

C H A P I T R E V I

E T U D E E X P E R I M E N T A L E D E L A R E P O N S E L I N E A I R E

La mise en évidence expérimentale de l'effet Hanle sur la lumière de fluorescence émise par un laser à gaz a été réalisée par plusieurs auteurs, en particulier par JAVAN et al. (65) et par FORK, HARGROVE et POLLACK (64). Ces derniers ont également mis en évidence la modulation de la lumière de fluorescence à la fréquence de battement entre modes, lorsque ceux-ci étaient synchronisés par un modulateur placé dans la cavité laser. Cependant, les résultats de ces auteurs ne sont que qualitatifs car ceux-ci ont utilisé des modèles très simplifiés pour la relaxation et ils n'ont pas fait une étude systématique de l'influence des divers paramètres caractérisant le gaz.

C'est pourquoi, en ce qui concerne les effets linéaires, nous nous sommes surtout attachés à vérifier de façon détaillée et quantitative l'influence de la relaxation.

Toute cette étude expérimentale, comme celle des auteurs cités ci-dessus, a été effectuée sur le néon. En effet, le laser hélium-néon est le premier en date des lasers à gaz, et le mieux connu. Il est technologiquement facile à utiliser et peut osciller sur plusieurs raies, ce qui en fait une source de pompage optique très souple. D'autre part, le spectre du néon (figure VI-2), bien qu'il soit plus complexe que celui des alcalins ou du mercure, est assez simple pour être facilement analysé à l'aide de monochromateurs rudimentaires. Cette relative simplicité fait aussi du néon un objet de choix en spectroscopie pour les théoriciens qui l'ont abondamment étudié ces dernières années (59) : toute mesure précise de durée de vie de probabilité de transition et même de section efficace est de très grand intérêt pour tester la validité des théories spectroscopiques.

Les expériences présentées ici ont été réalisées sur trois montages différents. Les deux premiers, de conception identique, comportent une cellule d'étude placée à l'intérieur de la cavité laser. Nous les appellerons montages du type I. Ils ont servi pour toutes les vérifications de la théorie (tant linéaire que non linéaire) et pour la mesure, par B. DECOMPS, M. DUCLOY et E. GIACOBINO, des temps de relaxation de la population et de l'alignement de divers niveaux. Dans le troisième montage (montage de type II), la cellule est placée à l'extérieur du laser. Ce montage, utilisé pour l'étude de l'orientation, sera décrit au § D.

A - MONTAGES DU TYPE I : CELLULE DANS LA CAVITE LASER (figure VI-1)

Ce type de montage a été décrit de nombreuses fois, en particulier dans la thèse de B. DECOMPS (³³), qui a longuement expliqué toutes les précautions nécessaires à son utilisation. Nous nous contenterons d'un bref rappel.

La cavité résonnante du laser est constituée par deux miroirs sphériques ($R = 1,5; 2$ ou $2,5$ m), espacés d'environ $1,8$ m, ce qui donne un écart entre modes d'environ 80 MHz. L'oscillation laser est donc pratiquement toujours multimode.

A l'intérieur de cette cavité sont placés un tube amplificateur L et une cellule C, tous deux fermés par des fenêtres à l'incidence de Brewster, de façon à éviter les pertes par réflexion. Il en résulte que le faisceau laser est forcément de polarisation rectiligne.

Le tube amplificateur L est rempli d'un mélange hélium-néon excité par une décharge continue. La longueur de cette décharge est de $1,20$ m. La composition du mélange, la pression totale et l'intensité de la décharge sont ajustées, dans le cas de chaque raie laser, pour obtenir la puissance maximum d'oscillation. Le choix de la raie laser est assuré, en général, par le choix des miroirs (multicouches diélectriques), dont le coefficient de réflexion n'est suffisant que dans une bande de fréquence étroite. Nous avons ainsi obtenu les raies laser suivantes (voir figure VI-2, page

6.328 \AA	$3s_2 \leftrightarrow 2p_4$		$1,15 \mu$	$2s_2 \leftrightarrow 2p_4$
6.401 \AA	$3s_2 \leftrightarrow 2p_2$	(note)	$1,52 \mu$	$2s_2 \leftrightarrow 2p_1$
7.305 \AA	$3s_2 \leftrightarrow 2p_1$		$3,39 \mu$	$3s_2 \leftrightarrow 3p_4$

On peut obtenir d'autres raies laser à l'aide d'un prisme placé dans la cavité; c'est en particulier le cas de la raie 6.118 \AA ($3s_2 \leftrightarrow 2p_6$). Mais ces raies n'ont pas encore été exploitées systématiquement.

La raie $3,39 \mu$ a un gain considérable et oscille quel que soit le choix des miroirs. Pour obtenir une oscillation sur les autres raies issues du niveau $3s_2$, et pour éviter un pompage optique parasite par la raie $3,39 \mu$, il est nécessaire de bloquer l'oscillation de celle-ci en introduisant du méthane dans tous les espaces libres de la cavité laser.

La cellule C, comme le tube L, a un diamètre intérieur de 3 mm, mais elle est beaucoup plus courte (5 cm) de façon à très peu affecter l'oscillation laser. Comme L, elle est reliée à un banc de pompage permettant d'ajuster la pression et la composition du mélange hélium-néon. Elle est également

(note) Cette raie s'obtient en utilisant des miroirs trop convergents pour la raie 6.328 \AA (DECOMPS a décrit le montage (³³)). La raie 6.401 \AA subsiste car la dispersion anormale, due à la proximité de la raie 6.402 \AA , produit un effet de lentille qui compense la courbure excessive des miroirs (⁶⁰).

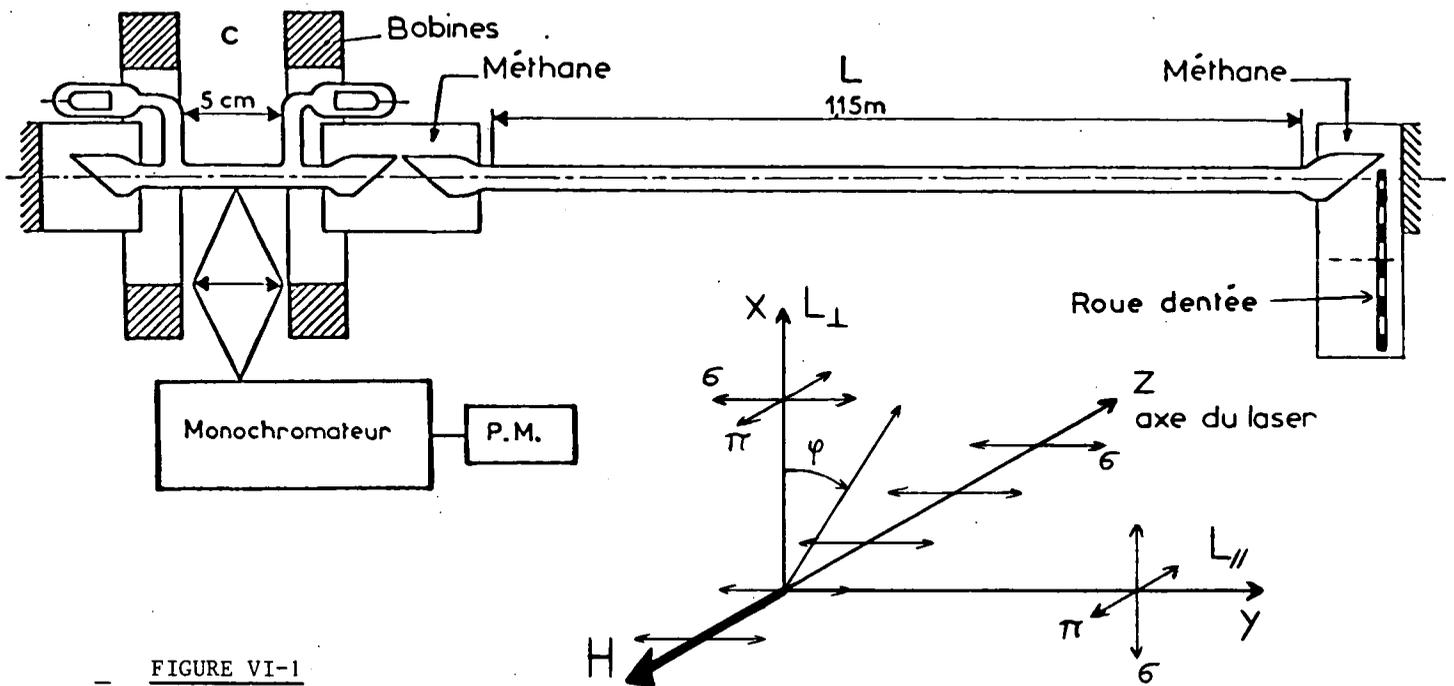


FIGURE VI-1

soumise à une décharge continue. De plus, elle est placée dans un champ magnétique axial, créé par une paire de bobines en position de Helmholtz (homogénéité 5.10^{-3}). En raison de la petite taille de la cellule et des bobines qui créent le champ magnétique, ce dernier n'a en général aucune influence détectable sur la puissance du laser. Cependant, ce n'est pas le cas pour la raie laser $1,52 \mu$, lorsque la cellule contient du néon pur à forte pression : ce milieu étant très absorbant pour la raie $1,52 \mu$ ⁽⁶¹⁾, les résonances de saturation produites par le champ magnétique (cf. chap. VII) réagissent sur le fonctionnement du laser. Nous essayons autant que possible d'éviter de tels cas.

La détection de la lumière de fluorescence, à l'aide de monochromateurs et de photomultiplicateurs (EMI 9558 QB), s'effectue perpendiculairement à l'axe de la cellule, dans deux directions parallèle et perpendiculaire au plan de polarisation du laser. Dans chacune de ces directions, un polariseur permet de détecter la composante π ou la composante σ . La géométrie de la détection est montrée sur la figure VI-1. Avec les notations du chapitre V (figure V-1), on voit que l'excitation laser est caractérisée par $\theta_e = 0, \phi_e = 0, \beta_e = 0$, la détection $L_{//}^{\pi}$ ou σ par $\theta_d = \frac{\pi}{2}, \phi_d = \frac{\pi}{2}, \beta_d = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$ et la détection L_{\perp}^{π} ou σ par $\theta_d = \frac{\pi}{2}, \phi_d = 0, \beta_d = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$ (note). Cette détection est donc la meilleure pour l'étude de l'alignement (formules (V,21), (V,23) et (V,26)). De plus, le montage est prévu pour une éventuelle détection suivant les angles $\phi_d = \frac{\pi}{4}$ et $\frac{3\pi}{4}$.

Dans la plupart des expériences, on ne s'intéresse qu'aux modifications de la lumière de fluorescence sous l'effet du laser. Dans ces cas, pour améliorer le rapport signal sur bruit, l'oscil-

(note) Ce ne sont pas les notations de DECOMPS (réf. ⁽³³⁾, fig.1-IV) : nous avons changé le nom des axes car nous n'avons pas pris la même définition de ϕ . En effet, notre définition est plus commode pour une généralisation à un angle θ quelconque.

lation laser est interrompue périodiquement par une roue dentée placée dans la cavité (130 cycles/s). Le courant photoélectrique est alors détecté à l'aide de détecteurs synchrones.

Avantages du montage

- La cellule placée à l'intérieur de la cavité est soumise à une forte densité lumineuse pompante. En effet, nous obtenons à l'extérieur de la cavité une puissance de l'ordre de 1mW avec des miroirs dont le coefficient de transmission est de quelques pour mille : ceci donne donc une puissance de l'ordre de 1W dans la cellule. Les modifications produites par l'irradiation laser sont donc importantes, il en est de même des effets non linéaires.

- Contrairement aux nombreuses expériences réalisées sur le tube laser lui-même, le montage avec une cellule séparée permet l'utilisation de conditions de pression et de décharge très variées.

Limitations

- La polarisation du laser est forcément rectiligne : ceci est un avantage pour l'étude de l'alignement mais interdit l'étude de l'orientation. Ceci justifie la construction du montage de type II.

- Il est difficile d'étudier l'effet de la puissance du laser sur les atomes. En effet, lorsqu'on atténue le laser en diaphragmant le faisceau du côté opposé à la cellule, on modifie sa géométrie (du fait de la diffraction, cette modification est peu importante au niveau de la cellule) et surtout on change le nombre de modes. Ce défaut existe toujours quelle que soit la méthode utilisée pour atténuer le laser : que l'on agisse sur le gain du tube ou sur les pertes de la cavité, on diminue toujours la largeur spectrale de la zone où le gain dépasse les pertes. Ceci est très gênant pour l'étude des effets non linéaires, car les effets du quatrième ordre sont sensibles à $\sum_{\nu} I_{\nu}^2$, tandis que l'on mesure, à l'intérieur de la cavité, l'intensité globale $\sum_{\nu} I_{\nu}$.

B - RAPPEL DES RESULTATS OBTENUS PAR DECOMPS

Nous rappelons brièvement ici les résultats expérimentaux décrits dans la thèse de B. DECOMPS (33). En effet ses résultats fournissent une vérification de la théorie linéaire du chapitre IV, du moins en ce qui concerne l'effet Hanle. D'autre part, les valeurs numériques qu'il a obtenues pour les durées de vie, les probabilités de transition et les sections efficaces de collision, ainsi que les phénomènes physiques mis en évidence sont d'une grande utilité pour la comparaison avec les résultats nouveaux donnés dans les prochains paragraphes. Ces données sont également utiles pour la discussion des effets non linéaires de la troisième partie. Certains des résultats expérimentaux pro-

viennent des travaux de M. DUCLOY et E. GIACOBINO-FOURNIER ⁽³²⁾⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾.

1) Vérifications de la théorie linéaire

Ces expériences constituent plutôt une vérification des hypothèses utilisées pour la relaxation qu'une vérification de la théorie de pompage optique avec un laser. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre IV, l'effet Hanle obtenu avec un laser ne se distingue pas fondamentalement de celui que l'on obtiendrait avec une source conventionnelle.

• Le niveau supérieur b. Les vérifications énumérées ci-dessous ont été effectuées sur le niveau $3s_2$ à l'aide des raies laser 6.328 \AA ($\rightarrow 2p_4$), 6.401 \AA ($\rightarrow 2p_2$) et 7.305 \AA ($\rightarrow 2p_1$) (voir figure VI-2).

