donc les niveaux relais autres que le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$.

Dans son cours "Atoms in strong resonant fields" [32],

C. Cohen-Tannoudji explicite la probabilité de transition dipolaire électrique dans le cas de l'absorption d'un photon quand on utilise un rayonnement exciteur à bande large [équations (5.24) et (5.34), réf. 32].

Le raisonnement peut être étendu au cas de la probabilité de transition W_{EI} à deux photons avec un rayonnement exciteur large :

$$W_{EI} = 2\pi \times \frac{1}{\Delta} \times \frac{1}{\hbar^2} \frac{S_{RE} \times S_{IR}}{(\omega - \omega_R)^2} \times \left(\frac{\Phi}{\epsilon_0 c} \right)^2 \quad (2)$$

où :

. Δ est la largeur spectrale du rayonnement exciteur.



Si $\rho(\omega)$ désigne la distribution spectrale de la densité d'énergie

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\omega) d\omega \approx \rho(\omega_0) \Delta, \quad \omega_0 \text{ étant la fréquence centrale.}$$

. S_{RE} et S_{IR} sont les forces de raies qui sont reliées aux forces d'oscillateurs en absorption [33] par la formule :

$$f_{ij} = \frac{303.7}{\lambda_{ij} (\text{\AA})} \times \frac{S_{ij} \text{ (unités atomiques)}}{g_j}$$

où i et j désignent les niveaux initial et final respectivement de la transition ; g_j est le poids statistique du niveau final.

Dans notre cas, les valeurs expérimentales sont les suivantes :

- . $\Phi = 2 \text{ kW} - \text{mm}^{-2}$;
- . $\Delta = 16 \cdot 10^9 \text{ Hz}$;
- . des valeurs raisonnables de f_{IR} et f_{ER} sont 1 et 0,1 ;
- . $\Delta\omega = \omega - \omega_R = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ u.a.}$.

Dans ces conditions W_{EI} vaut $1,5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$.

La probabilité de transition du niveau $6s^2 \ ^1S_0$ vers le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ est de l'ordre de $2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Il semble raisonnable, en comparant ces valeurs, de pouvoir observer expérimentalement des raies du spectre de l'ytterbium par une méthode d'absorption à deux photons.

La formule (1) implique des règles de sélection sur les transitions à deux photons. L'intensité des raies est proportionnelle à la quantité :

$$I \propto \left| \sum_R \frac{\langle E | \vec{\epsilon} \cdot \vec{D} | R \rangle \langle R | \vec{\epsilon} \cdot \vec{D} | I \rangle}{\omega_R - \omega} \right|^2 \quad (3)$$

$\vec{\epsilon}$ est le vecteur polarisation du laser.



On peut définir les opérateurs Q :

$$Q = \vec{\epsilon} \cdot \vec{D} \times \frac{1}{\omega - \mathcal{H}_0} \times \vec{\epsilon} \cdot \vec{D} \quad (\mathcal{H}_0 : \text{hamiltonien de l'atome seul}) ;$$

alors : $I \propto \left| \sum_R \langle E | Q | I \rangle \right|^2$.

On montre [34] que les opérateurs Q se décomposent uniquement sur des opérateurs tensoriels irréductibles de rang 0 et 2 et se met sous la forme:

$$Q = a T^2 + b T^0 .$$

L'opérateur Q est un opérateur pair : on ne peut observer, par absorption à deux photons, que des transitions entre niveaux de configurations de même parité. En outre, les transitions ne sont possibles que si les éléments de matrice de l'opérateur Q sont non nuls. Si l'état considéré est défini par les moments cinétiques de spin, orbital et total S , L et J , on obtient les règles suivantes :

$$- \langle E | T^0 | I \rangle \neq 0 \Rightarrow \Delta J = 0 \quad . \quad (4)$$

Si le couplage des états est un couplage Russel-Saunders pur, on a en outre :

$$\begin{aligned} \Delta S &= 0 \\ \Delta L &= 0 \quad . \end{aligned}$$

$$- \langle E | T_q^2 | I \rangle \neq 0 \Rightarrow \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (5)$$

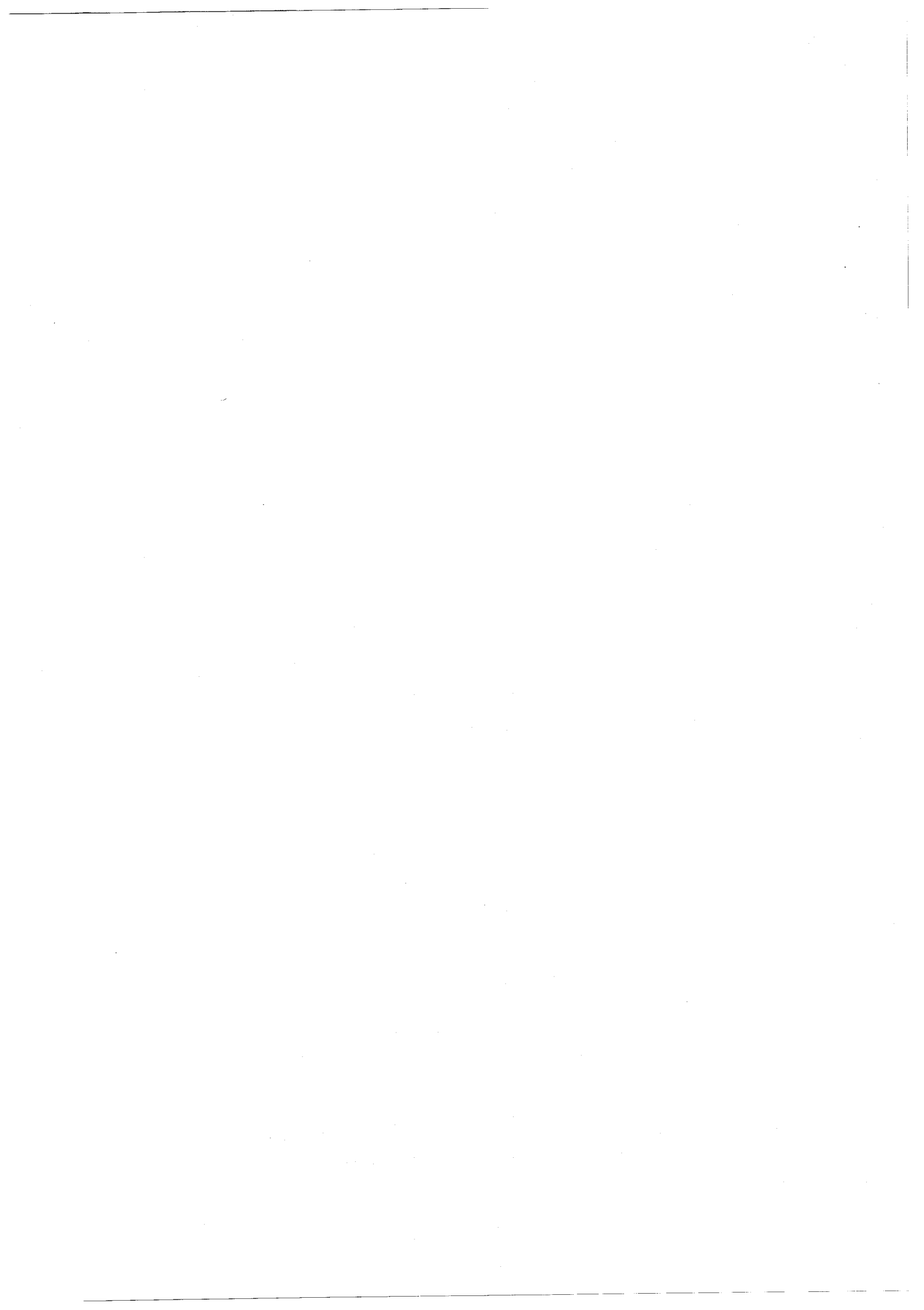
avec les restrictions :

$J=0 \rightarrow J=0$	}	transitions
$J=0 \rightarrow J=1$		
$J=\frac{1}{2} \rightarrow J=\frac{1}{2}$		interdites.

Dans le cas d'un couplage Russel-Saunders pur on obtient de plus :

$$\begin{aligned} \Delta S &= 0 \\ \Delta L &= 0, \pm 1, \pm 2 \quad . \end{aligned}$$

Dans une expérience d'absorption à deux photons à partir de l'état fondamental $6s^2 1S_0$ de l'ytterbium, les transitions permises sont donc



telles que :

- l'état excité appartient à une configuration paire ;
- $J_E = 0, 2$.

Si, de plus, le couplage des états est un couplage Russel-Saunders pur :

- $S_E = 0$
- $L_E = 0, 2$.

D'une manière générale, on atteint les états 1S_0 et 1D_2 et plus particulièrement les niveaux des séries de Rydberg $6sns\ ^1S_0$, $6snd\ ^1D_2$.

B-2. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

En faisant varier la longueur d'onde du laser, nous avons exploré le domaine d'énergie s'étendant de 23150 à 26200 cm^{-1} . Les enregistrements réalisés ont permis d'obtenir de nombreux renseignements sur le spectre d'absorption à deux photons et, en particulier, sur des niveaux très excités. Mais nous avons aussi observé de nombreuses raies correspondant à des transitions à un photon à partir de niveaux excités qui ne sont pas peuplés directement par excitation laser. Ces transitions fournissent des informations complémentaires sur le spectre de l'ytterbium.

a) Description des transitions observées.

L'énergie de la première limite d'ionisation est 50441 cm^{-1} . Pour peupler par absorption à deux photons des niveaux excités du spectre discret de l'ytterbium neutre, nous avons fait varier la longueur d'onde dans un domaine supérieur à 3965 Å . Nous avons obtenu un spectre de raies important dont la structure régulière montre qu'il s'agit de séries

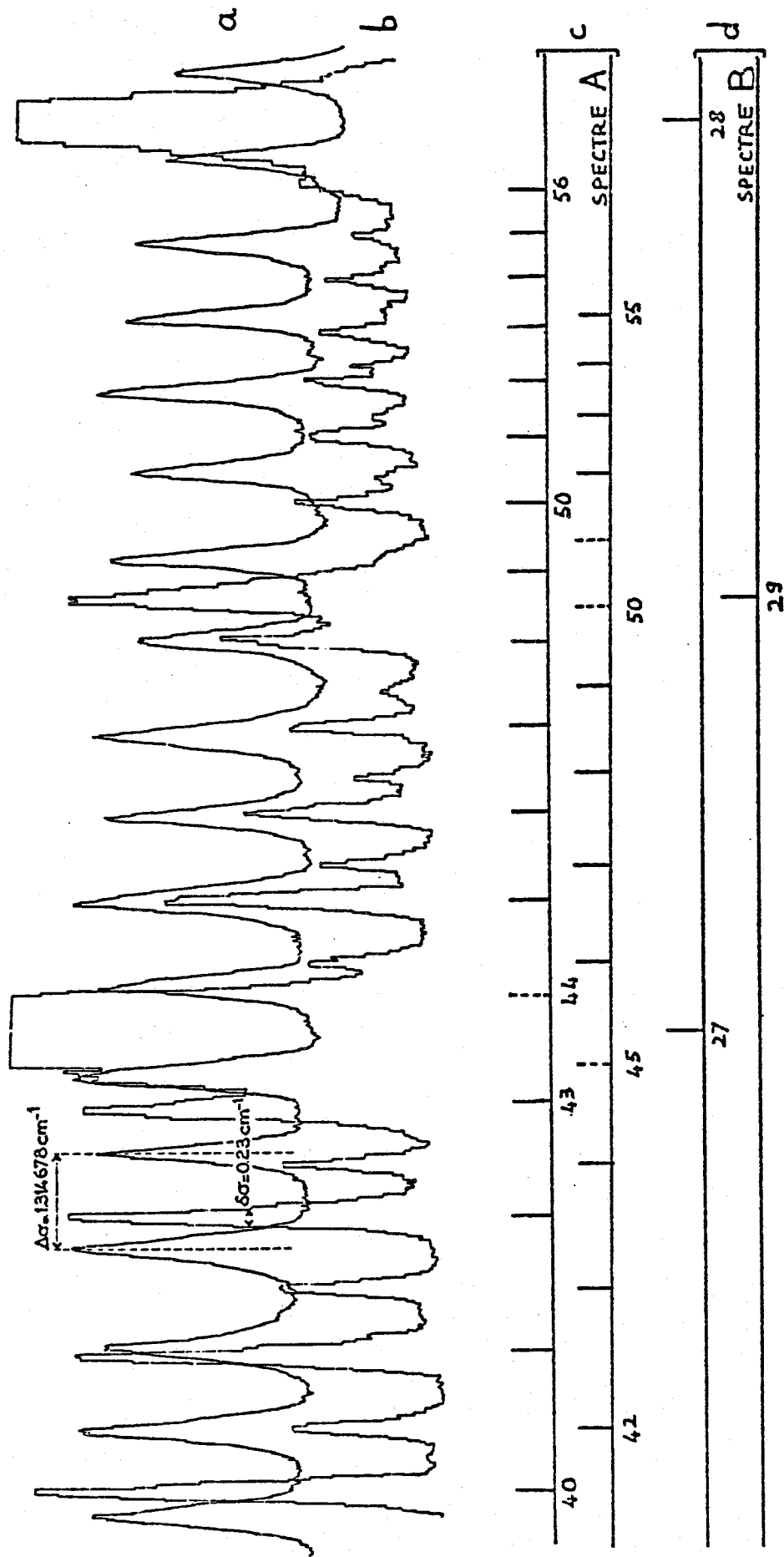


Figure 19

Spectre d'absorption à deux photons de l'ytterbium dans la région 3968 - 3971 Å :

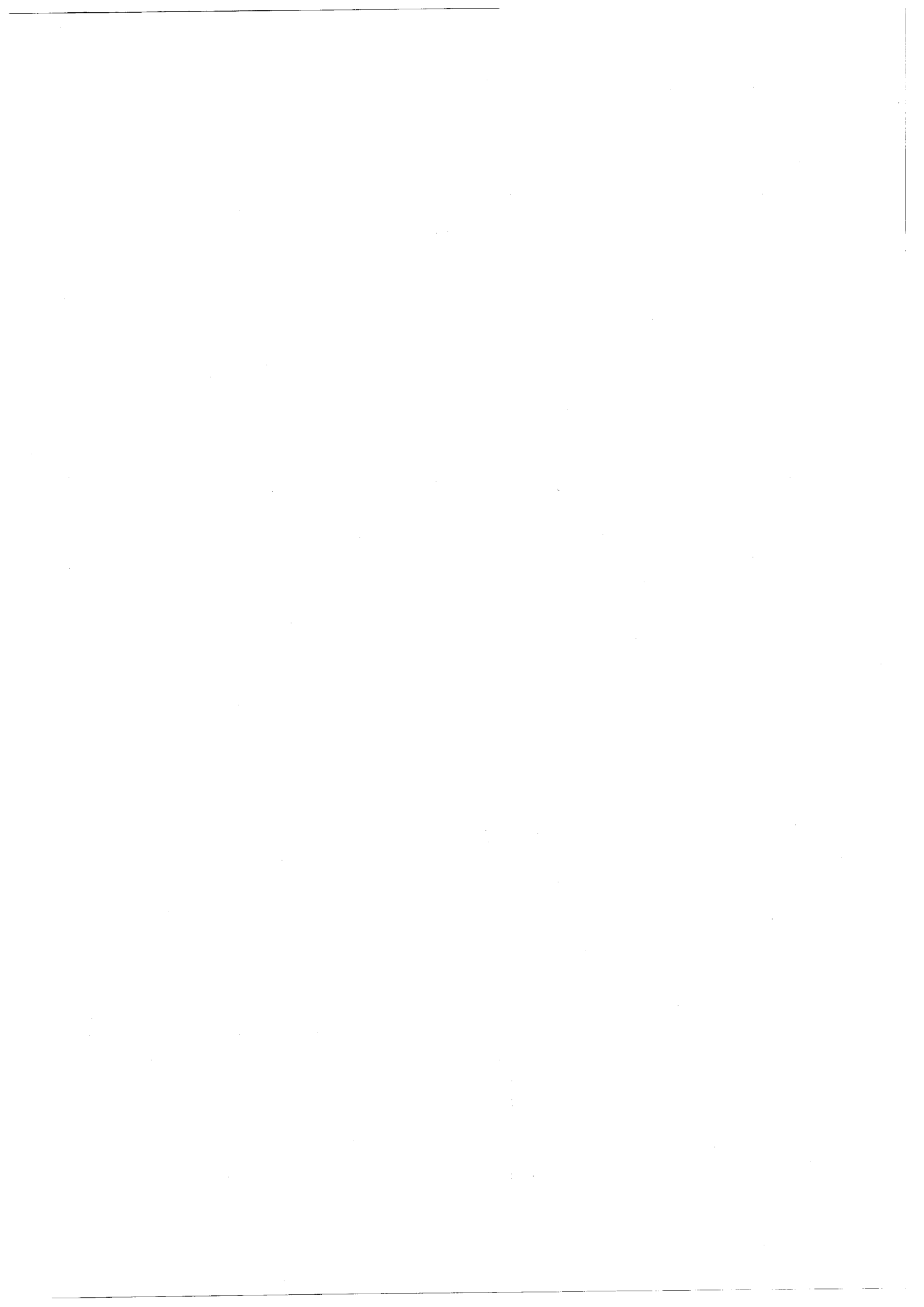
a : franges du Fabry-Pérot ; b : spectre de l'ytterbium I ; c : séries $4f^{14}6snd \ ^1D_2$ et $4f^{14}6sns \ ^1S_0$ (spectre A) ; d : $4f^{14}6s28d \ ^1D_2$, $4f^{14}6s27d \ ^1D_2$ et $4f^{14}6s29s \ ^1S_0$ (spectre B).

de Rydberg. La structure du spectre devient plus complexe quand les niveaux excités sont plus profonds.

Mais à ce spectre d'absorption à deux photons se superposent d'autres raies plus larges que les précédentes (Figure 19). On note l'apparition de ces raies dès que la longueur d'onde devient supérieure à 3944 \AA . Ces transitions correspondent, non pas à l'absorption de deux photons laser, mais à une excitation en échelons utilisant comme niveau intermédiaire le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$. Par la suite, nous désignerons par la lettre A le spectre d'absorption à deux photons laser et par la lettre B le spectre d'absorption à un photon laser à partir du niveau $6s6p \ ^1P_1^o$.

Les transitions observées qui correspondent à une excitation en échelons n'utilisent pas toutes le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ comme niveau intermédiaire. En effet, nous avons aussi observé des raies qui correspondent à l'absorption d'un photon laser à partir des niveaux $5d6s \ ^3D_2$ et 3D_3 qui sont des niveaux pairs. Les raies observées, qui correspondent à ces deux derniers schémas d'excitation, sont beaucoup moins nombreuses. Si le couplage des états de l'ytterbium est un couplage L-S pur, il est possible de peupler à partir du niveau $6s6p \ ^1P_1^o$, par transition à un photon, les niveaux atteints par absorption à deux photons. A chaque niveau excité correspondent donc deux raies homologues, l'une dans le spectre A, l'autre dans le spectre B. Par absorption à un photon à partir des niveaux $5d6s \ ^3D_2$ et 3D_3 on atteint des niveaux impairs et par conséquent des informations nouvelles sur le spectre de l'ytterbium.

Il y a donc des mécanismes au sein de la vapeur en présence du rayonnement laser qui permettent de peupler les niveaux excités $6s6p \ ^1P_1^o$, $5d6s \ ^3D_2$, $5d6s \ ^3D_3$. Le nombre important et l'intensité des raies du spectre B indiquent que le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ est plus peuplé que les niveaux $5d6s \ ^3D_2$ et $5d6s \ ^3D_3$. Une explication possible de la population du niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ fait intervenir la lumière de fluorescence des colorants. Un atome dans l'état fondamental $6s^2 \ ^1S_0$ peut absorber



un photon de fluorescence et être porté dans le niveau $6s6p\ ^1P_1^o$. Bien que l'intensité du rayonnement de fluorescence soit faible, l'efficacité de ce processus peut être importante, d'une part parce que la probabilité de transition du niveau $6s^2\ ^1S_0$ vers le niveau $6s6p\ ^1P_1^o$ est forte ($2 \cdot 10^8\ s^{-1}$) et, d'autre part, parce que dans le cas de l'absorption de deux photons en échelons la longueur active de la colonne de vapeur est beaucoup plus grande que pour l'absorption de deux photons.

Cependant, ce mécanisme ne suffit pas à expliquer qu'on continue à observer des raies du spectre B dans un domaine d'énergie où la plage de fluorescence du colorant (en particulier le Bis MSB) est décalée par rapport à la longueur d'onde de la transition $6s^2\ ^1S_0 - 6s6p\ ^1P_1^o$. De plus on ne peut pas expliquer la population des niveaux $5d6s\ ^3D_2$ et $5d6s\ ^3D_3$ par l'absorption de photons du rayonnement de fluorescence.

Des résonances à partir de niveaux excités non directement peuplés par un rayonnement laser ont été observées dans des vapeurs de césium ([21],[22]) et de rubidium [23]. Ces résonances, analogues à celles que nous observons, sont désignées sous le nom de résonances hybrides. Les schémas proposés pour expliquer la population des niveaux intermédiaires font intervenir des états excités de molécules diatomiques obtenus quand la molécule, dans un état fondamental, absorbe un photon laser. La molécule excitée se dissocie alors pour donner un atome dans l'état fondamental et un atome dans un état excité. Les atomes du niveau intermédiaire ainsi peuplé peuvent absorber un photon et être portés dans des états très excités.

Pour affirmer que des processus identiques expliquent les populations des niveaux $6s6p\ ^1P_1^o$, $6s5d\ ^3D_2$ et $6s5d\ ^3D_3$ de l'ytterbium, il serait nécessaire d'obtenir des renseignements pas encore parus, à notre connaissance, sur la structure du spectre de la molécule Yb_2 .



b) Largeur des raies.

Dans ce paragraphe on cherche à comparer qualitativement la largeur des raies obtenues dans le spectre d'absorption à deux photons (A) et dans le spectre d'excitation en échelons (B) .

La largeur $\Delta\sigma_A$ des raies du spectre A est de l'ordre de 250 mK pour une largeur Δ du rayonnement laser de l'ordre de 200 mK . Certains des colorants utilisés ont un rendement assez faible et nous avons utilisé un rayonnement plus large (≈ 350 mK) pour conserver une puissance suffisante du faisceau. Dans ce cas, la largeur des raies atteint 400 mK . La largeur $\Delta\sigma_B$ des raies du spectre B d'excitation en échelons est supérieure en moyenne aux largeurs $\Delta\sigma_A$ pour une même largeur du rayonnement laser. L'ordre de grandeur des raies $\Delta\sigma_B$ pour un rayonnement de largeur 200 mK est 400 mK . Deux raies du spectre d'absorption à deux photons ne pourront être résolues que si la différence de leurs nombres d'ondes est supérieure à $2\Delta\sigma_A$. Deux raies du spectre d'excitation en échelons sont résolues si elles sont séparées par un intervalle supérieur à $\Delta\sigma_B$. Si on considère les ordres de grandeur de $2\Delta\sigma_A$ et $\Delta\sigma_B$ pour une même largeur du rayonnement Δ , la résolution est meilleure pour le spectre B que pour le spectre A .

Aussi bien dans le cas des raies à 2 photons que dans celui des raies du spectre B , la largeur du rayonnement laser ne suffit pas à expliquer les largeurs des raies observées. Deux autres phénomènes interviennent dans l'élargissement des transitions : l'effet Doppler et l'effet Stark. La température de la vapeur est 850°C , ce qui correspond à un élargissement Doppler des transitions de 45 mK . Cette valeur est faible comparée à la largeur du rayonnement laser et l'effet Doppler reste négligeable. La valeur du champ électrique entre les électrodes est très faible et l'élargissement par effet Stark est négligeable aussi bien devant la largeur du rayonnement que devant l'élargissement dû à l'effet Doppler.

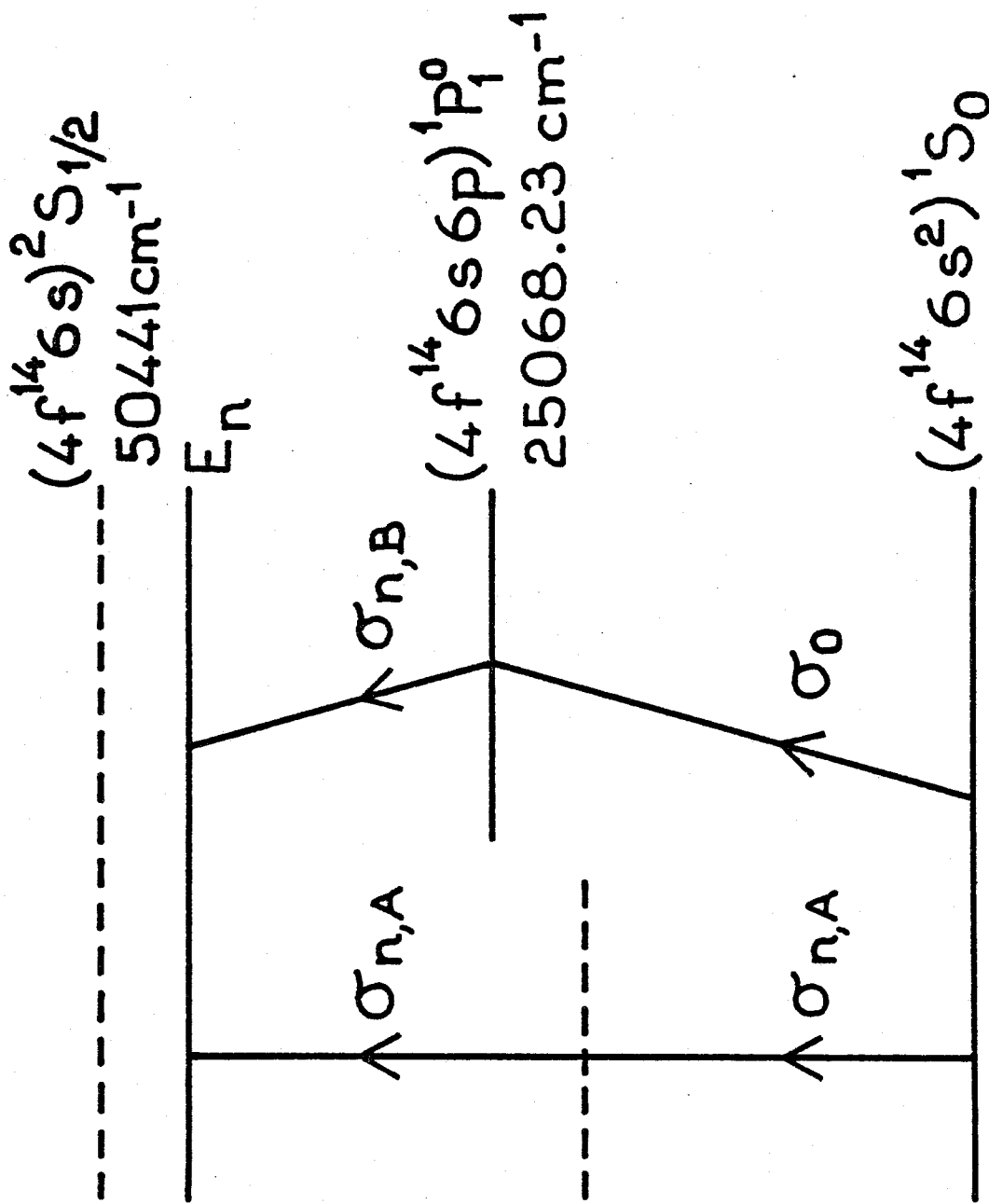


Figure 20 : Exemple de résonance en échelons (spectre B) et de résonance à deux photons (spectre A).

Un calcul plus approfondi des largeurs des raies nécessiterait de tenir compte des collisions.

c) Incertitudes sur la détermination des nombres d'ondes.

Nous avons vu au paragraphe A-4 que le système de franges d'un Fabry-Perot, enregistré en même temps que le spectre, donnait une échelle de mesure linéaire en nombre d'ondes. Comme précédemment, nous désignerons par $\Delta\sigma$ la valeur de l'interfrange. La coexistence des spectres A et B évite la nécessité de repérer en nombre d'ondes la position d'une frange du spectre cannelé. En effet, les nombres d'ondes des raies homologues du spectre A et du spectre B qui correspondent à des transitions vers un même niveau excité (Figure 20) sont liés par la relation évidente :

$$\sigma_A = (\sigma_B - \sigma_A) + \sigma_0$$

où σ_0 désigne le nombre d'ondes du niveau $6s6p \ ^1P_1^0$ mesuré par ailleurs [7]. Si on mesure le nombre de franges séparant les deux raies, on obtient une mesure absolue de σ_A . Une raie, dont on a ainsi déterminé le nombre d'ondes σ_R , sert de référence. La valeur du nombre d'ondes d'une raie quelconque s'obtient en mesurant le nombre de franges $(N + \epsilon)$ la séparant de la raie de référence :

$$\sigma = (N + \epsilon) \Delta\sigma + \sigma_R .$$

La mesure des nombres d'ondes fait intervenir des erreurs systématiques et des erreurs aléatoires.

L'erreur systématique la plus importante dépend de la précision avec laquelle σ_0 est connue. La valeur de σ_0 ($6s6p \ ^1P_1^0$) déterminée par Corliss et Meggers [3] est $25068,23 \text{ cm}^{-1}$. Ils ont évalué l'incertitude à $0,06 \text{ cm}^{-1}$. Il se peut que les valeurs obtenues pour les énergies des niveaux soient décalées globalement de $0,12 \text{ cm}^{-1}$.

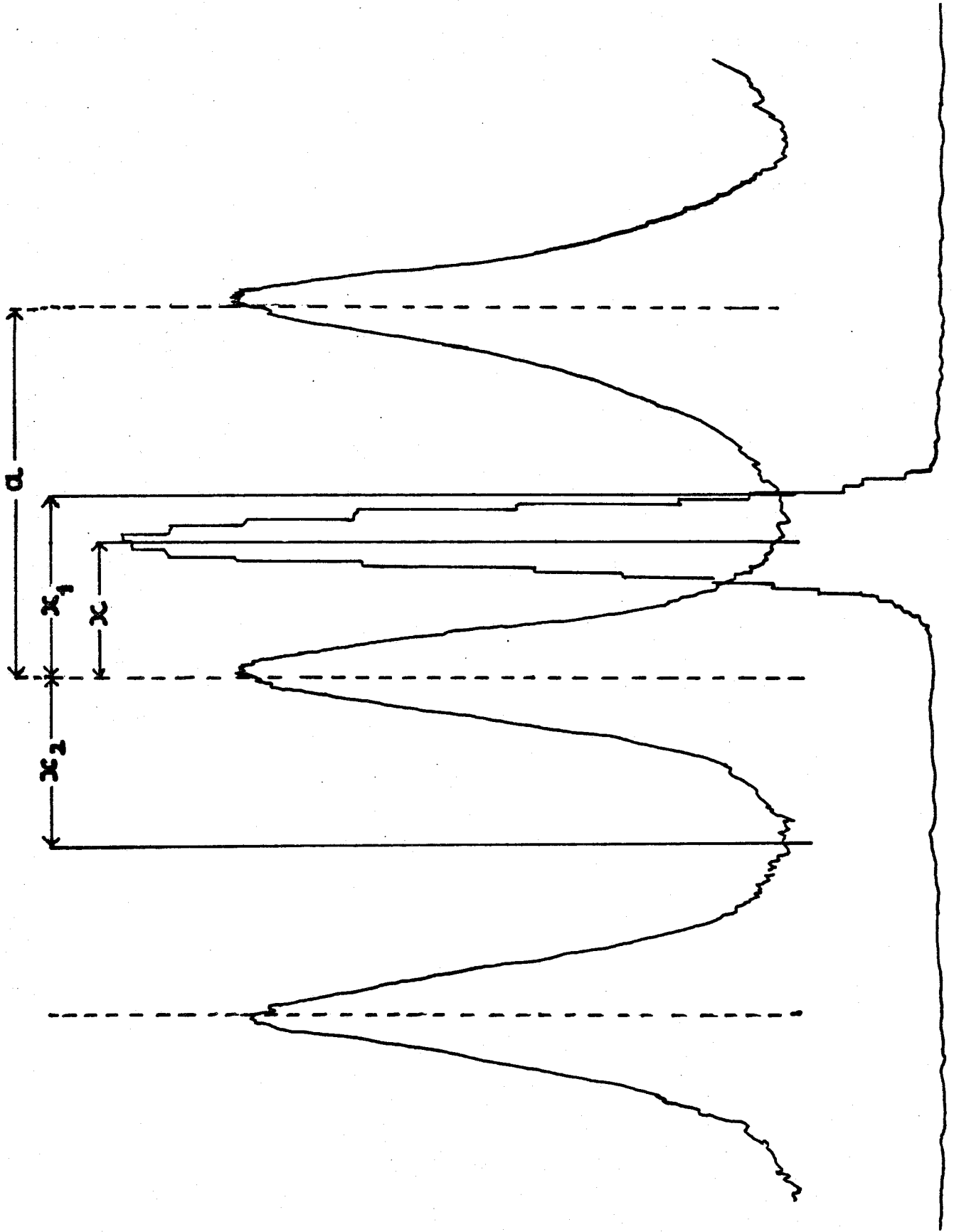


Figure 21 : Repérage d'une raie (calcul d'erreur).

L'incertitude sur la valeur de l'interfrange $\Delta\sigma$ introduit une autre erreur systématique mais la précision sur $\Delta\sigma$ est suffisante ($\frac{\delta(\Delta\sigma)}{\Delta\sigma} = 3,5 \cdot 10^{-6}$) pour que l'erreur commise soit tout à fait négligeable : l'erreur sur une raie distante de 3000 interfranges d'une raie étalon correspond à $0,0015 \text{ cm}^{-1}$.

Les erreurs aléatoires sont de deux types : la première est une erreur due à la détermination de la position d'une raie dans l'interfrange. Sur la Figure 21 on a représenté une raie et les deux franges qui l'encadrent. L'erreur que l'on cherche à évaluer est l'erreur commise sur la détermination de ϵ . Cette erreur tient compte de plusieurs données. Si la raie est parfaitement symétrique et présente un rapport signal sur bruit important, l'erreur se réduit à l'erreur de pointé qu'on diminue en faisant varier lentement la longueur d'onde et en augmentant la vitesse de défilement du papier de l'enregistreur graphique. Cette erreur est faible ($\ll 10 \text{ mK}$). Quand la raie présente un profil dissymétrique, c'est l'erreur due au pointé de l'axe qui devient prépondérante. Enfin, quand le rapport signal sur bruit chute ($2 < \frac{S}{B} < 20$) c'est en général lui qui détermine l'erreur commise sur le nombre d'ondes. L'erreur est alors évaluée en faisant intervenir la largeur $\Delta\sigma_A$ de la raie et le rapport signal sur bruit : $\Delta\sigma = \frac{\Delta\sigma_A}{S/B}$.