- La mesure de $\Gamma_b(2)$ à partir de la largeur de l'effet Hanle est indépendante de la raie de fluorescence observée. La valeur extrapolée à intensité de laser nulle ne dépend pas de la raie laser utilisée : elle est caractéristique du niveau étudié. De plus, à la précision des mesures, la forme de l'effet Hanle est bien Lorentzienne ce qui confirme les formules (V,21) et (IV,25) pour ρ_2^2 .
- La valeur de $\Gamma_b(2) / \Gamma_b(0)$ extrapolée à intensité laser nulle est également indépendante des raies choisies, ce qui justifie la formule (V,27) et les expressions de ρ_2^2 , ρ_0^2 et ρ_0^0 dans (IV,25).
- La concordance des mesures de $\Gamma_b(2) / \Gamma_b(0)$ à partir de R' (V,26) et de F (V,23) indique que ρ_2^2 et ρ_0^2 ont le même temps de relaxation, ce qui justifie les hypothèses d'isotropie de la relaxation et de l'excitation par la décharge (Remarque 1 du § V-C-2-e).

• Le niveau inférieur a. (niveau $2p_4$ étudié à l'aide des raies 6.328 \AA et $1,15 \mu$ et niveau $2p_2$ étudié avec la raie 6.401 \AA).

- Pour le niveau $2p_4$, le rapport apparent $\left[\frac{\Gamma_a(2)}{\Gamma_a(0)} \right]^*$, déduit des mesures de R' et de F, est différent suivant que l'on utilise les raies laser 6.328 \AA ($3s_2 \rightarrow 2p_4$) ou $1,15 \mu$ ($2s_2 \rightarrow 2p_4$). D'autre part, à faible pression, cette quantité devient inférieure à 1, alors que l'on doit toujours avoir $\Gamma_a(2) \geq \Gamma_a(0)$. Ceci prouve l'existence du transfert par émission spontanée du niveau b vers le niveau a (formule (V,28) avec une valeur différente de γ_{ba} et des $\Gamma_b(k)$ pour les deux raies laser).
- La déformation par transfert a été mise en évidence ⁽³⁰⁾ sur les courbes d'effet Hanle du niveau $2p_2$ (raie 6.401 , $J_b = 1 \leftrightarrow J_a = 1$) et non sur celles du niveau $2p_4$ (raie 6.328 , $J_b = 1$, $J_a = 2$). Ceci s'explique très bien avec les valeurs numériques de γ_{ba} et de $\frac{1}{\tau}(b,a,1,2)$.

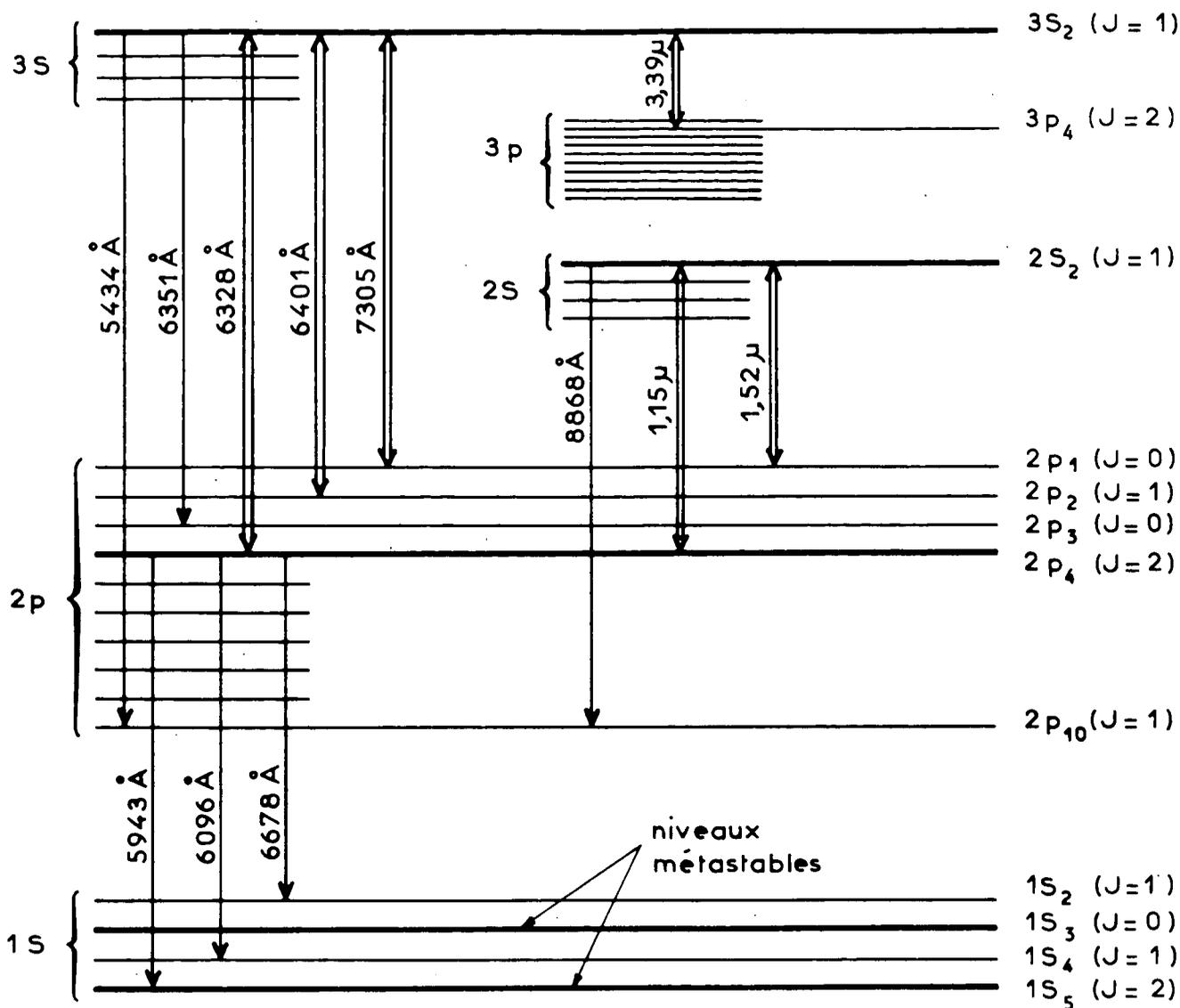


FIGURE VI-2 : Niveaux d'énergie du néon

2) Phénomènes étudiés et grandeurs mesurées

L'étude de $\Gamma_{\alpha}(0)$ et $\Gamma_{\alpha}(2)$ en fonction de la pression et du courant de décharge dans la cellule a permis de mettre en évidence

- La diffusion multiple sur les raies de résonance issues des niveaux 3s₂ et 2s₂ (en fonction de la pression de néon).
- La diffusion multiple sur les raies reliant les niveaux 2p₂ et 2p₄ aux niveaux métastables du groupe 1s. La population de ces métastables est fonction à la fois de la pression et de l'intensité de la décharge (affinement des courbes d'effet Hanle quand cette dernière croît).
- L'élargissement des niveaux 3s₂ et 2s₂ sous l'effet de la décharge, sans doute du fait des collisions électroniques.
- Comme il était évident, l'élargissement de tous les niveaux par la pression.

Cette étude a conduit aux mesures des tableaux VI-1 et VI-2. Dans ces tableaux, les valeurs des $\Gamma_{\alpha}(k)$ sont données dans différentes unités, de façon à simplifier la comparaison avec les résultats d'autres auteurs.

	unités	3s ₂	2s ₂	2p ₄	2p ₂
Durée de vie τ	ns	19,1 ± 1	8,5 ± 1	17,0 ± 0,5	16,9 ± 0,8
γ_{α} : largeur $\left\{ \begin{array}{l} \\ \left(\frac{1}{2\pi\tau} \right) \\ \end{array} \right.$ probabilité de transition $\left(\frac{1}{\tau} \right)$	gauss	4,61 ± 0,27		5,14 ± 0,13	5,01 ± 0,24
	MHz	8,35 ± 0,45	18,7 ± 2	9,35 ± 0,25	9,40 ± 0,40
	10 ⁶ s ⁻¹	52,5 ± 2,6	117 ± 13	58,8 ± 1,5	59,1 ± 2,5
$\Gamma(0)$ (limite des faibles pressions, raies de résonance totalement réabsorbées)	gauss	1,35 ± 0,07			
	MHz	2,45 ± 0,12	3,95 ± 0,6	= γ_a	= γ_a
	10 ⁶ s ⁻¹	15,4 ± 0,75	24,8 ± 4		
$\frac{\Delta\Gamma(0)}{P_{Ne}}$	gauss/ Torr	0,52 ± 0,1		0,34 ± 0,1	0,055 ± 0,025
	MHz/Torr	0,94 ± 0,16	0,22 ± 0,08	0,62 ± 0,16	0,10 ± 0,05
	10 ⁶ s ⁻¹ / Torr	5,9 ± 1	1,4 ± 0,5	3,9 ± 1	0,65 ± 0,3
$\frac{\Delta\Gamma(0)}{P_{He}}$	gauss/ Torr	0,176 ± 0,07		0,29 ± 0,1	0,025 ± 0,02
	MHz/Torr	0,318 ± 0,13		0,53 ± 0,16	0,047 ± 0,038
	10 ⁶ s ⁻¹ / Torr	2 ± 0,8	< 0,6	3,3 ± 1	0,3 ± 0,25
$\Gamma(2)$ (limite des faibles pressions, raies de résonance totalement réabsorbées)	gauss	2,33 ± 0,06			
	MHz	4,22 ± 0,1	8,35 ± 0,55	= γ_a	= γ_a
	10 ⁶ s ⁻¹	26,5 ± 0,6	52,5 ± 3,5		
$\frac{\Delta\Gamma(2)}{P_{Ne}}$	gauss/ Torr	1,30 ± 0,1		1,85 ± 0,1	0,582 ± 0,050
	MHz/Torr	2,36 ± 0,16	3,88 ± 0,5	3,36 ± 0,16	1,09 ± 0,09
	10 ⁶ s ⁻¹ / Torr	14,8 ± 1	24,4 ± 3	21 ± 1	6,85 ± 0,60
$\frac{\Delta\Gamma(2)}{P_{He}}$	gauss/ Torr	0,834 ± 0,1		2,98 ± 0,1	0,667 ± 0,060
	MHz/Torr	1,51 ± 0,16	1,24 ± 0,5	5,42 ± 0,16	1,25 ± 0,11
	10 ⁶ s ⁻¹ / Torr	9,5 ± 1	7,8 ± 3	34 ± 1	7,86 ± 0,71

TABLEAU VI-1

Probabilités de transition :

$\gamma_{3s_2 \rightarrow 1p_0}$	$= 5,89 \pm 0,37 \text{ MHz}$	$= 37,0 \pm 2,3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	(résonance)
$\gamma_{3s_2 \rightarrow 2p_4}$	$= 0,515 \pm 0,080 \text{ MHz}$	$= 3,2 \pm 0,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	($\lambda = 6.328 \text{ \AA}$)
$\gamma_{3s_2 \rightarrow 2p_2}$	$= 0,18 \pm 0,09 \text{ MHz}$	$= 1,1 \pm 0,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	($\lambda = 6.401 \text{ \AA}$)
$\gamma_{2s_2 \rightarrow 1p_0}$	$= 14,5 \pm 2,4 \text{ MHz}$	$= 91 \pm 15 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	(résonance)
$\gamma_{2s_2 \rightarrow 2p_4}$	$= 1,53 \pm 35 \text{ MHz}$	$= 9,6 \pm 2,2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	($\lambda = 1,15 \mu$)

TABLEAU VI-2

C - MODULATION DE LA LUMIERE DE FLUORESCENCE A LA FREQUENCE DE BATTEMENT ENTRE MODES

Dans la théorie linéaire, nous avons montré que les grandeurs atomiques et, par conséquent, la lumière de fluorescence, devaient être modulées à la fréquence de battement entre les modes du laser. Ceci est un aspect intéressant et beaucoup plus spécifique du pompage optique par un laser : il était donc très intéressant de mettre en évidence expérimentalement cette modulation.

1) Méthode d'observation de la modulation

La modulation de la lumière de fluorescence a été recherchée sur un montage du type I, à l'aide de photomultiplicateurs 150 UVP, dont l'impédance de sortie était adaptée pour une bande de fréquence centrée sur la fréquence de 82,5 MHz correspondant à l'écart entre modes. Le signal obtenu était ensuite détecté par un analyseur de spectres (Singer). Cet appareil donne directement, sur un tube cathodique, l'amplitude de la modulation (Y) en fonction de la fréquence (X) (figure VI-3). La fréquence est balayée périodiquement en fonction du temps (balayage en dents de scie) : le signal Y, qui peut être sorti de l'appareil, se présente donc comme une succession périodique d'impulsions dont la largeur est déterminée essentiellement par la bande passante de l'analyse et la hauteur par l'amplitude de la modulation (supposée monochromatique). Il est donc possible de mesurer l'amplitude de la modulation de la lumière de fluorescence en envoyant le signal Y de l'analyseur de spectres dans un amplificateur sélectif, accordé sur la fréquence de balayage (5 Hz), et suivi d'une détection.

Comme nous le discuterons au paragraphe suivant, l'étude du battement des modes du laser est primordiale pendant la détection de la modulation de la lumière de fluorescence. Pour cela,

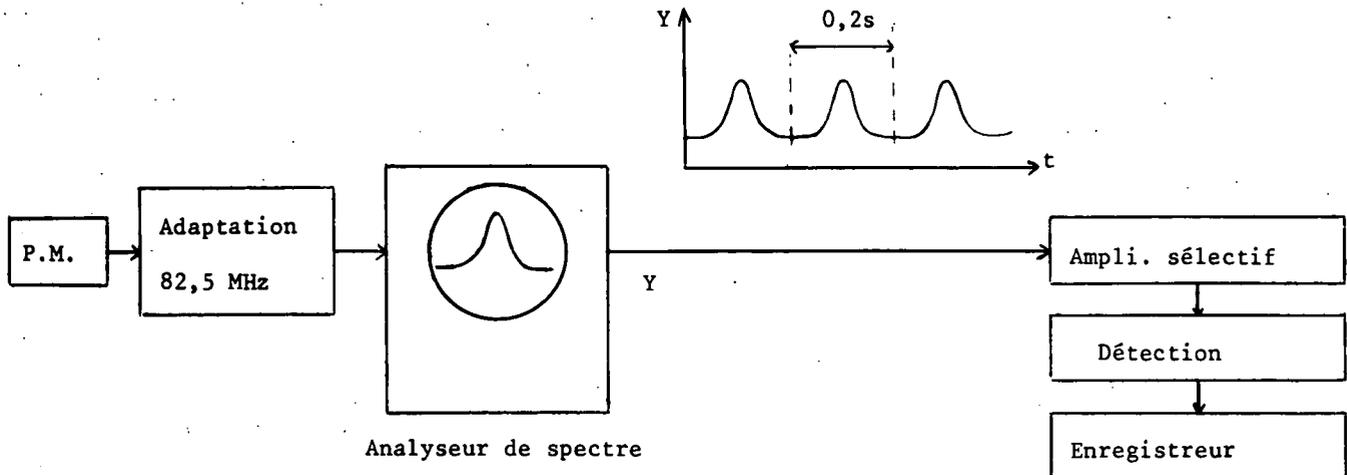


FIGURE VI-3

ce battement est directement détecté par une photodiode rapide sur laquelle est focalisé le faisceau laser. Le signal issu de la photodiode est également étudié à l'aide de l'analyseur de spectre.