La seconde erreur aléatoire qui peut être importante est due à la rotation non parfaitement uniforme du réseau. Si on réalise un nombre N très important d'enregistrements pour une même raie, l'erreur quadratique moyenne sur les valeurs obtenues rend compte d'une telle erreur aléatoire. Les valeurs obtenues sont le résultat de moyennes sur 3 ou 4 spectres et ce nombre est insuffisant pour obtenir un écart quadratique significatif. C'est pourquoi nous avons cherché à estimer une valeur maximale de cette erreur. On désigne par a la valeur en centimètres d'un interfrange. Nous avons enregistré un nombre N très important de franges : les résultats des mesures de a indiquent que la variable $a - \langle a \rangle$ varie de façon aléatoire et que les variations de la fonction aléatoire $x = f(t)$, où x désigne le nombre de centimètres balayés



pendant le temps t , se font à l'échelle de l'interfrange : si ces variations étaient plus rapides, elles se moyenneraient sur un interfrange qui serait alors constant en centimètres ; si elles étaient plus lentes la variation de a serait lente sur plusieurs interfranges, ce qui n'est pas le cas. Nous avons évalué l'écart quadratique moyen Δa , défini par la relation :

$$\Delta a = \sqrt{\langle a^2 \rangle - \langle a \rangle^2}$$

où les crochets désignent une valeur moyenne. On cherche alors à évaluer la reproductibilité de la mesure x_1 du milieu d'un interfrange qui est caractérisée par l'écart quadratique moyen sur la mesure x_1 . Si on se reporte à la Figure 21 où on a désigné par x_1 et x_2 les mesures de deux milieux 1 et 2 par rapport à la frange médiane, on a la relation :

$$\langle x_1 + x_2 \rangle = \langle a \rangle .$$

Les sauts de la fonction $f(t)$ se faisant à l'échelle de l'interfrange, on supposera que les variables aléatoires x_1 et x_2 sont indépendantes et qu'elles suivent la même loi :

$$\langle x_1 \rangle = \langle x_2 \rangle , \quad \langle x_1^2 \rangle = \langle x_2^2 \rangle \quad \text{et} \quad \langle x_1 x_2 \rangle = \langle x_1 \rangle \langle x_2 \rangle .$$

Si on évalue alors la quantité $X = \langle (x_1 + x_2)^2 \rangle - \langle x_1 + x_2 \rangle^2$ qui, par définition, est égale à $(\Delta a)^2$, on obtient :

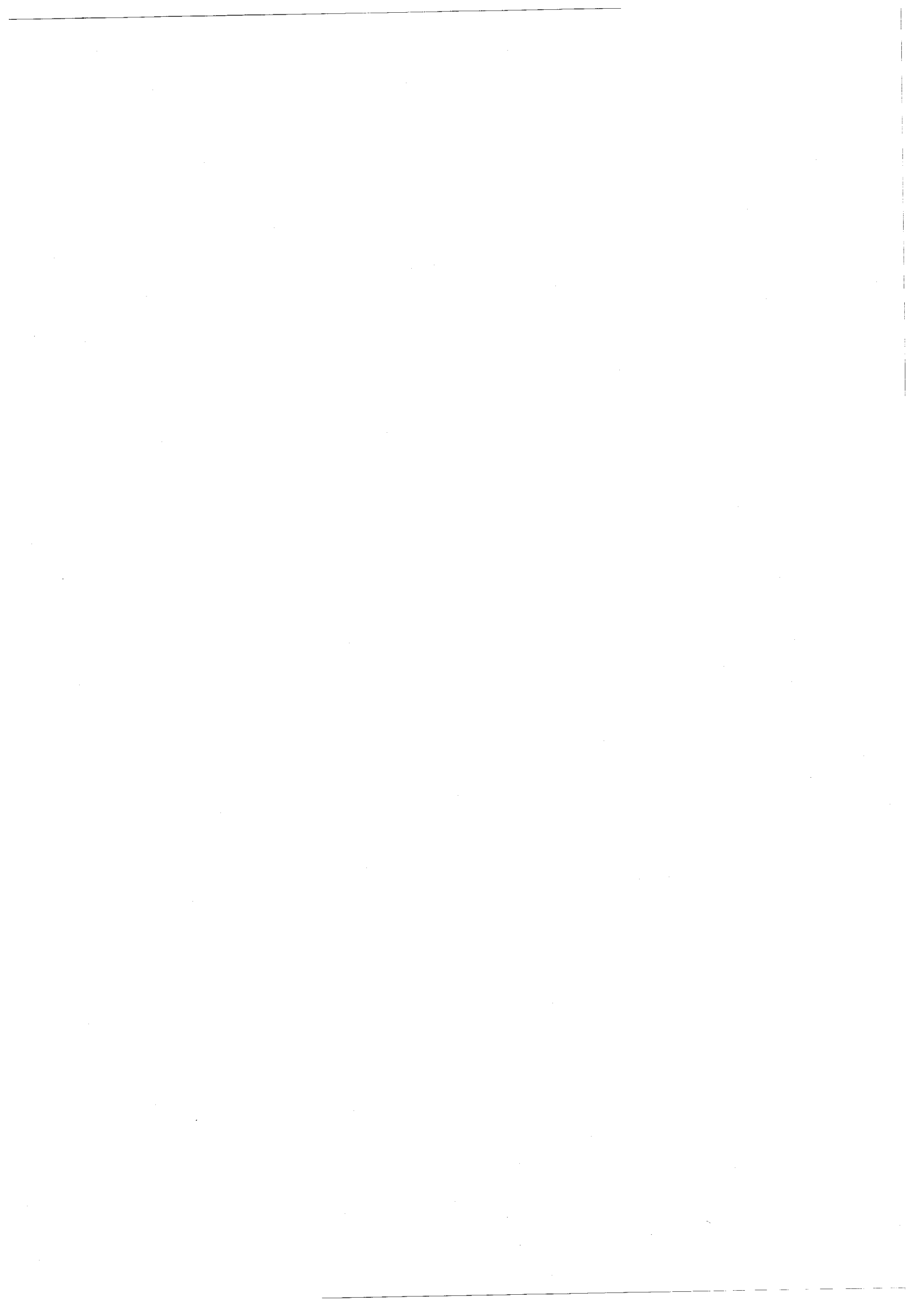
$$X = (\Delta a)^2 = 2 (\langle x_1^2 \rangle - \langle x_1 \rangle^2) ,$$

donc :

$$(\Delta x_1)^2 = \frac{1}{2} (\Delta a)^2$$

soit :

$$\frac{\Delta x_1}{\langle x_1 \rangle} = \sqrt{2} \frac{\Delta a}{\langle a \rangle} .$$



Expérimentalement on obtient comme valeur de $\frac{\Delta a}{\langle a \rangle}$, une valeur constante voisine de 3,5%, donc $\frac{\Delta x_1}{\langle x_1 \rangle}$ vaut 5%. Supposons qu'on détermine le nombre d'ondes d'une raie par rapport à une frange de référence. La raie est séparée d'un nombre N entier d'interfranges et cette mesure n'est pas entachée d'erreur et d'une fraction x d'interfrange qu'on peut toujours choisir inférieure à la moitié de l'interfrange. Quand x est nul il n'y a pas d'erreur sur la détermination de σ et l'erreur maximale est obtenue quand l'axe de la frange est confondu avec le milieu de l'interfrange, ceci parce que les variations de $f(t)$ se font à l'échelle de l'interfrange. On supposera donc que l'incertitude sur la mesure de σ est bien représentée par une loi linéaire :

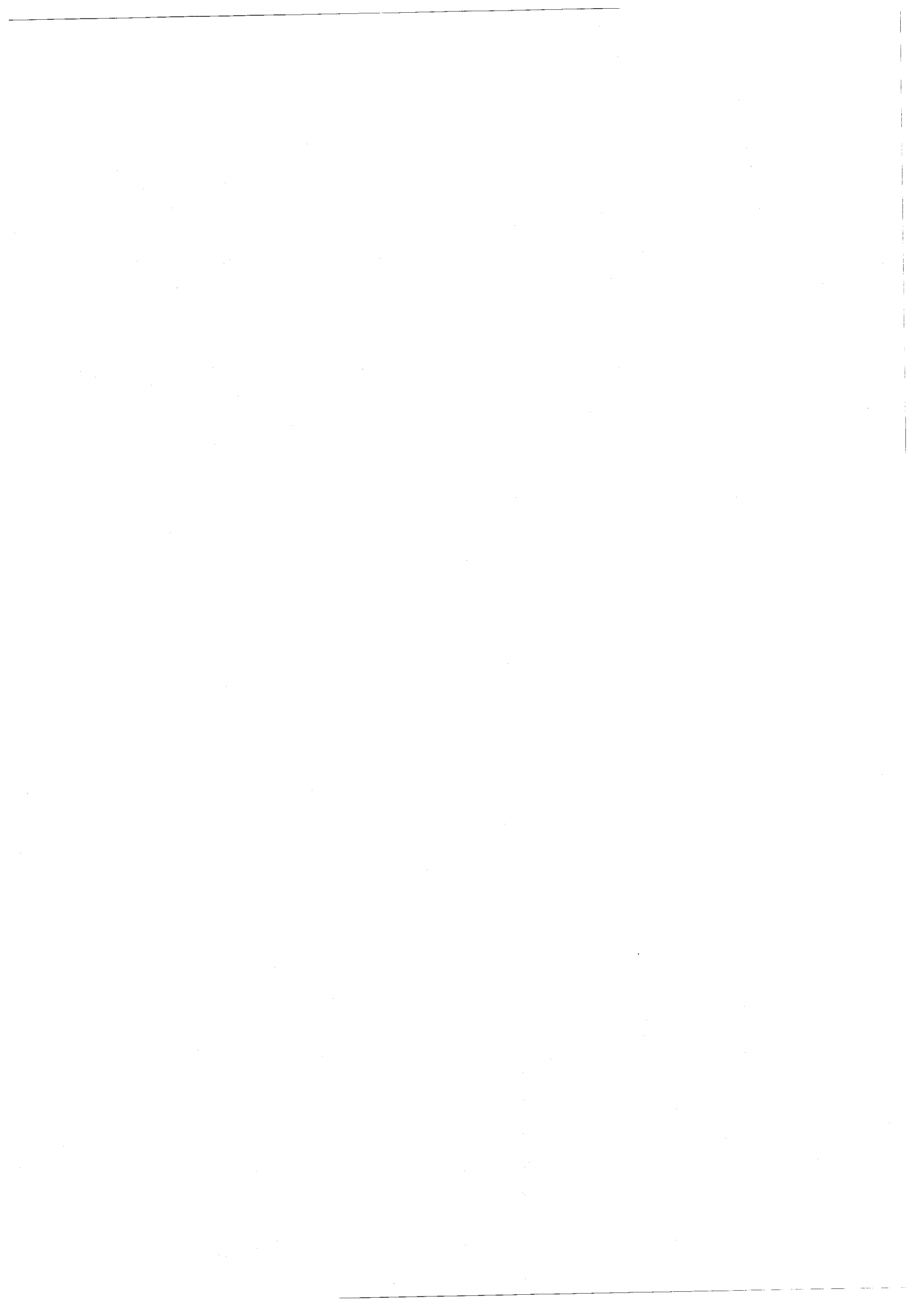
$$\delta\sigma = \Delta\sigma \times b \times \frac{x}{a} .$$

On détermine b en considérant que la mesure $x = \frac{a}{2}$ est entachée de l'erreur quadratique Δx_1 calculée ci-dessus, pour une valeur moyenne de l'interfrange de 5 cm, b vaut donc 0,05, ce qui correspond à une erreur de 35 mK sur la détermination du nombre d'ondes d'une raie centrée dans l'interfrange.

En tenant compte de ces différentes erreurs nous avons attribué à chacune des raies une incertitude qui ne tient pas compte des erreurs systématiques mentionnées.

d) Tableau des valeurs.

La Table I réunit les résultats obtenus sur le spectre de l'ytterbium. Dans la première colonne on trouve les nombres d'ondes des raies observées. Ces nombres d'ondes sont les résultats d'une moyenne sur 3 spectres au minimum. Les incertitudes sur ces valeurs sont inscrites dans une seconde colonne. On n'a pas tenu compte pour ces valeurs d'un décalage possible de $0,06 \text{ cm}^{-1}$ des nombres d'ondes dû à la détermination de la valeur du niveau $6s6p \ ^1P_1^o$. Une troisième colonne donne une idée de l'intensité des raies observées. Les abréviations utilisées sont les suivantes :



tf : raie de très faible intensité. Pour ces raies le rapport signal sur bruit varie entre 2 et 5 .

f : raie dont l'intensité est faible. Pour ces raies le rapport signal sur bruit varie entre 5 et 15 .

M, F : les raies ont une intensité moyenne ou forte et le rapport signal sur bruit peut atteindre des valeurs très importantes.

Nous avons vu que les raies correspondaient à différentes sortes de transitions désignées dans la quatrième colonne du tableau par les lettres A, B, C₁, C₂ .

A : transition à deux photons à partir du niveau fondamental $6s^2 \ ^1S_0$

B : transition à un photon à partir du niveau $6s6p \ ^1P_1^o$, 25068,23 cm^{-1} [7].

C₁ : transition à un photon à partir du niveau $5d6s \ ^3D_2$, 24751,95 cm^{-1} [7].

C₂ : transition à un photon à partir du niveau $5d6s \ ^3D_3$, 25270,90 cm^{-1} [7].

Dans la cinquième colonne, on trouve le nom du niveau excité correspondant à la transition. De nombreuses désignations sont redevables à l'étude paramétrique réalisée par Wyart et Camus sur le spectre de l'ytterbium [14]. Dans les deux colonnes suivantes, on trouve l'énergie de ce niveau et l'incertitude correspondante. Ces valeurs sont obtenues de la manière suivante :

- raie du spectre A : $E (\text{cm}^{-1}) = 2\sigma$ $\Delta E = 2\Delta\sigma$
- raie du spectre B : $E (\text{cm}^{-1}) = \sigma + 25068,23 \text{ cm}^{-1}$ $\Delta E = \Delta\sigma$
- raie du spectre C₁ : $E (\text{cm}^{-1}) = \sigma + 24751,95 \text{ cm}^{-1}$ $\Delta E = \Delta\sigma$
- raie du spectre C₂ : $E (\text{cm}^{-1}) = \sigma + 25270,90 \text{ cm}^{-1}$ $\Delta E = \Delta\sigma$.

Dans une dernière colonne enfin, on trouve des remarques sur la forme des raies. Les notations sont les suivantes :

- l : raie large
- as : raie dissymétrique
- c : raie qui semble complexe.



B-3. INTERPRETATION DES RESULTATS.

a) Séries de Rydberg observées.

Les séries de Rydberg pour lesquelles on a observé les niveaux les plus élevés sont les séries $6snd\ ^1D_2$ et $6sns\ ^1S_0$.

Les niveaux $n=8$ à $n=56$ de la série $6snd\ ^1D_2$ ont été observés dans le spectre d'absorption à deux photons. Pour les niveaux plus élevés, le rapport signal sur bruit chute très rapidement et les raies sont masquées par le spectre B d'excitation en échelons. Le spectre B a permis d'observer cette même série du niveau $n=10$ au niveau $n=80$. A partir du niveau $n=70$ le rapport signal sur bruit décroît très vite, d'une part parce que la probabilité de transition décroît comme $\frac{1}{n^3}$ et, d'autre part, parce que la résolution n'est plus suffisante.

Les niveaux de $n=10$ à $n=54$ de la série $6sns\ ^1S_0$ ont été observés dans le spectre A et les niveaux allant de $n=12$ à $n=65$ dans le spectre B.

Ces observations ont été mentionnées dans une lettre à l'éditeur [35] et ont été communiquées au Congrès E.G.A.S. en Juillet 1978 [36].

Le couplage des niveaux de l'ytterbium n'est pas un couplage Russel-Saunders pur, ce qui explique qu'on ait pu observer des niveaux de la série $6snd\ ^3D_2$. Ils ont été observés de $n=9$ à $n=21$ dans le spectre A et de $n=10$ à $n=22$ dans le spectre B. Les niveaux $6s22d\ ^3D_2$ et $6s22d\ ^1D_2$ ont une différence d'énergie qui correspond à $1,48\text{ cm}^{-1}$. Cet écart d'énergie correspond à des raies parfaitement résolues et on aurait pu espérer observer des termes plus élevés. Mais on constate que l'intensité de la raie correspondant au niveau $6s21d\ ^3D_2$ (A) est faible : le mélange entre les niveaux $6snd\ ^{3,1}D_2$ n'est pas suffisant pour que la probabilité de transition à deux photons du niveau $6s^2\ ^1S_0$ vers le niveau $6snd\ ^3D_2$ soit importante.

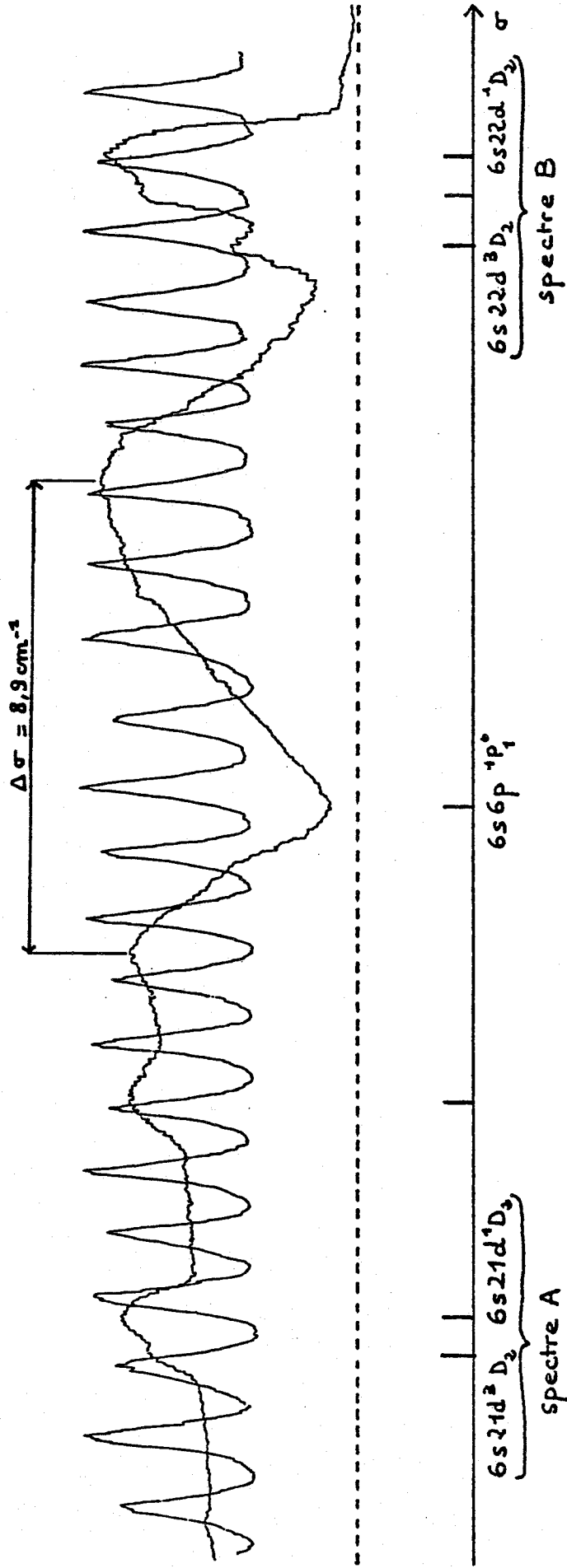


Figure 22 : Profil de la raie de résonance ($6s^2 1S_0 - 6s6p^1 P_1^\circ$).

Certains termes de ces séries sont masqués par le signal très important qu'on observe quand le rayonnement excitateur devient résonant avec la transition $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1^o$ ($25068,23 \text{ cm}^{-1}$) [7]. On observe alors un signal d'environ 10 cm^{-1} de large, très intense, qui présente une dépression en son centre. Le profil de cette dépression est dissymétrique. C'est ce qui est montré sur la Figure 22. Un phénomène analogue a été observé dans le baryum [12]. Aucune explication de ce phénomène n'a encore été donnée.

Pour essayer de voir l'influence des collisions sur le signal enregistré au voisinage de la résonance $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1^o$, aussi bien dans le cas du baryum que dans celui de l'ytterbium, des expériences sont envisagées au laboratoire qui pourraient utiliser la technique du jet atomique.

Outre ces séries, nous avons également observé dans le spectre C_1 les niveaux de $n=9$ à $n=12$ de la série $6snf \ ^3F_3$. L'intensité des raies est faible, ce qui laisse penser que le niveau $5d6s \ ^3D_2$ est faiblement peuplé.

b) Niveaux de valence.

Des termes appartenant à des séries de Rydberg qui convergent vers des limites plus élevées que la première limite d'ionisation ont été observés, en particulier dans le spectre d'absorption à 2 photons (Figure 23). Ces niveaux appartiennent à deux types de configurations :

- des configurations où deux électrons sont excités, l'ytterbium ayant, dans ce cas, le comportement d'un atome alcalino-terreux. Dans le domaine d'énergie exploré, nous n'avons observé des niveaux d'une seule configuration de ce type, la configuration $6p^2$ (niveaux $6p^2 \ ^1S_0$ et $6p^2 \ ^1D_2$). Le spectre est donc, en ce sens, plus simple que le spectre du baryum où de nombreux termes des configurations $5dnl$ ($nl = ns$ ou nd) avaient été observés [12, 13].

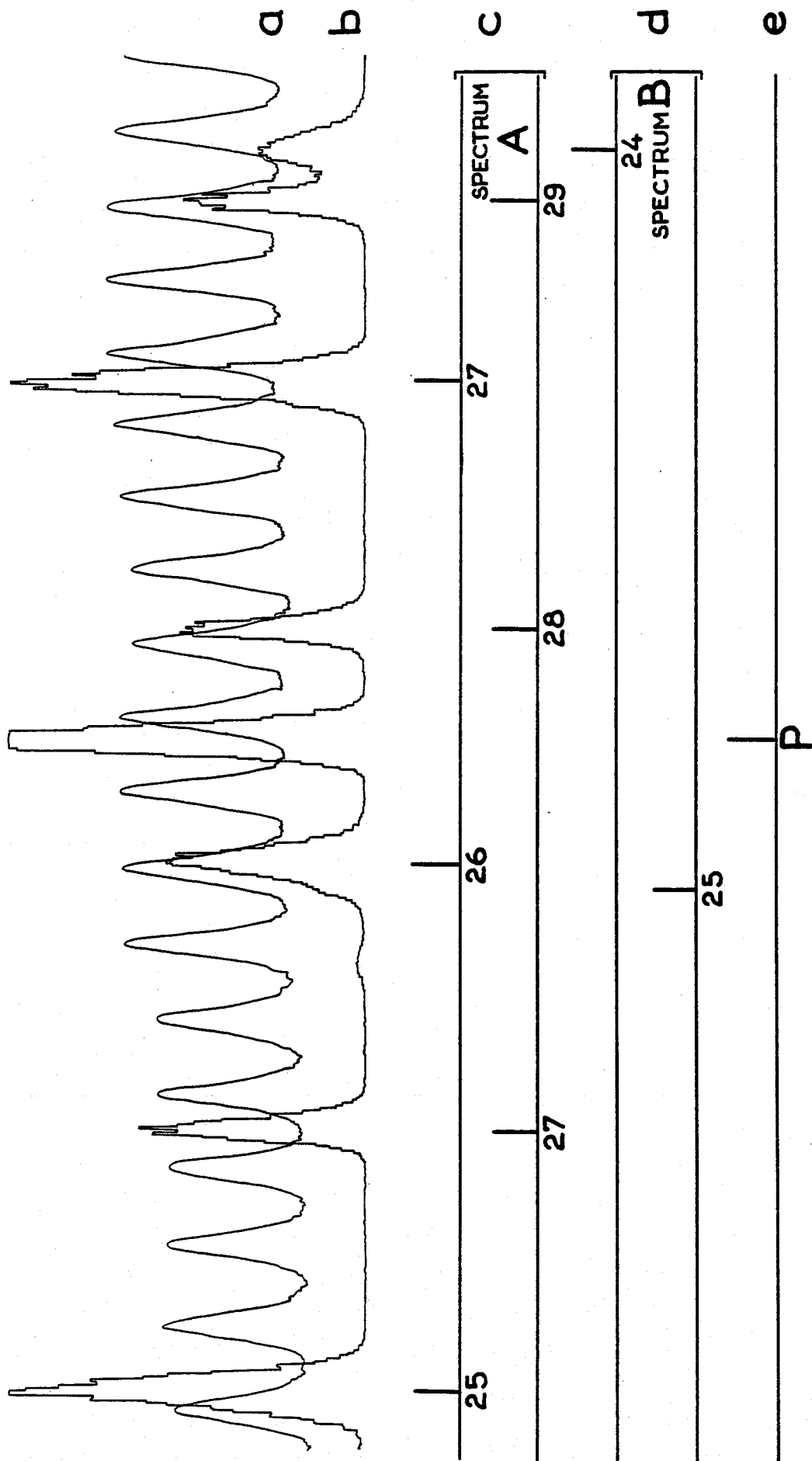


Figure 23 : Spectre de l'ytterbium dans la région 3979 - 3989 Å

a : franges du Fabry-Pérot ; b : spectre de l'ytterbium ; c : séries $4f^{14}6s^2d^1D_2$ et $4f^{14}6s^2s^1S_0$ (spectre A) ;
 d : niveaux $4f^{14}6s^24d^1D_2$ et $4f^{14}6s^25s^1S_0$ (spectre B) ; e : niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p$.

- des configurations où quatre électrons sont excités. On a observé plusieurs niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ qui est très étalée sur tout le spectre discret. Le couplage de ces niveaux a été obtenu grâce aux renseignements de l'étude paramétrique de Wyart et Camus [14]. L'existence d'une telle configuration rend l'étude du spectre de l'ytterbium complexe.

L'existence de transitions à un photon à partir des niveaux $5d6s^3D_{2,3}$ a permis, en outre, de déterminer l'énergie de niveau de nombres quantiques J élevés : $J = 3, 4$. On notera aussi l'observation d'une raie qui correspond à la transition quadripolaire électrique $6s^2^1S_0 - 5d6s^3D_2$.

c) Etude graphique du profil de Fano des raies autoionisées.

Nous avons étendu le domaine d'exploration au-delà de la première limite d'ionisation pour obtenir quelques renseignements sur les états autoionisés de l'ytterbium. Nous avons été limité vers les longueurs d'onde basses par le mauvais rendement des colorants, mais surtout par la difficulté des réglages de la cavité laser dans ce domaine. L'étude pourrait être reprise en utilisant un cristal doubleur de fréquence.

Les spectres que nous avons enregistrés présentent un fond continu important qui est dû à la photoionisation directe des atomes. A ce fond se superposent des raies de deux sortes :

- des raies fines et symétriques,

- des raies qui présentent un profil dissymétrique (photographie 24).

Cette dissymétrie peut s'expliquer par des phénomènes d'interférences constructives ou destructives entre les probabilités de transition sur un état discret et les états du continuum adjacent .

Prats et Fano [37], Fano et Cooper [38] et W. Shore [39] ont introduit des fonctions paramétriques qui rendent compte des profils de telles

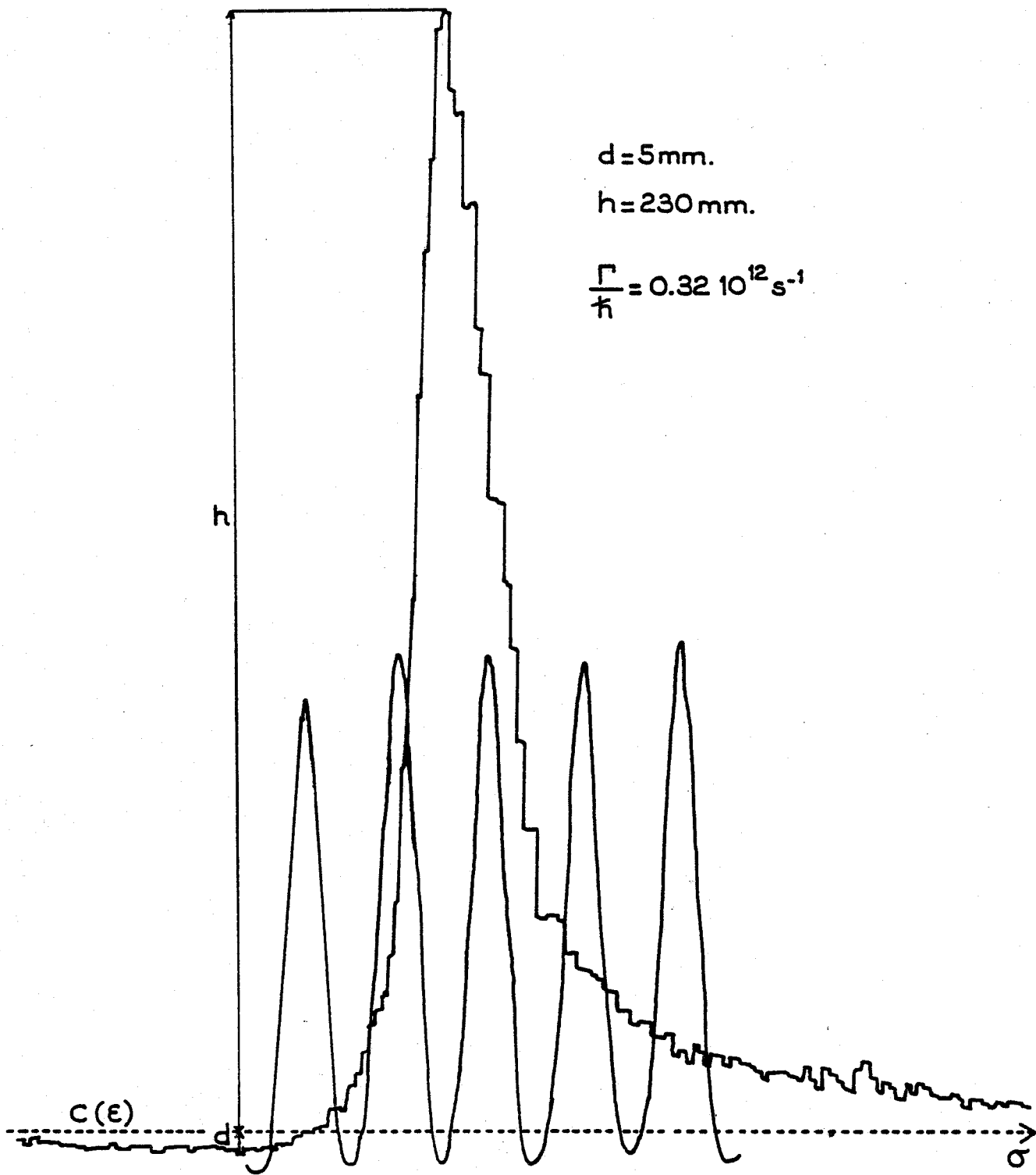


Figure 24

Profil de Fano d'une raie d'absorption à deux photons.

raies et qui permettent d'obtenir, par une méthode graphique, le déplacement en énergie du sommet de la raie par rapport à la valeur de la résonance E_0 du niveau discret, ainsi que la largeur à mi-hauteur de ce niveau.

Le profil d'une telle raie présente, par rapport au fond qui est une fonction lentement variable de l'énergie C , un maximum de hauteur h correspondant à l'énergie E et un minimum de profondeur d (Figure 24). Il peut être représenté par la fonction $f(\epsilon)$ [39] :

$$f(\epsilon) = \frac{a\epsilon + b}{\epsilon^2 + 1} + C(\epsilon)$$

- a et b sont deux paramètres définis en fonction de h et d :

$$b = h - d$$

$$a = \pm 2 \sqrt{hd} \quad .$$

Fano introduit un paramètre équivalent q défini par l'expression :

$$q = \pm 2 \sqrt{\frac{h}{d}}$$

q est positif si les raies observées présentent un minimum vers les basses énergies et négatif dans le cas contraire.

- ϵ traduit le déplacement en énergie par rapport à la résonance E_0 :

$$\epsilon = \frac{E - E_0}{\Gamma/2} \quad .$$

Les paramètres h , d et les valeurs E , E_0 et Γ peuvent être aisément déterminées graphiquement [39]. La largeur à mi-hauteur Γ de la résonance représente la somme des probabilités de transition vers des états discrets et des états du continuum à partir du niveau discret excité. Nous avons évalué graphiquement les nombres d'ondes σ et σ_0 du faisceau laser (si la transition est une transition à deux photons, alors $E = 2\sigma$ et $E_0 = 2\sigma_0$) ainsi que $\frac{\Gamma}{h}$ et q pour les trois raies observées qui présentent des profils de Fano.



σ	25494.29 cm^{-1}	25921.50 cm^{-1}	25971.85 cm^{-1}
σ_0	25494.16 cm^{-1}	25921.21 cm^{-1}	25972.03 cm^{-1}
q	6.2	5.5	-4.1
$\frac{\Gamma}{\hbar}$	0.32 10^{12} s^{-1}	0.47 10^{12} s^{-1}	0.51 10^{12} s^{-1}

L'étude paramétrique de Wyart et Camus [14] a permis d'attribuer les deux premières raies à des transitions à deux photons vers des niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$. L'énergie de ces niveaux est 50988,32 et 51842,42 cm^{-1} .



I-C. EXCITATION EN ECHELONS.

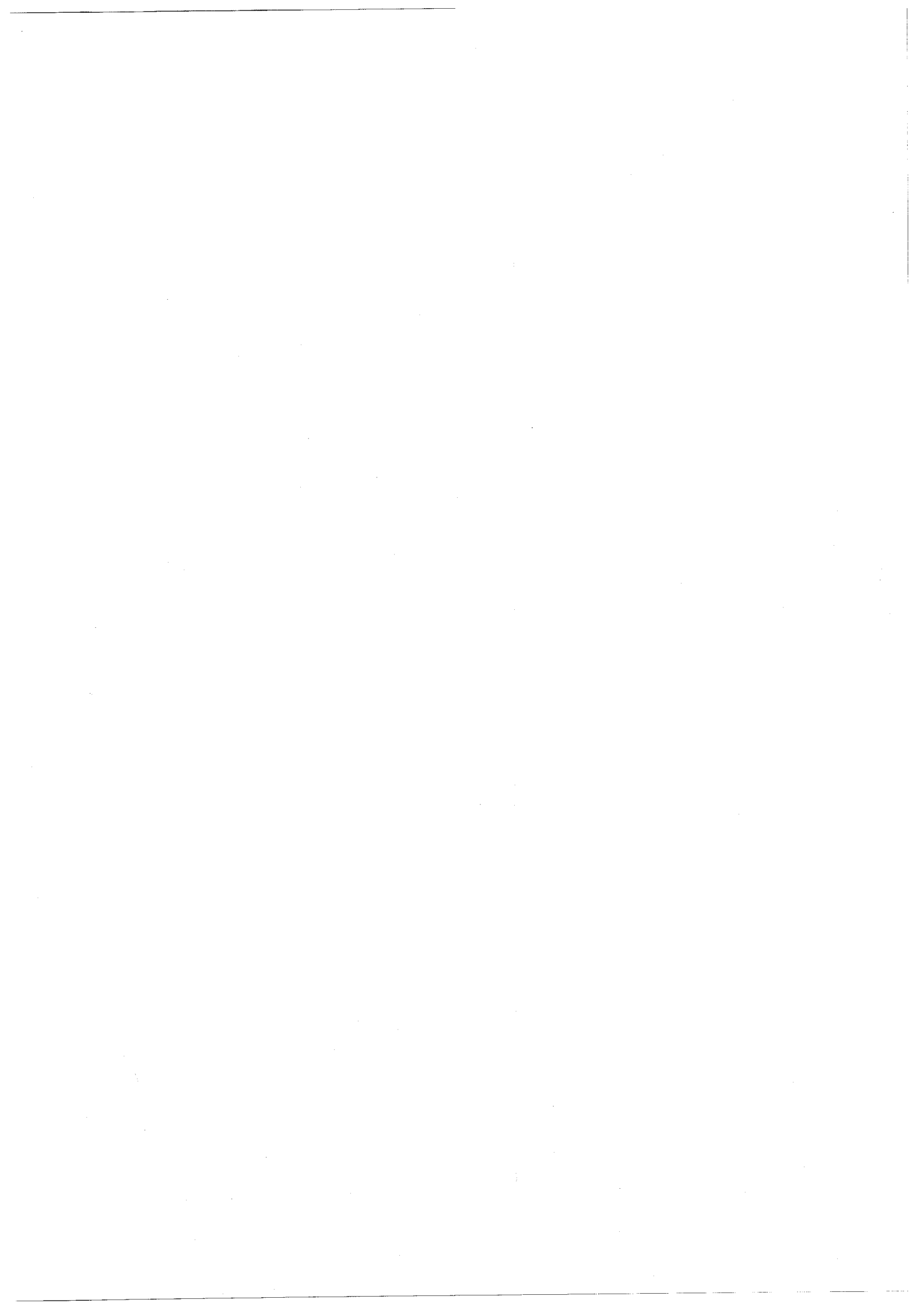
Pour obtenir des informations supplémentaires sur les niveaux de la série $6snd\ ^3D_2$ et observer éventuellement des niveaux de nombre quantique J égal à 1, nous avons réalisé une expérience d'excitation en échelons en utilisant le niveau intermédiaire $6s6p\ ^3P_1^o$. Plusieurs expériences d'excitation en échelons ont déjà été réalisées pour étudier des spectres d'alcalins et l'alcalino-terreux. Citons celle de Bjorkholm et Liao sur le sodium [40], celle de Worden, Paisner et Conway sur le strontium [41] et les études récentes de Armstrong, Wynne et Esherick sur le calcium, le strontium et le baryum ([42], [26]).