Pour nous permettre de contrôler constamment le battement direct pendant l'enregistrement de l'amplitude de la modulation, un système de commutation permet d'alterner, un balayage sur deux, la modulation issue du photomultiplicateur et le battement issu de la photodiode. Un système de commutation synchronisé avec le précédent permet d'isoler les deux types de signaux à la sortie Y de l'analyseur.

2) Conditions de fonctionnement du laser (synchronisation des modes)

Comme nous l'avons signalé au paragraphe IV-C-4, l'amplitude de la modulation dépend, de façon très critique, de la structure des modes du laser. De fait, nous ne sommes parvenus à mettre en évidence la modulation que dans un seul cas expérimental : le cas de la synchronisation des modes.

Il est donc intéressant de décrire ici les différents types de comportement des lasers utilisés. Cette description est d'autant plus utile qu'elle sera indispensable à la compréhension de certains effets non linéaires de la troisième partie. L'étude rapportée ici a surtout été faite sur la raie 6.328 \AA ($3s_2 \leftrightarrow 2p_4$), mais elle est aussi valable pour les autres raies visibles et, sans doute aussi, en proche infrarouge (à l'exclusion de $3,39 \mu$). Les deux principaux moyens d'étude sont la détection des battements entre modes et l'analyse des modes au Fabry-Perot (plan, épaisseur = 10 cm).

a) Modes désynchronisés

A forte puissance du laser, lorsque les réglages sont optimisés pour obtenir l'intensité totale maximale, on observe le comportement suivant :

- Le faisceau observé sur un écran présente plusieurs tâches caractéristiques de la présence de modes obliques. Ceci provient de l'utilisation de miroirs de fort rayon de courbure ($L = 1,80 \text{ m}$, $R = 2 \text{ m}$ ou $1,50 \text{ m}$).

- En plus des battements aux fréquences attendues ($\frac{nc}{2L} = n \times 82,5 \text{ MHz}$), existent des battements à fréquence intermédiaire, ce qui confirme la présence de modes obliques. La fréquence de ces battements est compatible avec les fréquences calculées en fonction du rayon de courbure des miroirs à l'aide des formules de BOYD et KOEGLNIK (62).
- Si l'on observe la structure du battement à 83 MHz, on obtient un très grand nombre de fréquences fluctuant rapidement en amplitude et en position. Ceci prouve que les modes ne sont pas équidistants. A très forte puissance, ces battements s'étendent sur une largeur spectrale de l'ordre de 1 MHz (fig. VI-4-a).
- L'observation des modes au Fabry-Perot montre une douzaine de modes axiaux. On observe également les modes obliques intercalés entre les modes axiaux (fig. VI-6-b), lorsque l'on collecte la lumière de tout le faisceau (les deux types de modes étant géométriquement séparés, on ne les observe pas souvent simultanément). Lorsqu'on fait un balayage rapide et périodique de Fabry-Perot, on observe que les modes ont une intensité qui fluctue très rapidement dans le temps, deux modes voisins étant généralement d'intensité très différente à un instant donné. Ceci semble indiquer une compétition très forte entre modes voisins : à un instant donné, un mode l'emporte sur ses voisins, puis à l'instant suivant, c'est un autre mode qui devient prépondérant. Sur la figure VI-7, on montre deux balayages successifs du Fabry-Perot (fréquence de répétition 30 Hz).

Ce type de fonctionnement se caractérise donc par des modes non équidistants et instables tant en fréquence qu'en amplitude, ainsi que par la présence de modes obliques. L'intensité totale reste assez stable mais présente un bruit haute fréquence.

Lorsqu'on diaphragme progressivement le faisceau laser (dans la cavité), on voit disparaître les modes obliques. Le spectre de battement se purifie. On observe fréquemment un spectre constitué d'une composante centrale (instable sur quelques dizaines de kHz) entourée de deux satellites à 0,5 MHz (fig. VI-4-b). Si l'on diaphragme davantage, les satellites disparaissent et l'on obtient un fonctionnement en modes axiaux purs, mais non équidistants (fig. VI-4-c et d). Enfin, on obtient la synchronisation des modes.

b) Modes synchronisés

Brusquement, le battement devient monochromatique et stable (fig. VI-4-e et f). Il n'est pas possible de déterminer sa largeur qui est inférieure à toute largeur instrumentale réalisable. Ceci indique que les modes sont alors équidistants. Nous n'avons évidemment pas d'indication directe sur leurs phases relatives, mais tout porte à croire que les modes sont non seulement "bloqués" (= équidistants), mais aussi "synchronisés" : suivant la terminologie définie au § IV-C-4, ceci signifie que tous les modes sont en phase à intervalles de temps réguliers (intensité du laser modulée en impulsions brèves), c'est-à-dire que $\cos(\phi_{\nu} - \phi_{\nu-p} - \phi_{\nu'} + \phi_{\nu'-p}) = 1$, dans la formule (IV,36), quels que soient ν , ν' et p . Nous pensons que les modes sont effectivement synchronisés, car les battements entre modes

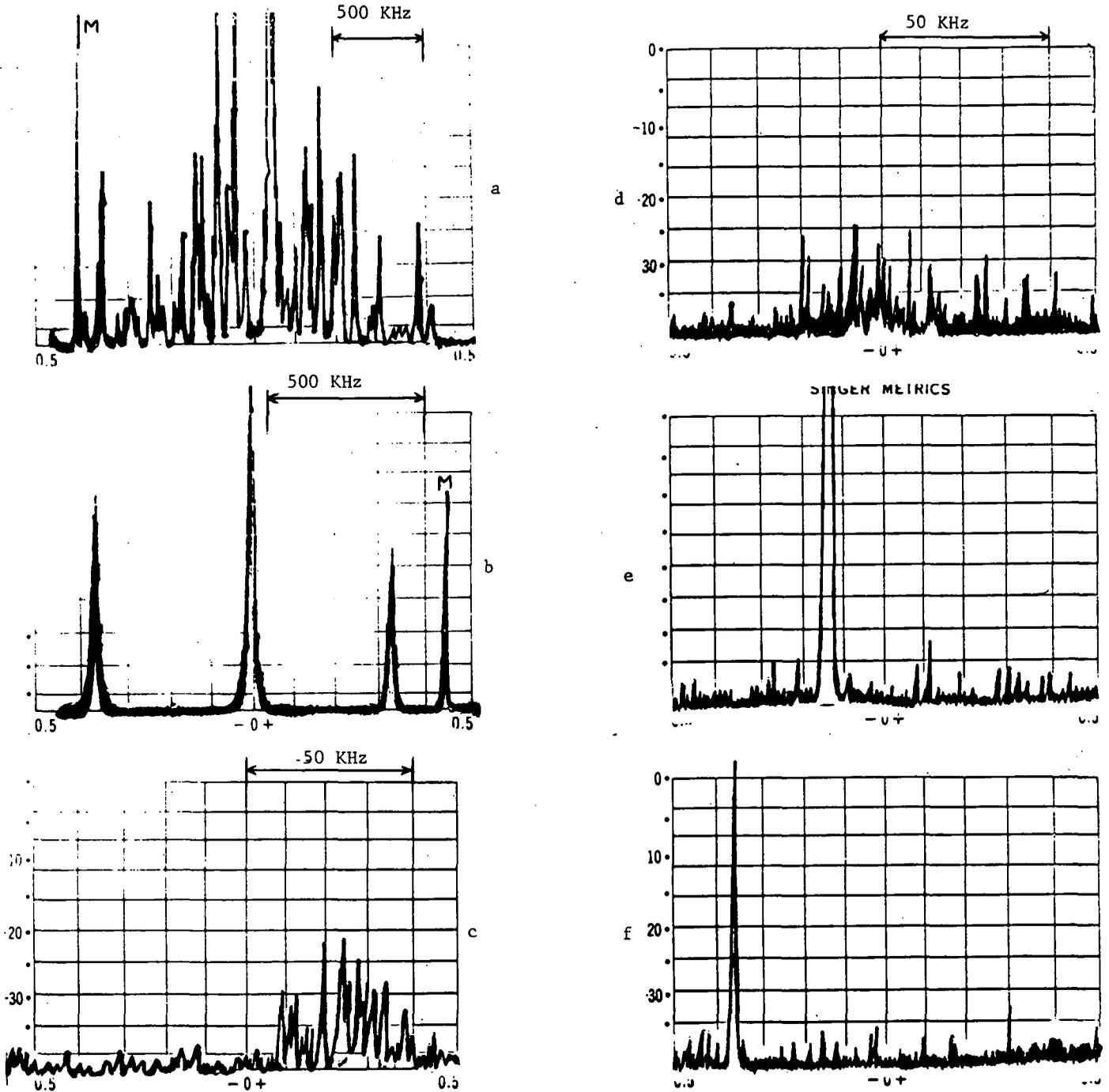


FIGURE VI-4 - Spectres de battement entre modes (raie 6.328 Å - fréquence de battement $\sim 82,5$ MHz) observés sur l'analyseur de spectres

La photo 4-a représente le spectre de battement lorsque l'intensité laser est maximum. De la figure 4-a à la figure 4-c, on a fait décroître la puissance du laser et, au fur et à mesure, on a augmenté la dispersion de l'analyseur de spectres. Sur la figure 4-b, on voit deux satellites autour du battement central (modes obliques). Les pics marqués M sont des signaux de marquage générés par l'analyseur pour le repérage des fréquences.

Les photos 4-d à 4-f montrent l'apparition de la synchronisation des modes (4-e) et le déplacement de la fréquence de battement lorsque l'on fait décroître davantage l'intensité du laser. Ces trois photos ont été prises avec le même réglage de l'analyseur de spectres. La photo 4-d a été prise dans les mêmes conditions que la photo 4-c (laser faible juste avant l'apparition de la synchronisation des modes).

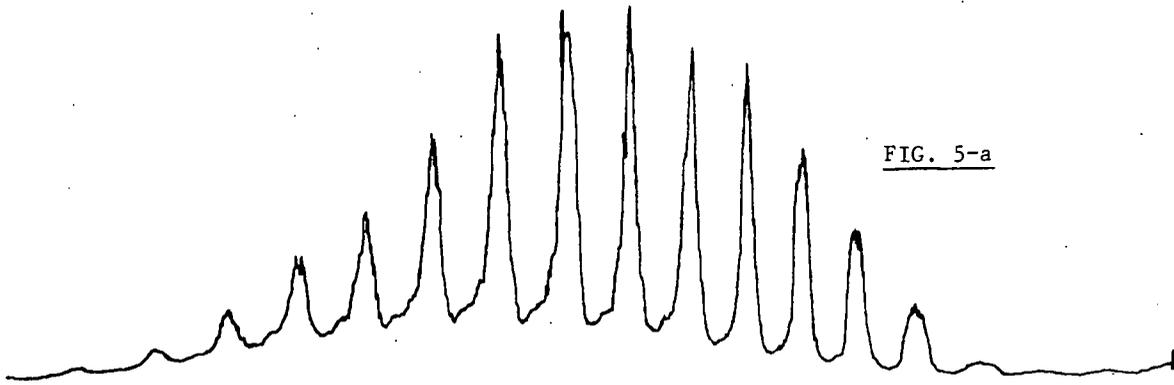


FIG. 5-a



FIG. 5-b

FIG. 6-a

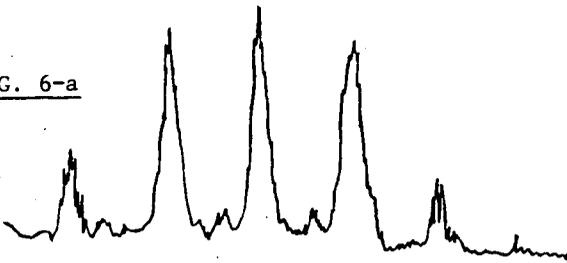


FIG. 7-a

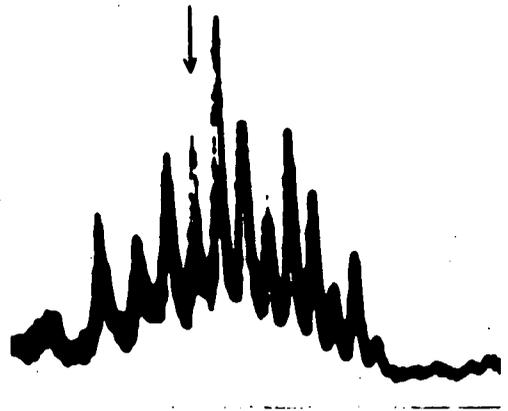


FIG. 6-b

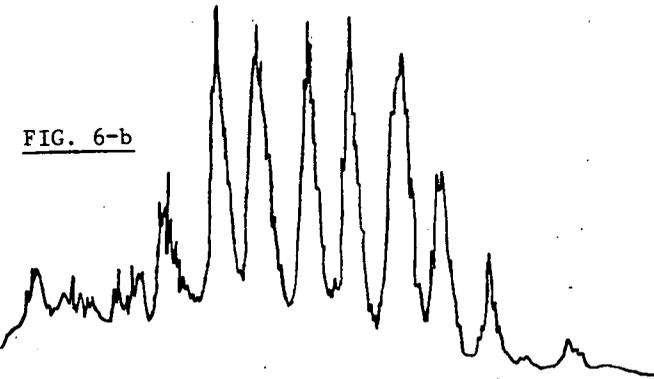
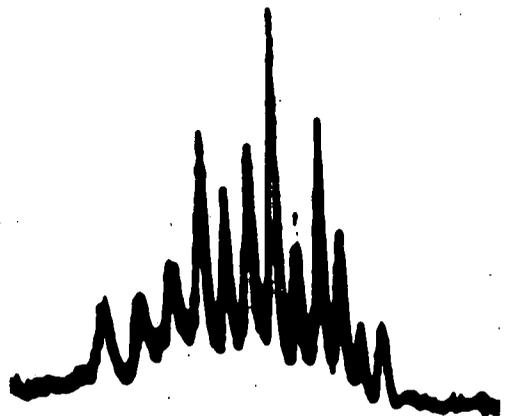


FIG. 7-b



OBSERVATION DES MODES DU FABRY-PEROT

FIGURE VI-5 : Raie 6.328 Å. Balayage lent. Enregistrement avec une grande constante de temps (instabilités moyennées). 5-a : puissance maximum. 5-b : modes synchronisés.