I-C-1. DESCRIPTION DU MONTAGE.

Nous rappellerons brièvement les éléments qui ont été décrits dans le paragraphe A (Figures 3 et 5).

Deux rayonnements laser de fréquences différentes sont obtenus à partir du même laser pompe à azote. L'un des rayonnements de puissance crête voisine de 1 kW/cm^2 garde une longueur d'onde fixe accordée sur la transition $6s^2\ ^1S_0 - 6s6p\ ^3P_1^o$. L'autre rayonnement, de longueur d'onde variable, permet de porter les atomes du niveau $6s6p\ ^3P_1^o$ vers des niveaux très excités. Il est nécessaire d'utiliser un cristal doubleur de fréquence pour obtenir des longueurs d'onde convenables en utilisant la Rhodamine B comme colorant.

Après avoir parcouru un trajet optique de même longueur, les deux faisceaux se propagent en sens inverse dans la cellule heat-pipe et sont

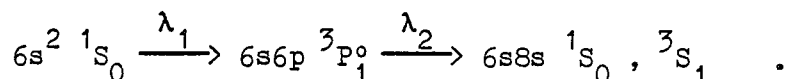


focalisés au même point. La zone excitatrice est étendue à 4 mm^2 pour obtenir un bon recouvrement des faisceaux. La méthode de détection reste celle de la variation de la charge d'espace d'une diode thermoélectronique. Là encore, les largeurs des rayonnements laser sont importantes et, en faisant interagir les atomes avec 2 photons de sens contraire, notre but n'est pas une réduction de l'élargissement Doppler. Il s'agit seulement d'une disposition qui est pratique.

I-C-2. ETUDE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES POUR UNE EXCITATION A DEUX ECHELONS.

Pour déterminer les conditions expérimentales nécessaires pour exciter de façon satisfaisante les atomes dans cette expérience nous avons étudié la transition du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ vers les niveaux $6s8s \ ^1S_0$ et $\ ^3S_1$. L'énergie de ces niveaux a été déterminée par Meggers et Corliss [3] et vaut respectivement $41939,88 \text{ cm}^{-1}$ et $41615,03 \text{ cm}^{-1}$. Le rayonnement excitateur du deuxième étage est obtenu en utilisant comme colorant le Bis MSB et il n'est pas nécessaire d'utiliser un cristal doubleur de fréquence.

Nous désignerons par λ_1 et λ_2 respectivement les longueurs d'onde des deux faisceaux excitateurs :



Tout d'abord, pour peupler le premier étage, nous avons utilisé non pas un rayonnement laser mais le rayonnement de fluorescence de la fluorecène. Nous avons obtenu, lorsque le second étage était résonnant avec une des transitions choisies, un signal important mais dont l'intensité fluctuait beaucoup. C'est pourquoi nous avons utilisé par la suite un

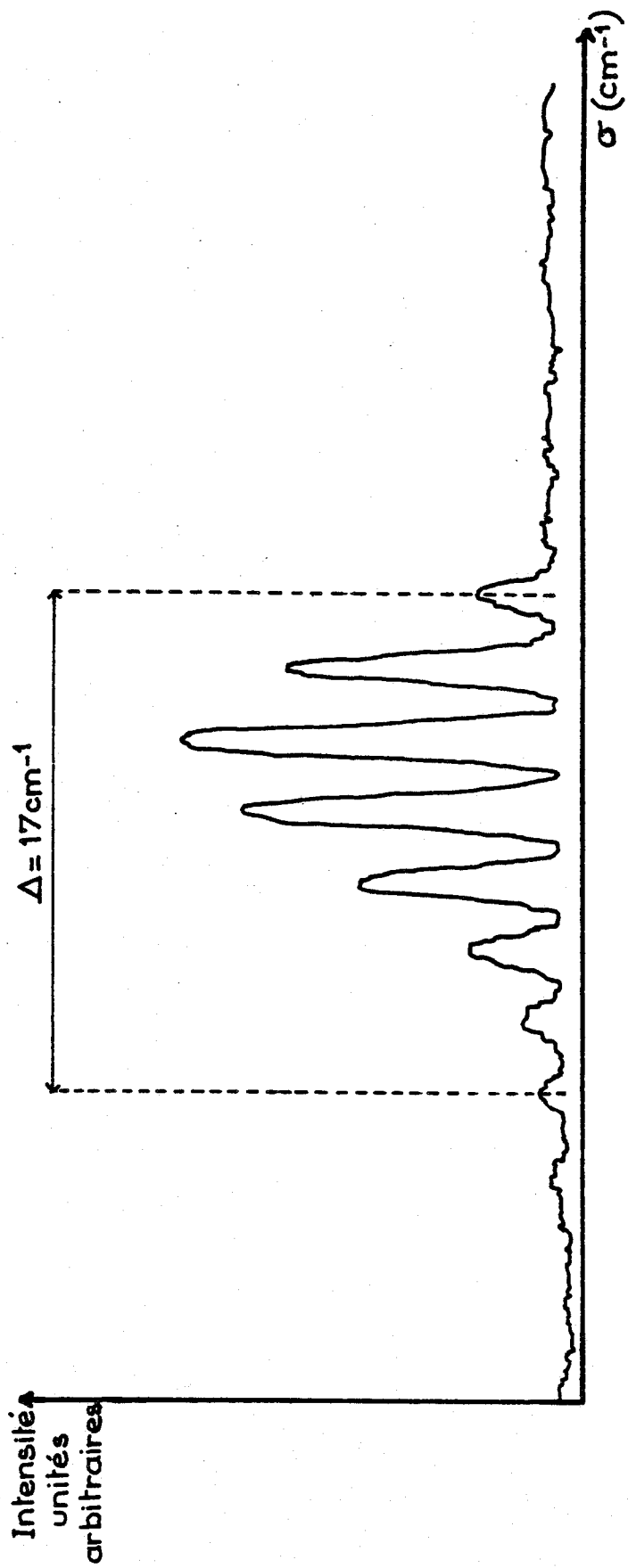


Figure 25

Structure de la raie laser peuplant le niveau intermédiaire $6s6p \ ^3P_1^o$.

rayonnement laser pour exciter les atomes du niveau $6s6p\ ^3P_1^o$ et nous avons construit une cavité laser très simple fermée d'un côté par un miroir et de l'autre par une fenêtre de verre d'épaisseur 1,3 mm. Un prisme placé avant le miroir permet de centrer la raie laser sur la longueur d'onde du premier étage. La raie laser obtenue est très large ($\Delta \approx 17\text{ cm}^{-1}$), en outre elle présente une structure de peigne due aux interférences dans la fenêtre de sortie. Une photographie de cette raie a été prise en utilisant un spectrographe à dispersion croisée (Figure 25). Nous avons alors observé que les raies enregistrées qui correspondent aux transitions $6s6p\ ^3P_1^o - 6s8s\ ^1S_0$ et 3S_1 présentent également une structure de peigne comme le montre la Figure 25bis. Le trait en pointillés montre la position théorique du niveau $6s8s\ ^1S_0$ évaluée par rapport à la raie d'absorption à deux photons $6p^2\ ^1D_2$ dont nous connaissons le nombre d'ondes (Tableau I).

Nous ferons deux remarques sur la structure de la raie enregistrée :

- l'écartement entre les pics est pratiquement constant excepté pour les deux pics qui encadrent la position prévue de la raie qui sont plus rapprochés ;
- la largeur du pic dont le nombre d'ondes est le plus proche de la valeur de la résonance est plus élevée que la largeur pratiquement constante des autres pics.

L'explication de cette structure est vraisemblablement la suivante : lorsque la longueur d'onde λ_1 est décalée par rapport à la résonance, l'atome peut absorber deux photons dont aucun n'est résonnant, mais dont la somme des énergies correspond à l'énergie du niveau $6s8s\ ^1S_0$. Dans ce cas, le niveau intermédiaire est virtuel. La probabilité de transition vers le niveau excité, qui est inversement proportionnelle au carré de l'écart à la résonance, reste importante tant que la longueur d'onde λ_1 reste voisine de celle de la transition $6s^2\ ^1S_0 - 6s6p\ ^3P_1^o$. Quand λ_2 varie on observe donc une série de pics pratiquement équidistants qui correspondent à la structure de la raie laser du premier étage. Le pic le plus proche de la position prévue pour le niveau $6s8s\ ^1S_0$ est

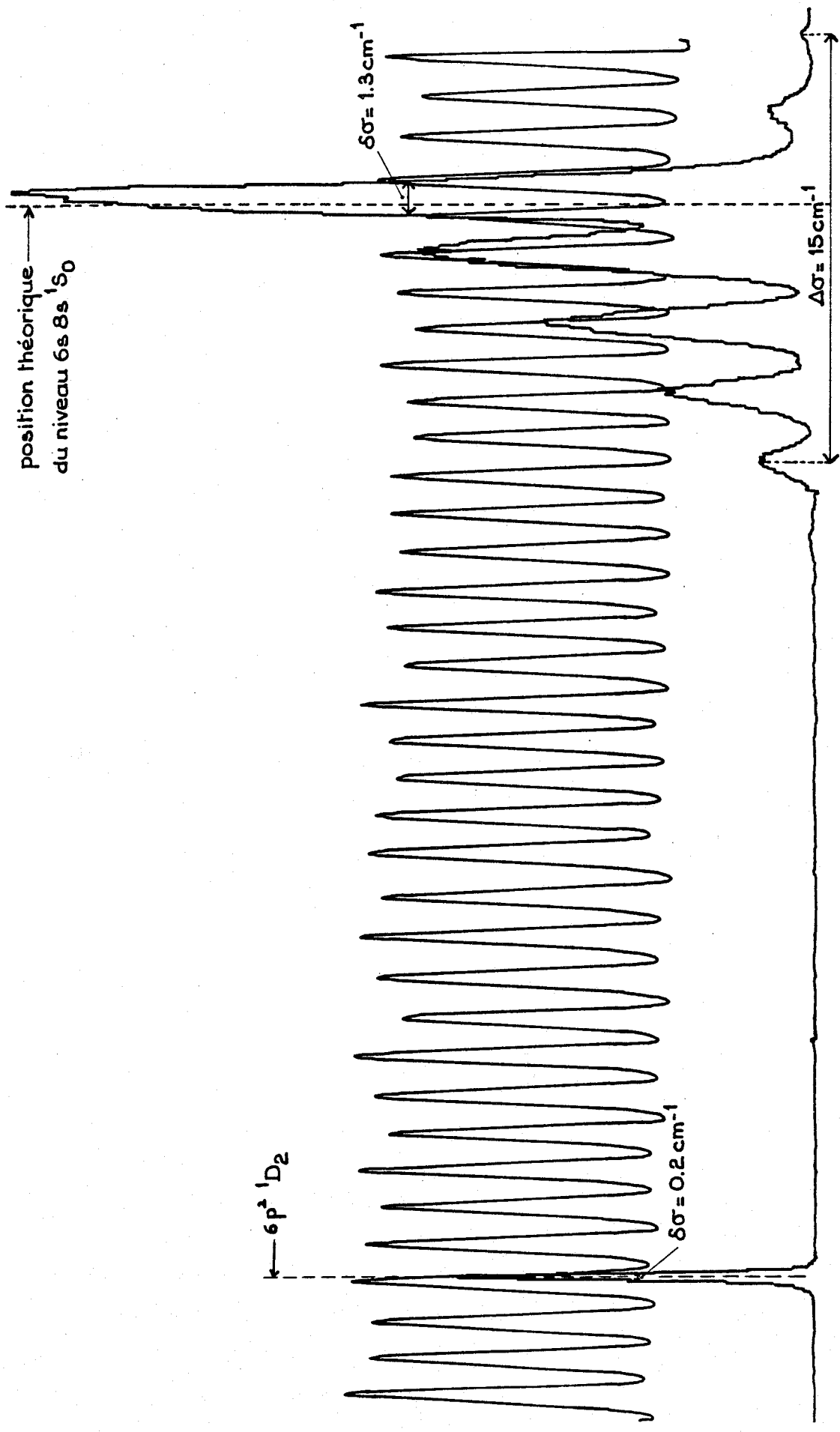


Figure 25bis

Profil de raie d'absorption ($6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^3P_1^o - 6s8s \ ^1S_0$) quand la raie laser du premier étage a une structure de peigne (Figure 25).

élargi. Il se pourrait que, pendant une collision, un atome absorbe un photon du faisceau laser 1, légèrement décalé par rapport à la résonance et soit porté dans le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$. Par absorption d'un photon du faisceau 2, correspondant à l'énergie de la transition $6s6p \ ^3P_1^o - 6s8s \ ^1S_0$, cet atome serait porté dans le niveau excité $6s8s \ ^1S_0$. Les ions ainsi créés contribueraient à donner un signal à la longueur d'onde λ_2 correspondant à la transition $6s6p \ ^3P_1^o - 6s8s \ ^1S_0$.

Deux méthodes sont envisageables pour obtenir une raie simple centrée sur la position du niveau $6s8s \ ^1S_0$:

- Exciter le premier étage des transitions avec un rayonnement à large bande mais décaler les impulsions des deux faisceaux excitateurs de façon à détruire la cohérence des photons. Il suffit pour cela de faire parcourir à l'un des deux faisceaux un trajet supplémentaire de 2,1 mètres, la durée des impulsions étant 7 ns. Seuls les atomes effectivement portés dans le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ peuvent alors être excités vers d'autres niveaux par absorption d'un photon du deuxième laser. Cette méthode n'est possible que parce que les atomes dans le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ ont une durée de vie plus longue que 7 ns (environ 850 ns). En réalisant cette expérience en utilisant pour le premier étage une raie large ayant une structure de peigne comme précédemment, on n'observe plus qu'un pic centré sur la résonance.

- Sans décaler les impulsions, on peut utiliser une raie fine pour peupler le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$. Dans ce but, nous avons modifié la cavité et utilisé un réseau en montage Littrow (Figure 5). La largeur de la raie obtenue est environ 200 mK. Il est important de parfaitement centrer la raie laser par rapport à la transition. Dans ce but, la raie laser est superposée à la raie voulue du spectre d'une lampe à ytterbium dispersé dans un spectroscopie. On obtient alors une raie simple quand la longueur d'onde du deuxième faisceau est accordée avec la transition $6s6p \ ^3P_1^o - 6s8s \ ^1S_0$.



Un autre problème important correspond à la saturation du premier étage de la transition. La probabilité de transition du niveau $6s^2 \ ^1S_0$ vers le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ correspond approximativement au centième de la probabilité de transition vers le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$. Elle reste donc importante, de l'ordre de $2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Le niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ est facilement saturé et, quand on irradie la vapeur avec le seul faisceau 1 dont l'énergie est focalisée au centre de la cellule, on observe un signal très important qui correspond à l'ionisation des atomes du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$. Quand on excite les atomes de ce niveau vers les niveaux $6s8s \ ^1S_0$ et 3S_1 pour lesquels les probabilités de transition restent importantes, le signal augmente sensiblement. Par contre, quand la longueur d'onde du deuxième échelon correspond à des transitions vers des niveaux plus excités (par exemple $6sns \ ^3S_1$) l'intensité du signal augmente peu et on ne peut pas détecter ces résonances. L'explication de ce phénomène fait probablement intervenir les deux raisons suivantes :

- Le nombre d'ions supplémentaires créés par l'ionisation des atomes portés dans des états très excités par absorption d'un photon à partir du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ reste faible devant le nombre d'ions créés par ionisation multiphotonique des atomes du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$. La probabilité de transition à 2 photons des atomes du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ vers un état du continuum qui est proportionnelle au carré de l'intensité laser est d'autant plus forte que le faisceau 1 est intense et que son énergie est fortement concentrée dans la zone d'interaction. Par contre la probabilité de transition à un photon du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ vers un niveau d'une configuration $6snl$ très excitée décroît rapidement quand n augmente.

- Le nombre très important d'ions créés par ionisation multiphotonique des atomes du niveau $6s6p \ ^3P_1^o$ modifie fortement la distribution de potentiel de la diode et le courant débité est voisin du courant de saturation. Un afflux supplémentaire d'ions dans la diode ne crée qu'une variation faible du courant débité et la détection n'est plus sensible.

Pour éviter ce phénomène de saturation du premier étage, on peut soit atténuer le faisceau laser, soit diminuer fortement la focalisation du



faisceau dans la zone d'interaction. La puissance du faisceau 1 intervient également de façon importante dans la largeur des raies ; en défo- calisant ce faisceau au maximum, c'est-à-dire en diminuant le flux du faisceau dans la zone d'interaction, nous avons constaté que l'intensité des raies diminuait mais qu'elles s'affinaient.

Pour étudier les niveaux très excités du spectre de l'ytterbium, nous avons choisi d'utiliser une raie excitatrice fine (≈ 200 mK) pour peupler le premier étage, la puissance obtenue étant voisine de 1 kW/cm^2 . La section de ce faisceau est étendue à 1 cm^2 dans la zone d'interaction.

I-C-3. TABLEAU DE VALEURS, INTERPRETATION DES RESULTATS.

a) Tableau des valeurs.

Dans le Tableau II sont réunis les résultats obtenus sur les transi- tions en échelons. Dans la première colonne on trouve les nombres d'ondés du faisceau 2 qui excite les transitions $6s6p \ ^3P_1^o - 6snl$ ($nl = ns, nd$), on a tenu compte du doublage en fréquence. Comme dans le Tableau I on trouve ensuite l'incertitude sur cette valeur et l'intensité de la raie observée. Puis, dans les colonnes suivantes, on trouve le nom du niveau atteint et son énergie ainsi que l'incertitude sur cette détermination. Le spectre a été étalonné par rapport à une raie observée qui correspond à la transition à 2 étages suivante :

$$6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^3P_2^o - 4f^13_6s^2_6p \ ^1F_3 \quad [7] .$$

Des mécanismes identiques à ceux qui permettent de peupler les niveaux $6s6p \ ^1P_1^o$, $6s5d \ ^3D_2$ et 3D_3 dans l'expérience d'absorption à deux



photons (§.B-2-a) interviennent certainement pour expliquer la population du niveau $6s6p \ ^3P_2^o$.

L'énergie du niveau $4f^{13}6s^26p \ ^1F_3$ a été déterminé par Meggers [7] et vaut $35807,52 \text{ cm}^{-1}$. La transition $6s6p \ ^3P_2^o$ ($19710,39 \text{ cm}^{-1}$) - $4f^{13}6s^26p \ ^1F_3$ ($35807,52 \text{ cm}^{-1}$) fait intervenir l'absorption d'un photon du deuxième faisceau non doublé en fréquence. Si on désigne par σ_0 le nombre d'ondes connu de la transition $6s6p \ ^3P_2^o - 4f^{13}6s^26p \ ^1F_3$ et par $(N+\epsilon)$ le nombre d'interfranges qui séparent une raie de la raie étalon, on obtient la valeur du nombre d'ondes σ :

$$\sigma = 2 (N+\epsilon) \Delta\sigma + \sigma_0 .$$

Sachant que la transition $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^3P_1^o$ correspond au nombre d'ondes $\sigma_1 = 17992,02 \text{ cm}^{-1}$, on atteint l'énergie du niveau excité :

$$E (\text{cm}^{-1}) = 2 (N+\epsilon) \Delta\sigma + \sigma_0 + \sigma_1 .$$

La précision des résultats obtenus dépend de la précision des déterminations des nombres d'ondes σ_1 et σ_0 . L'incertitude donnée par Meggers sur chacun de ces nombres correspond à $0,06 \text{ cm}^{-1}$ [7]. Par conséquent à cette incertitude correspond une erreur systématique qui peut introduire un décalage global de $0,12 \text{ cm}^{-1}$ de tous les niveaux. Cette erreur systématique n'a pas été prise en compte dans l'incertitude donnée dans la dernière colonne du Tableau II. Les nombres σ indiqués dans ce tableau correspondent à une moyenne sur 2 spectres.

b) Interprétation des résultats.

Les principaux résultats concernent les niveaux de la série $6snd \ ^3D_2$ qui ont été observés de $n=22$ à $n=61$. Quelques niveaux de la série $6sns \ ^3S_1$ ont été observés, mais l'intensité décroît très vite quand n augmente. La puissance du faisceau à la sortie du cristal doubleur est trop faible pour observer des termes plus excités.



CONCLUSION.

En utilisant la technique du four heat-pipe et la méthode de la variation de la charge d'espace d'une diode thermoélectronique dans une vapeur d'ytterbium, nous avons mis en évidence par la méthode d'absorption à deux photons et par une méthode d'excitation en échelons, de nombreux niveaux très excités de l'ytterbium neutre. Ces renseignements complètent et confirment les résultats déjà obtenus par ailleurs [7]. La plupart des niveaux pairs observés dans cette étude sont identifiés avec les niveaux très excités des configurations $6p^2$ et $4f^{13}5d6s6p$. Des niveaux impairs élevés ont également été observés par des transitions qui mettent en jeu des niveaux intermédiaires pairs et sont interprétés comme les niveaux $n = 8$ à 12 de la série $6snf \ ^3F_3$. Certaines des raies observées correspondent à des schémas d'excitation complexes et de nombreuses raies n'ont pas encore été classées.

La méthode de détection très sensible a permis d'observer des raies auxquelles correspondent de très faibles probabilités de transition : ainsi on a pu détecter le niveau $5d6s \ ^3D_2$, par une transition quadrupolaire électrique à partir du niveau fondamental $6s^2 \ ^1S_0$.

Pour compléter les connaissances sur le spectre pair de l'ytterbium, il serait utile d'obtenir des renseignements supplémentaires concernant les séries $6sns \ ^3S_1$ et $6snd \ ^3D_{1,3}$. En effet, dans l'expérience d'excitation en échelons, la finesse de la raie laser du deuxième étage n'était pas suffisante pour que les niveaux $6snd \ ^3D_1$ et $6snd \ ^3D_2$ très excités soient résolus.

L'observation des niveaux $6sns \ ^3S_1$ n'a pas pu être étendue au delà du niveau $6s2s \ ^3S_1$ car le faisceau laser n'était pas assez puissant.



CHAPITRE II



Chapitre II

ETUDE THEORIQUE DES SERIES DE RYDBERG

INTRODUCTION.

Les résultats obtenus dans les expériences décrites précédemment sur les spectres $J=0$ et $J=2$ de l'ytterbium permettent d'envisager l'étude de ces niveaux excités par la méthode du défaut quantique à plusieurs voies (multichannel quantum defect theory : M.Q.D.T.). Cette méthode a été introduite par Seaton [43], puis elle a été reformulée par Lu et Fano [44], Lu [45], Lee et Lu [46] et Fano [47]. De nombreux spectres ont été ainsi étudiés. Nous citerons, en particulier, les alcalino-terreux comme le calcium ([10], [26]), le baryum ([12], [13], [26]) et le strontium ([25], [26]).

Le spectre de l'ytterbium présente des points communs avec celui d'un alcalino-terreux. Citons le baryum, par exemple, dont les spectres $J=0$ et $J=2$ ont été étudiés. Les séries de Rydberg principales $6sns \ ^1S_0$, $6snd \ ^1,^3D_2$ de l'ytterbium sont identiques à celle de baryum. Dans le baryum, ces séries sont perturbées par des niveaux de nombreuses configurations où les deux électrons $6s$ sont excités. Dans l'ytterbium, parmi ces configurations à deux électrons de valence excités, seule $6p^2$



possède des niveaux dont l'énergie est inférieure à l'énergie de la première limite d'ionisation. En ce sens, l'étude s'avère plus simple. Par contre, l'existence de perturbations par de nombreux niveaux des configurations où un électron de la couche 4f est excité, soient $4f^{13}6s^26p$, $4f^{13}5d6s6p$ rend ce spectre plus complexe que celui du baryum. Nous nous sommes intéressés dans l'étude expérimentale à la détermination des niveaux très excités de l'ytterbium et nous avons observé les niveaux d'énergie supérieure à 46405 cm^{-1} . Cette étude complète et confirme les études en émission précédentes [7].

J. F. Wyart et P. Camus ont fait une étude paramétrique des niveaux d'énergie de l'ytterbium [14] en utilisant la méthode empirique de Racah. L'étude des quinze configurations paires $4f^{13}(6s^26p + 5d6s6p + 5d^26s) + 4f^{14}(5d^2 + 6p^2) + 4f^{14}6sns$ ($n = 6$ à 9) + $4f^{14}6snd$ ($n = 5$ à 10) a été réalisée en tenant compte du mélange entre des différentes configurations. Les niveaux de Rydberg très excités des séries $6sns$ et $6snd$ n'ont pas pu être étudiés, tandis que tous les niveaux qui perturbent ces séries et qui appartiennent à des configurations, correspondant à l'excitation de deux ou trois électrons, sont correctement analysés. La méthode M.Q.D.T. est beaucoup plus adaptée à l'étude des séries de Rydberg perturbées que la méthode empirique utilisée par Wyart et Camus, mais elle suppose connu un certain nombre de renseignements concernant les niveaux perturbateurs. Ces renseignements sont fournis par l'étude de Wyart et Camus. L'analyse, à l'aide de la M.Q.D.T. du spectre pair de l'ytterbium permettra de compléter et de confirmer les résultats obtenus dans cette étude.



II-A. RAPPELS THEORIQUES SUR LA M.Q.D.T.

II-A-1. THEORIE DU DEFAUT QUANTIQUE à UNE VOIE (Q.D.T.).

La théorie du défaut quantique est connue depuis longtemps. Elle a été introduite par Seaton [48].

On considère tout d'abord un système atomique constitué d'un coeur, composé de couches fermées, d'énergie I , et d'un électron de valence externe qui se déplace dans le potentiel créé par l'ion. C'est le cas des alcalins. Les niveaux discrets de l'atome, de parité et de moment angulaire donnés forment une série de Rydberg qui converge vers la limite d'ionisation d'énergie I . La théorie du défaut quantique introduit la notion de voie : une voie comprend l'ensemble des niveaux discrets appartenant à une série de Rydberg et le continuum adjacent. Pour un alcalin, par exemple, l'ensemble des niveaux $ns^2S_{1/2}$ ($n = \dots, 6, 7, \dots, \infty$) et $\epsilon s^2S_{1/2}$ forment une voie (ϵ est un nombre positif quelconque).

A une distance r , supérieure à une valeur minimale r_0 , l'interaction entre l'ion et l'électron est coulombienne. Les différences par rapport au comportement dans un potentiel qui est coulombien, quelle que soit la distance r , sont prises en compte par l'intermédiaire d'un défaut quantique μ , qui caractérise chaque voie et varie lentement dans un grand domaine d'énergie de part et d'autre de la limite d'ionisation. A tout état stationnaire excité ou ionisé d'énergie E on associe un nombre quantique effectif ν , par la relation :

$$E = I - \frac{R}{\nu^2} \quad (1)$$

où R est la constante de Rydberg corrigée de l'effet de masse.



Dans le cas d'un état discret, ν et μ sont liés par la relation bien connue :

$$\nu = n - \mu \quad (E < I) \quad (2)$$

n désigne le nombre quantique principal.

Pour r supérieur ou égal à r_0 , la fonction d'onde de l'atome pour un état discret ($E < I$), ou un état du continuum ($E > I$), peut alors s'exprimer en fonction du paramètre μ et de fonctions coulombiennes f et g régulières et irrégulières d'expressions analytiques connues (éq. 2.22, 2.24, 2.25, réf. [43])

$$\Psi = \Phi [f(\nu, l, r) \cos \pi \mu - g(\nu, l, r) \sin \pi \mu] \quad (r \geq r_0) \quad (3)$$

Dans cette expression Φ représente la fonction d'onde du coeur, la partie angulaire de la fonction d'onde de l'électron excité ainsi que le couplage angulaire de ces deux fonctions ; l représente le nombre quantique orbital de l'électron.

La fonction d'onde Ψ , dans le cas d'un état discret, tend vers zéro quand r tend vers l'infini. En exprimant cette condition on retrouve la relation (2)

$$\nu = n - \mu \quad (E < I) \quad .$$

La fonction d'onde d'un état du continuum présente un déphasage δ par rapport à une fonction d'onde purement coulombienne :

$$\delta = \pi \mu \quad (E > I) \quad . \quad (4)$$

L'intérêt d'introduire le paramètre μ vient du fait qu'il est lentement variable avec l'énergie de part et d'autre de la limite d'ionisation en l'absence de perturbations.

Le cas simple que l'on vient de traiter suppose qu'il existe un seul état ionique. En général il y a plusieurs états ioniques possibles et on est obligé de considérer plusieurs voies en interaction.



II-A-2. THEORIE DU DEFAUT QUANTIQUE à PLUSIEURS VOIES (M.Q.D.T.).

a) Formules de base.

La méthode du défaut quantique à plusieurs voies a été introduite en 1966 par Seaton [43]. Elle a été reformulée plus récemment par Lu et Fano [44]. Cette dernière formulation permet d'exprimer beaucoup plus simplement un grand nombre de données expérimentales concernant les spectres discrets, autoionisés et continus en fonction d'un jeu de paramètres. On s'intéresse essentiellement ici à la partie discrète du spectre, c'est-à-dire des niveaux dont l'énergie est inférieure à l'énergie I du niveau fondamental de l'ion.

Dans un spectre complexe, comme celui de l'ytterbium, plusieurs séries de Rydberg de parité et de moment angulaire J donnés, convergent vers la première limite d'ionisation d'énergie I . C'est le cas des séries principales $6snd \ ^1D_2$ et $6snd \ ^3D_2$ du spectre de l'ytterbium. Ces séries peuvent être perturbées par des niveaux appartenant à des séries convergeant vers des limites supérieures. C'est ainsi que des niveaux de la configuration $6p^2$ perturbent les séries principales du spectre de l'ytterbium. La méthode M.Q.D.T. est particulièrement adaptée à l'étude de ces séries perturbées dont elle permet une analyse graphique. Ce formalisme ne fait pas de distinction entre les séries perturbées et les niveaux perturbateurs, il introduit M voies en interaction.

Nous rappellerons maintenant brièvement le formalisme de Lu et Fano en nous intéressant particulièrement au spectre discret. Tout d'abord on définit les M voies collisionnelles i ($i = 1 \dots M$) qui correspondent au système dissocié ion-électron. Chaque voie i correspond à un ion dans un état d'énergie bien défini (I_i) et à un électron d'énergie quelconque. La spécification des moments angulaires de l'électron et du coeur et de leurs couplages complète la description de la voie i . On définit aussi un autre type de voies, les M voies α de "close-coupling".



Ce sont les voies propres du complexe électron-ion en interaction non coulombienne à courte portée ($r < r_0$), caractérisées par les défauts quantiques propres μ_α et les éléments de matrice $U_{i\alpha}$ qui relient les voies i aux voies α .

Aux M voies correspondent N limites ($N < M$) et à chaque niveau d'énergie E on associe N nombres quantiques effectifs par les relations :

$$E = I_i - \frac{R}{v_i^2} \quad (i = 1 \dots N) \quad (5)$$

La fonction d'onde de l'électron peut s'exprimer comme une superposition des fonctions d'ondes collisionnelles, qui dépendent de fonctions coulombiennes f et g (éq. 2.22, réf. [43]) ; les coefficients de la superposition dépendent de paramètres de "close-coupling" :

$$\Psi = \sum_{\alpha} \left(\sum_i \Phi_i f(v_i, l, r) U_{i\alpha} \right) A_{\alpha} \cos \pi \mu_{\alpha} - \sum_{\alpha} \left(\sum_i \Phi_i g(v_i, l, r) U_{i\alpha} \right) A_{\alpha} \sin \pi \mu_{\alpha} \quad (6)$$

Les fonctions Φ_i sont analogues à la fonction Φ introduite dans l'équation (3). Les paramètres μ_α et $U_{i\alpha}$ tiennent compte des relations de continuité de la fonction pour $r = r_0$, tandis que les coefficients A_α dépendent des conditions asymptotiques quand r tend vers l'infini. Dans le cas d'un niveau discret, la fonction d'onde reste finie quand r tend vers l'infini, ce qui s'écrit :

$$\sum_{\alpha=1}^M U_{i\alpha} A_{\alpha} \sin \pi (v_i + \mu_{\alpha}) = 0 \quad (i = 1 \dots M) \quad (7)$$

La solution non triviale de ces équations se traduit par la condition :

$$\det |U_{i\alpha} \sin \pi (v_i + \mu_{\alpha})| = 0 \quad (8)$$

Les $(N-1)$ relations indépendantes (5) définissent dans l'espace à N dimensions $(v_1 \dots v_N)$ une courbe \mathcal{L} . L'équation (8) définit une

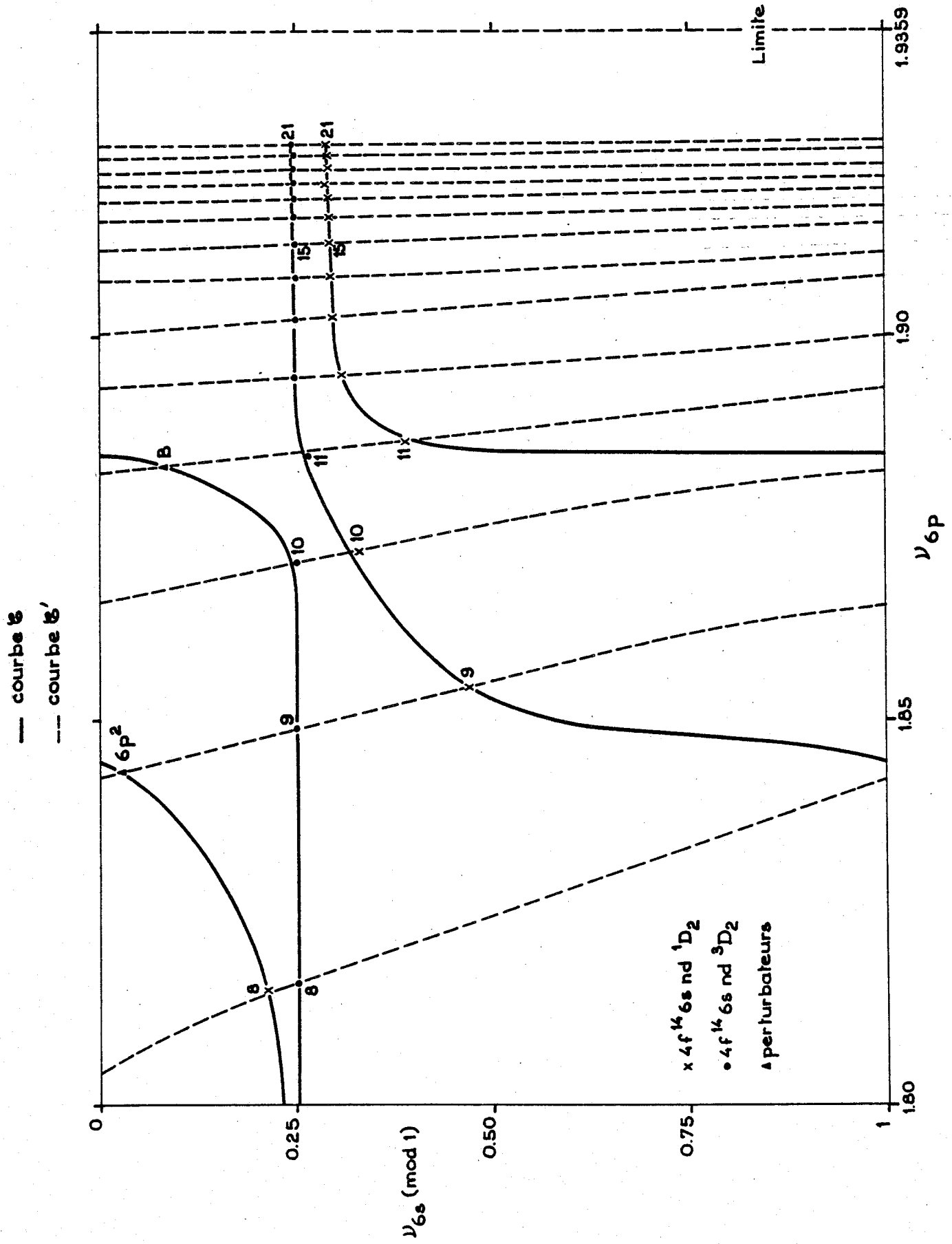


Figure 26 : Graphe de Lu et Fano dans le plan (ν_{6p}, ν_{6s}) des niveaux discrets pairs $J=2$ d'énergie supérieure à l'énergie du niveau $6s8d \ ^1D_2$.

surface \mathcal{S} dans ce même espace. Les intersections de \mathcal{S} et de \mathcal{L} définissent les positions théoriques des niveaux. L'analyse d'un spectre consiste alors à ajuster les paramètres μ_α et $U_{i\alpha}$ pour que les valeurs théoriques et expérimentales des énergies coïncident.

Outre les valeurs théoriques de l'énergie des niveaux, la M.Q.D.T. permet d'obtenir les fonctions d'onde des niveaux excités. Dans le cas d'un niveau discret n d'énergie E_n les coefficients $Z_i^{(n)}$ de la superposition des fonctions d'onde collisionnelles s'écrivent :

$$Z_i^{(n)} = (-1)^{\ell_i+1} v_i^{(n)3/2} \sum_{\alpha} U_{i\alpha} \cos \pi (v_i^{(n)} + \mu_\alpha) A_\alpha \times \frac{1}{N^{(n)}} .$$

Les valeurs des coefficients A_α sont obtenues en résolvant l'équation (7). $N^{(n)}$ est un coefficient de normalisation dont on trouvera l'expression dans l'article de Lee et Lu de 1973 [46].

b) Graphe de Lu-Fano.

On remarque que les équations (7) sont inchangées quand v_i devient $n - v_i$. On utilise cette périodicité dans une étude graphique des séries de Rydberg. Le point fondamental de cette méthode, introduite par Lu et Fano [44], est que séries perturbées et perturbatrices jouent un rôle identique.

Nous présenterons brièvement l'intérêt d'une analyse graphique des perturbations dans le cas simple de deux voies et deux limites I_1 et I_2 . On représente chaque niveau d'énergie E par un point d'abscisse v_1 et d'ordonnée $-v_2$ dans un plan (v_1, v_2) (Figures 26, 27). Pour les raisons de périodicité invoquées, on trace v_1 et $-v_2$ modulo 1. La surface \mathcal{S} se réduit dans le cas de 2 limites, à une courbe \mathcal{C} tracée en traits pleins sur les Figures 26 et 27. Cette courbe \mathcal{C} qui est une courbe continue se présente ici sous la forme d'une courbe multi-branches car elle est tracée modulo 1.

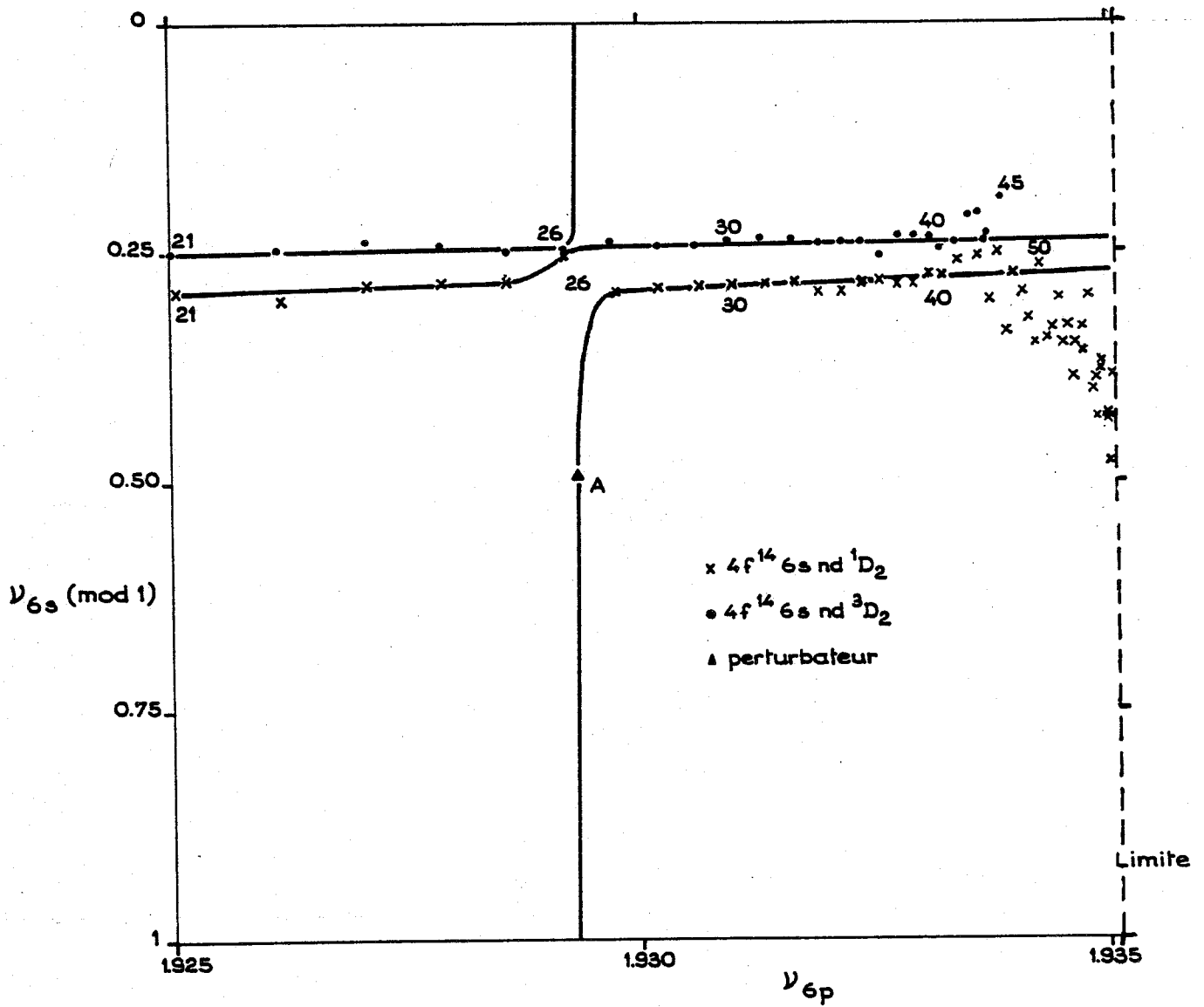


Figure 27

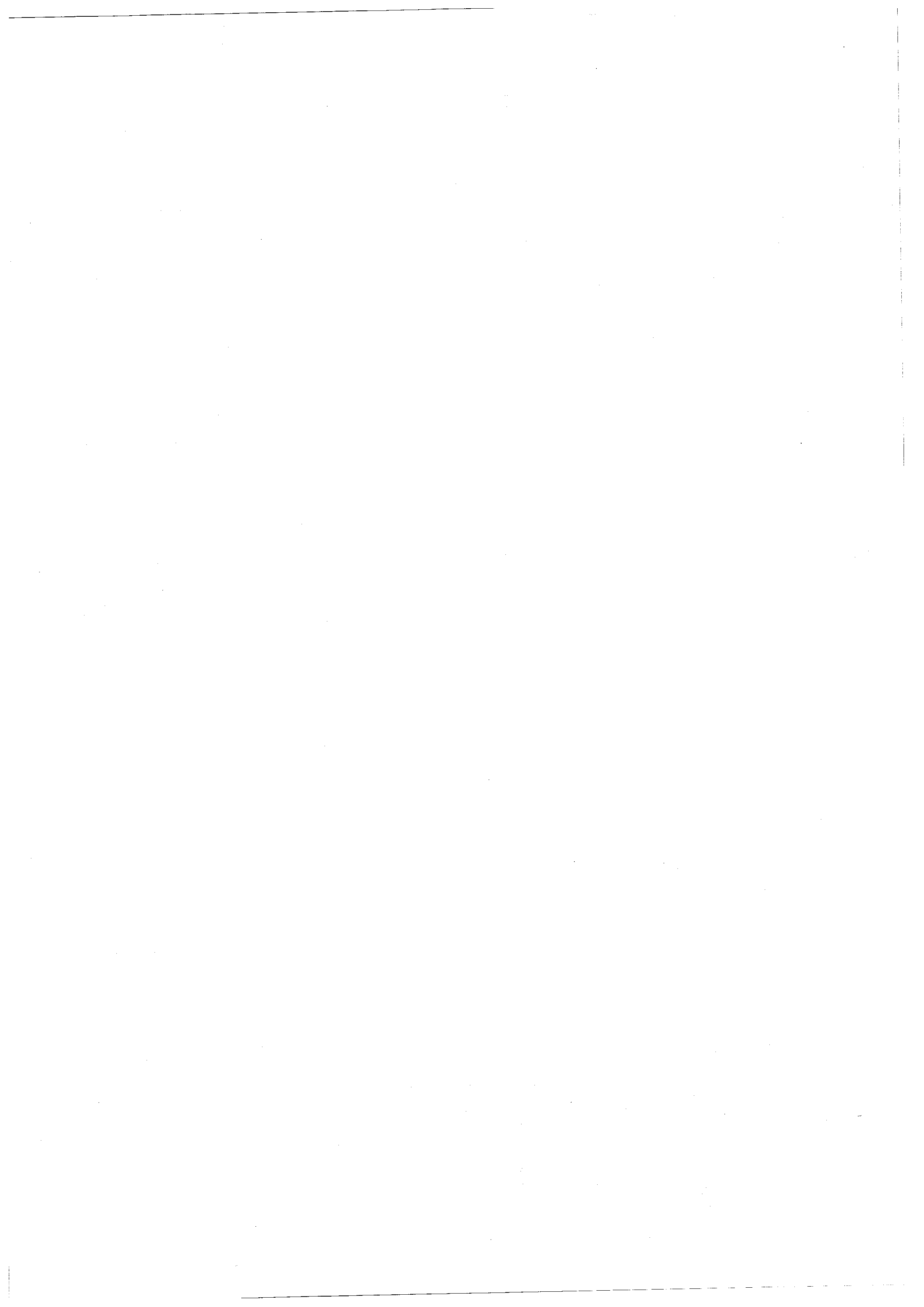
Graphe de Lu et Fano dans le plan (ν_{6p}, ν_{6s}) des niveaux discrets pairs $J=2$ d'énergie supérieure à celle du niveau $6s21d \ ^3D_2$.

Si on suit l'évolution de la courbe \mathcal{C} le long d'une série de Rydberg donnée, elle se compose de portions de droites tant qu'il n'y a pas d'interaction des niveaux de cette série avec d'autres niveaux. Par contre, au niveau d'interaction, on note des sauts importants. C'est ainsi que les niveaux non perturbés de la série de limite I_2 sont alignés sur une droite horizontale, ceux de la série de limite I_1 sont alignés sur une droite verticale, ce qui rend compte de la périodicité des niveaux "perturbateurs". Quand les deux séries interagissent, ces deux droites s'évitent et au lieu d'un croisement on note un écartement des branches de la courbe \mathcal{C} dont l'importance est fonction de l'interaction. On observera un tel saut au niveau des termes $n=26$ et $n=27$ de la série $6snd\ ^1D_2$ qui interagit avec un niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p$, sur la Figure 27. L'observation d'un graphe de Lu-Fano permet donc de déterminer quelles sont les interactions entre niveaux du spectre.

Elle permet également de déterminer des valeurs initiales des paramètres μ_α et $U_{i\alpha}$. On peut remarquer qu'une solution particulière du système d'équations (7) est obtenue pour certains niveaux :

$$A_\alpha = \delta_{\alpha\alpha'} \quad \text{si} \quad \begin{cases} v_1 = n - \mu_\alpha \\ v_2 = n' - \mu_\alpha \end{cases} .$$

Dans le plan (v_1, v_2) le niveau considéré se trouve à l'intersection de la courbe \mathcal{C} et de la diagonale $v_1 = v_2$ qui, sur le graphe considéré, est une droite de pente (-1) . L'état est alors un état propre du système et μ_α est obtenu par simple lecture sur le graphe. Si aucun niveau ne répond à cette condition, il faut faire une interpolation en considérant les deux niveaux les plus proches de la diagonale. D'autre part, la valeur des tangentes aux points d'intersection de la courbe \mathcal{C} avec la diagonale est directement reliée aux éléments de matrice $U_{i\alpha}$ [46], ce qui permet facilement de déterminer les valeurs initiales de ces paramètres.



Sur le même graphe, on peut tracer la courbe \mathcal{E}' définie par la relation :

$$v_2 = \frac{v_1}{(1 - v_1^2(I_1 - I_2)/R)^{\frac{1}{2}}}$$

Cette courbe est tracée en pointillés sur le graphe 26. Quand la valeur des paramètres $U_{i\alpha}$ et μ_α est optimale les points de croisement de \mathcal{E} et \mathcal{E}' coïncident avec les points expérimentaux.

Quand le nombre de voies utilisé pour décrire un spectre est supérieur à deux et que plus de deux limites interviennent, les valeurs initiales des paramètres μ_α sont obtenues à partir des projections sur les divers plans (v_i, v_1) où v_1 correspond à la première limite d'ionisation et v_i à une limite supérieure à la première limite I_1 . Les valeurs initiales des paramètres μ_α correspondant aux séries principales peuvent être déterminées à partir d'une projection sur un plan (v_i, v_1) quelconque en considérant les intersections de la diagonale $v_i = v_1$ avec la courbe \mathcal{E} . Par contre la valeur initiale de μ_α dans le cas d'une série perturbatrice ne peut être déterminée que dans un graphe (v_i, v_1) tracé par rapport à la limite I_i de cette série. Les tangentes aux courbes \mathcal{E} dans les plans de projections ne sont plus reliées simplement aux valeurs $U_{i\alpha}$. Par contre, on montre que les éléments de matrice $U_{i\alpha}$ peuvent s'exprimer à l'aide de $\frac{M(M-1)}{2}$ angles θ_{ij} et que l'écartement des branches de la courbe \mathcal{E} est lié à l'importance de l'interaction. On peut ainsi obtenir des valeurs initiales très grossières des angles θ .

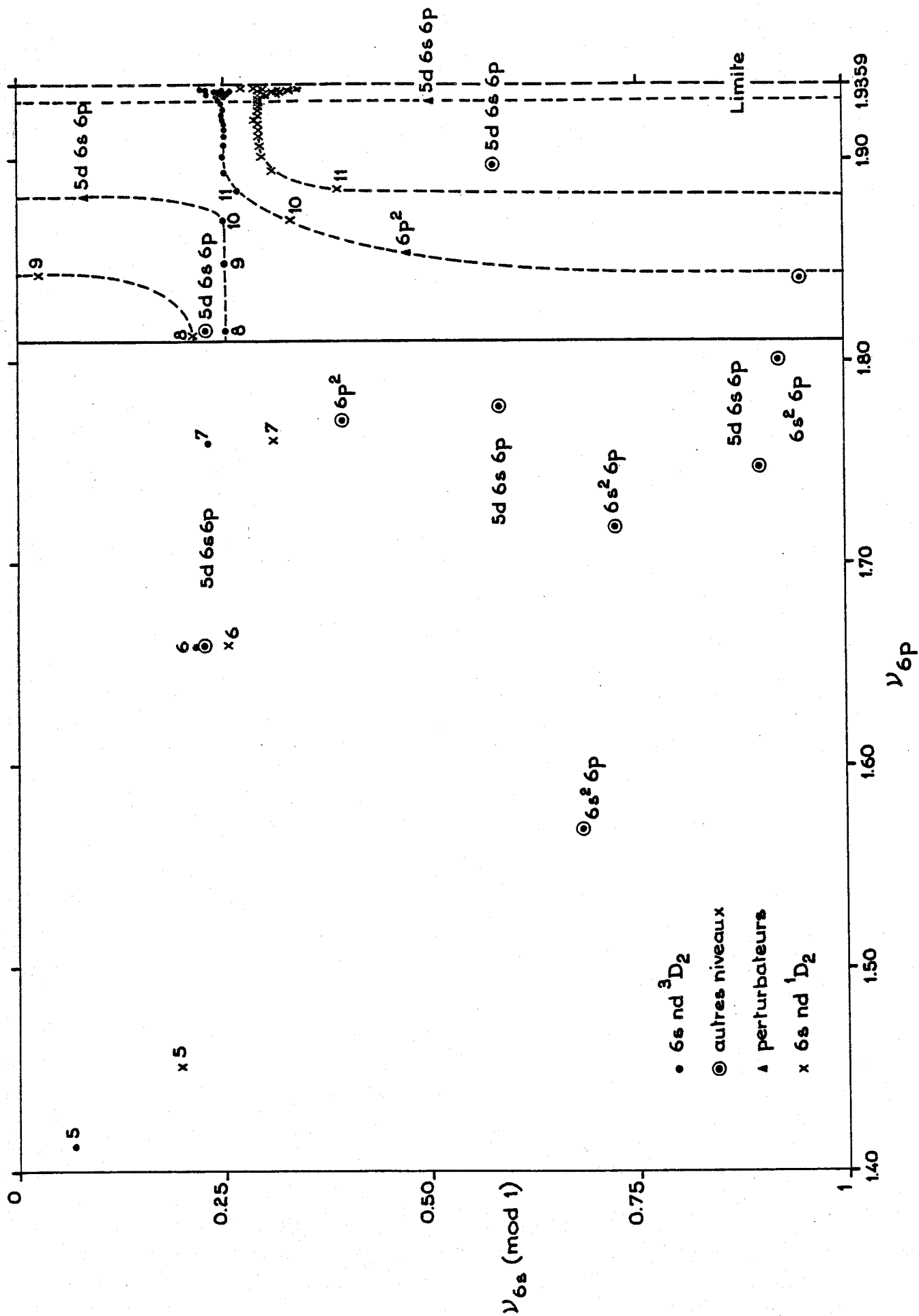


Figure 28 : Graphe de Lu et Fano dans le plan (ν_{6p}, ν_{6s}) des niveaux $J=2$ pairs.

II-B. ETUDE DU SPECTRE J=2 PAIR DE L'YTTERBIUM.

II-B-1. DOMAINE D'ETUDE.

Notre étude expérimentale nous a permis de déterminer l'énergie des niveaux de la série $6snd\ ^3D_2$ de $n=9$ à $n=61$ et des termes de la série $6snd\ ^1D_2$ de $n=8$ à $n=80$. En outre, nous avons déterminé l'énergie du niveau $4f^{14}6p^2\ ^1D_2$ et celle de niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$. Ces résultats sont réunis dans les Tableaux I et II. Certains de ces niveaux avaient déjà été observés, en particulier par Meggers ([3], [7]).

Les énergies des niveaux les plus profonds sont fournies par des études antérieures [7] : ce sont les termes $n = 5, 6, 7, 8$ de la série $6snd\ ^3D_2$, $n = 5, 6, 7$ de la série $6snd\ ^1D_2$ et des niveaux des configurations $6p^2$, $4f^{13}6s^26p$ et $4f^{13}5d6s6p$. On trouvera une liste de ces énergies dans le Tableau III.

On réalise un tracé de tous les points expérimentaux connus dans le plan (v_{6p}, v_{6s}) (Figure 28). v_{6p} et v_{6s} sont définis par rapport aux limites des séries $6pnp\ ^1D_2$ et $6snd\ ^1D_2$ respectivement. Ce graphe met en évidence deux domaines distincts : dans la zone comprise entre $v_{6p} = 1,40$ et $v_{6p} = 1,81$, il y a uniquement 3 niveaux de Rydberg de chaque série principale, par contre le nuage de points correspondant à des "perturbateurs" est important ($N=7$) et il est impossible de tracer à main levée une courbe de Lu-Fano bien définie liant ces points. Dans la zone située au delà de $v_{6p} = 1,81$ par contre les termes des séries de Rydberg deviennent nombreux et le nuage de perturbateurs moins dense. Les interactions plus nettes permettent de prévoir la forme de la courbe \mathcal{C} théorique reliant ces points. Cette courbe est tracée en pointillés sur le graphe. Ces observations nous permettent de définir le domaine d'application de la méthode M.Q.D.T. pour ce spectre.



a) $v_{6p} < 1,81$ ($E < 46229 \text{ cm}^{-1}$).

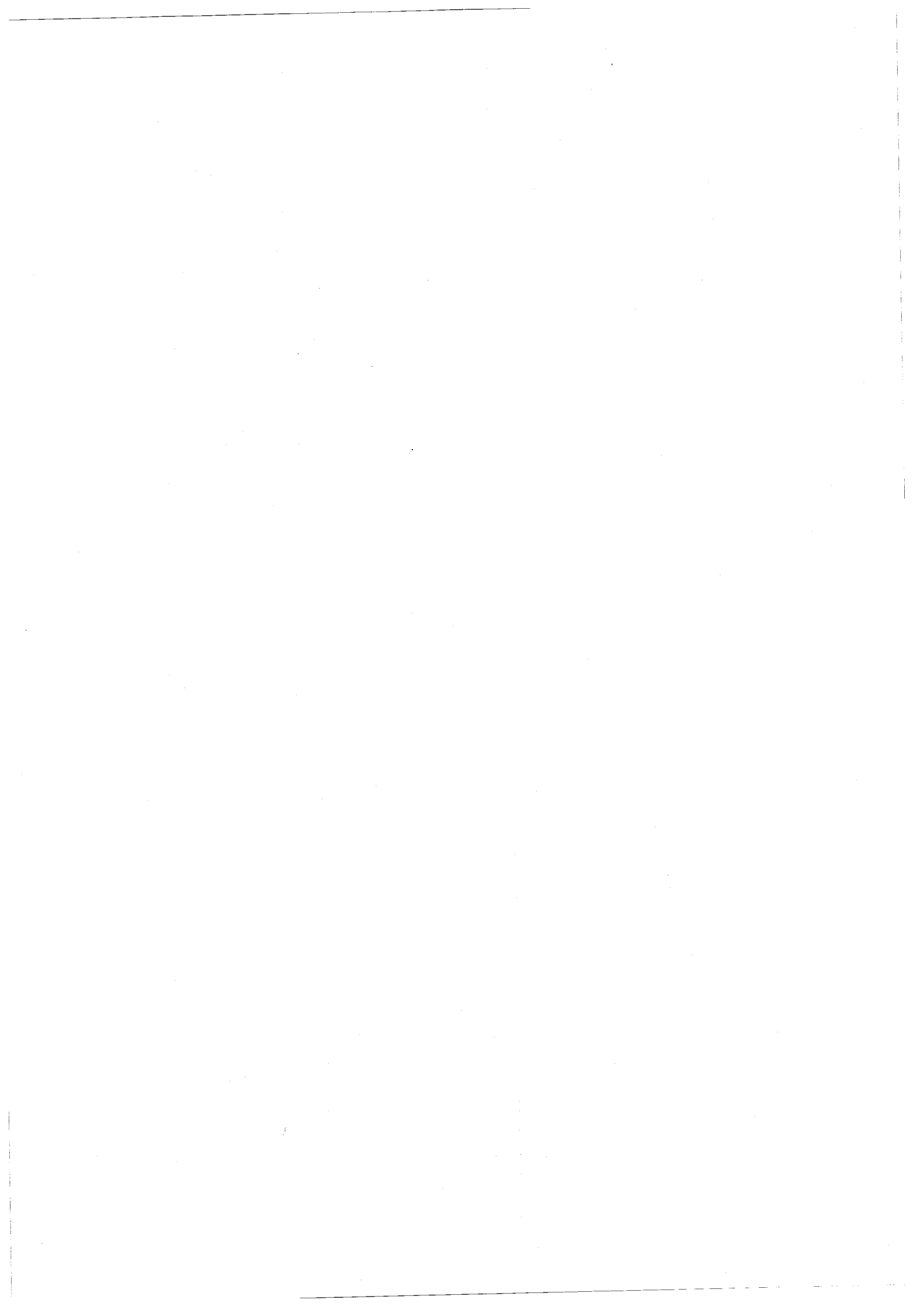
Le nombre de perturbateurs interagissant avec les termes $n = 5, 6$ et 7 des séries $6snd \text{ } ^{1,3}D_2$ est très important. Pour rendre compte de ces interactions, il faudrait introduire de nombreux paramètres, mais le nombre de points expérimentaux dans cette zone est insuffisant pour en obtenir une détermination correcte. De plus la M.Q.D.T. est une méthode peu adaptée à l'étude des niveaux profonds qui sont affectés par la polarisation du coeur. On n'étudiera donc pas cette zone d'énergie qui est mieux prise en compte dans l'étude de Wyart et Camus [14].

b) $v_{6p} > 1,81$ ($E > 46229 \text{ cm}^{-1}$).

L'étude du tracé 28 met en évidence trois perturbations importantes:

- les termes $n=9$ et $n=10$ de la série $6snd \text{ } ^1D_2$ interagissent fortement avec le niveau $6p^2 \text{ } ^1D_2$ d'énergie $47821,74 \text{ cm}^{-1}$;
- les termes 10 et 11 de cette même série interagissent avec un niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ d'énergie $48762,52 \text{ cm}^{-1}$. Les termes homologues de la série $6snd \text{ } ^3D_2$ sont perturbés, mais de façon moindre ;
- une perturbation plus localisée apparaît au niveau des termes $n = 26$ et 27 de la série $6snd \text{ } ^1D_2$. Elle est due à un niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ d'énergie $50244,38 \text{ cm}^{-1}$.

Il apparaît que les séries $6snd \text{ } ^{1,3}D_2$ doivent être traitées simultanément et qu'il est nécessaire de considérer un modèle M.Q.D.T. qui comprend cinq voies au minimum. Cette étude est d'autant plus intéressante que l'étude paramétrique de J. F. Wyart et P. Camus ne donne pas d'informations sur les configurations $6snd$ pour n supérieur à 10 . Par contre, cette étude nous permet de dire que les perturbateurs situés à $E = 50244,38 \text{ cm}^{-1}$, $E = 48762,52 \text{ cm}^{-1}$ et $E = 47821,74 \text{ cm}^{-1}$ sont des niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ et le niveau $6p^2 \text{ } ^1D_2$. Le couplage des niveaux d'énergie $E = 50244,38 \text{ cm}^{-1}$ et $E = 48762,52 \text{ cm}^{-1}$ est très mal défini [14] et nous les désignerons respectivement par les lettres A ($E = 50244,38 \text{ cm}^{-1}$) et B ($E = 48762,52 \text{ cm}^{-1}$).



Les perturbations éventuelles dues à d'autres niveaux sont négligées.
 Le traitement de toutes ces perturbations nécessiterait un modèle
 M.Q.D.T. trop compliqué.

II-B-2. ANALYSE DU SPECTRE J=2 .

Les cinq voies nécessaires pour analyser le spectre J=2 pair
 sont les suivantes :

1	2	3	4	5
$6snd\ ^1D_2$	$6snd\ ^3D_2$	$4f^{13}5d6snp\ A$	$4f^{13}5d6snp\ B$	$6pnp\ ^1D_2$.

A chacune de ces voies correspond une limite. La limite des séries principales $6snd\ ^{1,3}D_2$ est $6s\ ^2S_{1/2}$. Comme nous ne considérons dans notre étude qu'un seul terme de la série $6pnp\ ^1D_2$ nous prendrons comme limite de la voie 5 la moyenne des énergies des niveaux $6p\ ^2P^o_{1/2}$ et $6p\ ^2P^o_{3/2}$ de l'ion Yb^+ . Les voies 3 et 4 ne sont définies chacune que par un niveau dont le couplage est très complexe. Nous manquons de données pour définir un choix précis de la limite de ces voies et nous sommes amenés à faire une approximation importante : Les niveaux $4f^{13}5d6s6p\ A$ et B peuvent être interprétés comme le terme $n=6$ d'une série $4f^{13}5d6snp$ ou comme le terme $n=5$ d'une série $4f^{13}6s6pnd$. Les limites de ces séries ne sont pas toutes identiques, mais aucune information ne nous permet d'attribuer les niveaux A et B à une série particulière. Nous avons choisi de considérer comme limite la configuration de l'ion Yb^+ dont les niveaux d'énergie sont les plus bas, soit $4f^{13}5d6s$. Dans le spectre discret les niveaux observés de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ correspondent au couplage $^2F_{7/2}$ des électrons de la couche f . Nous ne considérons donc que les termes



$(4f^{13})^2 F_{7/2} (5d6s) 3,1D$ de la configuration $4f^{13}5d6s$ de l'ion Yb^+ et l'énergie choisie pour la limite des voies 3 et 4 est la moyenne pondérée des énergies de ces 20 termes.

Il nous faut maintenant définir les couplages des voies collisionnelles et de "close-coupling". Le choix de ces couplages doit tenir compte des interactions entre les voies, décrites par les éléments de matrice $U_{i\alpha}$. Il existe deux sortes de mélanges d'origines différentes : d'une part celui dû à l'interaction coulombienne et, d'autre part, au sein d'une même configuration, le mélange dû au couplage spin-orbite. Dans le cas de l'ytterbium, il n'est possible de distinguer ces deux effets que pour les séries principales. Pour ces deux séries, les voies collisionnelles sont décrites en couplage j-j tandis que le couplage des voies de "close-coupling" est supposé proche d'un couplage LS. Pour les autres voies, un seul type de couplage sert à caractériser les deux types de voies.

Les voies 1 et 2 étant définies par un couplage proche du couplage LS, nous introduisons pour ces deux voies une base intermédiaire $\bar{\alpha}$ correspondant à des voies de couplage LS exact et la matrice de passage entre α et $\bar{\alpha}$ est V .

On écrit :

$$U_{i\alpha} = \sum_{\bar{\alpha}} U_{i\bar{\alpha}} V_{\bar{\alpha}\alpha} .$$

Pour i supérieur ou égal à 3, les bases i et $\bar{\alpha}$ sont confondues. Les éléments de matrice $U_{i\bar{\alpha}}$ pour $i = 1$ et 2 sont connus puisqu'ils correspondent au passage du couplage j-j au couplage LS exact. On montre que la matrice orthogonale V peut s'exprimer sous la forme d'un produit de $\frac{M(M-1)}{2}$ matrices de rotations qui dépendent d'angles θ_{ij} [46]. Quand les valeurs initiales de ces angles (paragraphe A-2-b) sont connues, on atteint des valeurs initiales des éléments de matrice $V_{\bar{\alpha}\alpha}$ donc des éléments $U_{i\alpha}$. Les programmes utilisés pour optimiser le jeu de paramètres θ_{ij} ($U_{i\alpha}$), μ_{α} ont été écrits par M. Aymar et O. Robaux (Laboratoire Aimé Cotton).



Le jeu de paramètres optimal obtenu dans notre étude est donné dans le Tableau IV. La détermination des paramètres a été réalisée en considérant les niveaux $n = 8$ à 70 de la série $6snd \ ^1D_2$ et les niveaux $n = 8$ à 45 de la série $6snd \ ^3D_2$. La valeur de la limite $6s \ ^2S_{1/2}$ avait été estimée à $50441,0 \text{ cm}^{-1}$ par Tomkins et Camus [8]. Nous avons fait plusieurs essais en faisant varier la valeur de la limite, aussi bien dans l'étude du spectre $J=2$ que du spectre $J=0$. L'optimisation conduit à la valeur commune $50443,20 \text{ cm}^{-1}$. La précision de ces études permet de fixer l'incertitude à $0,06 \text{ cm}^{-1}$.

Les défauts quantiques sont des fonctions lentement variables de l'énergie. Cette variation est particulièrement sensible pour les niveaux profonds. On introduit, pour les voies 1 et 2, un paramètre μ_α^1 qui rend compte d'une variation linéaire avec l'énergie :

$$\mu_\alpha = \mu_\alpha^0 + \varepsilon \mu_\alpha^1 \quad \varepsilon = \frac{1}{v_{6s}}$$

ε est l'énergie en Rydberg du niveau, comptée positivement par rapport à la limite $6s \ ^2S_{1/2}$ des voies 1 et 2. Il s'avère que l'optimisation des paramètres conduit à une valeur négative du paramètre μ_α^1 . L'étude du spectre $J=0$ montre que le paramètre μ_α^1 tient compte de l'influence de perturbations, situées en dehors de notre zone d'étude (v_{6p} (perturbateurs) $< 1,81$), sur les niveaux les plus profonds pris en compte ($n = 8, 9$ des séries $\ ^1,3D_2$), ce qui explique la valeur négative obtenue. Introduire un paramètre μ_α^1 pour les voies 3, 4 et 5 n'est pas justifié dans la mesure où un seul niveau détermine le défaut quantique de chacune de ces voies.

La matrice orthogonale V (5×5) dépend de dix angles θ_{ij} . Cependant, il apparaît que les niveaux étudiés peuvent être correctement interprétés en fixant cinq de ces angles à zéro et en écrivant :

$$V = R_{13}(\theta_{13}) R_{14}(\theta_{14}) R_{24}(\theta_{24}) R_{15}(\theta_{15}) R_{25}(\theta_{25}) .$$

La valeur de ces angles est notée dans le Tableau IV.