FIGURE VI-6 : Raie 7.305 Å. Même méthode que ci-dessus. L'enregistrement 6-b montre l'apparition de modes obliques intercalés entre les modes axiaux.

FIGURE VI-7 : Raie 6.328 Å. Balayage rapide (0,015 s). Photos sur oscillographe cathodique. La deuxième photo a été prise environ 5 secondes après la première. On observe de grandes fluctuations de l'intensité des modes. Sur la photo 7-a, on observe pour l'un des modes (marqué d'une flèche) la rémanence du balayage précédent : en 0,03 s l'intensité de ce mode a considérablement changé.

sont très intenses, mais surtout en raison du comportement des résonances de saturations observées dans ce cas. Nous étudierons ceci très en détail au chapitre VII (§ D), et au chapitre VIII (§ A -4), nous montrerons que la synchronisation des modes n'est pas tellement surprenante.

Cette synchronisation se produit toujours pour une faible intensité du laser, cependant l'analyse au Fabry-Perot indique la présence d'un nombre de modes presque aussi important qu'en laser fort (~ 10 pour la raie 6.328, cf. fig. VI-5-b). Ces modes sont d'intensité plus uniforme. Les fluctuations d'intensité (dans le temps) subsistent encore, mais sont nettement plus faibles.

Les conditions d'obtention de la synchronisation spontanée de modes ne sont pas très reproductibles. Il est net que ce phénomène est favorisé par un léger dérèglement du parallélisme des miroirs (il est alors à peine nécessaire de diaphragmer le faisceau) et que le choix du rayon de courbure de ceux-ci a une influence.

REMARQUE.

De façon exceptionnelle, nous avons obtenu des types de fonctionnement différents de ceux décrits ici, par exemple un battement à 82,5 MHz formé de beaucoup de composantes équidistantes et stables. Un autre type de fonctionnement exceptionnel est décrit (pour la raie 6.401 Å) au § VII -F-5 à pleine puissance les modes étaient parfaitement synchronisés mais un mode sur deux n'oscillait pas (pas de battement d'ordre p impair).

c) Obtention de la modulation de la lumière de fluorescence

Nous avons nettement mis en évidence la modulation à 82,5 MHz sur les raies issues du niveau $2p_4$ lorsque le laser $\lambda = 6.328 \text{ Å}$ fonctionne en modes synchronisés (figure VI-8). Dans le cas désynchronisé, au contraire, la modulation n'a jamais pu être observée; ceci s'explique par plusieurs raisons :

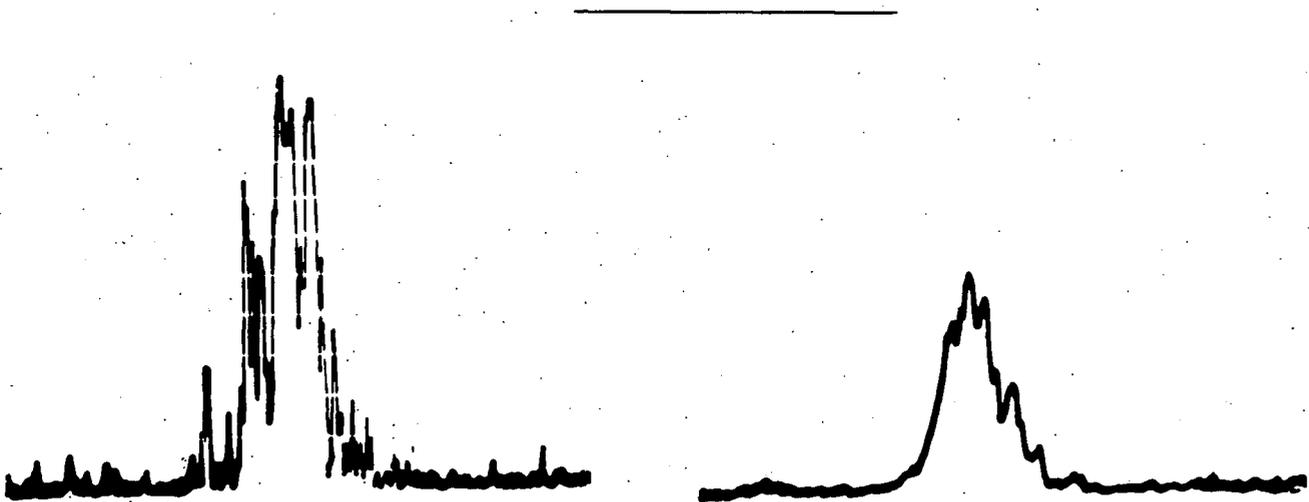


FIGURE VI-8 : Modulation de la lumière de fluorescence observée sur l'analyseur de spectres
Raie laser : 6.328 Å ($3s_2 \rightarrow 2p_4$). Raie de fluorescence : 6.096 Å ($2p_4 \rightarrow 1s_4$). Fréquence du battement : environ 83 MHz. Les deux photos correspondent à deux réglages différents de la bande passante de l'analyseur

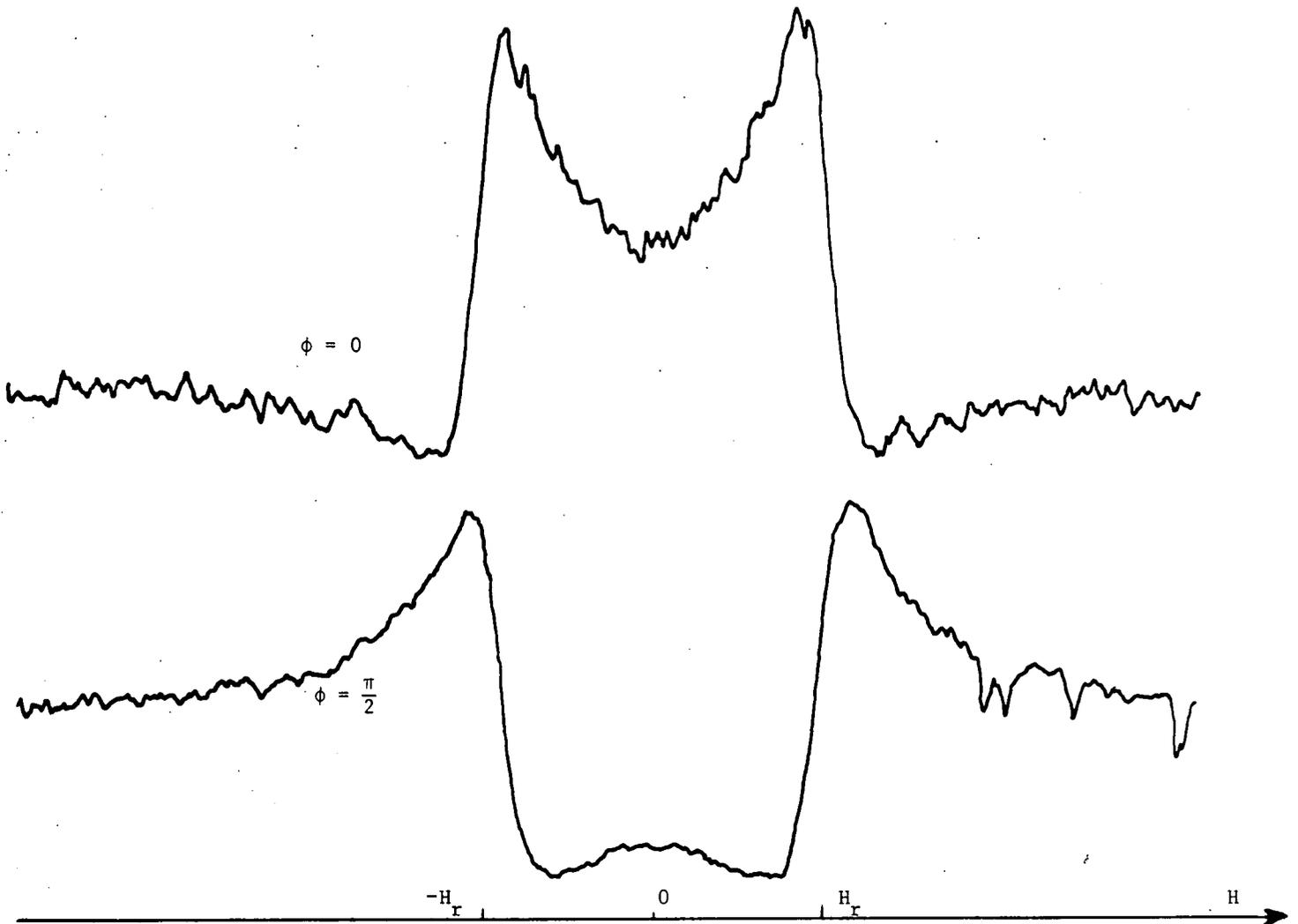


FIGURE VI-9 : Enregistrement de l'amplitude de la modulation à 82,5 MHz de la raie 6.096 Å (Laser 6.328Å) en fonction du champ magnétique.

- Le terme $\cos(\phi_{\nu} - \phi_{\nu-p} - \phi_{\nu} + \phi_{\nu-p})$ disparaît dans (IV,36), ce qui réduit la puissance de modulation par un facteur de l'ordre de $N - 1$ (N : nombre de modes).
- A chaque instant, il y a une grande différence d'intensité entre deux modes voisins, le produit $I_{\nu} I_{\nu-1}$ est donc plus faible que si les deux modes étaient d'égale intensité.
- L'instabilité de la fréquence de battement nous oblige à prendre la bande passante de la détection plus large qu'en modes synchronisés, ce qui a pour effet d'augmenter le bruit.

REMARQUE.

FORK, HARGROVE et POLLACK (⁶³)(⁶⁴) ont observé la modulation de la lumière de fluorescence en imposant la synchronisation des modes par un modulateur placé dans la cavité laser. Cette méthode est évidemment plus commode, car elle permet d'avoir des modes synchronisés avec une puissance quelconque du laser.

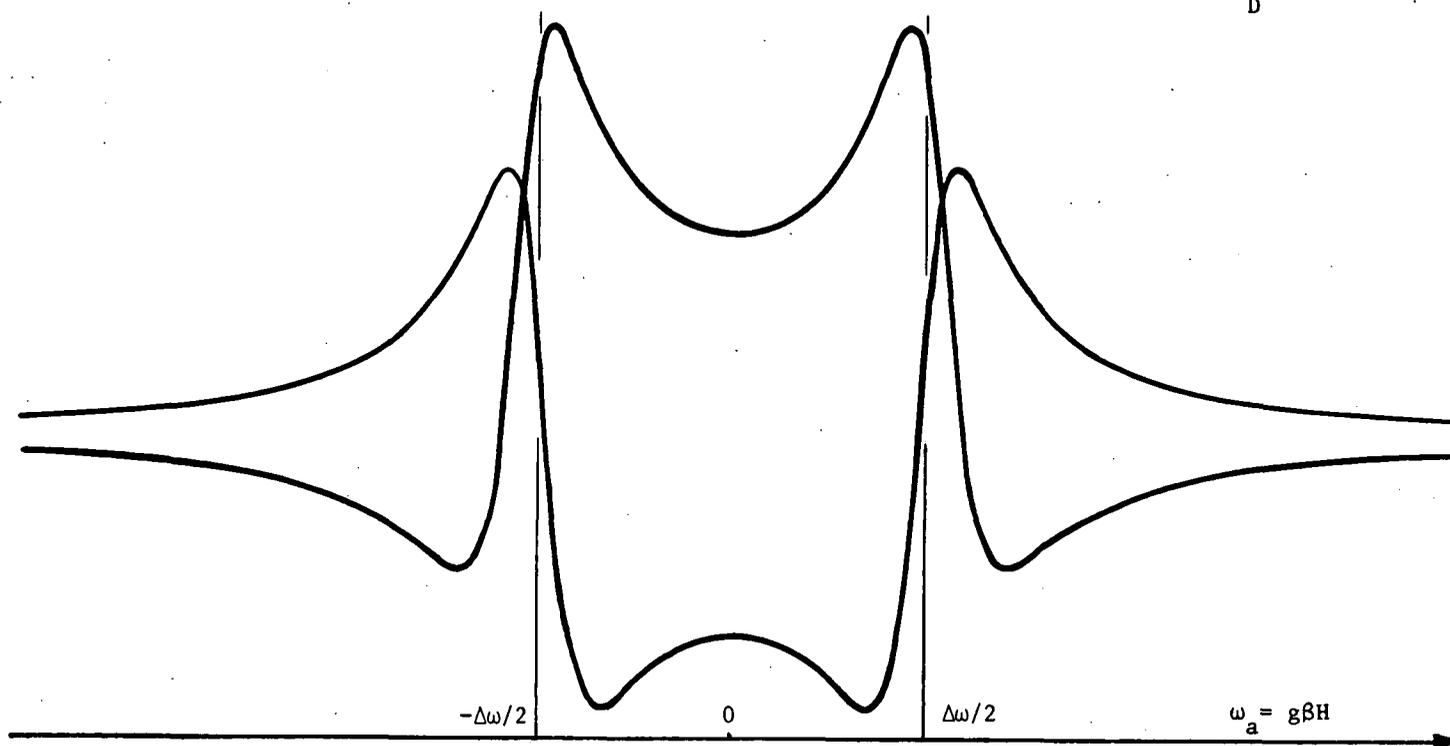


FIGURE VI-10 : Courbes théoriques donnant l'amplitude de la modulation pour les deux directions d'observation. Ces courbes ont été calculées à l'aide de la formule (VI,2) avec les valeurs : $\Delta\omega = 82,5$ MHz, $\Gamma_a(0) = 9$ MHz, $\Gamma_a(2) = 16$ MHz (Remarque : l'origine des ordonnées a été déplacée pour la mise en page; en fait, elle est nettement plus bas).

3) Amplitude de la modulation en fonction du champ magnétique

Par la méthode décrite au § C-1, nous avons mesuré l'intensité de la modulation à 82,5 MHz ($p = 1$) en fonction du champ magnétique. La figure VI-9 montre les courbes obtenues dans les directions d'observation $\phi = 0$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$ (L_{\perp} et $L_{//}$) avec la raie de fluorescence 6.096 Å ($2p_4 \rightarrow 1s_4$), lorsque le niveau $2p_4$ est pompé par la raie laser 6.328 Å ($3s_2 \rightarrow 2p_4$). Nos courbes sont analogues à celles de FORK et al. (64).

Pour comparer les courbes expérimentales aux résultats du chapitre IV, § C, nous utilisons l'expression (IV,27) des termes modulés de la matrice densité. Bien que cette expression ait été établie uniquement pour le niveau supérieur de la transition laser, nous l'appliquons au niveau $2p_4$ qui est un niveau inférieur : ceci se justifie car d'une part le transfert d'alignement est toujours négligeable dans ce cas (raie $J = 1 \rightarrow J = 2$) et, d'autre part, le transfert de population joue un rôle peu important, puisque les termes correspondants ne présentent pas de résonance. En reportant (IV,27) dans l'expression (V,15-c) de la lumière de fluorescence, on obtient le terme modulé à la fréquence $\Delta\omega$ (rappelons que $J_{2p_4} = 2$, $J_{3s_2} = J_{1s_4} = 1$ et que l'excitation comme la détection se fait en polarisation σ) :

$$I_{a \rightarrow g}^{\sigma}(\Delta\omega) = \frac{1}{3\sqrt{5}} {}^{(2)}\rho_{a1_0}^{\sigma}(\Delta\omega) + \frac{\sqrt{21}}{30} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} {}^{(2)}\rho_{a1_0}^{\sigma 2} + \text{Re}({}^{(2)}\rho_{a1_2}^{\sigma 2}(\Delta\omega)) \right] \quad (1)$$

$$= \frac{2n_1}{45} |P_{ab}|^2 \sum_{\nu} \frac{X(\omega_{\nu} - \omega - \frac{\Delta\omega}{2})}{\Delta\nu} \sqrt{I_{\nu} I_{\nu-1}} \mathcal{R}e \left\{ e^{i\Delta\omega t} \left[\frac{1}{\Gamma_a(0) + i\Delta\omega} + \frac{7}{40} \left(\frac{1}{\Gamma_a(2) + i\Delta\omega} \pm \frac{3/2}{\Gamma_a(2) + i(\Delta\omega + 2\omega_a)} \pm \frac{3/2}{\Gamma_a(2) + i(\Delta\omega - 2\omega_a)} \right) \right] \right\}$$

Le signe \pm correspond aux deux directions de détection. Avec notre méthode de détection, nous mesurons l'amplitude de cette modulation; elle est proportionnelle à :

$$\left| \frac{1}{\Gamma_a(0)+i\Delta\omega} + \frac{7}{40} \left(\frac{1}{\Gamma_a(2)+i\Delta\omega} \pm \frac{3/2}{\Gamma_a(2)+i(\Delta\omega+2\omega_a)} \pm \frac{3/2}{\Gamma_a(2)+i(\Delta\omega-2\omega_a)} \right) \right| \quad (2)$$

Sur la figure (VI-10), nous avons représenté la forme de courbe obtenue pour chacune des directions d'observation en prenant $\Gamma_a(0) = 9$ MHz, $\Gamma_a(2) = 16$ MHz et $\Delta\omega = 82,5$ MHz. Ces valeurs correspondent à un mélange 20% Ne-80% He avec une pression de 1,5 Torr et un courant d'environ 10 mA.

En comparant la figure 9 et la figure 10, on voit que l'accord entre les formes de courbes théoriques et expérimentales est qualitativement satisfaisant. Cependant, nous ne chercherons pas une vérification quantitative car les expériences rapportées ici ne sont que des expériences préliminaires pour lesquelles nous n'avons pas contrôlé précisément toutes les conditions expérimentales. En effet, nous n'avons pas encore réalisé l'étude systématique des paramètres agissant sur la relaxation. En raison de la complexité des formes de courbe et en raison de la grande difficulté expérimentale, nous n'avons pas cherché à mesurer les temps de relaxation par cette méthode. Nous l'avons abandonnée au profit de l'étude de l'effet Hanle, beaucoup plus commode.

D - MONTAGE DU TYPE II : CELLULE HORS DE LA CAVITE LASER

Ce montage a été construit pour permettre l'emploi d'une excitation laser de polarisation circulaire et permettre ainsi l'étude de l'orientation des niveaux atomiques.

• Nous avons toujours utilisé la technique de modulation de la polarisation de l'excitation décrite au paragraphe V-D : pour cela, le faisceau issu d'un laser He-Ne (Spectra Physics 125 donnant de 70 à 85 mW sur la raie 6.328 \AA) traverse une lame quart d'onde (Polaroid) montée dans une turbine à air comprimé. Cette turbine (modèle décrit par FAROUX (⁴⁴)) est alimentée par deux circuits d'air comprimé (l'un pour la suspension, l'autre pour l'entraînement) dont la pression est stabilisée par des détendeurs de précision. Elle atteint facilement une fréquence de rotation de 10.000 tours/mm ($\Omega = 166$ Hz), avec une stabilité de l'ordre de 10^{-3} pendant 1 heure. On a pris soin de choisir une lame quart d'onde aux faces bien parallèles et de faire passer le faisceau au centre de rotation pour éviter toute modulation parasite de l'intensité lumineuse par déplacement du faisceau ou par le passage périodique des défauts de la lame.

Le système d'excitation est complété par un atténuateur à échelon MTO (9 plages semi-réfléchissantes de densité différente) pour régler l'intensité du faisceau et par une lentille ($f = 2\text{m}$)

pour le focaliser. Ainsi au niveau de la cellule, le faisceau est très parallèle et a un diamètre de 2 mm (note) (répartition radiale gaussienne avec 90% de l'énergie dans un cercle de 2 mm de diamètre). Un diaphragme (\emptyset 2 mm) placé devant la cellule coupe les ailes du faisceau et évite une trop grande diffusion de la lumière laser par les parois de la cellule.

- La cellule est très semblable à celle du montage précédent (diamètre 3 mm, décharge continue avec cathode froide, banc de pompage et de remplissage). Elle est légèrement plus longue (10 cm de décharge) et surtout la fenêtre d'entrée est presque perpendiculaire à l'axe pour éviter de dépolariser le faisceau incident. On a cependant donné à cette fenêtre une très légère inclinaison pour que la lumière réfléchie ne revienne pas perturber le laser source.

- Le champ magnétique au niveau de la cellule est produit par deux paires de bobines de Helmholtz. L'une est alimentée par une alimentation Varian haute tension et produit un champ homogène à $4 \cdot 10^{-6}$ près sur 3 cm (maximum 400 gauss). Cette alimentation est pilotée par une tension externe, ce qui permet un balayage du champ magnétique. La deuxième paire de bobines (Varian basse tension) sert à créer un champ fixe d'environ 40 gauss en sens contraire du précédent, de façon à permettre un balayage continu autour du champ nul pour les expériences d'effet Hanle. Ce deuxième champ est moins homogène ($\sim 3 \cdot 10^{-4}$), ce qui donne en champ nul une inhomogénéité d'environ 10^{-2} gauss ($\sim 10^{-3}$ de la largeur des courbes d'effet Hanle). Le champ magnétique a été étalonné à l'aide d'une résonance de protons à 1 MHz.

L'ensemble des bobines est placé sur un plateau pouvant pivoter autour d'un axe vertical (un coussin d'air comprimé permet de réduire les frottements pendant la manoeuvre). Il est ainsi possible de choisir aisément l'angle entre le champ magnétique et l'axe de la cellule (c'est-à-dire l'axe du faisceau laser). On a, en particulier, utilisé l'angle de 45° , ce qui donne le montage de la figure VI-11 (correspondant à la géométrie n° 1 du § V-D-3, figure V-4) et l'angle de 90° de la figure VI-12 (géométrie n° 2 de V-D-3, figure V-5).

Enfin, deux paires de bobines fixes permettent de compenser le champ terrestre à mieux que 10^{-2} gauss.

- La détection de la lumière de fluorescence, perpendiculairement à l'axe de la cellule, est possible dans trois directions différentes : l'une dans le plan horizontal et les deux autres vers le haut et vers le bas grâce à un jeu de miroirs. Les raies de fluorescence sont isolées par des monochromateurs Jarrell-Ash (25^{cm} de focale, réseaux blazés de 600 ou 1.200 traits/mm) et détectées par des photomultiplicateurs EMI 9558 QB.

(note) Il faut garder en mémoire que l'optique géométrique est inapplicable à un faisceau laser pour lequel la diffraction est primordiale (66). Dans notre cas, 2 mm est le diamètre minimum du faisceau après la lentille. Pour obtenir un diamètre plus petit, il faut utiliser une lentille plus convergente.

Sur chaque banc d'optique, il est possible de disposer un miroir semi-transparent de façon à mettre deux monochromateurs : ceci permet d'étudier, dans la même direction, soit deux raies différentes (fig. VI-11), soit deux polarisations orthogonales de la même raie (fig. VI-12). Dans ce dernier cas, il est important de tenir compte de la polarisation produite par le miroir semi-réfléchissant : il est préférable de détecter en réflexion la composante polarisée perpendiculairement au plan d'incidence et en transmission la composante parallèle au plan d'incidence. Dans le même ordre d'idée, les lames quart d'onde utilisées pour la détection de polarisation circulaire sont toujours placées près de la cellule avant tout miroir et toute lentille.

Les bancs d'optique sont longs ($\sim 1,5$ m, 3 lentilles dont une de champ) pour éloigner au maximum les photomultiplicateurs du champ magnétique. De plus, un double blindage en μ -métal entoure chaque photomultiplicateur.

• La détection électronique des signaux est assurée par des détections synchrones (P.A.R., type HR8) réglées à la fréquence 2Ω ou 4Ω suivant le principe étudié au paragraphe V-D. La référence est fournie pour chacune de ces fréquences par un détecteur (photodiode) placé dans le faisceau laser sortant de la cellule. Pour la référence à 4Ω , le détecteur est précédé d'un analyseur rectiligne et pour la référence à 2Ω , d'un analyseur circulaire (fig. VI-11). On détecte ainsi directement la modulation de la polarisation du faisceau laser.

Les signaux sortant des détections synchrones sont envoyés sur des enregistreurs X,Y dont le balayage X est piloté par une tension prélevée aux bornes d'une résistance étalon, placée en série avec les bobines de champ magnétique.

Très rapidement, il est apparu que, pour obtenir des résultats corrects, il fallait un très grand nombre de mesures (plusieurs milliers de courbes d'effet Hanle ont été tracées) et qu'il était hors de question de conserver la technique de dépouillement manuelle utilisée jusqu'à présent. On a donc construit un système d'acquisition de données permettant de transcrire numériquement les courbes sur bandes de papier perforé, directement lisibles par un ordinateur. De plus, le montage a été automatisé de façon à ce qu'il puisse enregistrer successivement un nombre déterminé de courbes (≤ 20) sans intervention manuelle : entre chaque courbe, un moteur permet de déplacer l'atténuateur à échelon de façon à changer la puissance du laser. L'enregistrement de chaque courbe durant de l'ordre de une demi-heure (longues constantes de temps du fait du faible rapport signal sur bruit), le montage peut fonctionner seul pendant 10 h. : ceci permet d'effectuer une série de mesures pendant la nuit (des systèmes de sécurité sont prévus pour éviter les catastrophes électriques et aquatiques !). Il en résulte un gain de temps d'un facteur deux et un très grand gain de stabilité car tout le montage reste en marche sans interruption pendant toute la semaine. A l'appendice G, nous donnons une description détaillée du principe de l'acquisition de données et de l'automatisme et à l'appendice H, nous donnons la méthode de dépouillement sur ordinateur.

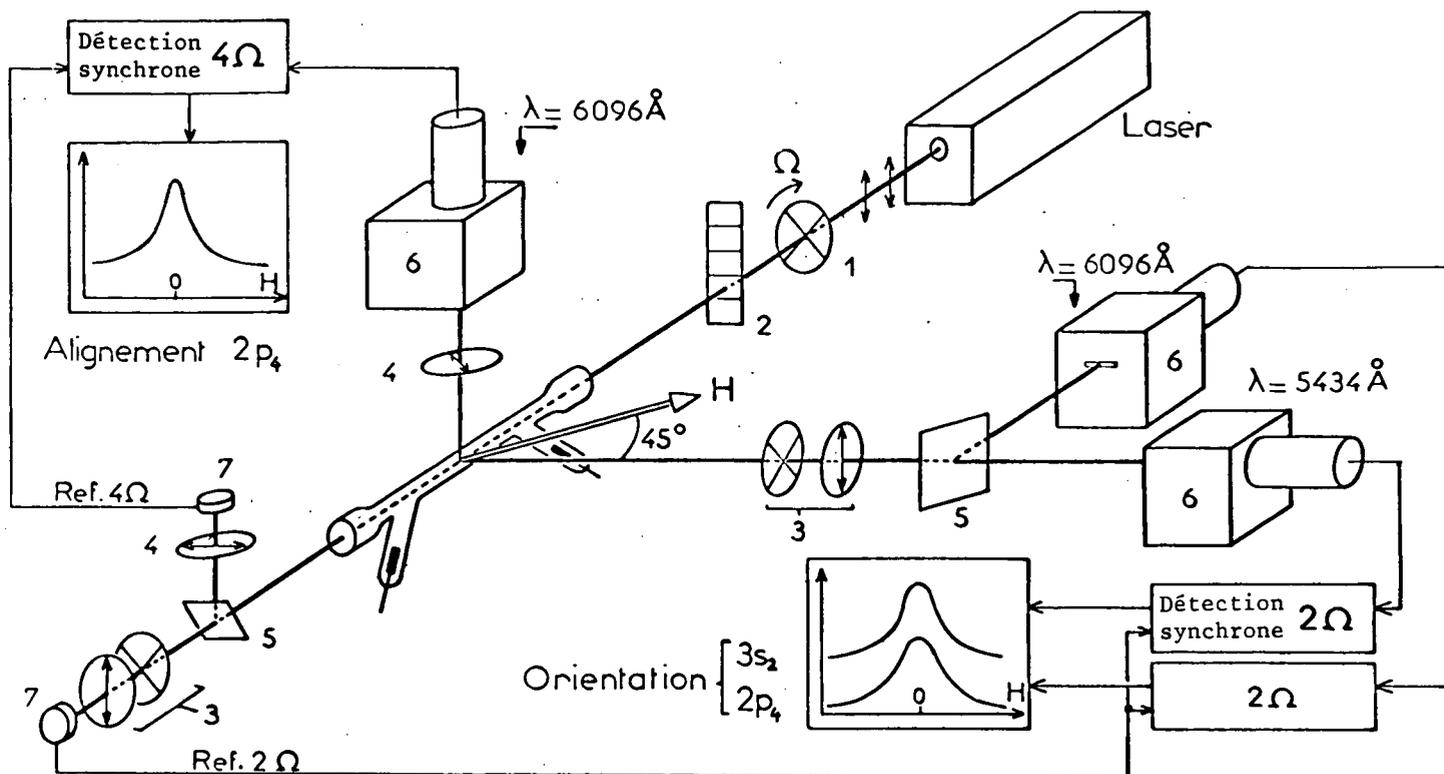


FIGURE VI-11 : Montage expérimental type II - géométrie n° 1

(1) lame quart d'onde tournante. (2) Atténuateur à échelon permettant de modifier l'intensité laser. (3) Analyseurs circulaires. (4) Analyseurs rectilignes. (5) Miroirs semi-transparent. (6) Monochromateurs et photomultiplicateurs. (7) Photodiodes pour la détection du faisceau laser.