II-B-3. GRAPHES DE LU-FANO, TABLEAU DE VALEURS.

Les Figures 26 et 27 montrent une projection sur le plan (v_{6p}, v_{6s}) du diagramme à trois dimensions du défaut quantique, la Figure 29 une projection du même diagramme sur le plan (v_{5d6s}, v_{6s}) . Les courbes théoriques \mathcal{C} sont tracées en traits pleins en utilisant le jeu optimal des paramètres (Tableau IV). Les énergies des niveaux représentés correspondent aux valeurs expérimentales (Tableaux I et II). On peut constater que notre étude tient correctement compte de tous les niveaux dont aucun n'est très éloigné de la courbe théorique. Pour les niveaux très excités des séries $6snd$ $1,3D_2$ pour lesquels l'énergie se rapproche de l'énergie de la limite, à une faible différence entre énergies calculées et expérimentales correspond une différence plus importante entre nombres quantiques effectifs calculés et expérimentaux, ce qui explique la dispersion importante que l'on note sur les graphes pour les termes au delà de $n=40$. Les écarts d'énergie sont réunis dans le Tableau V. Les écarts les plus importants sont notés pour les niveaux les plus bas conformément aux limitations de la méthode et à nos hypothèses, néanmoins on note un bon accord pour l'ensemble des niveaux.

II-B-4. FONCTIONS D'ONDES.

Bien que les effets du couplage spin-orbite se fassent sentir dans le spectre de l'ytterbium I, l'étude montre que la séparation des niveaux en deux séries de Rydberg $1,3D_2$ est justifiée, exception faite pour quelques-uns. Par suite, nous ne noterons que la valeur Z_{α}^2 des coefficients de la décomposition de Ψ sur la base des fonctions Ψ_{α} (Tableau VI) correspondant au couplage LS pur.

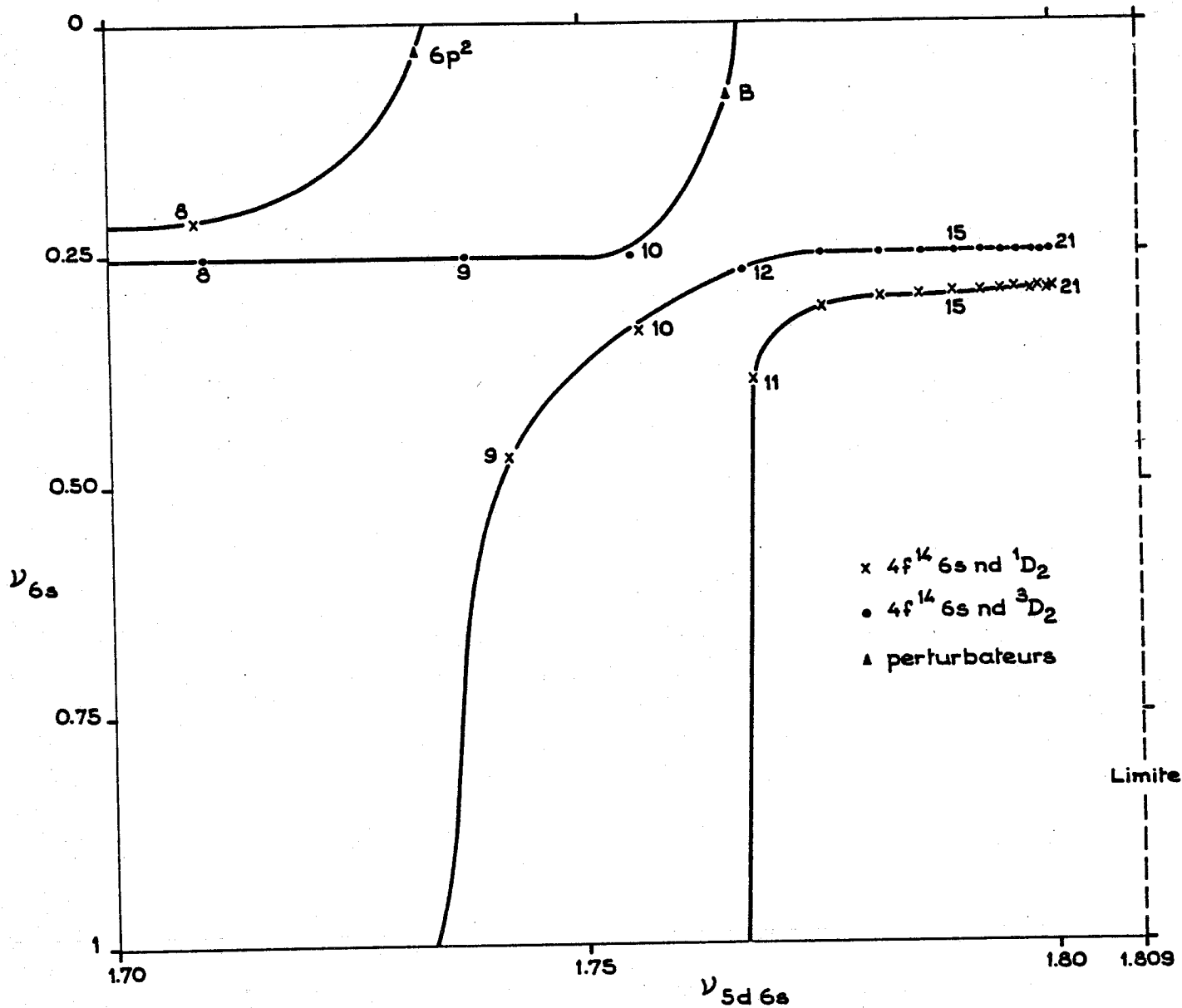


Figure 29

Graphe de Lu et Fano dans le plan (v_{5d6s}, v_{6s}) des niveaux discrets pairs $J=2$ d'énergie supérieure à celle du niveau $6s8d \ ^1D_2$.

a) Interprétation des perturbations.

La perturbation la plus importante de la série $6snd\ ^1D_2$ est due au niveau $6p^2\ ^1D_2$ dont l'influence se fait sentir sur les niveaux $n = 8, 9$ et 10 et de façon beaucoup plus faible sur le niveau $n=11$. Les valeurs des coefficients Z_{α}^2 (Tableau VI) indiquent que les niveaux $6p^2\ ^1D_2$ et $6s9d\ ^1D_2$ sont fortement mélangés. Le niveau d'énergie $47420,97\ \text{cm}^{-1}$ a une projection plus importante sur l'état $|6p^2\ ^1D_2\rangle$ que le niveau d'énergie $47821,74\ \text{cm}^{-1}$. C'est pourquoi nous désignerons le premier sous le nom de $6p^2\ ^1D_2$ et le second sous le nom de $6s9d\ ^1D_2$, contrairement à la désignation des études antérieures. Cette désignation, qui peut être pratique, reste cependant un peu arbitraire dans la mesure où les projections sur l'état $|6p^2\ ^1D_2\rangle$ ont respectivement pour valeur $0,45$ et $0,37$. Notre étude confirme les résultats de Wyart et Camus concernant les fonctions d'onde des niveaux $6p^2\ ^1D_2$ et $6s9d\ ^1D_2$ [14].

La perturbation due au niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p\ B$ d'énergie $48762,52\ \text{cm}^{-1}$ est plus localisée et l'interaction se fait sentir essentiellement sur le niveau $6s11d\ ^1D_2$ et de façon moindre sur le niveau $6s11d\ ^3D_2$. Ces deux niveaux, affectés par les deux perturbations $6p^2$ et B sont fortement mélangés.

L'interaction des termes des séries $6snd\ ^{1,3}D_2$ avec le niveau $4f^{13}5d6s6p\ A$ ($E = 50244,38\ \text{cm}^{-1}$) est très localisée puisqu'elle ne joue que sur les termes $n=26$ des deux séries. La M.Q.D.T. ne peut pas rendre compte avec précision de cette interaction, une faible variation des paramètres modifie en effet de façon très sensible les coefficients Z_{α}^2 des fonctions d'onde. Seul l'ordre de grandeur des Z_{α}^2 est significatif. Notre étude indique que le perturbateur ne se mélange qu'avec les termes singulet. Expérimentalement ce niveau n'a d'ailleurs pas été détecté dans l'expérience d'excitation en échelons utilisant le niveau $6s6p\ ^3P_1^o$ comme niveau intermédiaire. Les niveaux $6s26d\ ^1D_2$ et $6s26d\ ^3D_2$ sont fortement mélangés au niveau de cette interaction



et il n'est donc pas impossible que les énergies $E = (50240,10 \pm 0,10)\text{cm}^{-1}$ et $(E = 50240,19 \pm 0,10)\text{cm}^{-1}$ obtenues dans les deux expériences correspondent à une même détermination du mélange des niveaux $6s26d\ 1,3D_2$ que nous ne pouvons pas résoudre. Seule une expérience à haute résolution permettrait d'obtenir des renseignements plus précis sur ces niveaux.

b) Energies prévues.

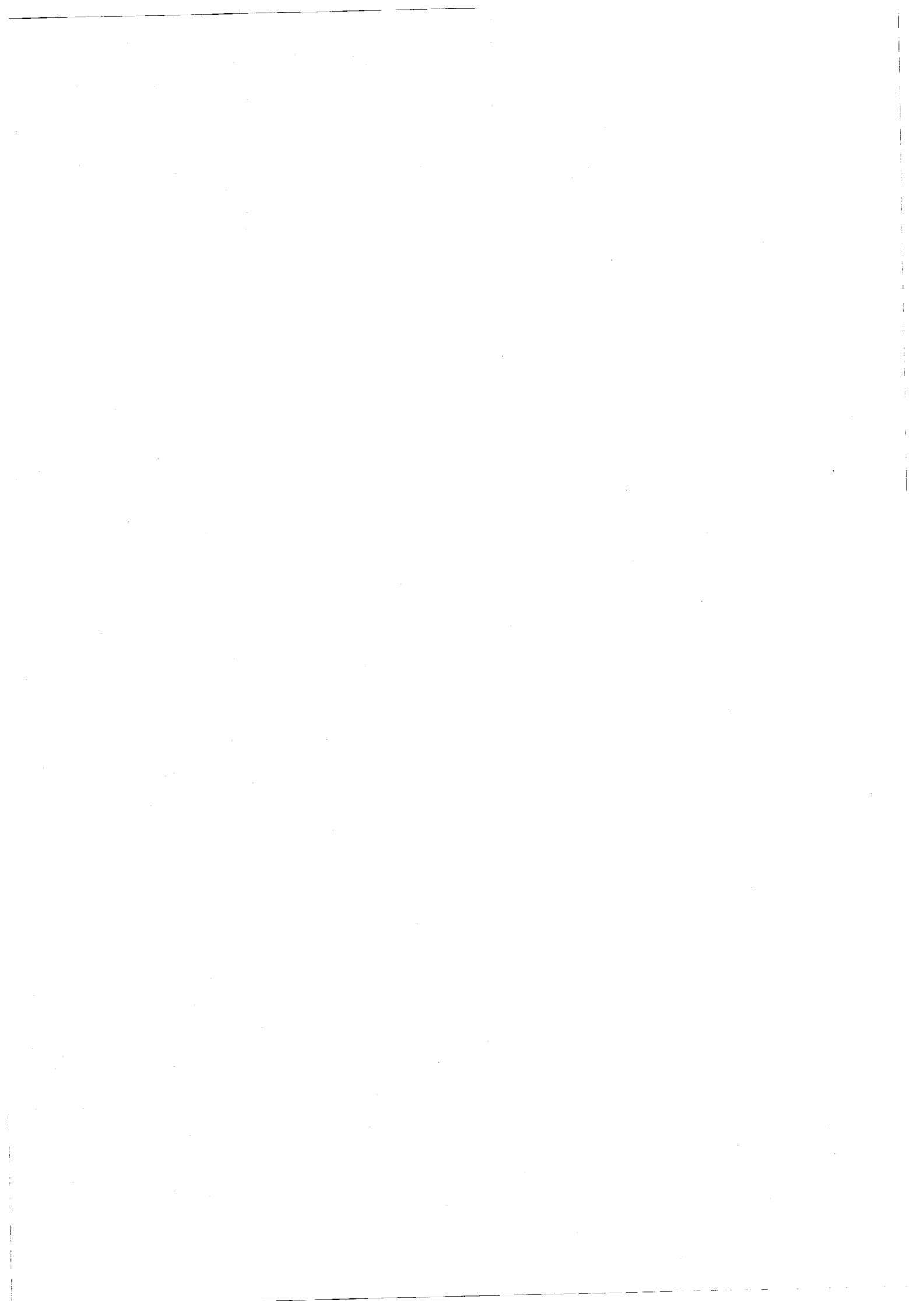
On trouvera dans le Tableau V les énergies calculées correspondant aux niveaux de $n = 62$ à 80 de la série $6snd\ 3D_2$.



II-C. ETUDE DU SPECTRE J=0 PAIR DE L'YTTERBIUM.

II-C-1. DOMAINE D'ETUDE.

Les études expérimentales précédentes nous ont permis de déterminer les énergies des niveaux $n=10$ à $n=65$ de la série $6sns \ ^1S_0$, d'un niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ et du niveau $6p^2 \ ^1S_0$. Ces résultats sont réunis dans le Tableau I. Aucune autre détermination du niveau $6s10s \ ^1S_0$ n'a été obtenue jusqu'à présent et la raie observée étant d'intensité très faible, il serait intéressant que d'autres expériences confirment ce résultat. Les niveaux profonds ont été déterminés dans des études antérieures [7]. Ce sont les termes 7 et 8 de la série $6sns \ ^1S_0$, le niveau $6p^2 \ ^3P_0$ et un niveau de la configuration $4f^{13}5d6s6p$. La liste des énergies de ces niveaux est donnée dans le Tableau VII. Le niveau $6s9s \ ^1S_0$, dont l'énergie est en dehors du domaine que nous avons exploré, n'a pas été déterminé expérimentalement. Seule une prévision théorique de Wyart et Camus [14] indique comme énergie de ce niveau 45270 cm^{-1} . Le nombre de niveaux $J=0$ n'appartenant pas à la série principale $6sns \ ^1S_0$ n'est ici que de quatre. Il est donc possible de réaliser une étude plus globale du spectre $J=0$ que du spectre $J=2$. Cependant, pour les niveaux d'énergie inférieure à celle du terme $6s11s \ ^1S_0$, il y a apparemment quelques limitations à l'étude. Le niveau $6s^2 \ ^1S_0$ est trop profond pour que la méthode M.Q.D.T. puisse en rendre compte. Le niveau $6s9s \ ^1S_0$ n'est pas connu et on peut émettre des réserves sur la détermination du niveau $6s10s \ ^1S_0$. Compte tenu de ces restrictions, nous avons tout d'abord fait une étude n'incluant que les niveaux $n = 11$ à 65 et les perturbateurs de cette région. En incluant, ensuite, les niveaux profonds et, par là même, deux niveaux perturbateurs supplémentaires, nous avons obtenu des résultats cohérents pour les deux études et de faibles modifications des paramètres déjà déterminés. C'est pourquoi nous ne mentionnerons que les résultats de l'étude complète. L'étude paramétrique de Wyart et



Camus [14] nous renseigne sur les niveaux perturbateurs. Le couplage des niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ d'énergie $49897,27 \text{ cm}^{-1}$ et $46081,54 \text{ cm}^{-1}$ est là encore très mal défini et nous les désignerons uniquement par les lettres A ($E = 49897,27 \text{ cm}^{-1}$) et B ($E = 46081,54 \text{ cm}^{-1}$).

II-C-2. ANALYSE DU SPECTRE J=0 .

Compte tenu de l'existence de quatre perturbateurs ($4f^{13}5d6s6p$ A , $6p^2 \ ^1S_0$, $4f^{13}5d6s6p$ B , $6p^2 \ ^3P_0$) de la série principale, il est nécessaire d'introduire 5 voies pour analyser ce spectre :

1	2	3	4	5
$6sns \ ^1S_0$	$4f^{13}5d6snp$ A	$6pnp \ ^1S_0$	$4f^{13}5d6s6p$ B	$6pnp \ ^3P_0$.

A chacune de ces voies correspond une limite : celle de la voie 1 est $6s \ ^2S_{1/2}$, celles des voies 3 et 5 respectivement $6p \ ^2P_{3/2}$ et $6p \ ^2P_{1/2}$. De même que dans l'étude du spectre J=2 , on est obligé de faire une approximation pour déterminer la limite des voies 2 et 4 . Nous prendrons la même limite que dans cette première étude, c'est-à-dire la moyenne pondérée des énergies des 20 termes $(4f^{13})^2F_{7/2} (5d6s)^3, ^1D$ de la configuration $4f^{13}5d6s$ de l'ion Yb^+ .

On ne peut distinguer les effets de mélanges entre configurations dus à l'interaction coulombienne des effets de mélanges, au sein d'une même configuration, dus au couplage spin-orbite que pour les séries $6pnp \ ^1S_0$ et $6pnp \ ^3P_0$. Les voies collisionnelles 3 et 5 sont décrites en couplage j-j tandis que le couplage des voies de "close-coupling" est supposé proche d'un couplage LS . Pour les autres voies 1, 2, 4

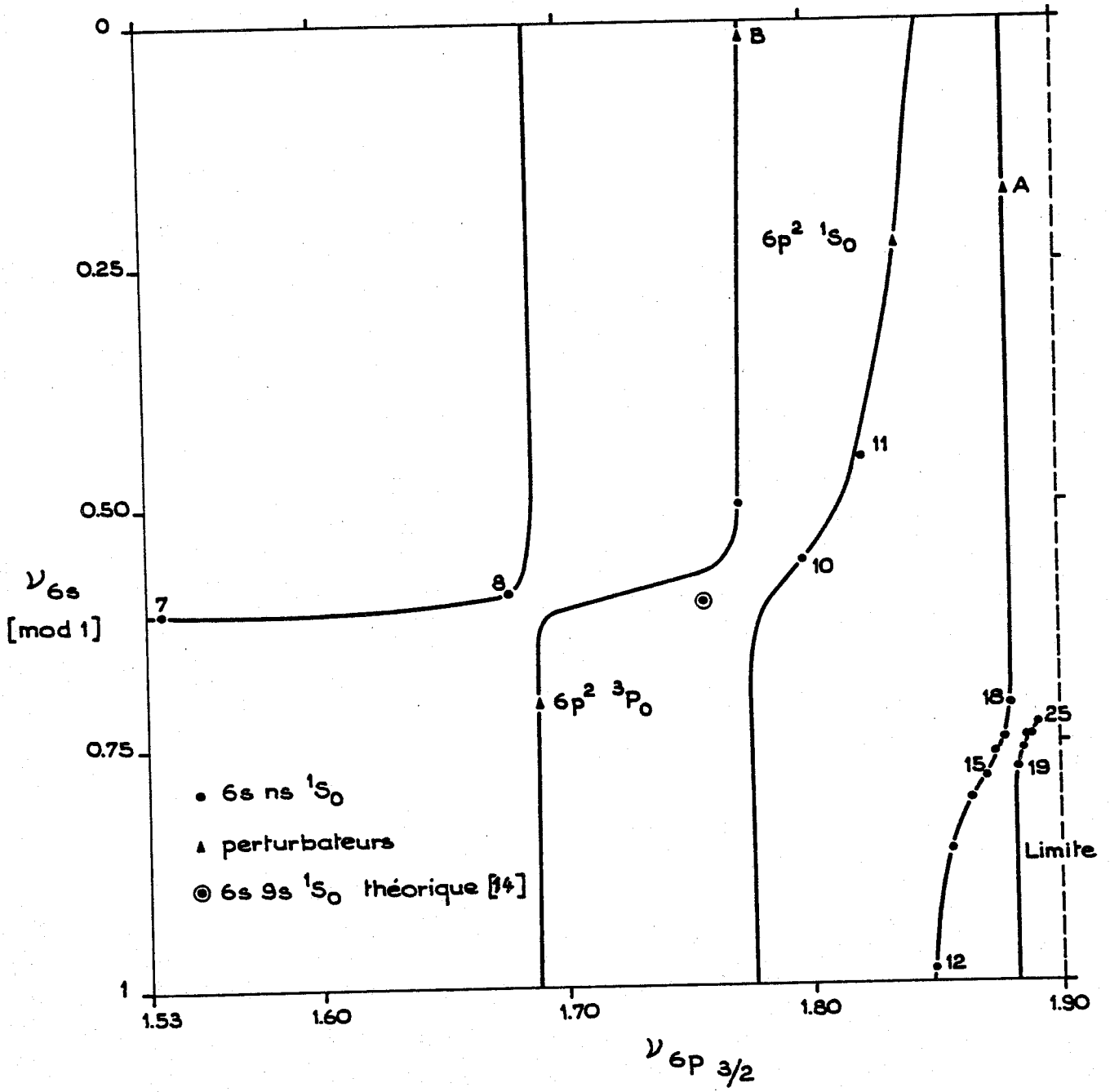


Figure 30

Graphe de Lu et Fano dans le plan $(\nu_{6p_{3/2}}, \nu_{6s})$ des niveaux discrets pairs $J=0$ d'énergie supérieure à celle du niveau $6s7s\ ^1S_0$.

un seul type de couplage sert à définir les deux types de voies. Les éléments de matrice $U_{i\bar{\alpha}}$ ne sont différents de 1 que pour $i = 3, 5$.

Le jeu optimal de paramètres est réuni dans le Tableau VIII. On a introduit, pour tenir compte de la variation en énergie du défaut quantique μ_α de la série $6sns \ ^1S_0$ un paramètre μ_α^1 défini de la même manière que dans l'étude du spectre $J=2$:

$$\mu_\alpha = \mu_\alpha^0 + \varepsilon \mu_\alpha^1 \quad \varepsilon = \frac{1}{v_{6s}^2} .$$

On notera que la valeur obtenue pour μ_α^1 est positive. Lors de l'étude préliminaire qui comprenait les termes de $n = 11$ à 65 de la série $6sns \ ^1S_0$ ce paramètre avait une valeur négative. Il semble donc que le paramètre μ_α^1 tient compte de l'influence de perturbateurs profonds qui modifient l'énergie des premiers termes étudiés de la série $6sns \ ^1S_0$ ($n = 11, 12, \dots$).

La matrice orthogonale V (5×5) dépend de 10 angles. On peut obtenir une analyse correcte du spectre $J=0$ en fixant 6 de ces angles à zéro et en écrivant :

$$V = R_{12}(\theta_{12}) R_{13}(\theta_{13}) R_{14}(\theta_{14}) R_{15}(\theta_{15}) .$$

II-C-3. DIAGRAMME DE LU-FANO, TABLEAU DE VALEURS.

Les graphes 30, 31, 32 montrent une projection sur les plans $(v_{6p_{3/2}}, v_{6s})$ et $(v_{5d_{6s}}, v_{6s})$ du diagramme à quatre dimensions du défaut quantique. On peut constater qu'aucun point expérimental ne s'écarte de façon importante des courbes \mathcal{C} théoriques tracées en traits



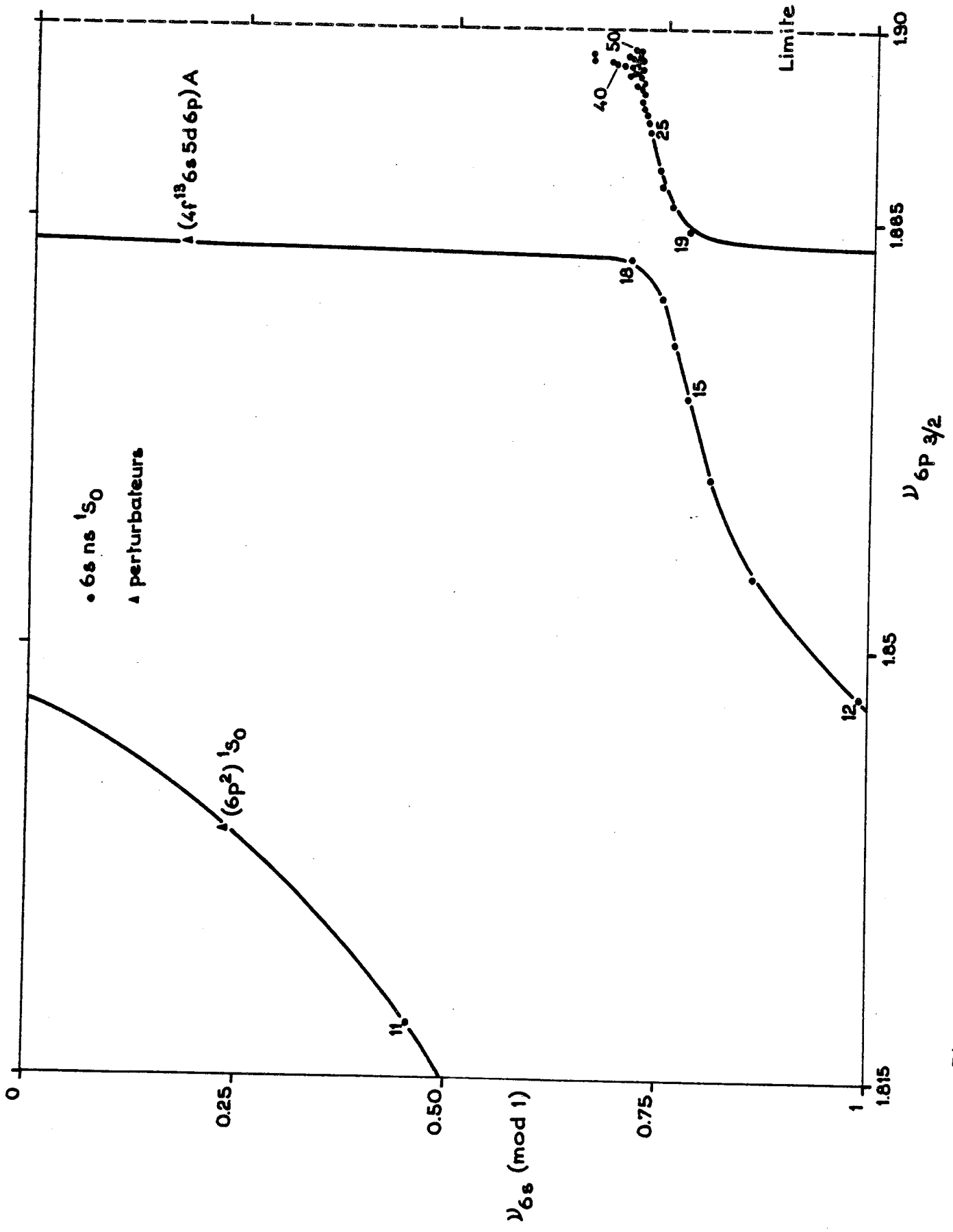


Figure 31 : Graphe de ν_6 et Fano dans le plan $(\nu_{6p\ 3/2}, \nu_{6s})$ des niveaux discrets pairs $J=0$ d'énergie supérieure à celle du niveau $6s\ 1S_0$.

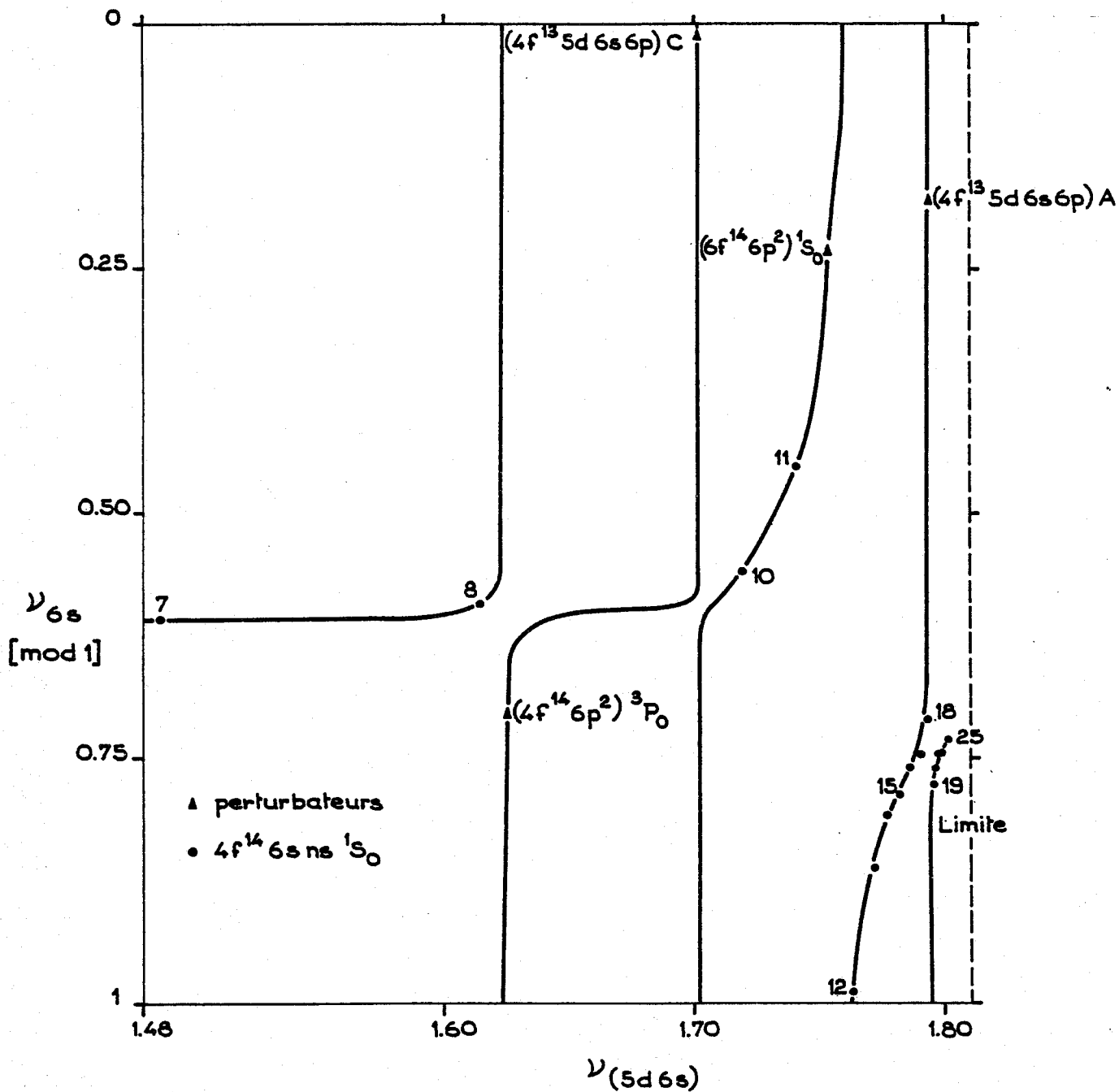


Figure 32

Graphe de Lu et Fano dans le plan (ν_{5d6s}, ν_{6s}) des niveaux discrets pairs $J=0$ d'énergie supérieure à celle du niveau $6s7s \ ^1S_0$.

pleins en utilisant le jeu optimal des paramètres (Tableau VIII). Les écarts ΔE entre énergies calculées et expérimentales sont réunis dans le Tableau IX et dénotent d'une bonne coïncidence entre les résultats du modèle M.Q.D.T. utilisé et les observations expérimentales.

II-C-4. FONCTIONS D'ONDE.

On trouvera dans le Tableau X les valeurs des coefficients $Z \frac{2}{\alpha}$ qui représentent le poids de chaque voie $\bar{\alpha}$ dans le développement des fonctions d'onde des divers niveaux.

a) Interprétation des perturbations.

La perturbation la plus importante correspond à l'interaction du niveau $6p^2 \ ^1S_0$ avec la série $6sns \ ^1S_0$. Son influence se fait sentir sur les niveaux de $n=7$ à $n=18$ de la série $6sns \ ^1S_0$ comme le montre le graphe 33 où on a porté en ordonnée la valeur de $Z \frac{2}{6p^2}$ en fonction de n . On note que les niveaux $n=8$ et $n=18$ semblent plus perturbés que leurs voisins : chacun de ces niveaux interagit séparément avec un autre perturbateur ($6p^2 \ ^3P_0$ et $4f^{13}5d6s6p \ A$ respectivement) et le mélange entre les perturbateurs $6p^2 \ ^3P_0$ et $6p^2 \ ^1S_0$ d'une part, $4f^{13}5d6s6p \ A$ et $6p^2 \ ^1S_0$ d'autre part, explique la valeur plus forte de $Z \frac{2}{6p^2}$ pour les termes $n=8$ et $n=18$. Les autres perturbations, beaucoup plus localisées, n'affectent que le niveau de la série $6sns \ ^1S_0$ le plus proche du perturbateur.

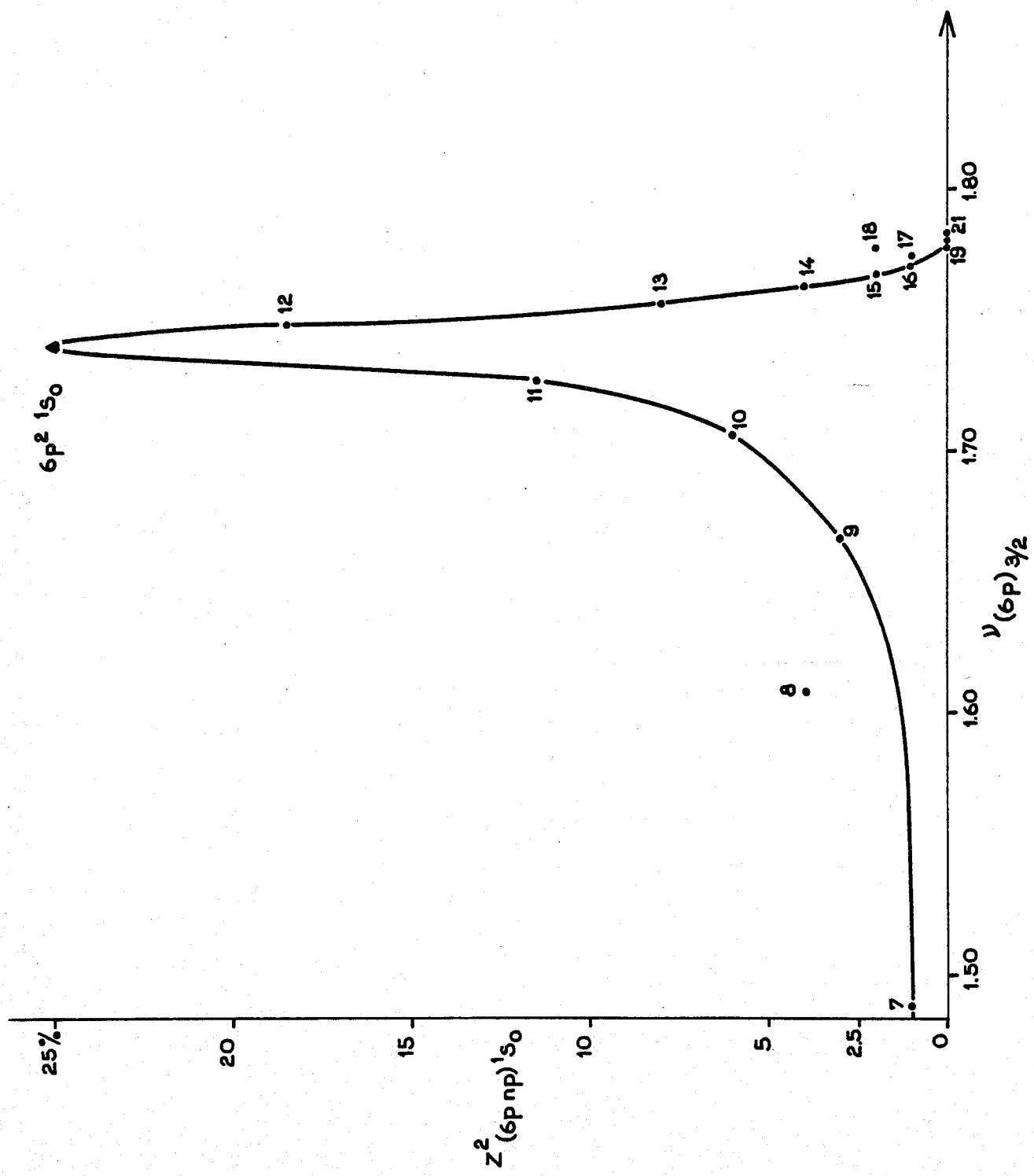


Figure 33 : Mélange de la voie $6pnp \ ^1S_0$ avec les niveaux pairs $J=0$ d'énergie supérieure à celle du niveau $6s7s \ ^1S_0$.

b) Energies prévues.

Les niveaux $n=23$ et $n=24$ de la série principale n'avaient pas pu être déterminés expérimentalement, les raies correspondantes étant masquées par le signal très important correspondant à la transition résonnante $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1^o$ (paragraphe B-2).

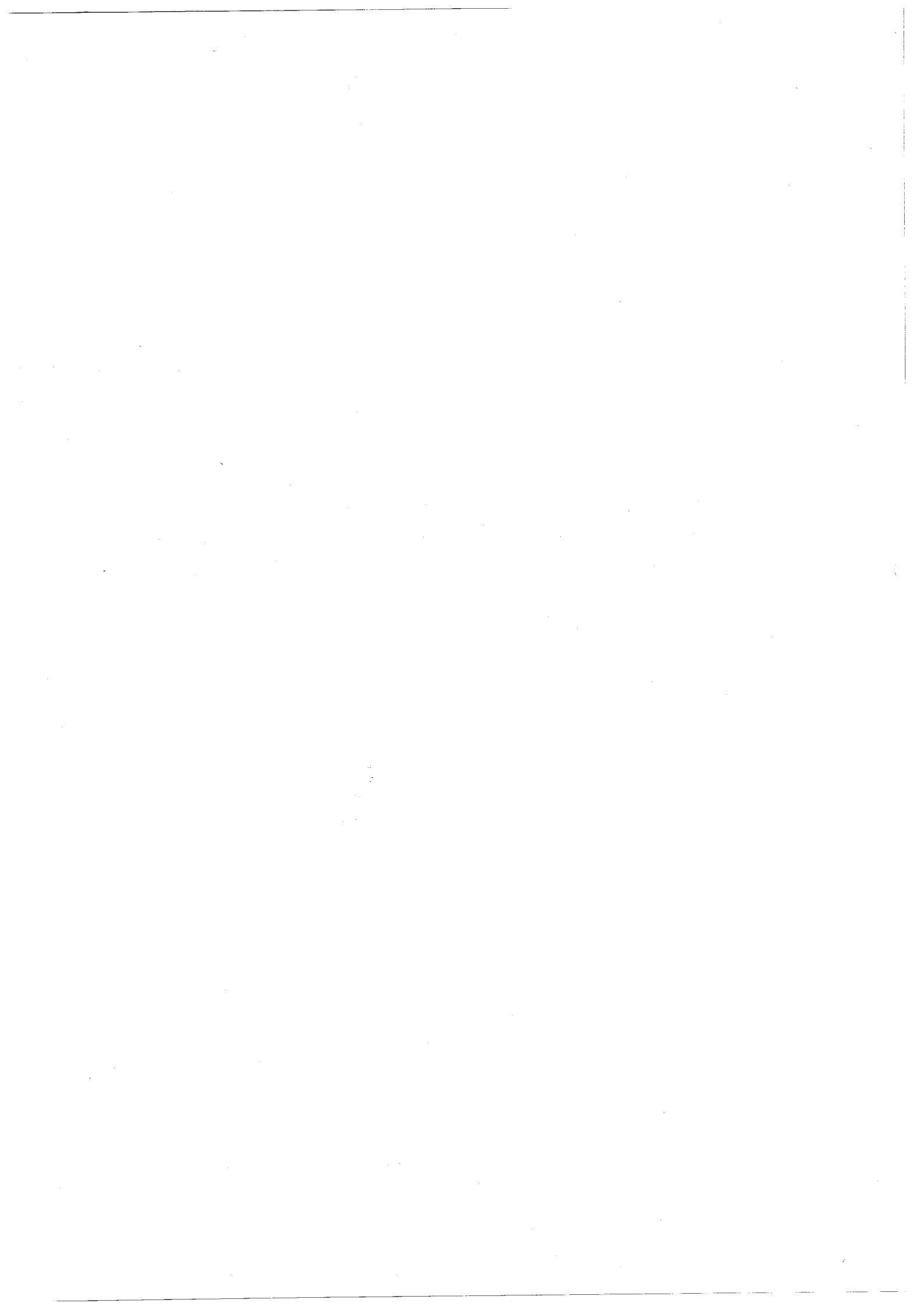
L'énergie calculée pour ces 2 niveaux est :

$$\begin{aligned} 6s23s \ ^1S_0 &: 50130,76 \text{ cm}^{-1} \\ 6s24s \ ^1S_0 &: 50161,54 \text{ cm}^{-1} . \end{aligned}$$

L'énergie calculée du niveau $6s9s \ ^1S_0$ est $45221,88 \text{ cm}^{-1}$. On peut la comparer à l'énergie prévue par Wyart et Camus [14] qui est 45270 cm^{-1} . Dans leur étude, l'écart quadratique moyen entre valeurs théoriques et expérimentales des énergies sur tous les niveaux pairs $J=0$, $J=1$ et $J=2$ est de 75 cm^{-1} . Compte tenu des approximations faites dans chacune des études, ces deux valeurs sont cohérentes. Cependant la valeur que nous avons calculée est liée à la valeur expérimentale de l'énergie du niveau $6s10s \ ^1S_0$. Une confirmation expérimentale des énergies de ces niveaux serait donc souhaitable. On trouvera dans le Tableau IX, en outre, les énergies calculées des niveaux très excités correspondant à $n=66$ à $n=80$.

II-C-5 ESTIMATION DE CERTAINES PROBABILITES DE TRANSITIONS.

Nous avons observé expérimentalement que l'intensité des raies correspondant aux niveaux $6s12s \ ^1S_0$, $6s11s \ ^1S_0$, $6s10s \ ^1S_0$ décroissait très vite et cette intensité est très faible pour le signal attribué au niveau $6s10s \ ^1S_0$. Un calcul approché des forces de raies



S_n [33] des transitions $6s6p \ ^1P_1^o - 6sns \ ^1S_0$ nous permettra d'interpréter qualitativement les résultats expérimentaux observés et, en particulier, la faible intensité du signal $6s10s \ ^1S_0$.

Ces calculs nécessitent la connaissance des fonctions d'onde des niveaux $6s6p \ ^1P_1^o$ et $6sns \ ^1S_0$. L'étude du spectre $J=0$ par la M.Q.D.T. nous donne des valeurs approchées des coefficients de décomposition de la fonction d'onde des niveaux $6sns \ ^1S_0$ sur la base des fonctions propres Ψ_{α} .

Les hypothèses de notre calcul sont les suivantes : le niveau $6s6p \ ^1P_1^o$ est supposé pur ; la partie angulaire des fonctions d'onde des niveaux $6sns \ ^1S_0$ est déduite de l'analyse M.Q.D.T. de ces niveaux. On développe Ψ sur une base d'états purs selon l'expression :

$$\Psi (6sns \ ^1S_0) = \alpha_1^{(n)} |6sns \ ^1S_0\rangle + \alpha_2^{(n)} |6p^2 \ ^1S_0\rangle + \alpha_3^{(n)} |6p^2 \ ^3P_0\rangle + \dots$$

une valeur approchée des coefficients $\alpha_i^{(n)}$ est alors $Z_i^{(n)}$. Les intégrales radiales des transitions sont calculées en utilisant la méthode du potentiel central paramétrique.

D'après ces hypothèses, seuls les coefficients $\alpha_1^{(n)}$ et $\alpha_2^{(n)}$ interviennent dans le calcul de la force de raie S_n qui est la somme algébrique de deux termes qui s'annulent partiellement avant le niveau $6p^2 \ ^1S_0$ puis qui s'ajoutent. Les résultats du calcul de S_n , réunis dans la première colonne du tableau ci-dessous, montrent un phénomène d'annulation important autour du niveau $6s9s \ ^1S_0$ pour lequel la force de raie est très faible.

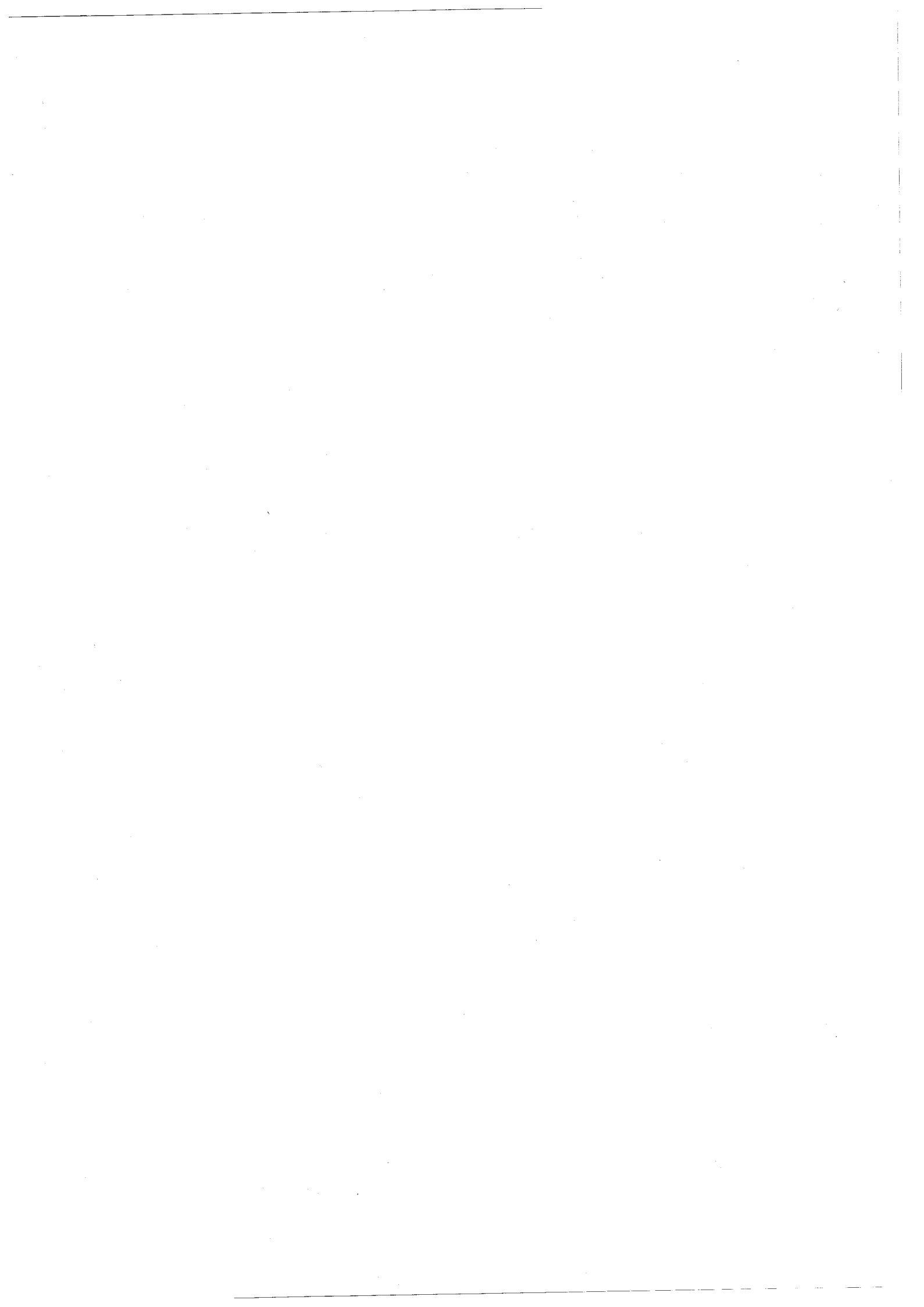
A partir des valeurs de S_n , on peut facilement calculer, d'une part, des valeurs de la probabilité de transition A_n à un photon $6s6p \ ^1P_1^o - 6sns \ ^1S_0$ [33] et, d'autre part, des valeurs du rapport γ_n des probabilités de transition à deux photons du niveau fondamental vers les niveaux $6sns \ ^1S_0$ et $6s7s \ ^1S_0$. On utilise pour cela les mêmes approximations que le calcul (2) du paragraphe I-B-1. Dans les



colonnes 2 et 3 du tableau, on observe que la probabilité de transition A_n devient faible pour les niveaux $n = 8, 9$ et 10 et que γ_n présente un minimum pour le terme $n=9$.

n	S_n	A_n (s^{-1})	γ_n	I
7	5.930	$9,6 \cdot 10^6$	1	-
8	0.014	$1,3 \cdot 10^5$	0.0007	-
9	0.012	$1,9 \cdot 10^5$	0.0004	-
10	0.228	$4,8 \cdot 10^6$	0.008	tf
11	0.994	$2,4 \cdot 10^7$	0.028	M
12	2.211	$5,9 \cdot 10^7$	0.057	F

Dans la dernière colonne du tableau on trouve l'intensité des raies qui correspondent aux transitions données et qui ont été observées dans le domaine d'énergie qu'on a exploré. Ces calculs approchés indiquent, en particulier, qu'en utilisant un rayonnement laser de même puissance, les niveaux $6s9s \ ^1S_0$ et $6s10s \ ^1S_0$ seront considérablement moins peuplés par transitions à deux photons que les niveaux suivants $6s11s \ ^1S_0$ et $6s12s \ ^1S_0$, ce qui expliquerait que le signal observé pour le niveau $6s10s \ ^1S_0$ soit très faible.



CONCLUSION DE L'ETUDE THEORIQUE.

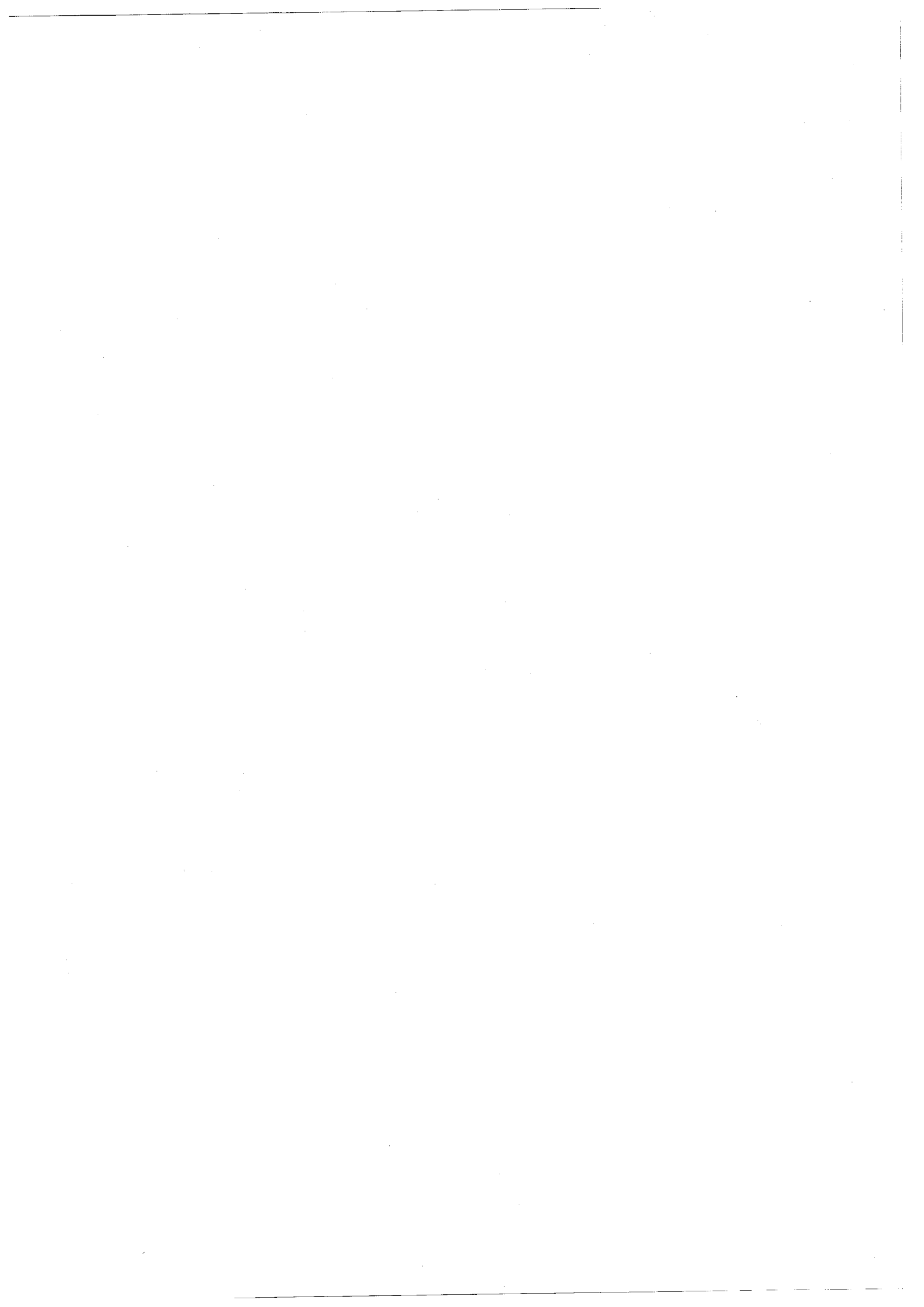
Grâce aux renseignements fournis par l'étude paramétrique de Camus et Wyart [14], nous avons pu entreprendre une étude par la méthode du défaut quantique à plusieurs voies des spectres pairs $J=0$ et $J=2$ de l'ytterbium I. Cette étude complète les informations déjà acquises sur ces spectres et, en particulier, elle a permis d'analyser les perturbations les plus importantes des séries principales $6sns \ ^1S_0$, $6snd \ ^1,3D_2$ qui sont dues à des niveaux des configurations $6p^2$ et $4f^135d6s6p$.

Le nombre très important des niveaux de la configuration $4f^135d6s6p$, très étalée sur tout le spectre discret de l'ytterbium, qui peuvent interagir avec les séries $6snd \ ^1,3D_2$, n'a pas permis d'étendre l'analyse du spectre $J=2$ aux niveaux profonds ($E < 46405 \text{ cm}^{-1}$).

Toutefois, ce spectre est bien décrit dans son ensemble si on tient compte des résultats de Wyart et Camus [14] et des nôtres. Le spectre pair $J=0$ a été analysé dans son ensemble et l'accord entre résultats expérimentaux et théoriques est satisfaisant. Cependant, il serait souhaitable d'obtenir une confirmation expérimentale concernant la position du niveau $6s9s \ ^1S_0$ et celle du niveau $6s10s \ ^1S_0$.

Ces études ont permis d'obtenir une nouvelle valeur de la première limite d'ionisation qui est $50443,20 \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur précédemment déterminée par Tomkins et Camus [8] qui était $50441,0 \text{ cm}^{-1}$.

De nombreuses configurations où deux électrons sont excités $5dn\ell$ ($n\ell = ns$ avec $n=7,8\dots$ ou $n\ell = nd$ avec $n=6,7\dots$) ont des niveaux dont l'énergie est plus élevée que la première limite d'ionisation. Il serait intéressant, dans une étape ultérieure, d'obtenir des résultats expérimentaux dans cette région et de les interpréter à l'aide de la M.Q.D.T. .



CONCLUSION.

L'étude spectroscopique des niveaux très excités de l'ytterbium a été entreprise à la suite des récentes études expérimentales et théoriques réalisées sur des alcalino-terreux (voir par exemple les références [12], [25], [26]).

Par rapport à ces corps, l'étude de l'ytterbium a présenté plusieurs nouvelles difficultés, tant d'un point de vue expérimental que théorique:

- Les propriétés physiques de l'ytterbium et, en particulier, le fait qu'il réagit à chaud avec la plupart des métaux usuels, qu'il mouille peu de métaux, qu'il a une grande volatilité, ont posé plusieurs problèmes pour construire un four "heat-pipe" et mettre en oeuvre la méthode de détection de la charge d'espace. Ces difficultés ont été résolues en utilisant des métaux comme le tungstène et le tantale et en utilisant une diode thermoélectronique cylindrique avec un chauffage direct du filament.
- Le potentiel d'ionisation de l'ytterbium vaut 6,25 eV, il est donc beaucoup plus élevé que celui d'un alcalino-terreux comme le baryum, par exemple. Pour atteindre des niveaux très excités par absorption de deux photons, nous avons utilisé une gamme de colorants dont les plages de fluorescence s'étendent jusqu'au proche ultraviolet.

Les nombreux résultats obtenus ont permis d'étendre la connaissance des séries de Rydberg $6sns \ ^1S_0$, $6snd \ ^1,3D_2$ jusqu'à des niveaux très élevés.



Les termes profonds de ces séries ($n < 14$) sont très perturbés par des niveaux de la configuration $6p^2$ et de nombreux niveaux des configurations $4f^{13}6s^26p$ et $4f^{13}5d6s6p$. Le nombre de ces perturbations est trop important pour que nous ayons pu étendre l'étude par la M.Q.D.T. des séries $6snd \ ^1,^3D_2$ aux termes plus profonds que $n=8$. Dans cette région, heureusement, les résultats essentiels de l'étude paramétrique de Wyart et Camus rendent bien compte du spectre de l'ytterbium. En ce qui concerne les niveaux plus excités des séries ($n \geq 14$) la structure du spectre est plus simple, dans la mesure où les configurations à deux électrons excités, par exemple $5dn\ell$ ($n\ell = nd, ns$), s'étendent au-delà de la première limite d'ionisation et que les seules perturbations sont dues à des niveaux de la configuration $4f^{13}5d6s6p$ et, dans cette région, les études M.Q.D.T. réalisées donnent des résultats tout à fait satisfaisants. Cette étude M.Q.D.T. a pu être entreprise grâce à l'étude paramétrique réalisée par Wyart et Camus [14] et l'ensemble des résultats obtenus par les deux méthodes décrit correctement les spectres pairs $J=0$ et $J=2$ de l'ytterbium. Ces connaissances permettent d'envisager l'étude d'éléments plus complexes comme le thulium et l'euporium, pour lesquels le caractère alcalino-terreux disparaît puisque la couche $4f$ de ces atomes n'est pas complète. Par rapport au cas de l'ytterbium, ces études seront compliquées par des difficultés d'interprétation et de détermination des perturbateurs.

Au cours de notre étude expérimentale, nous avons noté que plusieurs phénomènes résultaient de l'influence simultanée des collisions et d'un rayonnement intense, mais n'ont pas reçu d'explications définitives. C'est ainsi qu'il serait intéressant d'étudier plus précisément les mécanismes qui permettent d'exciter des atomes vers des niveaux qui ne sont pas peuplés directement par un rayonnement laser. Les processus qui conduisent au profil dissymétrique de la raie de résonance ($4f^{14}6s^2 \ ^1S_0 - 4f^{14}6s6p \ ^1P_1^o$) restent eux aussi à étudier.



ADDENDUM

Mirza et Duley ont publié, après la rédaction de cette thèse, un article concernant l'absorption à deux photons dans l'ytterbium [49].

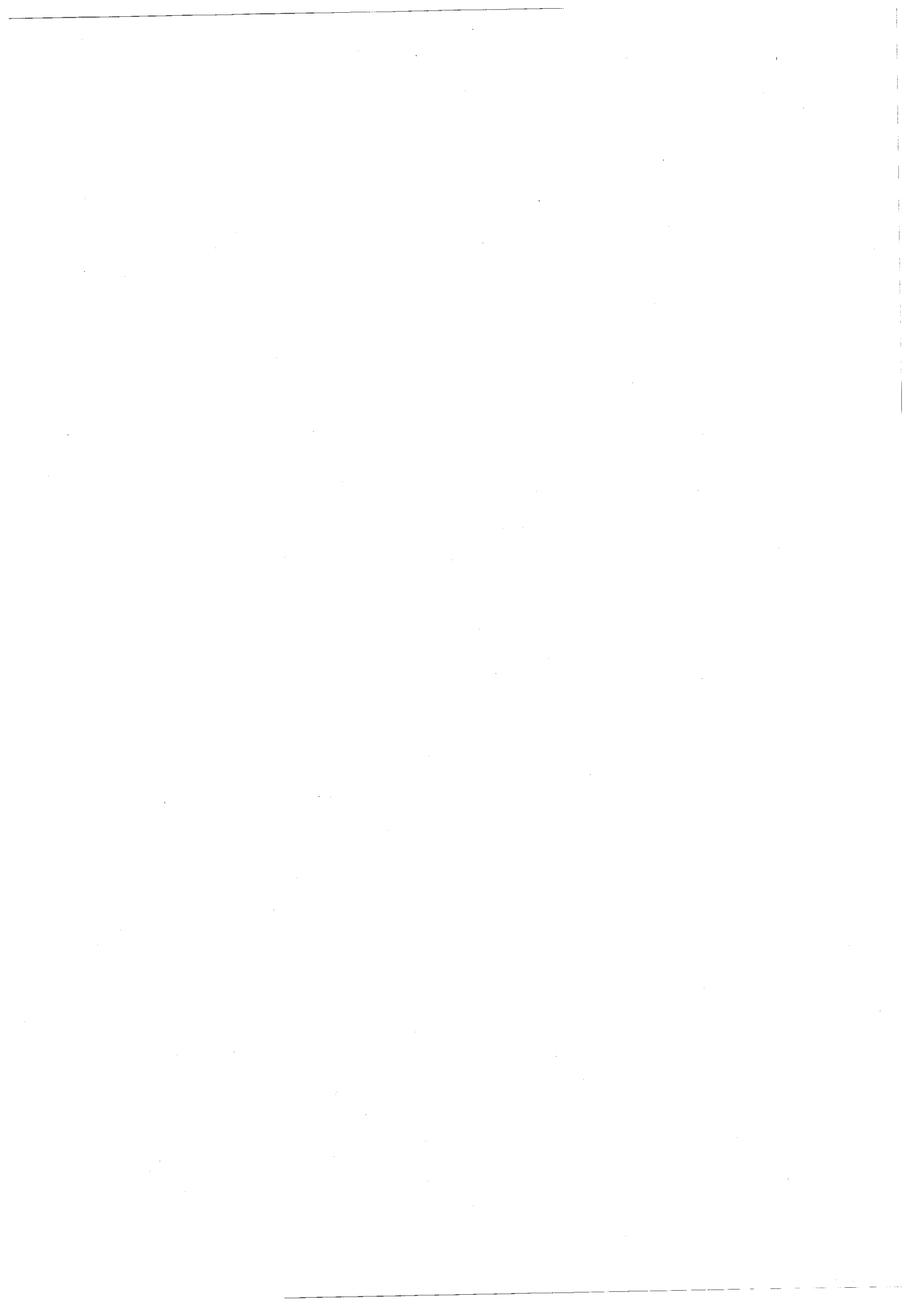
Certaines de leurs observations confirment les résultats mentionnés dans notre lettre à l'éditeur [35]. Dans leur expérience, la résolution est plus faible que la nôtre et ils n'ont pu étendre leurs observations des séries $6sns\ ^1S_0$ et $6snd\ ^1D_2$ que jusqu'aux niveaux $n=18$ et $n=21$ respectivement. L'interprétation des résultats ne tient pas compte de la récente publication de Meggers et Tech [7] qui remet en cause la classification de nombreux niveaux profonds. Cette interprétation est en désaccord avec les résultats de l'analyse par la méthode du défaut quantique à plusieurs voies des spectres discrets pairs $J=0$ et $J=2$.

[49] Mirza, M. V., Duley, W. W., Optics Communications, 28, n° 2, p. 179 (Février 1979).



REFERENCES

- [1] Meggers, W. F., and Scribner, B. F., J. Res. Nat. Bur. Stand. (U.S.), 19, 651-664 (Déc. 1937) RP 1053.
- [2] Meggers, W. F., and Corliss, C. H., J. Res. Nat. Bur. Stand. (U.S.) 70A, n° 1, 63-106 (1966).
- [3] Meggers, W. F., Corliss, C. H., and Scribner, B. F., Tables of Spectral line Intensities, N.B.S. Mono. 145, Pt I (U.S. Gov't Printing Office, Washington, D.C.) (1975).
- [4] Sugar, J., J. Res. Nat. Bur. Stand. (U.S.), 66A, n° 4, 321-324 (1962).
- [5] Humphreys, C. J., and Paul, E., Infrared atomic spectra, Quartely Report Foundational Research Projects NAVORD, Report 5970, NOIC Report 473, 57 pp. (1959).
- [6] Spector, N., J. Opt. Soc. Am. 61, 1350 (1971).
- [7] Meggers, W. F., Tech, J. L., J. Res. Nat. Bur. Stand. (U.S.), 83, n° 1, 13-70 (1978).
- [8] Camus, P., Tomkins, F. S., J. Phys. (Paris) 30, 545 (1969).
- [9] Esherick, P., Armstrong, J. A., Dreyfus, R. W., Wynne, J. J., Phys. Rev. Lett. 36, 1296 (1976).
- [10] Armstrong, J. A., Esherick, P., Wynne, J. J., Phys. Rev. A 15, n° 1, p. 180-196 (1977).
- [11] Rubbmark, J. R., Borgström, S. A., Bockasten, K., J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 10, n° 3, p. 421-432 (1977).
- [12] Aymar, M., Camus, P., Dieulin, M., Morillon, C., Phys. Rev. A 18, n° 5, p. 2173 (1978).
- [13] Aymar, M., Robaux, O., Publication à paraître dans Phys. Rev. .
- [14] Wyart, J. F., Camus, P., Publication à paraître dans Physica Scripta.
- [15] Camus, P., Morillon, C., J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 10, L133 (1977).
- [16] Grover, G. M., Cotter, T. P., Ericksson, G. F., J. Appl. Phys. 35, 1990 (1964).



- [17] Vidal, C. R., Haller, F. B., Rev. of Sc. Instr. 42, n° 12 (1971) ;
Vidal, C. R., Cooper, J., J. Appl. Phys. 10, n° 8 (1969) ;
Eastman, G. Y., Sci. Amer. 218, 5, 38 (1968).
- [18] Molher, F. L., Foote, P. D., and Chenault, R. L., Phys. Rev. 27,
p. 37-50 (1926).
- [19] Popescu, I., Ghita, C., Popescu, D., Musa, G., Ann. Phys. Lpz.
18, p. 103-111 (1966).
- [20] Marr, G. V., Wherrett, S. R., J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 5,
p. 1735-43 (1972).
- [21] Popescu, D., Collins, C. B., Johnson, B. W., Popescu, I., Phys.
Rev. A 9, n° 3, p. 1182-87 (1973).
- [22] Collins, C. B., Johnson, B. W., Mirza, M. Y., Popescu, D.,
Popescu, I., Phys. Rev. A 10, n° 3, p. 813-21 (1973).
- [23] Collins, C. B., Curry, S. M., Johnson, B. W., Mirza, M. Y.,
Chellehmalzabeth, M. A., and Anderson, J. A., Popescu, D.,
Popescu, I., Phys. Rev. A 14, n° 5, p. 1662-69 (1976).
- [24] Ewart, P., Purdie, A. F., J. Phys. B 9, n° 15, L437 (1976).
- [25] Esherick, P., Phys. Rev. A 15, p. 1920 (1977).
- [26] Armstrong, J. A., Wynne, J. J., Esherick, P., Publication à
paraître dans J.O.S.A. .
- [27] Kingdom, K. H., Phys. Rev. 21, p. 408-18 (1923).
- [28] Goppert-Mayer, M., Ann. Phys. 9, p. 273 (1931).
- [29] Winter, J. M., Thèse, Annales de Phys. 4, 749 (1959).
- [30] Popescu, D., Pascu, M. L., Collins, C. B., Johnson, B. W., and
Popescu, I., Phys. Rev. A 8, p. 1666 (1973).
- [31] Lambropoulos, P., "Topics on multiphoton processes in atoms",
Advances in Atomic and Molecular Physics, 12, Academic Press,
(1976).
- [32] Aux frontières de la spectroscopie laser, Les Houches, 1975,
Session XXVII, vol. 1, Ed. R. Balian, S. Haroche, S. Liberman
(North Holland publishing Co).
- [33] Aymar-Fehrenbach, M., Thèse de Doctorat, Orsay
- [34] Cagnac, B., Grynberg, G., Biraben, F., J. de Physique 34, p. 845
(1973).



- [35] Camus, P., Débarre, A., Morillon, C., J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 11, n° 13, L395 (1978).
- [36] Camus, P., Débarre, A., Morillon, C., Communication à E.G.A.S. (Munich, 1978).
- [37] Prats, F., and Fano, U., "Atomic Collision processes", M. R. C. McDowell Ed. (North Holland Publishing Co, Amsterdam, 1964) p. 60.
- [38] Fano, U., and Cooper, J. W., Phys. Rev. 137, A 1364 (1965).
- [39] Shore, B. W., J. of Opt. Soc. of Am. 57, n° 7, p. 881 (1967).
- [40] Bjorkholm, J. E., Liao, P. F., Phys. Rev. A 14, n° 2, p. 751 (1976).
- [41] Worden, E. F., Paisner, J. A., Conway, J. G., Opt. Letters 3, n° 4, p. 156 (1978).
- [42] Esherick, P., Wynne, J. J., Armstrong, J. A., Optics Letters 1, p. 19 (1977).
- [43] Seaton, M. J., Proc. Phys. Soc. 88, p. 801 (1966).
- [44] Lu, K. T., Fano, U., Phys. Rev. A 2, p. 81-86 (1970).
- [45] Lu, K. T., Phys. Rev. A 4, p. 579-96 (1971).
- [46] Lee, C. M., and Lu, K. T., Phys. Rev. A 8, p. 1241-57 (1973).
- [47] Fano, U., J. Opt. Soc. Am. 65, p. 979-87 (1975).
- [48] Seaton, M. J., Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 118, 504 (1958).



TABLEAU I



TABLEAU I : Résultats expérimentaux pour l'absorption à deux photons.