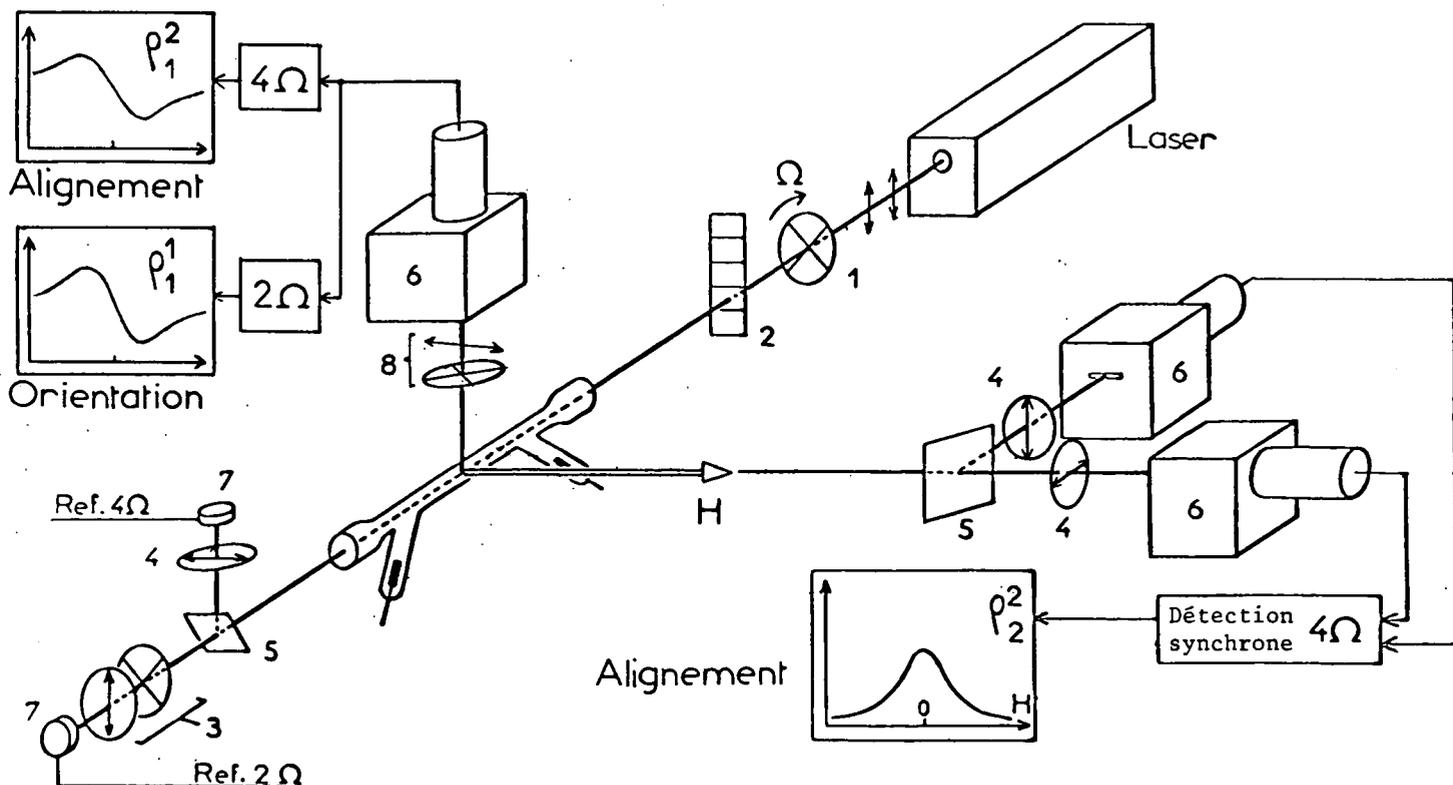


FIGURE VI-12 : Montage expérimental type II - géométrie n° 2

Les numéros de (1) à (7) ont la même signification que sur la figure 11. (8) Analyseur elliptique

Avantages de ce montage :

- Choix de la polarisation
- On ne modifie pas le spectre des modes du faisceau laser en l'atténuant.

Inconvénients :

• La puissance à l'extérieur du laser est faible. On peut augmenter les effets non linéaires (ce n'était, en général, pas notre but ici) en focalisant davantage le faisceau, mais les effets linéaires restent identiques et le rapport signal sur bruit est toujours plus mauvais qu'avec le montage du type I.

• Seules quelques raies laser sont suffisamment intenses pour permettre un pompage hors de la cavité. Nous avons utilisé la raie 6.328 Å. Il serait possible d'utiliser également 1,15 μ et 3,39 μ , mais il semble difficile d'obtenir de bons résultats avec d'autres raies du néon.

E - ETUDE DE L'ORIENTATION DES NIVEAUX 3s₂ ET 2p₄ DU NEON

Cette étude a été faite sur le montage de la figure VI-11, c'est-à-dire avec le champ magnétique à 45° de l'axe du faisceau laser : ainsi les courbes d'effet Hanle d'orientation et d'alignement sont toutes des courbes de Lorentz. Nous avons toujours enregistré simultanément l'alignement (ρ_2^2) et l'orientation transversale du niveau 2p₄ (raie 6.096 Å, 2p₄ → 1s₄) et l'orientation du niveau 3s₂ (raie 5.434 Å, 3s₂ → 2p₁₀). L'alignement créé par la raie 6.328 Å (raie J = 1 → J = 2) dans le niveau 3s₂ (J = 1) est -comme il est bien connu⁽²⁶⁾⁽³³⁾- trop faible pour être utilisable. Pour l'étude du niveau 3s₂, nous avons utilisé la raie 5.434 Å (J = 1 → J = 1) plutôt qu'une raie J = 1 → J = 0 (deux fois plus sensible à l'orientation, cf. IV-25), car cette raie est très bien isolée et permet l'utilisation de fentes très larges sur le monochromateur : l'amélioration du rapport signal sur bruit due au gain d'intensité lumineuse compense largement la perte due aux coefficients angulaires $A_{ag}^b(1)$.

Nous avons utilisé, dans la cellule, des mélanges He-Ne contenant 1,10 et 20% de Ne avec une pression totale comprise entre 0,6 et 2 ou 3 Torr et du néon pur entre 0,6 et 5 Torr. Comme nous l'avons toujours observé dans tous les types d'expériences, c'est le néon pur qui donne le meilleur rapport signal sur bruit pour le niveau 3s₂ et les mélanges He-Ne pour le niveau 2p₄. Ceci se comprend aisément : dans le néon pur, le niveau 2p₄ est beaucoup plus peuplé que le niveau 3s₂ (milieu absorbant pour la raie 6.328 Å); le transfert d'une petite proportion d'atomes du niveau 2p₄ vers le niveau 3s₂, par absorption de la raie laser, produit donc une modification relative très importante de la population du niveau 3s₂. Par conséquent, tous les signaux observés sur ce niveau sont importants

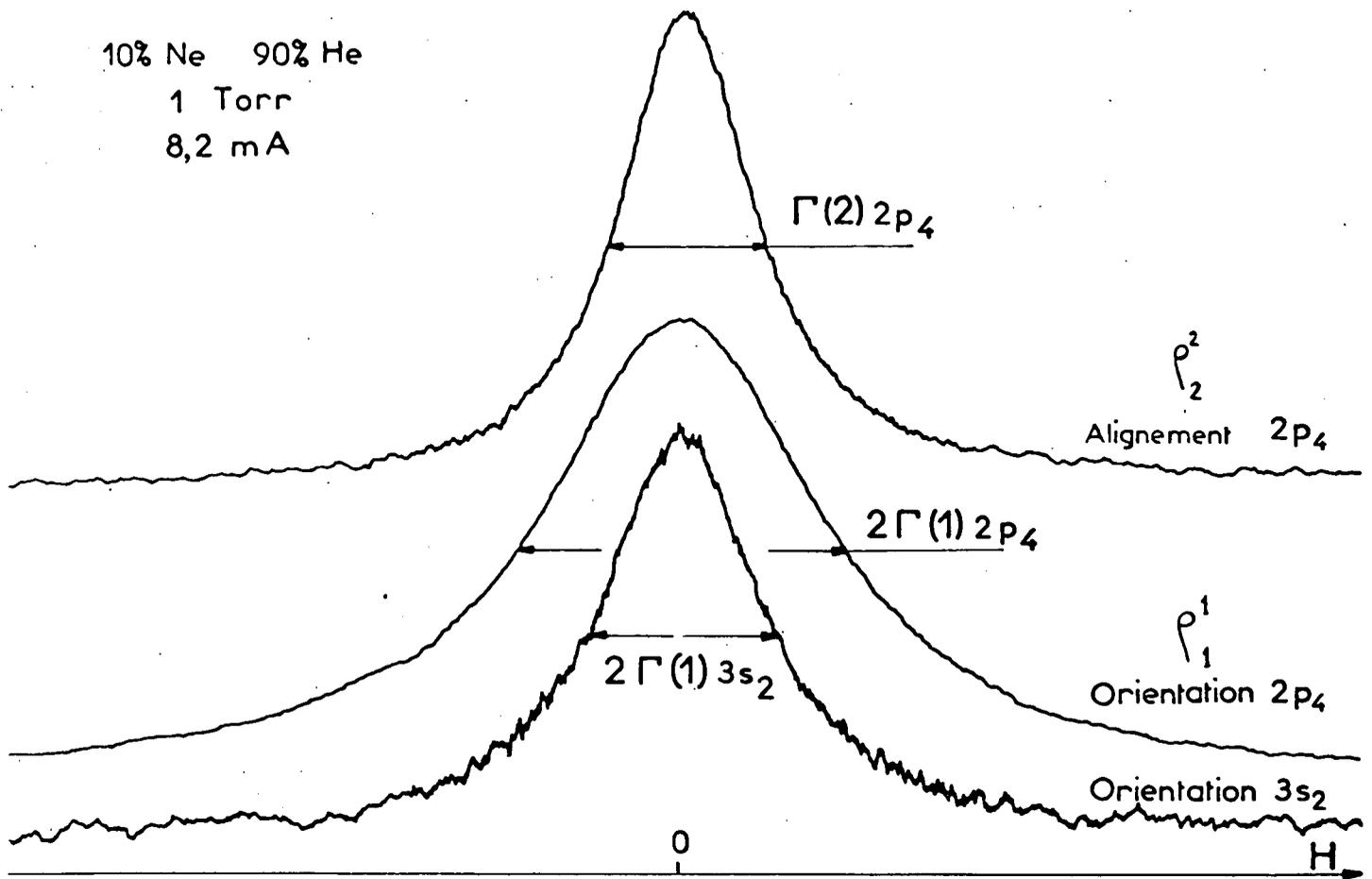


FIGURE VI-13: Courbes d'effet Hanle.

relativement à l'intensité totale des raies de fluorescence. Au contraire, dans les mélanges He-Ne, le niveau $3s_2$ est beaucoup plus peuplé du fait des collisions avec les métastables de l'hélium. Les conclusions sont donc inversées.

La figure VI-13 montre trois courbes d'effet Hanle enregistrées simultanément et dont les largeurs ΔH donnent respectivement les trois temps de relaxation que nous voulons mesurer. Dans la plupart des cas, la mesure de la largeur a été faite à l'aide d'un calcul sur machine (appendice H) qui ajuste au mieux une courbe de Lorentz théorique aux points expérimentaux. Dans le cas de l'orientation du niveau $2p_4$ le programme effectue une correction pour tenir compte du transfert d'orientation par émission spontanée à partir du niveau $3s_2$: cette correction est calculée à l'aide de la probabilité de transition γ_{ba} de la raie laser (mesurée par DECOMPS) et à partir de la largeur de la courbe correspondant à l'orientation du niveau $3s_2$.

1) Effet du laser

Pour toute mesure de temps de relaxation, il faut d'abord éliminer l'effet de l'intensité du laser sur les courbes d'effet Hanle. Bien que la puissance du laser à l'extérieur de la cavité soit nettement plus faible qu'à l'intérieur, cet effet n'est pas négligeable, comme on le voit sur la figure VI-14.