σ (cm^{-1})	$\Delta\sigma$ (cm^{-1})	I	spectre	niveau	E (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	observation
23174.50	0.06	M					l , as
23189.87	0.14	tf					l
23202.81	0.13	tf	A	6s8d 1D_2	46405.62	0.26	
23203.81	0.12	tf					l
23211.85	0.08	f					
23213.76	0.10	tf					
23215.68	0.10	tf	A	$4f^{13}5d6s6p$ 5F_2 [14]	46431.36	0.20	
23217.12	0.10	F	C ₂	$4f^{13}5d^26s$ $^3D_3^o$	48488.02	0.10	l
23245.35	0.10	M					} l
23250.59	0.20	tf					
23253.98	0.07	M					
23258.03	0.10	M					l
23259.46	0.08	f					l
23276.33	0.15	tf	B	$6p^2$ 1S_0	48344.56	0.15	l , as
23283.24	0.07	f					
23289.21	0.25	tf	B	6s10d 3D_2	48357.44	0.25	
23296.83	0.07	M					
23302.71	0.05	M					

(suite 1)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm^{-1})	$\Delta E (\text{cm}^{-1})$	observation
23308.85	0.12	tf					<i>l</i>
23335.29	0.08	M	B	6s10d ¹ D ₂	48403.52	0.08	
23337.77	0.06	F					<i>l</i>
23339.06	0.15	F					} as, c, <i>l</i>
23339.41	0.15	F					
23343.47	0.06	F					as
23344.76	0.06	M					<i>l</i>
23385.71	0.10	tf					
23390.71	0.07	f					as
23402.72	0.08	M	C ₁	6f8f ³ F ₃	48154.67	0.08	<i>l</i>
23433.31	0.05	M					<i>l</i>
23438.77	0.15	F					as
23446.62	0.20	tf	A	6s10s ¹ S ₀	46893.24	0.40	
23452.55	0.03	M					
23477.78	0.03	M					
23483.62	0.06	f					<i>l</i>
23485.71	0.08	f	C ₁	4f ¹³ 5d ² 6s J=3	48237.66	0.08	
23502.56	0.07	f					<i>l</i>
23531.78	0.06	f					
23554.11	0.10	M					} c, <i>l</i>
23555.08	0.10	M					

(suite 2)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
23560.57	0.07	M					ℓ
23569.41	0.04	F					} c, ℓ
23575.00	0.11	f					
23576.00	0.08	M					
23581.74	0.06	F					
23630.41	0.09	f					
23649.81	0.07	f					
23655.24	0.15	M	B	6s12s ¹ S ₀	48723.47	0.15	ℓ
23670.84	0.03	TF	A	4f ¹³ 5d6s6p ³ F ₂ [14]	47341.68	0.06	
23680.09	0.10	tf					ℓ
23685.73	0.10	tf					
23694.29	0.06	M					
23710.48	0.03	TF					
23714.72	0.06	f					
23724.68	0.10	tf					ℓ
23736.95	0.06	f					
23769.87	0.11	tf	B	6s11d ³ D ₂	48838.10	0.11	ℓ
23784.19	0.03	M					
23791.67	0.06	f					
23795.68	0.05	F	C ₂	6s10f ³ F ₄	49066.58	0.05	ℓ

(suite 3)

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
23813.97	0.09	M					as
23815.06	0.15	tf	B	6s11d ¹ D ₂	48883.29	0.15	ℓ
23904.24	0.03	M	A	6s11s ¹ S ₀	47808.49	0.06	
23910.87	0.05	TF	A	6p ² ¹ D ₂	47821.74	0.10	
23917.24	0.10	tf					ℓ
23940.60	0.12	f	C ₁	6s9f ³ F ₃	48692.55	0.12	ℓ
23948.11	0.16	tf					ℓ
23949.83	0.12	f	C ₁	6s9f ³ F ₂	48701.78	0.12	ℓ
23967.20	0.05	f	C ₁	6s12p ³ P ₁ ^o	48719.15	0.05	
23978.17	0.10	tf	B	6s13s ¹ S ₀	49046.40	0.10	ℓ
24067.78	0.04	F	A	4f ¹³ 5d6s6p ⁵ D ₂ [14]	48135.56	0.08	
23083.30	0.15	M					ℓ
24092.89	0.05	f	B	6s12d ³ D ₂	49161.12	0.05	
24101.65	0.09	tf					
24105.16	0.09	tf					
24107.78	0.06	M	B	6s12d ¹ D ₂	49176.01	0.06	
24113.67	0.12	F					as
24155.54	0.10	tf					
24160.31	0.04	TF					
24172.19	0.03	M	A	6p ² ¹ S ₀	48344.38	0.06	
24174.26	0.10	tf					ℓ

(suite 4)

σ (cm^{-1})	$\Delta\sigma$ (cm^{-1})	I	spectre	niveau	E (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	observation
24178.55	0.06	M	B	$4f^{13}5d6s6p$ 3F_2 [14]	49246.78	0.06	
24178.81	0.03	M	A	$6s10d$ 3D_2	48357.62	0.06	
24191.67	0.05	F					
24201.73	0.03	F	A	$6s10d$ 1D_2	48403.46	0.06	
24234.29	0.12	M	B	$6s14s$ 1S_0	49302.52	0.12	ℓ , as
24303.82	0.12	M	C_1	$6s10f$ 3F_3	49055.77	0.12	ℓ
24330.87	0.05	f	B	$6s13d$ 3D_2	49399.10	0.05	
24340.34	0.10	M	B	$6s13d$ 1D_2	49408.57	0.10	
24361.76	0.03	F	A	$6s12s$ 1S_0	48723.52	0.06	
24381.76	0.10	f	A	$4f^{13}5d6s6p$ 3D_2	48762.52	0.20	ℓ
24419.07	0.03	F	A	$6s11d$ 3D_2	48838.14	0.06	
24431.01	0.06	M	B	$6s15s$ 1S_0	49499.24	0.06	
24441.06	0.03	M	A	$6s11d$ 1D_2	48883.12	0.06	
24458.88	0.10	tf					
24508.11	0.10	f	B	$6s14d$ 3D_2	49576.34	0.10	
24515.11	0.12	f	} C_2	$6s14d$ 1D_2	49583.34	0.12	ℓ
				$6s14f$ 3F_4	49785.20	0.12	
24523.23	0.03	F	A	$6s13s$ 1S_0	49046.46	0.06	
24578.50	0.10	f	C_1	$6s11f$ 3F_3	49330.45	0.10	
24580.56	0.04	f	A	$6s12d$ 3D_2	49161.12	0.08	
24581.77	0.10	f	B	$6s16s$ 1S_0	49650.00	0.10	as

(suite 5)

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
24588.00	0.03	TF	A	6s12d ¹ D ₂	49175.99	0.06	
24612.47	0.13	tf					as
24623.39	0.05	F	A	4f ¹³ 5d6s6p ³ F ₂ [14]	49246.78	0.10	
24643.73	0.10	tf	B	6s15d ³ D ₂	49711.96	0.10	
24648.89	0.06	M	B	6s15d ¹ D ₂	49717.12	0.06	
24651.27	0.03	F	A	6s14s ¹ S ₀	49302.54	0.06	
24699.50	0.15	M	{ A	6s13d ³ D ₂	49399.00	0.30	
			{ B	6s17s ¹ S ₀	49767.73	0.15	
24704.29	0.03	F	A	6s13d ¹ D ₂	49408.58	0.06	
24749.53	0.12	F	A	6s15s ¹ S ₀	49499.05	0.24	c
24751.71	0.20	f		4f ¹⁴ 5d6s ³ D ₂	24751.71		Transition quadrupolaire électrique
24752.64	0.07	f					ℓ
24753.89	0.05	M	B	6s16d ¹ D ₂	49822.11	0.05	
24771.52	0.05	f					ℓ
24772.97	0.05	M	C ₁	6s12f ³ F ₃	49524.92	0.05	
24784.37	0.09	f	C ₁	6s15p ³ P ₁ ^o	49536.32	0.09	ℓ
24788.19	0.05	M	A	6s14d ³ D ₂	49576.38	0.10	
24791.23	0.30	f	B	6s18s ¹ S ₀	49859.46	0.30	}c
24791.62	0.05	F	A	6s14d ¹ D ₂	49583.23	0.10	
24794.52	0.06	f					

(suite 6)

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
24825.05	0.03	M	A	6s16s ¹ S ₀	49650.10	0.06	
24829.14	0.06	M	B	4f ¹³ 5d6s6p ³ P ₀ [14]	49897.37	0.06	<i>l</i>
24834.54	0.05	M	B	6s17d ³ D ₂	49902.77	0.05	
24837.55	0.05	M	B	6s17d ¹ D ₂	49905.78	0.05	
24856.08	0.04	M	A	6s15d ³ D ₂	49712.17	0.08	
24858.60	0.04	F	A	6s15d ¹ D ₂	49717.19	0.08	
24872.48	0.04	M	B	6s19s ¹ S ₀	49940.71	0.04	
24883.92	0.04	M	A	6s17s ¹ S ₀	49767.84	0.08	
24901.75	0.12	tf					as
24903.15	0.05	M	B	6s18d ³ D ₂	49971.38	0.05	
24904.11	0.10	tf					
24905.50	0.04	F	B	6s18d ¹ D ₂	49973.73	0.04	
24909.10	0.03	M	A	6s16d ³ D ₂	49818.19	0.06	
24911.03	0.03	F	A	6s16d ¹ D ₂	49822.05	0.06	
24917.34	0.09	f					as
24925.60	0.07	f					
24929.75	0.05	M	A	6s18s ¹ S ₀	49859.51	0.10	
24933.10	0.06	f	B	6s20s ¹ S ₀	50001.33	0.06	
24937.14	0.10	tf					
24948.64	0.05	TF	A	4f ¹³ 5d6s6p ³ P ₀ [14]	49897.27	0.10	
24951.41	0.03	M	A	6s17d ³ D ₂	49902.82	0.06	

(suite 7)

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
24952.90	0.02	F	A	6s17d ¹ D ₂	49905.80	0.04	
24959.40	0.10	tf	B	6s19d ³ D ₂	50027.63	0.10	
24961.34	0.06	M	B	6s19d ¹ D ₂	50029.57	0.06	
24970.39	0.04	F	A	6s19s ¹ S ₀	49940.79	0.08	
24983.69	0.10	tf	B	6s21s ¹ S ₀	50051.92	0.10	as
24985.65	0.03	M	A	6s18d ³ D ₂	49971.30	0.06	
24986.83	0.02	F	A	6s18d ¹ D ₂	49973.66	0.05	
25000.67	0.04	M	A	6s20s ¹ S ₀	50001.35	0.08	
25006.21	0.10	tf	B	6s20d ³ D ₂	50074.44	0.10	
25007.81	0.06	f	B	6s20d ¹ D ₂	50076.04	0.06	
25013.84	0.05	M	A	6s19d ³ D ₂	50027.68	0.10	
25014.83	0.03	F	A	6s19d ¹ D ₂	50029.66	0.06	
25025.87	0.10	f	A	6s21s ¹ S ₀	50051.74	0.20	ℓ, as
25037.32	0.10	f	A	6s20d ³ D ₂	50074.64	0.20	ℓ
25038.09	0.10	F	A	6s20d ¹ D ₂	50076.19	0.20	ℓ
25045.44	0.10	f	B	6s21d ³ D ₂	50113.67	0.10	ℓ
25046.95	0.11	M	B	6s21d ¹ D ₂	50115.18	0.11	ℓ
25047.35	0.10	M	A	6s22s ¹ S ₀	50094.71	0.20	ℓ
25054.91	0.20	tf					ℓ
25057.01	0.15	M	A	6s21d ³ D ₂	50114.02	0.30	ℓ
25057.67	0.15	F	A	6s21d ¹ D ₂	50115.33	0.30	ℓ

(suite 8)

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
25062.44	0.10	F		6s6p ¹ P ₁ ^o			<i>l</i>
25068.15	0.50			6s22d ³ D ₂	50147.11	0.10	<i>l</i> , as résonance
25078.88	0.10	M	B	6s22d ¹ D ₂	50148.59	0.10	<i>l</i>
25080.37	0.10	F	B	6s22d ¹ D ₂			<i>l</i>
25085.59	0.20	tf					<i>l</i>
25088.24	0.10	F	A	6s23d ¹ D ₂	50176.47	0.20	<i>l</i>
25093.32	0.06	f					
25093.95	0.04	M	A	6s25s ¹ S ₀	50187.89	0.08	
25100.50	0.02	F	A	6s24d ¹ D ₂	50201.00	0.05	
25105.42	0.03	M	A	6s26s ¹ S ₀	50210.83	0.06	
25107.36	0.10	f	B	6s23d ³ D ₂	50175.59	0.10	
25108.31	0.06	f	B	6s23d ¹ D ₂	50176.54	0.06	
25109.76	0.08	tf					
25111.06	0.04	F	A	6s25d ¹ D ₂	50222.12	0.04	
25115.43	0.05	M	A	6s27s ¹ S ₀	50230.85	0.10	
25118.26	0.30	tf					
25120.09	0.05	M	A	6s26d ¹ D ₂	50240.19	0.10	
25122.20	0.04	TF	A	4f ¹³ 5d6s6p ³ P ₂ [14]	50244.40	0.08	
25124.12	0.03	M	A	6s28s ¹ S ₀	50248.24	0.06	
25128.63	0.05	F	A	6s27d ¹ D ₂	50257.26	0.10	
25131.84	0.03	M	A	6s29s ¹ S ₀	50263.68	0.06	

(suite 9)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	$\Delta E(\text{cm}^{-1})$	observation
25132.74	0.04	M	B	6s24d ¹ D ₂	50200.97	0.04	
25135.81	0.03	F	A	6s28d ¹ D ₂	50271.61	0.06	
25138.71	0.05	M	A	6s30s ¹ S ₀	50277.42	0.10	
25142.19	0.03	F	A	6s29d ¹ D ₂	50284.38	0.06	as
25144.70	0.03	M	A	6s31s ¹ S ₀	50289.39	0.06	
25147.90	0.03	F	A	6s30d ¹ D ₂	50295.79	0.06	
25150.20	0.04	M	A	6s32s ¹ S ₀	50300.39	0.07	
25152.99	0.03	F	A	6s31d ¹ D ₂	50305.99	0.06	
25153.91	0.03	M	B	6s25d ¹ D ₂	50222.14	0.06	
25155.09	0.07	M	A	6s33s ¹ S ₀	50310.18	0.15	ℓ
25157.60	0.04	M	A	6s32d ¹ D ₂	50315.21	0.08	
25159.50	0.02	M	A	6s34s ¹ S ₀	50318.99	0.04	
25161.79	0.03	F	A	6s33d ¹ D ₂	50323.58	0.06	
25162.56	0.06	f	B	6s27s ¹ S ₀	50230.79	0.06	
25163.48	0.03	M	A	6s35s ¹ S ₀	50326.96	0.06	
25165.55	0.03	F	A	6s34d ¹ D ₂	50331.09	0.06	
25167.06	0.03	M	A	6s36s ¹ S ₀	50334.13	0.05	
25168.94	0.03	F	A	6s35d ¹ D ₂	50337.88	0.06	
25170.38	0.05	M	A	6s37s ¹ S ₀	50340.76	0.10	
25172.04	0.03	F	A	6s36d ¹ D ₂	50344.08	0.05	
25173.31	0.05	M	A	6s38s ¹ S ₀	50346.62	0.10	

(suite 10)

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
25174.91	0.02	F	A	6s37d ¹ D ₂	50349.82	0.05	
25176.14	0.04	F	B	4f ¹³ 5d6s6p ³ P ₂ [14]	50244.37	0.04	
25177.51	0.02	F	A	6s38d ¹ D ₂	50355.01	0.05	
25178.57	0.04	M	A	6s40s ¹ S ₀	50357.15	0.08	
25179.89	0.10	F	A	6s39d ¹ D ₂	59359.78	0.20	}c
25180.01	0.20	M	B	6s28s ¹ S ₀	50248.24	0.20	
25180.90	0.05	M	A	6s41s ¹ S ₀	50361.79	0.10	
25182.10	0.04	M	A	6s40d ¹ D ₂	50364.20	0.08	
25183.03	0.06	f	A	6s42s ¹ S ₀	50366.06	0.12	
25184.10	0.04	M	A	6s41d ¹ D ₂	50368.20	0.08	
25184.89	0.04	f	A	6s43s ¹ S ₀	50369.77	0.08	
25185.98	0.03	M	A	6s42d ¹ D ₂	50371.95	0.05	
25186.32	0.06	f	A	6s44s ¹ S ₀	50373.64	0.12	
25187.80	0.05	M	A	6s43d ¹ D ₂	50375.60	0.11	
25188.53	0.08	f	A	6s45s ¹ S ₀	50377.07	0.16	}c
25189.03	0.04	M	B	6s27d ¹ D ₂	50257.26	0.04	
25190.07	0.06	f	A	6s46s ¹ S ₀	50380.14	0.12	
25190.97	0.03	M	A	6s45d ¹ D ₂	50381.94	0.06	
25191.56	0.06	f	A	6s47s ¹ S ₀	50383.12	0.12	
25192.28	0.03	M	A	6s46d ¹ D ₂	50384.56	0.06	
25192.85	0.07	f	A	6s48s ¹ S ₀	50385.70	0.14	

(suite 11)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
25193.62	0.03	M	A	6s47d ¹ D ₂	50387.23	0.06	
25194.18	0.07	f	A	6s49s ¹ S ₀	50388.37	0.14	
25194.81	0.04	M	A	6s48d ¹ D ₂	50389.61	0.08	
25195.45	0.10	f	B	6s29s ¹ S ₀	50263.68	0.10	
25196.04	0.07	f	A	6s49d ¹ D ₂	50392.08	0.14	
25196.49	0.10	tf	A	6s51s ¹ S ₀	50392.98	0.20	
25197.03	0.05	f	A	6s50d ¹ D ₂	50394.06	0.10	
25197.52	0.10	tf	A	6s52s ¹ S ₀	50395.05	0.20	
25198.11	0.06	f	A	6s51d ¹ D ₂	50396.21	0.12	
25199.03	0.06	f	A	6s52d ¹ D ₂	50398.05	0.12	
25199.30	0.10	tf	A	6s54s ¹ S ₀	50398.59	0.20	
25199.89	0.10	tf	A	6s53d ¹ D ₂	50399.79	0.20	
25200.78	0.15	tf	A	6s54d ¹ D ₂	50401.60	0.30	
25201.55	0.15	tf	A	6s55d ¹ D ₂	50403.09	0.30	
25202.33	0.15	tf	A	6s56d ¹ D ₂	50404.66	0.30	
25203.34	0.09	M	B	6s28d ¹ D ₂	50271.57	0.09	
25209.29	0.05	M	B	6s30s ¹ S ₀	50277.52	0.05	
25216.12	0.04	M	B	6s29d ¹ D ₂	50284.35	0.04	
25221.21	0.05	M	B	6s31s ¹ S ₀	50289.44	0.05	
25227.56	0.04	M	B	6s30d ¹ D ₂	50295.80	0.04	
25232.16	0.05	M	B	6s32s ¹ S ₀	50300.39	0.05	

(suite 12)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	observation
25237.78	0.05	M	B	6s31d	1D ₂	50306.01	0.05
25242.01	0.04	M	B	6s33s	1S ₀	50310.24	0.04
25247.00	0.04	M	B	6s32d	1D ₂	50315.24	0.04
25250.76	0.06	M	B	6s34s	1S ₀	50318.99	0.06
25255.35	0.05	M	B	6s33d	1D ₂	50323.58	0.05
25258.63	0.08	M	B	6s35s	1S ₀	50326.86	0.08
25262.87	0.04	M	B	6s34d	1D ₂	50331.10	0.04
25265.89	0.07	f	B	6s36s	1S ₀	50334.12	0.07
25269.65	0.04	M	B	6s35d	1D ₂	50337.88	0.04
25272.53	0.06	f	B	6s37s	1S ₀	50340.76	0.06
25275.85	0.05	M	B	6s36d	1D ₂	50344.08	0.05
25278.40	0.06	f	B	6s38s	1S ₀	50346.63	0.06
25281.57	0.04	M	B	6s37d	1D ₂	50349.80	0.04
25283.93	0.07	f	B	6s39s	1S ₀	50352.16	0.07
25286.77	0.06	M	B	6s38d	1D ₂	50355.00	0.06
25288.87	0.10	f	B	6s40s	1S ₀	50357.10	0.10
25291.55	0.05	M	B	6s39d	1D ₂	50359.78	0.05
25293.47	0.09	f	B	6s41s	1S ₀	50361.70	0.09
25295.97	0.05	M	B	6s40d	1D ₂	50364.20	0.05
25297.65	0.10	f	B	6s42s	1S ₀	50365.88	0.10
25299.96	0.05	M	B	6s41d	1D ₂	50368.19	0.05

(suite 13)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	observation
25301.61	0.08	f	B	6s43s ¹ S ₀	50369.84	0.08	
25303.70	0.04	M	B	6s42d ¹ D ₂	50371.93	0.04	
25305.31	0.07	f	B	6s44s ¹ S ₀	50373.54	0.07	
25307.35	0.05	M	B	6s43d ¹ D ₂	50375.58	0.05	
25308.87	0.08	f	B	6s45s ¹ S ₀	50377.10	0.08	
25310.45	0.06	M	B	6s44d ¹ D ₂	50378.68	0.06	
25311.95	0.08	f	B	6s46s ¹ S ₀	50380.18	0.08	
25313.69	0.05	M	B	6s45d ¹ D ₂	50381.92	0.08	
25314.78	0.09	f	B	6s47s ¹ S ₀	50383.01	0.07	
25316.34	0.06	M	B	6s46d ¹ D ₂	50384.57	0.06	
25317.42	0.08	f	B	6s48s ¹ S ₀	50385.65	0.08	
25318.95	0.06	M	B	6s47d ¹ D ₂	50387.18	0.06	
25320.14	0.09	f	B	6s49s ¹ S ₀	50388.37	0.09	
25321.51	0.07	M	B	6s48d ¹ D ₂	50389.74	0.07	
25322.55	0.10	f	B	6s50s ¹ S ₀	50390.78	0.10	
25323.85	0.09	f	B	6s49d ¹ D ₂	50392.08	0.09	
25324.54	0.10	f	B	6s51s ¹ S ₀	50393.07	0.10	
25325.83	0.09	f	B	6s50d ¹ D ₂	50394.06	0.09	
25326.82	0.13	f	B	6s52s ¹ S ₀	50395.05	0.13	
25327.98	0.10	f	B	6s51d ¹ D ₂	50396.21	0.10	
25328.83	0.11	f	B	6s53s ¹ S ₀	50397.06	0.11	

(suite 14)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	observation
25329.83	0.09	f	B	6s52d ¹ D ₂	50398.06	0.09	
25330.55	0.12	f	B	6s54s ¹ S ₀	50398.78	0.12	
25331.64	0.08	f	B	6s53d ¹ D ₂	50399.87	0.08	
25332.35	0.14	f	B	6s55s ¹ S ₀	50400.58	0.14	
25333.32	0.09	f	B	6s54d ¹ D ₂	50401.55	0.09	
25334.07	0.07	f	B	6s55d ¹ D ₂	50403.09	0.07	
25334.86	0.10	f	B	6s55s ¹ S ₀	50402.20	0.10	
25335.44	0.10	f	B	6s57s ¹ S ₀	50403.67	0.10	
25336.40	0.09	f	B	6s56d ¹ D ₂	50404.63	0.09	
25337.00	0.11	f	B	6s58s ¹ S ₀	50405.23	0.11	
25337.78	0.09	f	B	6s57d ¹ D ₂	50406.01	0.09	
25338.34	0.12	f	B	6s59s ¹ S ₀	50406.57	0.12	
25339.09	0.06	f	B	6s58d ¹ D ₂	50407.32	0.06	
25339.69	0.11	f	B	6s60s ¹ S ₀	50407.92	0.11	
25340.38	0.07	f	B	6s59d ¹ D ₂	50408.61	0.07	
25340.91	0.15	tf	B	6s61s ¹ S ₀	50409.14	0.15	
25341.60	0.08	f	B	6s60d ¹ D ₂	50409.83	0.08	
25341.94	0.15	tf	B	6s62s ¹ S ₀	50410.17	0.15	
25342.76	0.08	f	B	6s61d ¹ D ₂	50410.99	0.08	
25343.18	0.15	tf	B	6s63s ¹ S ₀	50411.41	0.15	
25343.81	0.09	f	B	6s62d ¹ D ₂	50412.04	0.09	

(suite 15)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
25344.22	0.20	tf	B	6s64s	50412.45	0.20	
25344.88	0.09	f	B	6s63d	50413.11	0.09	
25345.23	0.20	tf	B	6s65s	50413.46	0.20	
25345.80	0.12	tf	B	6s64d	50414.03	0.12	
25346.72	0.13	tf	B	6s65d	50414.95	0.13	
25347.66	0.13	tf	B	6s66d	50415.89	0.13	
25348.50	0.12	tf	B	6s67d	50416.73	0.12	
25349.34	0.13	tf	B	6s68d	50417.57	0.13	
25350.03	0.15	tf	B	6s69d	50418.26	0.15	
25350.80	0.15	tf	B	6s70d	50419.03	0.15	
25351.51	0.20	tf	B	6s71d	50419.74	0.20	
25352.20	0.20	tf	B	6s72d	50420.43	0.20	
25352.78	0.20	tf	B	6s73d	50421.01	0.20	
25353.38	0.20	tf	B	6s74d	50421.61	0.20	
25354.02	0.20	tf	B	6s75d	50422.25	0.20	
25354.60	0.20	tf	B	6s76d	50422.83	0.20	
25355.21	0.20	tf	B	6s77d	50423.44	0.20	
25355.69	0.25	tf	B	6s78d	50423.92	0.25	
25356.16	0.25	tf	B	6s79d	50424.39	0.25	
25356.54	0.25	tf	B	6s80d	50424.77	0.25	

50443.20 cm⁻¹

----- énergie d'ionisation

(suite 16)

$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\Delta\sigma(\text{cm}^{-1})$	I	spectre	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)	observation
25467.40	0.15	tf					
25484.54	0.15	tf					
25494.16	0.10	TF	A	$4f^{13}5d6s6p^3P_2$ [14]	50988.32	0.20	profil de Fano l, as
25599.32	0.10	M					
25639.52	0.18	tf					
25648.13	0.09	f					
25692.67	0.08	f					as
25890.06	0.16	tf					
25907.69	0.07	f					
25921.21	0.10	TF	A	$4f^{13}5d6s6p^5P$ [14]	51842.42	0.20	profil de Fano
25934.13	0.09	f					
25972.03	0.10	M					
25986.82	0.12	f					
26081.57	0.20	tf					
26180.91	0.30	tf					profil de Fano (as)

TABLE I : Résultats expérimentaux.

A : absorption de deux photons à partir du niveau $4f^{14}6s^2\ ^1S_0$.
B : absorption d'un photon à partir du niveau $4f^{14}6s6p\ ^1P_0$.
C₁ : absorption d'un photon à partir du niveau $4f^{14}5d6s\ ^3D_2$.
C₂ : absorption d'un photon à partir du niveau $4f^{14}5d6s\ ^3D_3$.



TABLEAU II

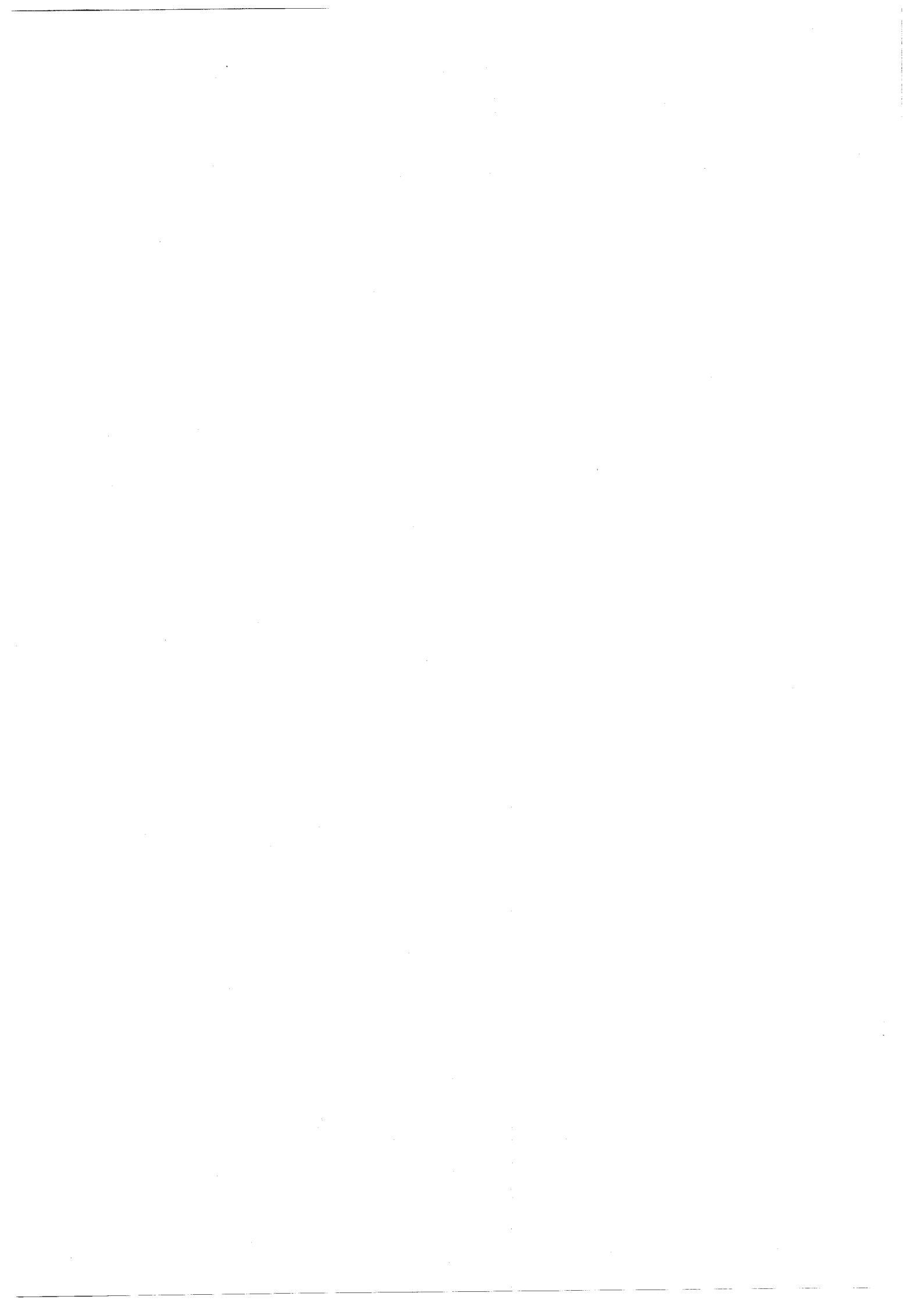
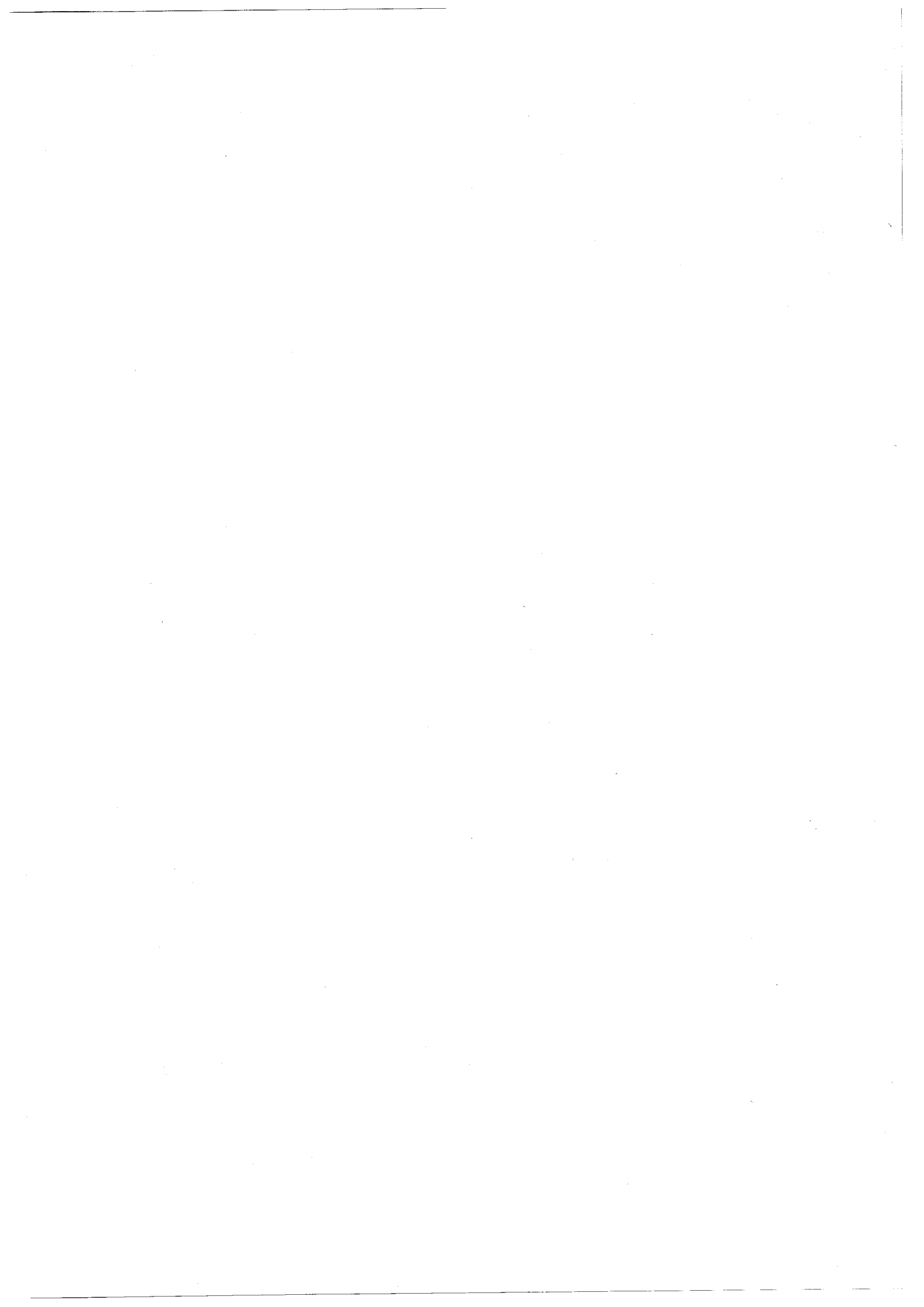


TABLEAU II : Résultats expérimentaux pour l'excitation en échelons.

σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)
32131.96	0.12	M	6s23s ³ S ₁	50123.98	0.12
32154.93	0.09	F	6s22d ³ D ₂	50146.95	0.09
32160.72	0.11	M	6s24s ³ S ₁	50152.74	0.11
32183.57	0.10	F	6s23d ³ D ₂	50175.59	0.10
32185.94	0.07	F			0.07
32194.26*	0.05	TF	4f ¹³ 6s ² 6p J=3	35807.52	0.05
32207.93	0.11	M	6s24d ³ D ₂	50199.95	0.11
32215.55	0.20	tf	6s26s ³ S ₁	50207.57	0.20
32229.46	0.06	M	6s25d ³ D ₂	50221.48	0.06
32248.08	0.10	f	6s26d ³ D ₂	50240.10	0.10
32253.94	0.30	tf	6s28s ³ S ₁	50245.96	0.30
32264.36	0.08	M	6s27d ³ D ₂	50256.38	0.08
32278.91	0.09	M	6s28d ³ D ₂	50270.93	0.09
32291.82	0.07	M	6s29d ³ D ₂	50283.84	0.07
32303.22	0.15	M	6s30d ³ D ₂	50295.24	0.15
32313.98	0.07	F	6s31d ³ D ₂	50306.00	0.07
32322.79	0.08	M	6s32d ³ D ₂	50314.81	0.08
32331.13	0.09	M	6s33d ³ D ₂	50323.15	0.09
32338.69	0.11	f	6s34d ³ D ₂	50330.71	0.11
32345.56	0.09	f	6s35d ³ D ₂	50337.58	0.09
32351.90	0.08	f	6s36d ³ D ₂	50343.92	0.08
32357.49	0.12	f	6s37d ³ D ₂	50349.51	0.12
32362.74	0.11	f	6s38d ³ D ₂	50354.76	0.11
32367.55	0.12	f	6s39d ³ D ₂	50359.57	0.12
32372.04	0.15	tf	6s40d ³ D ₂	50364.06	0.15
32376.11	0.14	tf	6s41d ³ D ₂	50368.13	0.14
32379.77	0.18	tf	6s42d ³ D ₂	50371.79	0.18
32383.26	0.12	tf	6s43d ³ D ₂	50375.28	0.12
32386.59	0.13	tf	6s44d ³ D ₂	50378.61	0.13
32389.69	0.15	tf	6s45d ³ D ₂	50381.71	0.15
32392.43	0.13	tf	6s46d ³ D ₂	50384.45	0.13



σ (cm ⁻¹)	$\Delta\sigma$ (cm ⁻¹)	I	niveau	E (cm ⁻¹)	ΔE (cm ⁻¹)
32397.39	0.16	tf	6s48d ³ D ₂	50389.41	0.16
32399.78	0.15	tf	6s49d ³ D ₂	50391.80	0.15
32401.83	0.18	tf	6s50d ³ D ₂	50393.85	0.18
32403.91	0.20	tf	6s51d ³ D ₂	50395.93	0.20
32405.76	0.20	tf	6s52d ³ D ₂	50397.78	0.20
32407.65	0.19	tf	6s53d ³ D ₂	50399.67	0.19
32409.24	0.25	tf	6s54d ³ D ₂	50401.26	0.25
43410.82	0.24	tf	6s55d ³ D ₂	50402.84	0.24
32412.41	0.25	tf	6s56d ³ D ₂	50404.43	0.25
32413.85	0.25	tf	6s57d ³ D ₂	50405.87	0.25
32417.72	0.25	tf	6s60d ³ D ₂	50409.74	0.25
32418.83	0.25	tf	6s61d ³ D ₂	50410.85	0.25

TABLEAU II : Résultats expérimentaux obtenus par absorption d'un photon à partir du niveau $4f^{14}6s6p \ ^3P_2^0$ ($E = 17992.02 \text{ cm}^{-1}$ [7]).

* $E = 35807.52 \text{ cm}^{-1}$: raie étalon correspondant à la transition à deux photons : $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^3P_2^0$ [7] - $4f^{13}6s^26p \ J=3$ [7].



TABLEAU III



Niveau	Energie
5d6s 3D_2	24751,95
5d6s 1D_2	27677,66
4f ¹³ 6s ² 6p 1D_2	35196,97
6s6d 3D_2	39838,05
4f ¹³ 5d6s6p	39880,27
6s6d 1D_2	40061,50
4f ¹³ 6s ² 6p 1D_2	42531,88
4f ¹³ 5d6s6p	43224,78
6s7d 3D_2	44313,05
6s7d 1D_2	44357,61
4f ¹⁴ 6p ² 3P_2	44760,37
4f ¹³ 5d6s6p	45338,54
4f ¹³ 6s ² 6p 3F_2	45913,87
6s8d 3D_2	46467,69

TABLEAU III

Liste des niveaux profonds pairs $J=2$ de Yb I en
dehors de notre étude expérimentale.

Niveaux observés par Meggers [7].

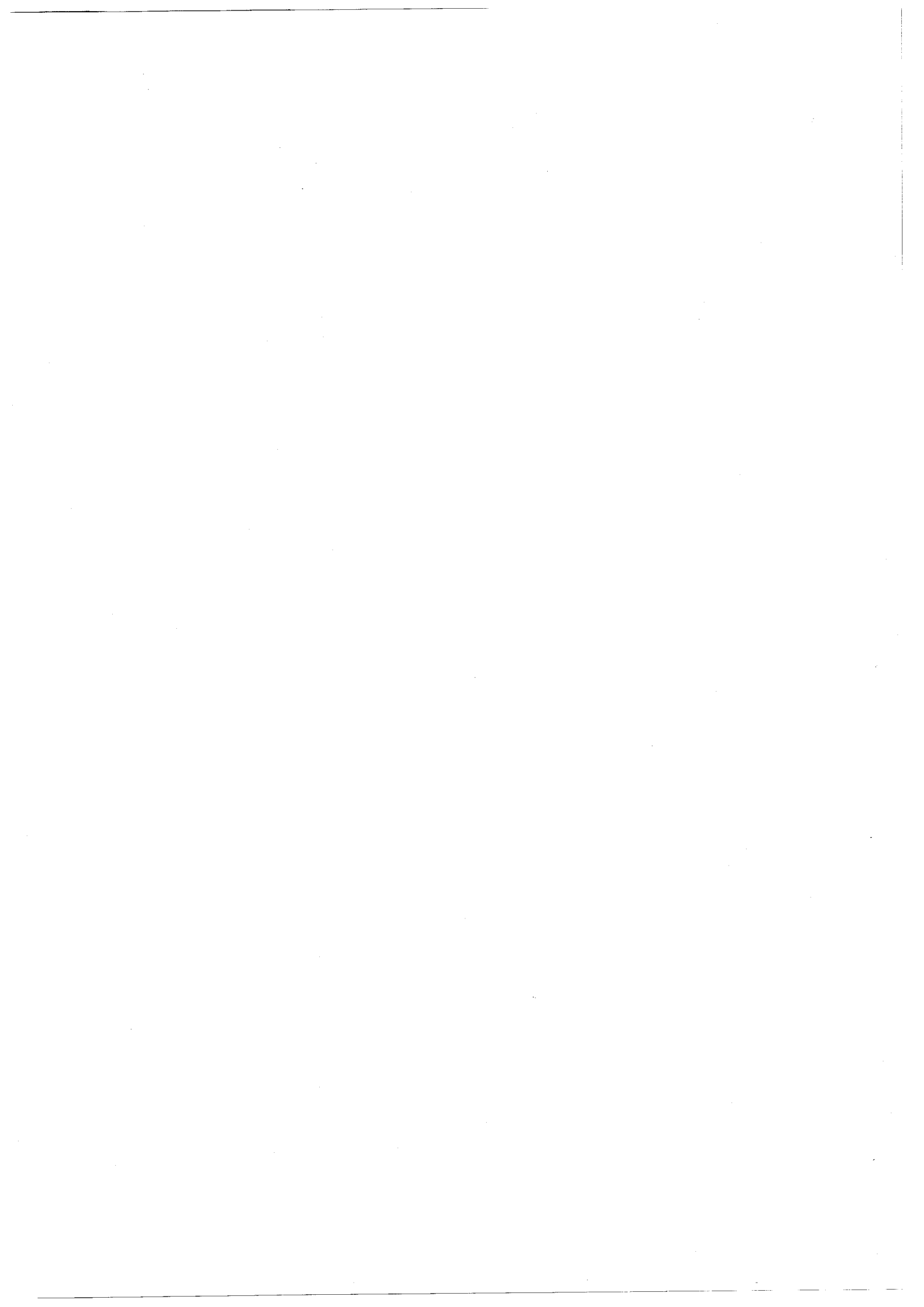


TABLEAU IV



TABLEAU IV : Paramètres de l'étude du spectre J=2 .

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4	5
$ i\rangle$	$4f^{14}6s_{1/2}^{nd}5/2$	$4f^{14}6s_{1/2}^{nd}3/2$	A : $4f^{13}5d6snp$	B : $4f^{13}5d6snp$	$4f^{14}6pmp$
I_i	50443,20	50443,20	83967,70	83967,70	79725,35
$ \bar{\alpha}\rangle$	$4f^{14}6snd^1D_2$	$4f^{14}6snd^3D_2$	A : $4f^{13}5d6snp$	B : $4f^{13}5d6snp$	C : $4f^{13}5d6snp$
μ_α^0	0,7353	0,7549	0,1961	0,2337	0,1530
μ_α^1	-0,0600	-0,3046	0	0	0
$u_{i\bar{\alpha}}$	$\left. \begin{array}{l} \sqrt{\frac{3}{5}} \\ -\sqrt{\frac{2}{5}} \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} \sqrt{\frac{2}{5}} \\ \sqrt{\frac{3}{5}} \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right\}$

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4	5
$V_{\bar{\alpha}\alpha}$	0,9911	-0,0028	-0,0058	-0,0340	-0,1284
	0	0,9995	0	-0,0276	-0,0144
	0,0057	-0,00002	0,9999	-0,0002	-0,0007
	0,0337	0,0275	0	0,9990	-0,0048
	0,1285	0,0143	0	0	0,9916
	$\theta_{13} = 0,0058$	$\theta_{14} = 0,0340$	$\theta_{2,4} = 0,0276$	$\theta_{15} = 0,1288$	$\theta_{25} = 0,0144$
$U_{i\alpha}$	0,7677	0,6300	-0,0045	-0,0438	-0,1085
	-0,6268	0,7760	0,0037	0,0001	0,0701
	0,0057	0	0,9999	-0,0002	-0,0007
	0,0337	0,0275	0	0,9990	-0,0048
	0,1285	0,0143	0	0	0,9916

TABLEAU IV : Paramètres de l'étude du spectre J=2.

TABLEAU V



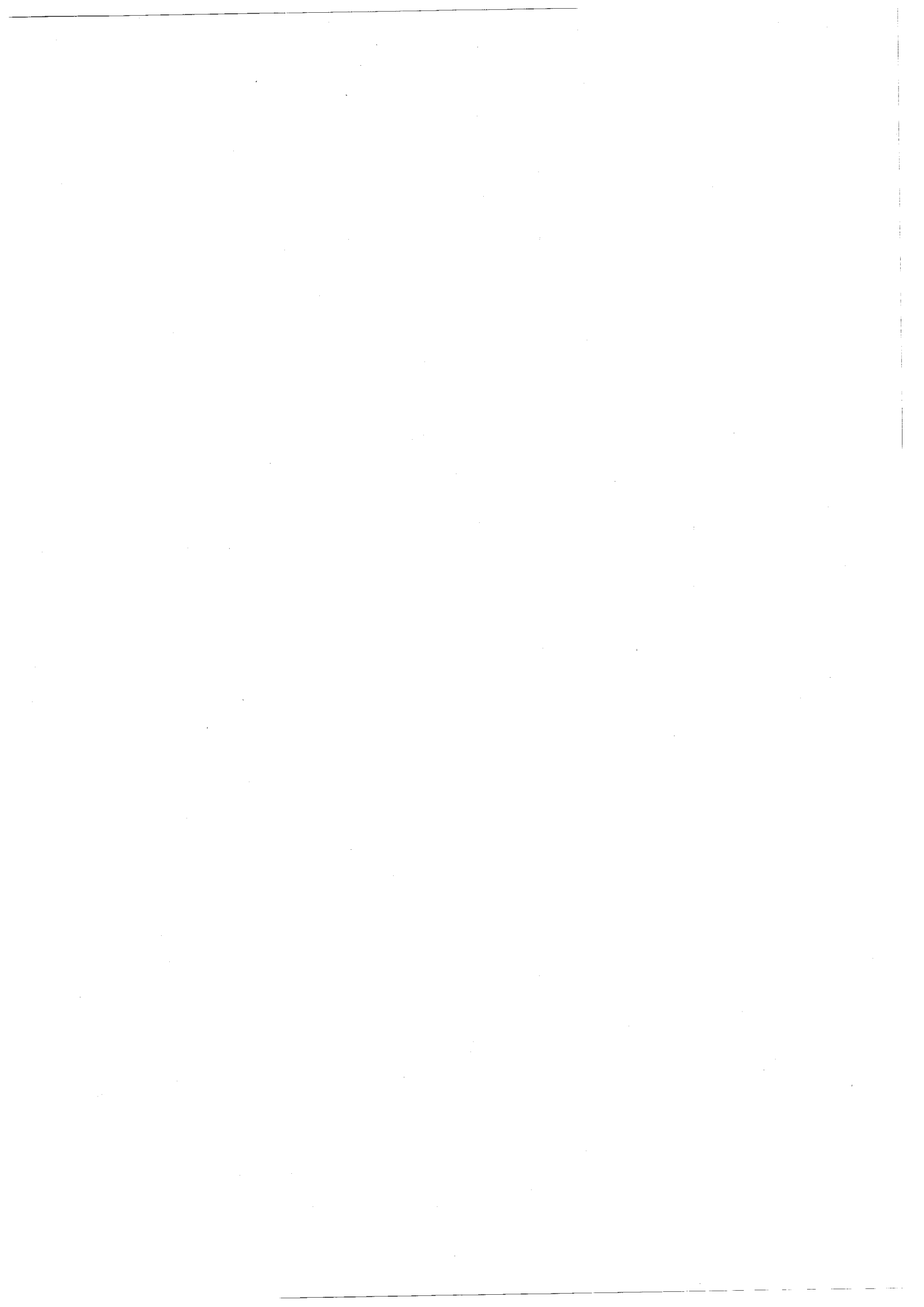
TABIEAU V : Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques
pour le spectre $J=2$.

Classification	E_n exp. (cm ⁻¹)	E_n th. (cm ⁻¹)	$E_{exp} - E_{th}$
6s8d $^1D_2^*$	46405,62	46408,66	-3,05
6s8d $^3D_2^*$	46467,69	46469,96	-2,27
6p ² $^1D_2^{*\Delta}$	47420,97	47417,64	3,33
6s9d $^3D_2^*$	47634,40	47634,84	-0,44
6s9d $^1D_2^{*\Delta}$	47821,74	47825,72	-3,98
6s10d $^3D_2^*$	48357,63	48352,43	5,20
6s10d $^1D_2^*$	48403,49	48395,59	7,90
4f ¹³ 5d6s6p B^+	48762,52	48762,49	0,03
6s11d 3D_2	48838,14	48836,68	1,46
6s11d 1D_2	48883,12	48880,60	2,52
6s12d $^3D_2^*$	49161,12	49161,75	-0,63
6s12d 1D_2	49176,00	49177,83	-1,83
6s13d $^3D_2^*$	49399,10	49399,02	0,08
6s13d 1D_2	49408,58	49409,20	-0,62
6s14d 3D_2	49576,36	49576,20	0,16
6s14d 1D_2	49583,28	49583,33	-0,05
6s15d 3D_2	49712,11	49711,88	0,23
6s15d 1D_2	49717,15	49717,14	0,01
6s16d 3D_2	49818,19	49818,06	0,13
6s16d 1D_2	49822,08	49822,08	0,00
6s17d 3D_2	49902,78	49902,69	0,09
6s17d 1D_2	49905,79	49905,85	-0,06
6s18d 3D_2	49971,34	49971,24	0,10
6s18d 1D_2	49973,69	49973,76	-0,07
6s19d 3D_2	50027,66	50027,54	0,12
6s19d 1D_2	50029,61	50029,58	0,03
6s20d 3D_2	50074,44	50074,33	0,11
6s20d 1D_2	50076,05	50076,02	0,03
6s21d 3D_2	50113,67	50113,64	0,03
6s21d 1D_2	50115,18	50115,05	0,13
6s22d 3D_2	50147,03	50146,99	0,04



(suite 1)

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$
6s22d 1D_2	50148,59	50148,17	0,42
6s23d 3D_2	50175,59	50175,53	0,06
6s23d 1D_2	50176,54	50176,52	0,02
6s24d 3D_2	50199,95	50200,13	-0,18
6s24d 1D_2	50200,99	50200,96	0,03
6s25d 3D_2	50221,48	50221,48	0,00
6s25d 1D_2	50222,13	50222,15	-0,02
6s26d 3D_2	50240,10	50240,10	0,00
6s26d 1D_2	50240,19	50240,26	-0,07
4f ¹³ 5d6s6p A^+	50244,38	50244,35	0,03
6s27d 3D_2	50256,38	50256,55	-0,17
6s27d 1D_2	50257,26	50257,29	-0,03
6s28d 3D_2	50270,93	50271,04	-0,11
6s28d 1D_2	50271,61	50271,63	-0,02
6s29d 3D_2	50283,84	50283,91	-0,07
6s29d 1D_2	50284,37	50284,42	-0,05
6s30d 3D_2	50295,24	50295,39	-0,15
6s30d 1D_2	50295,79	50295,83	-0,04
6s31d 3D_2	50305,49	50305,67	-0,18
6s31d 1D_2	50306,00	50306,06	-0,06
6s32d 3D_2	50314,81	50314,91	-0,10
6s32d 1D_2	50315,24	50315,26	-0,02
6s33d 3D_2	50323,15	50323,25	-0,10
6s33d 1D_2	50323,58	50323,57	0,01
6s34d 3D_2	50330,71	50330,81	-0,10
6s34d 1D_2	50331,10	50331,09	0,01
6s35d 3D_2	50337,58	50337,67	-0,09
6s35d 1D_2	50337,88	50337,93	-0,05
6s36d 3D_2	50343,92	50343,92	0,00
6s36d 1D_2	50344,08	50344,16	-0,08
6s37d 3D_2	50349,51	50349,64	-0,13
6s37d 1D_2	50349,81	50349,85	-0,04
6s38d 3D_2	50354,76	50354,87	-0,11



(suite 2)

Classification E_n exp. (cm^{-1}) E_n th. (cm^{-1}) $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$

6s38d 1D_2	50355,01	50355,07	-0,06
6s39d 3D_2	50359,57	50359,67	-0,10
6s39d 1D_2	50359,78	50359,85	-0,07
6s40d 3D_2	50364,06	50364,10	-0,04
6s40d 1D_2	50364,20	50364,27	-0,07
6s41d 3D_2	50368,13	50368,18	-0,05
6s41d 1D_2	50368,19	50368,34	-0,15
6s42d 3D_2	50371,79	50371,96	-0,17
6s42d 1D_2	50371,94	50372,09	-0,15
6s43d 3D_2	50375,28	50375,45	-0,17
6s43d 1D_2	50375,59	50375,58	0,01
6s44d 3D_2	50378,61	50378,70	-0,09
6s44d 1D_2	50378,68	50378,82	-0,14
6s45d 3D_2	50381,71	50381,72	-0,01
6s45d 1D_2	50381,94	50381,83	0,11
6s46d 3D_2	50384,45	50384,53	-0,08
6s46d 1D_2	50384,57	50384,63	-0,06
6s47d 3D_2	-	50387,15	
6s47d 1D_2	50387,20	50387,25	-0,05
6s48d 3D_2	50389,41	50389,60	-0,19
6s48d 1D_2	50389,68	50389,69	-0,01
6s49d 3D_2	50391,80	50391,89	-0,09
6s49d 1D_2	50392,08	50391,98	0,10
6s50d 3D_2	50393,85	50394,04	-0,19
6s50d 1D_2	50394,06	50394,12	-0,06
6s51d 3D_2	50395,93	50396,06	-0,09
6s51d 1D_2	50396,21	50396,13	0,08
6s52d 3D_2	50397,78	50397,95	-0,17
6s52d 1D_2	50398,06	50398,02	0,04
6s53d 3D_2	50399,67	50399,73	-0,06
6s53d 1D_2	50399,79	50399,80	-0,01
6s54d 3D_2	50401,26	50401,41	-0,15
6s54d 1D_2	50401,55	50401,48	0,07



(suite 3)

Classification E_n exp. (cm⁻¹) E_n th. (cm⁻¹) $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$

6s55d ³ D ₂	50402,84	50403,00	-0,16
6s55d ¹ D ₂	50403,09	50403,06	0,03
6s56d ³ D ₂	50404,43	50404,50	-0,07
6s56d ¹ D ₂	50404,63	50404,55	0,08
6s57d ³ D ₂	50405,87	50405,91	-0,04
6s57d ¹ D ₂	50406,01	50405,96	0,05
6s58d ³ D ₂	-	50407,25	-
6s58d ¹ D ₂	50407,32	50407,30	0,02
6s59d ³ D ₂	-	50408,51	-
6s59d ¹ D ₂	50408,61	50408,56	0,05
6s60d ³ D ₂	50409,74	50409,72	0,02
6s60d ¹ D ₂	50409,83	50409,76	0,07
6s61d ³ D ₂	50410,85	50410,86	-0,01
6s61d ¹ D ₂	50410,99	50410,90	0,09
6s62d ³ D ₂	-	50411,94	-
6s62d ¹ D ₂	50412,04	50411,98	0,06
6s63d ³ D ₂	-	50412,97	-
6s63d ¹ D ₂	50413,11	50413,01	0,10
6s64d ³ D ₂	-	50413,95	-
6s64d ¹ D ₂	50414,03	50413,98	0,05
6s65d ³ D ₂	-	50414,88	-
6s65d ¹ D ₂	50414,95	50414,91	0,04
6s66d ³ D ₂	-	50415,77	-
6s66d ¹ D ₂	50415,89	50415,80	0,09
6s67d ³ D ₂	-	50416,61	-
6s67d ¹ D ₂	50416,73	50416,65	0,08
6s68d ³ D ₂	-	50417,42	-
6s68d ¹ D ₂	50417,57	50417,45	0,12
6s69d ³ D ₂	-	50418,20	-
6s69d ¹ D ₂	50418,26	50418,22	0,04
6s70d ³ D ₂	-	50418,93	-
6s70d ¹ D ₂	50419,03	50418,96	0,07
6s71d ³ D ₂	-	50419,64	-



(suite 4)

Classification $E_n \text{ exp. (cm}^{-1}\text{)}$ $E_n \text{ th. (cm}^{-1}\text{)}$ $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$

6s71d 1D_2	50419,74	50419,67	0,07
6s72d 3D_2	-	50420,31	-
6s72d 1D_2	50420,43	50420,34	0,09
6s73d 3D_2	-	50420,96	-
6s73d 1D_2	50421,01	50420,99	0,02
6s74d 3D_2	-	50421,58	-
6s74d 1D_2	50421,61	50421,60	0,01
6s75d 3D_2	-	50422,18	-
6s75d 1D_2	50422,25	50422,20	0,05
6s76d 3D_2	-	50422,75	-
6s76d 1D_2	50422,83	50422,77	0,06
6s77d 3D_2	-	50423,30	-
6s77d 1D_2	50423,44	50423,31	0,13
6s78d 3D_2	-	50423,82	-
6s78d 1D_2	50423,92	50423,84	0,08
6s79d 3D_2	-	50424,33	-
6s79d 1D_2	50424,39	50424,34	0,05
6s80d 3D_2	-	50424,81	-
6s80d 1D_2	50424,77	50424,83	-0,06

$$\text{E.Q.M.} = \sqrt{\frac{(E_{\text{exp}} - E_{\text{th}})^2}{N}}$$

N : nombre de niveaux

Niveaux de 46405,62 à 50424,77 cm^{-1} (n = 8 - 80)

N = 125

E.Q.M. = 1,06 cm^{-1}

Niveaux de 49712,11 à 50424,77 cm^{-1} (n = 15 - 80)

N = 111

E.Q.M. = 0,10 cm^{-1}

TABLEAU V : Comparaison entre énergies théoriques
et expérimentales pour le spectre J=2 .

* Niveaux déterminés par Meggers [7].

+ voir texte.

▲ nouvelle désignation.



TABLEAU VI



Energie (cm^{-1})	Niveau	$\frac{Z^2}{\alpha}$				
		6snd		$4f^{13}5d6snp$		6pnp
		1D_2	3D_2	A	B	1D_2
46405,62	6s8d 1D_2	<u>0,91</u>	0,03			0,06
46467,69	6s8d 3D_2	0,03	<u>0,97</u>			
47420,97	$6p^2$ 1D_2 ▲	0,54				<u>0,45</u>
47634,40	6s9d 3D_2	0,01	<u>0,99</u>			
47821,74	6s9d 1D_2 ▲	<u>0,63</u>				0,37
48357,63	6s10d 3D_2		<u>0,99</u>		0,01	
48403,49	6s10d 1D_2	<u>0,94</u>			0,01	0,05
48762,52	$4f^{13}5d6s6p$ B	0,16	0,18			<u>0,66</u>
48838,14	6s11d 3D_2	0,27	<u>0,70</u>		0,03	
48883,12	6s11d 1D_2	<u>0,60</u>	0,15		0,25	
49161,12	6s12d 3D_2	0,06	<u>0,94</u>			
49176,00	6s12d 1D_2	<u>0,93</u>	0,05		0,01	
<hr/>						
50240,10	6s26d 3D_2	0,25	<u>0,71</u>		0,04	
50240,19	6s26d 1D_2	<u>0,59</u>	0,31		0,10	
50244,38	$4f^{13}5d6s6p$ A	0,16				<u>0,83</u>
50256,38	6s27d 3D_2		<u>0,99</u>			
50257,26	6s27d 1D_2	<u>0,98</u>			0,01	

TABLEAU VI : Coefficients $\frac{Z^2}{\alpha}$ de décomposition sur la base $\bar{\alpha}$ pour
les niveaux $n=8$ à 12, 26 et 27 des séries $6snd$ $^1,^3D_2$.

(On ne tient compte que des coefficients supérieurs à 0,01).
▲ : nouvelle désignation du niveau.



TABLEAU VII



Niveau	Energie
$6s^2 \ ^1S_0$	0
$6s7s \ ^1S_0$	34350,65
$6s8s \ ^1S_0$	41939,88
$6p^2 \ ^3P_0$	42436,94
$4f^{13}5d6s6p$	46081,54

TABLEAU VII

Niveaux profonds pairs, $J=0$, en dehors

de notre étude expérimentale.

Détermination de Meggers [7].



TABLEAU VIII



TABLEAU VIII : Paramètres de l'étude du spectre $J=0$.

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4	5
$ i\rangle$	$6sns_{1/2}$	$4f^{13}5d6snp : A$	$6pnp_{3/2}$	$4f^{13}5d6snp : B$	$6pnp_{1/2}$
I_i	50443,20	83967,70	80835,39	83967,70	78504,98
$ \bar{\alpha}\rangle$	$6sns^1S_0$	$4f^{13}5d6snp : A$	$6pnp^1S_0$	$4f^{13}5d6snp : B$	$6pnp^3P_0$
μ_α^0	0,3679	0,2045	0,1250	0,2965	0,2713
μ_α^1	0,1892	0	0	0	0
$u_{i\bar{\alpha}}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ -\sqrt{\frac{2}{3}} \\ 0 \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \\ 0 \\ \sqrt{\frac{2}{3}} \end{array} \right.$

	0,9367	-0,1298	-0,2934	-0,1401	-0,0091
$V_{\bar{\alpha}\alpha}$	0,1226	0,9915	-0,0384	-0,0183	-0,0012
	0,2926	0	0,9552	-0,0438	-0,0028
	0,1479	0	0	0,9890	-0,0014
	0,0097	0	0	0	0,9999

$V_{\bar{\alpha}\alpha}$	$\theta_{12} = 0,1302$	$\theta_{13} = 0,3004$	$\theta_{14} = 0,1485$	$\theta_{15} = 0,0097$
--------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------

	0,9367	-0,1298	-0,2934	-0,1401	-0,0091
$u_{i\alpha}$	0,1226	0,9915	-0,0384	-0,0183	-0,0012
	-0,2333	0	-0,7799	0,0357	0,5796
	0,1479	0	0	0,9890	-0,0014
	0,1769	0	0,5515	-0,0253	0,8148

TABLEAU VIII : Paramètres de l'étude du spectre $J=0$.

TABLEAU IX



TABLEAU IX : Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques pour le spectre $J=0$.

Classification	E_n exp.(cm^{-1})	E_n th.(cm^{-1})	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$
6s7s $^1S_0^*$	34350,65	34350,22	0,43
6s8s $^1S_0^*$	41939,88	41939,90	-0,02
6p ² $^3P_0^*$	42436,94	42437,23	-0,29
6s9s 1S_0	-	45221,88	-
4f ¹³ 5d6s6p B *	46081,54	46081,57	-0,03
6s10s 1S_0	46893,24	46893,58	-0,34
6s11s 1S_0	47808,49	47807,62	0,87
6p ² 1S_0	48344,38	48344,93	-0,55
6s12s 1S_0	48723,49	48723,32	0,17
6s13s 1S_0	49046,43	49045,63	0,80
6s14s 1S_0	49302,54	49301,95	0,59
6s15s 1S_0	49499,24	49498,41	0,83
6s16s 1S_0	49650,05	49649,57	0,48
6s17s 1S_0	49767,85	49767,36	0,49
6s18s 1S_0	49859,51	49858,77	0,74
4f ¹³ 5d6s6p A	49897,32	49897,15	0,17
6s19s 1S_0	49940,74	49941,01	-0,27
6s20s 1S_0	50001,35	50001,21	0,14
6s21s 1S_0	50051,92	50052,01	-0,09
6s22s 1S_0	50094,71	50094,67	0,04
6s23s 1S_0	-	50130,76	-
6s24s 1S_0	-	50161,54	-
6s25s 1S_0	50187,89	50188,01	-0,12
6s26s 1S_0	50210,83	50210,91	-0,08
6s27s 1S_0	50230,82	50230,87	-0,05
6s28s 1S_0	50248,24	50248,37	-0,13
6s29s 1S_0	50263,68	50263,80	-0,12
6s30s 1S_0	50277,47	50277,46	0,01
6s31s 1S_0	50289,41	50289,61	-0,20
6s32s 1S_0	50300,39	50300,49	-0,10
6s33s 1S_0	50310,24	50310,25	-0,01



(suite 1)

Classification E_n exp. (cm⁻¹) E_n th. (cm⁻¹) $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$

6s34s	¹ S ₀	50318,99	50319,04	-0,05
6s35s	¹ S ₀	50326,90	50326,99	-0,09
6s36s	¹ S ₀	50334,13	50334,19	-0,06
6s37s	¹ S ₀	50340,76	50340,75	0,01
6s38s	¹ S ₀	50346,62	50346,73	-0,11
6s39s	¹ S ₀	50352,16	50352,21	-0,05
6s40s	¹ S ₀	50357,13	50357,23	-0,10
6s41s	¹ S ₀	50361,74	50361,85	-0,11
6s42s	¹ S ₀	50365,97	50366,00	-0,03
6s43s	¹ S ₀	50369,80	50370,03	-0,23
6s44s	¹ S ₀	50373,59	50373,67	-0,08
6s45s	¹ S ₀	50377,10	50377,04	0,06
6s46s	¹ S ₀	50380,16	50380,17	-0,01
6s47s	¹ S ₀	50383,07	50383,09	-0,02
6s48s	¹ S ₀	50385,65	50385,81	-0,16
6s49s	¹ S ₀	50388,37	50388,34	0,03
6s50s	¹ S ₀	50390,78	50390,72	0,06
6s51s	¹ S ₀	50393,07	50392,94	0,13
6s52s	¹ S ₀	50395,05	50395,02	0,03
6s53s	¹ S ₀	50397,06	50396,98	0,08
6s54s	¹ S ₀	50398,78	50398,82	-0,04
6s55s	¹ S ₀	50400,58	50400,55	0,03
6s56s	¹ S ₀	50402,20	50402,19	0,01
6s57s	¹ S ₀	50403,67	50403,73	-0,06
6s58s	¹ S ₀	50405,23	50405,18	0,05
6s59s	¹ S ₀	50406,57	50406,56	0,01
6s60s	¹ S ₀	50407,92	50407,86	0,06
6s61s	¹ S ₀	50409,14	50409,10	0,04
6s62s	¹ S ₀	50410,17	50410,27	-0,10
6s63s	¹ S ₀	50411,41	50411,38	0,03
6s64s	¹ S ₀	50412,45	50412,44	0,01
6s65s	¹ S ₀	50413,46	50413,44	0,02
6s66s	¹ S ₀	-	50414,40	-



(suite 2)

Classification	$E_n \text{ exp. (cm}^{-1}\text{)}$	$E_n \text{ th. (cm}^{-1}\text{)}$	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$
6s67s 1S_0	-	50415,31	-
6s68s 1S_0	-	50416,18	-
6s69s 1S_0	-	50417,01	-
6s70s 1S_0	-	50417,80	-
6s71s 1S_0	-	50418,55	-
6s72s 1S_0	-	50419,28	-
6s73s 1S_0	-	50419,20	-
6s74s 1S_0	-	50420,63	-
6s75s 1S_0	-	50421,26	-
6s76s 1S_0	-	50421,87	-
6s77s 1S_0	-	50422,45	-
6s78s 1S_0	-	50423,01	-
6s79s 1S_0	-	50423,56	-
6s80s 1S_0	-	50424,10	-

Ecart quadratique moyen E.Q.M. = $\sqrt{\frac{(E_{\text{exp}} - E_{\text{th}})^2}{N}}$, N : nombre de niveaux

Niveaux de 34350,65 à 50413,46 cm^{-1} (n = 7 - 65)

N = 60 E.Q.M. = 0,25 cm^{-1}

Niveaux de 50051,92 à 50413,46 cm^{-1} (n = 20 - 65)

N = 44 E.Q.M. = 0,08 cm^{-1}

TABLEAU IX : Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques pour le spectre J=0 .

* Niveaux observés par Meggers [7].



TABLEAU X



TABLEAU X : Coefficients Z_{α}^2 de décomposition sur la base $\bar{\alpha}$ pour les niveaux du spectre $J=0$.

Energie	Niveau	6sns 1S_0	4f $^{13}5d6snp$ A	6pnp 1S_0	4f $^{13}5d6snp$ B	6pnp 3P_0
34350,65	6s7s 1S_0	<u>0,97</u>		0,02		
41939,88	6s8s 1S_0	<u>0,83</u>		0,04		0,13
42436,94	6p 2 3P_0	0,15		0,01		<u>0,84</u>
45221,79 (a)	6s9s 1S_0 (a)	<u>0,94</u>		0,03	0,02	
46081,54	4f $^{13}5d6s6p$ B	0,05			<u>0,95</u>	
46893,24	6s10s 1S_0	<u>0,92</u>		0,06	0,02	
47808,49	6s11s 1S_0	<u>0,84</u>		0,14		
48344,38	6p 2 1S_0	0,73	0,01	<u>0,25</u>		
48723,49	6s12s 1S_0	<u>0,81</u>		0,18		
49046,43	6s13s 1S_0	<u>0,92</u>		0,08		
49302,54	6s14s 1S_0	<u>0,96</u>		0,04		
49499,24	6s15s 1S_0	<u>0,98</u>		0,02		
49650,05	6s16s 1S_0	<u>0,98</u>		0,01		
49767,85	6s17s 1S_0	<u>0,98</u>		0,01		

Energie	Niveau	6sns 1S_0	4f $^{13}5d6snp$ A	6pnp 1S_0	4f $^{13}6s5dnp$ B	6pnp 3P_0
49859,51	6s18s 1S_0	<u>0,90</u>	0,08	0,02		
49897,32	4f $^{13}5d6s6p$ A	0,19	<u>0,78</u>	0,03		
49940,74	6s19s 1S_0	<u>0,94</u>	0,06			
50001,33	6s20s 1S_0	<u>0,99</u>				

TABIEAU X

Coefficients Z_{α}^2 pour les niveaux

compris entre $n=7$ et $n=20$ de la série $(4f^{14}6sns) ^1S_0$:

- (a) énergie calculée pour le niveau $(4f^{14}6s9s) ^1S_0$;
- seuls les coefficients Z_{α}^2 supérieurs à 0,01 sont mentionnés.