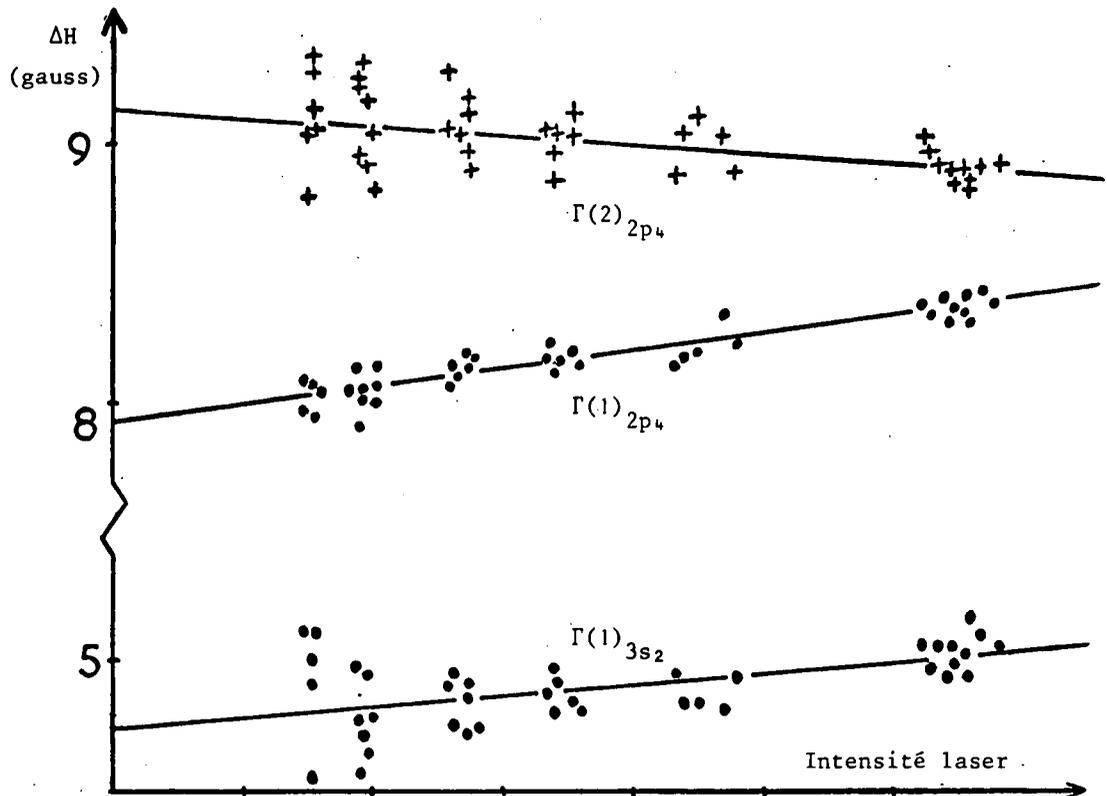


FIGURE VI-14

Sur ce graphique, on a reporté la largeur ΔH des trois types de courbes d'effet Hanle en fonction de l'intensité du laser (note 1). On remarque que les courbes d'effet Hanle d'orientation s'élargissent avec la puissance du laser, tandis que les courbes d'alignement s'affinent. Ceci peut paraître contradictoire avec l'idée intuitive d'un raccourcissement de la durée de vie par l'émission induite ou l'absorption. En fait, il faut se souvenir que notre méthode de détection n'isole pas l'alignement transversal de l'alignement longitudinal (V,35-a), il peut donc y avoir déformation des courbes d'effet Hanle par la résonance de saturation (cf. chap. VII) de ρ_0^2 . D'autre part, comme nous l'avons dit au paragraphe V-D-4, la méthode de modulation de la polarisation à l'excitation ne donne pas les mêmes effets non linéaires que les méthodes statiques habituelles. On ne peut donc prévoir a priori les variations de la largeur d'effet Hanle avec l'intensité du laser (note 2). Nous n'avons pas cherché à calculer cet effet, en

(note 1)

Par convention, nous appellerons ΔH la demi-largeur à mi-hauteur, pour la courbe d'orientation ($\rho_1^1 \rightarrow$ cohérence $\Delta M = 1$) et la largeur totale pour les courbes d'alignement ($\rho_2^2 \rightarrow$ cohérence $\Delta M = 2$, donc les courbes sont deux fois plus fines pour un même Γ). Ainsi on a dans tous les cas : $\Gamma = g\beta\Delta H$.

(note 2)

En focalisant davantage le faisceau laser dans la cellule, on a pu obtenir des effets non linéaires très importants : on constate alors que l'effet Hanle d'alignement, après s'être affiné légèrement, se met à s'élargir rapidement lorsque la densité d'énergie augmente. Pour l'orientation, au contraire, l'élargissement devient moins rapide. En évaluant la densité d'énergie par une mesure du diamètre du faisceau laser, on obtient une bonne continuité des courbes donnant les largeurs en fonction de la densité d'énergie (malgré des focalisations différentes).

raison de la très grande complexité des formules du 4e ordre lorsque la polarisation de l'excitation est modulée.

Sur la figure VI-14, on voit également que la dispersion des points expérimentaux augmente au fur et à mesure que l'intensité laser baisse. Ceci est normal puisque l'amplitude des courbes d'effet Hanle décroît tandis que le bruit reste constant. On comprend que l'extrapolation à intensité de laser nulle soit une cause importante d'incertitude. Pour améliorer la précision de cette extrapolation, nous enregistrons 15 à 20 courbes, avec différentes intensités laser, pour un certain nombre de valeurs de la pression et du courant de décharge (note). Nous déterminons, par la méthode des moindres carrés, la droite donnant la largeur en fonction de l'intensité laser, cependant nous ne conservons pas la valeur obtenue par extrapolation à intensité laser nulle, mais la valeur obtenue à intensité laser maximum (beaucoup plus précise). Après la fin d'une série complète (pression constante, plusieurs valeurs du courant de décharge), nous corrigeons en bloc toutes les valeurs de ΔH d'une même quantité, calculée en faisant la moyenne des corrections obtenues pour chacune des mesures individuelles, grâce à la méthode des moindres carrés ci-dessus (exemple sur la figure VI-15). En effet, l'expérience montre que l'effet du laser sur les largeurs dépend très peu des conditions expérimentales de pression et de décharge.

2) Effet de la décharge

a) Observations expérimentales

Comme DECOMPS, nous obtenons, sous l'effet de la décharge, un élargissement de l'effet Hanle du niveau $3s_2$ et un affinement de celui du niveau $2p_4$. Cependant, les valeurs de ces effets sont assez différentes de celles observées par DECOMPS. Ceci n'est pas surprenant car les caractéristiques d'une décharge dépendent beaucoup de la géométrie du tube et de ses électrodes; or la cellule de notre montage est assez différente de celle de DECOMPS.

Niveau $3s_2$ (figures VI-15 et 16)

L'élargissement des courbes d'effet Hanle varie linéairement avec le courant de décharge i_c . Lorsque la cellule contient du néon pur, l'effet est important (figure VI-15) et la pente des droites est proportionnelle à la pression. Ce comportement est très comparable à celui observé par DECOMPS et interprété par lui comme un effet de collisions électroniques.

Au contraire, dans les mélanges He-Ne, l'effet de la décharge est très faible. De plus, les pentes ne varient pas bien proportionnellement à la pression. Sur l'exemple de la figure VI-16 (mélange à 10% de Ne), on voit que les droites obtenues par moindre carré sont pratiquement parallèles pour les pressions de 1, 1,5 et 2 Torr (l'écart entre les pentes est nettement inférieur à l'incertitude).

(note) Dans les premières séries, dépouillées manuellement, nous ne faisons que 6 à 8 courbes par point : la dispersion des résultats était alors énorme.

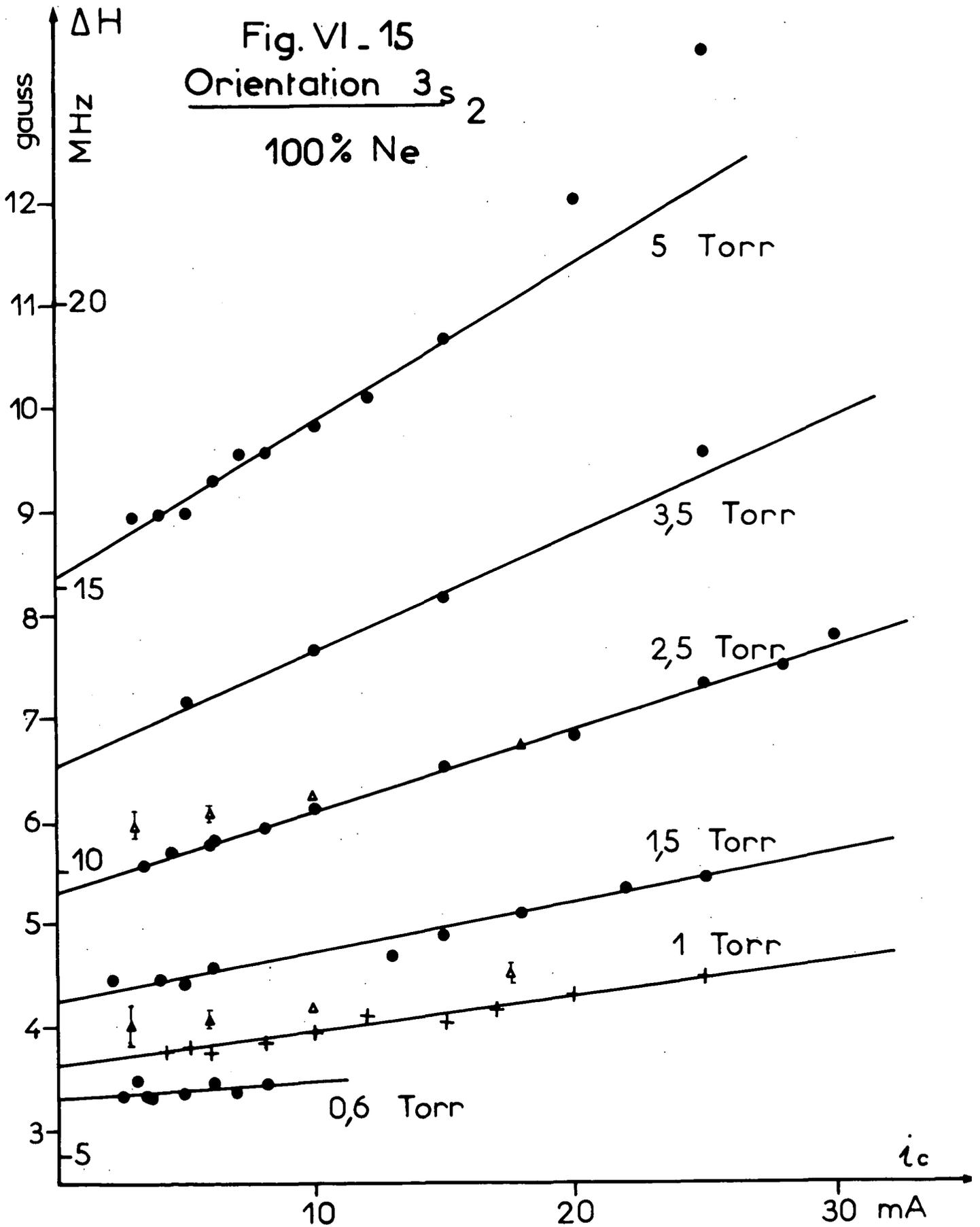


FIGURE VI-15 : Les points marqués Δ ont été obtenus avec un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de la cellule (géométrie n° 2), pour des pressions de 1 et de 2,5 Torr.

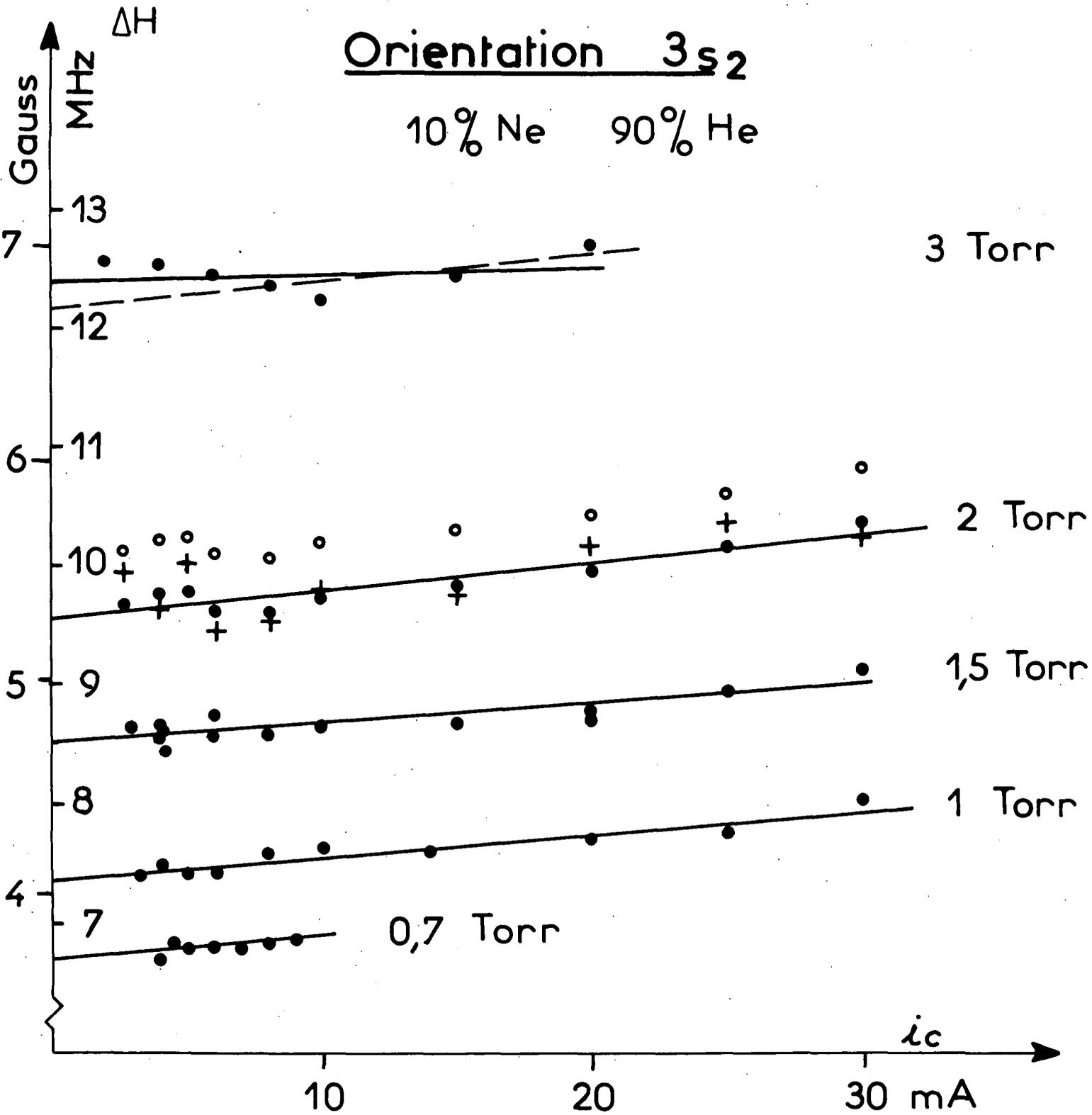


FIGURE VI-16 :

- Points obtenus à forte intensité laser
- + Points obtenus par extrapolation individuelle à intensité laser nulle
- Points obtenus par extrapolation moyenne, c'est-à-dire par translation globale pour chaque pression

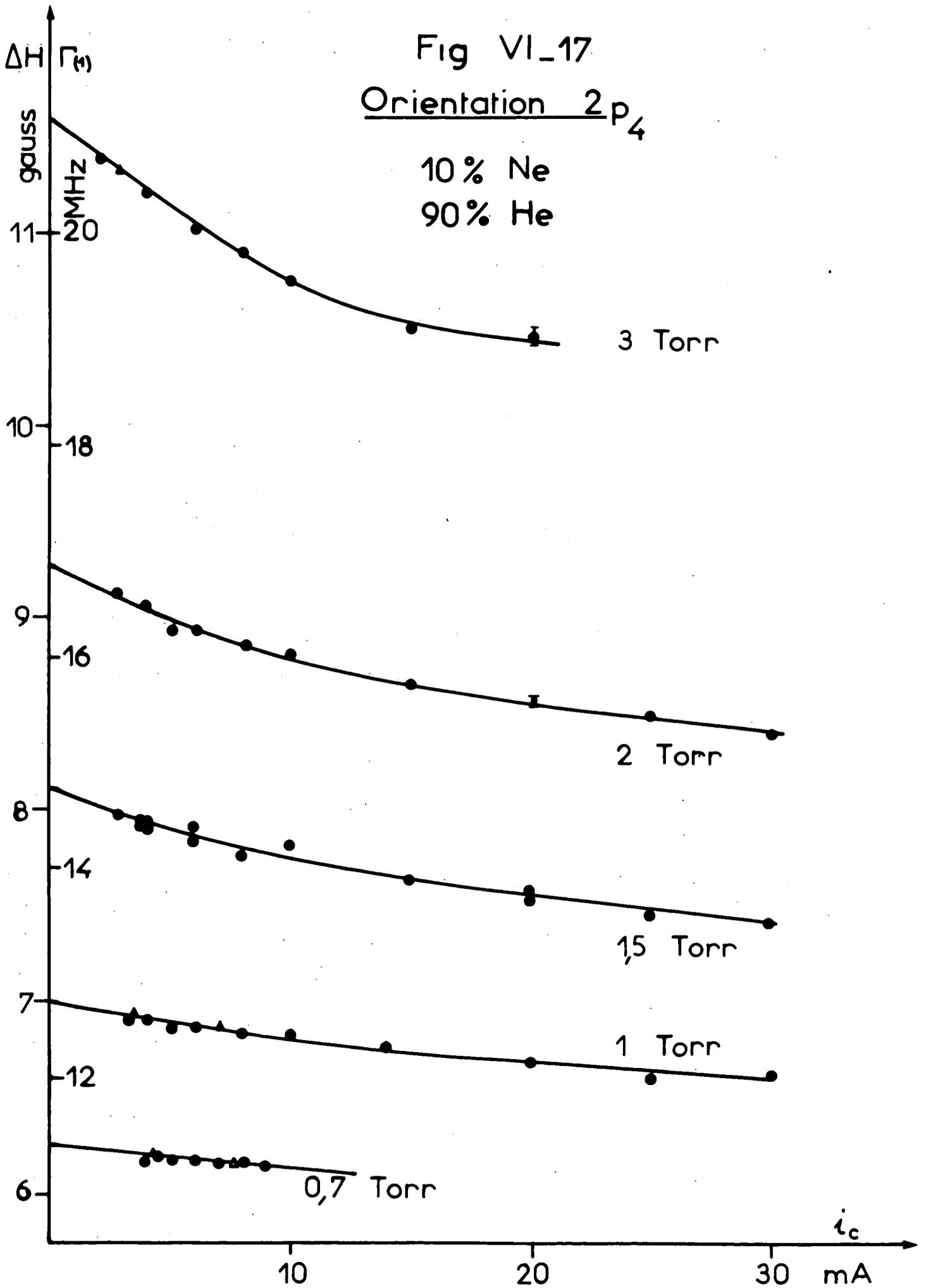


fig VI.18

Alignement $2p_4$

10% Ne
90% He

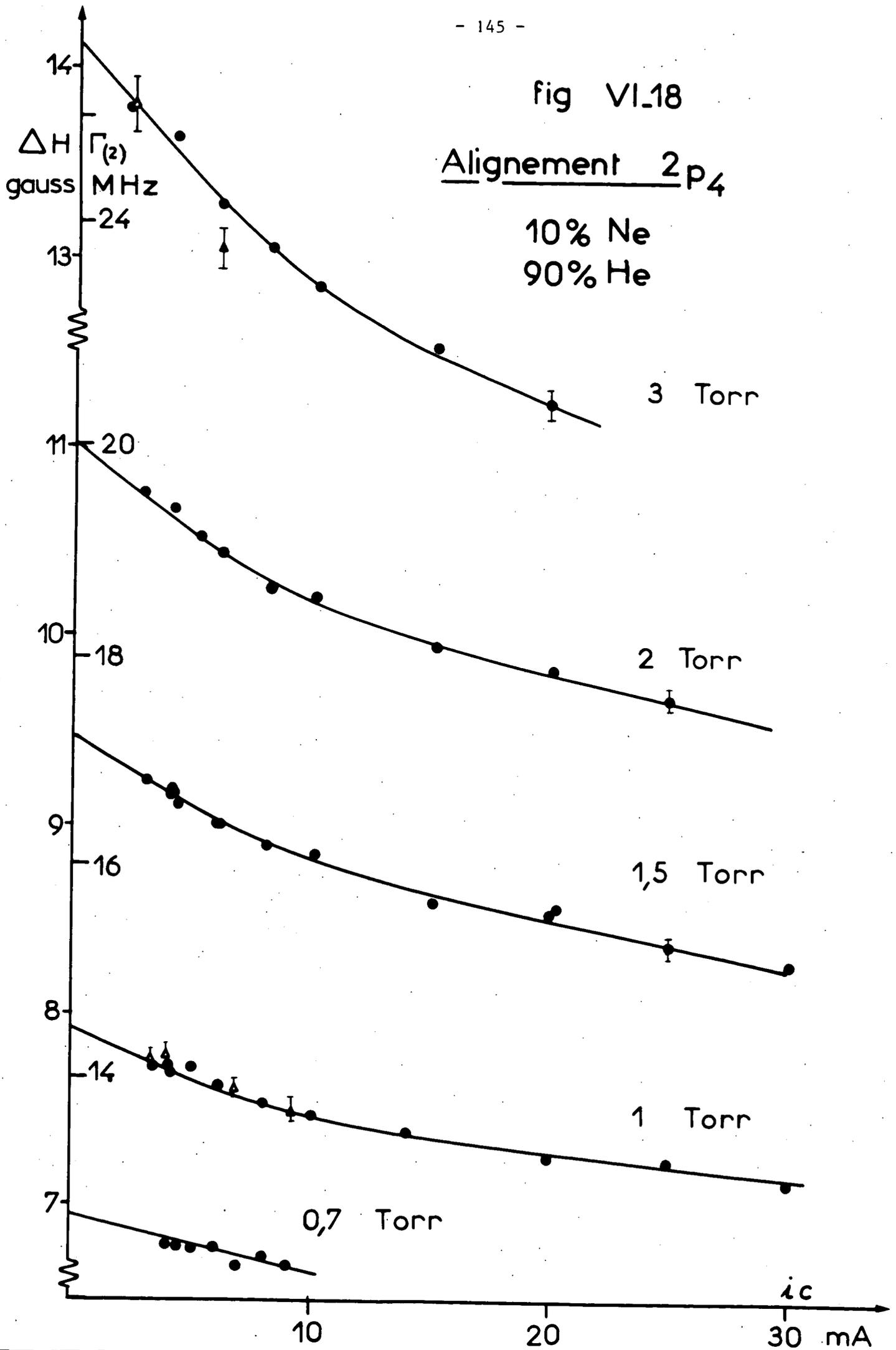
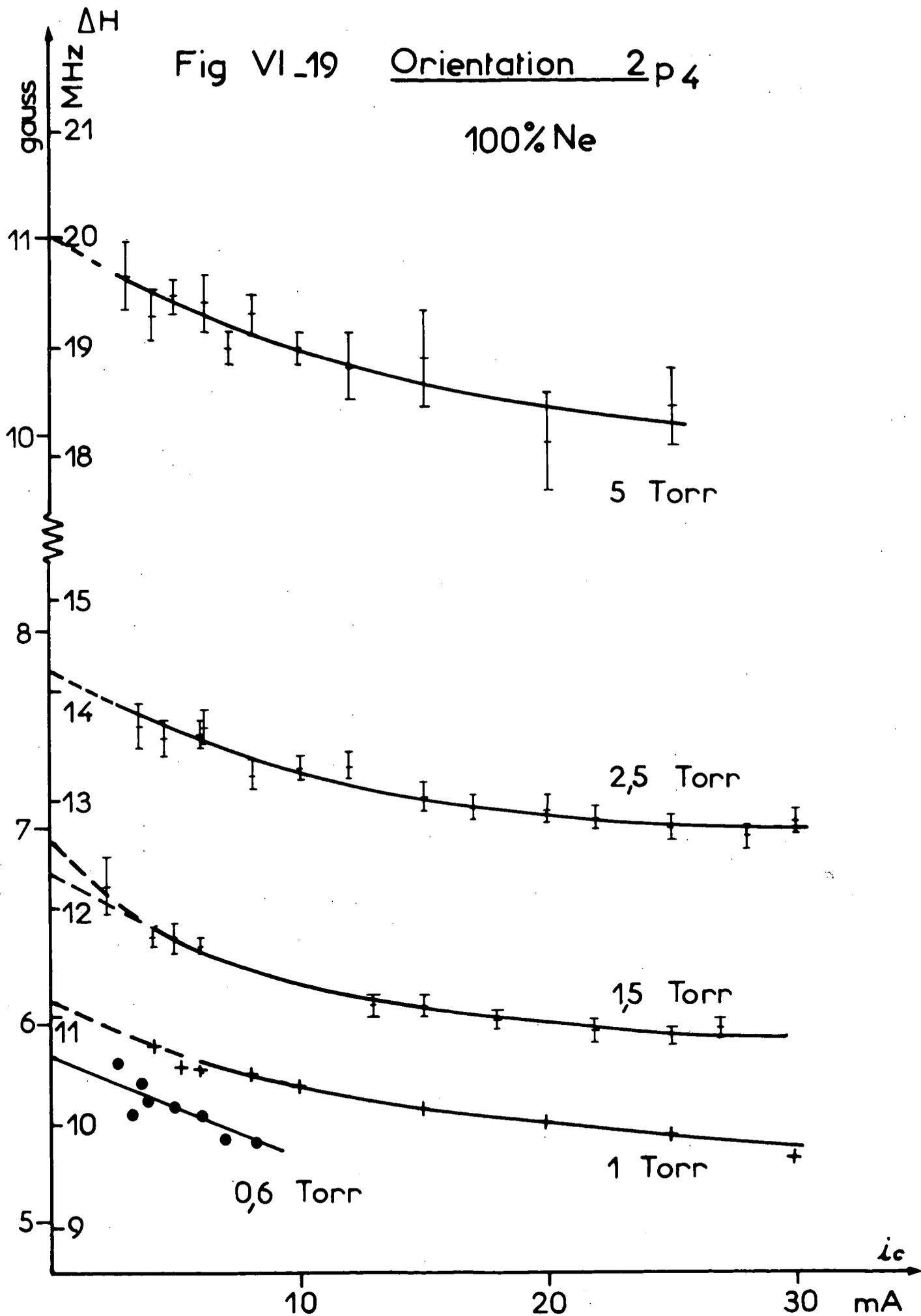


Fig VI_19 Orientation 2 p 4

100% Ne



Niveau $2p_4$ (figures VI-17, 18 et 19)

Qu'il s'agisse de l'alignement ou de l'orientation, l'effet Hanle présente un affinement qui n'est pas une fonction linéaire du courant de décharge : ce fait rend l'extrapolation à courant de décharge nul assez difficile.

Sur les figures VI-17 et 18 (mélange à 10% de Ne), on voit que l'effet de la décharge croît régulièrement avec la pression, comme DECOMPS l'avait également observé. Dans le cas du néon pur (fig. VI-19), cette régularité n'apparaît pas et l'on peut se demander si l'extrapolation à intensité de décharge nulle est correcte : il se peut que la courbure de $\Delta H = f(i_c)$ soit très importante à faible courant lorsque la précision est très mauvaise et peut être même en-dessous du seuil d'extinction de la décharge (cas rencontré avec le niveau $2p_2$ ⁽³⁰⁾⁽³²⁾).

b) Interprétations possibles

Les effets de la décharge sont très complexes car ils font intervenir de nombreux phénomènes d'origine très différente. L'interprétation de ces effets est donc très délicate. DECOMPS a mis en évidence trois types de phénomènes agissant concurremment :

- Un élargissement des courbes d'effet Hanle en fonction du courant de décharge qu'il a interprété comme un effet de collisions électroniques.
- Un affinement qu'il a interprété comme une diminution de l'effet des collisions atomiques, car l'alignement est plus affecté que la population ($|\Delta\Gamma(2)| > |\Delta\Gamma(0)|$). Cet effet a sans doute une origine thermique : la décharge augmente la température de la cellule; il en résulte une diminution locale de la densité du gaz de façon à ce que la pression reste en équilibre avec l'ensemble du banc de pompage (si les sections efficaces ne varient pas, la modification du nombre de collisions par unité de temps est proportionnelle à P/\sqrt{T}).
- Un affinement des niveaux $2p$ provenant de la diffusion multiple des raies aboutissant aux niveaux métastables $1s_3$ et $1s_5$ dont la population croît en fonction du courant de décharge. Ce phénomène se caractérise par une modification plus grande de $\Gamma(0)$ que de $\Gamma(2)$: suivant la formule (II,20), on a : $\Delta\Gamma_a(0) = -\sum_i \gamma_{ai} x_i$ et $\Delta\Gamma_a(2) = -\sum_i \gamma_{ai} \alpha_a(2,i) x_i$ (pour le niveau $2p_4$, quel que soit le niveau $1s$ considéré, on a $\alpha_a(2,i) = \frac{49}{200} \sim \frac{1}{4}$).

Parmi ces trois effets, l'effet de diffusion multiple sur le niveau $2p_4$ est celui que DECOMPS a pu mettre en évidence avec le plus de précision. En supposant cet effet négligeable dans le mélange à 1% de néon (trop faible densité de Ne), il a pu montrer quantitativement ($\Delta\Gamma(2) / \Delta\Gamma(0) = \alpha(2,i)$)

que la différence d'affinement entre ce mélange et les mélanges à 10% et 20% provenait uniquement de la diffusion multiple, lorsque le courant de décharge est assez faible : en fait, DECOMPS a montré cette propriété sur la pente à l'origine des courbes $\Delta H = f(i_c)$. Il a de plus montré que cet affinement est proportionnel à la pression (fig. VI-20-a, fig. 15 de la référence (25)).

L'effet de collisions électroniques et l'effet thermique sont de signe contraire, mais leur comportement est assez comparable, de telle façon qu'on n'observera expérimentalement que leur différence sans pouvoir les isoler. De plus, d'autres phénomènes peuvent ajouter leur effet (par exemple modification de la pression ou de la proportion du mélange He-Ne du fait de l'entraînement d'ions vers la cathode). On voit donc que l'interprétation de ces phénomènes est assez sujette à caution et ne peut en aucun cas être quantitative.

Les expériences de DECOMPS prouvent simplement que les collisions électroniques l'emportent pour le niveau $3s_2$ (élargissement) mais qu'elles ne sont pas seules (en effet comme $\Delta\Gamma(0) > \Delta\Gamma(2)$, il faut admettre qu'un effet d'affinement agit au moins sur $\Gamma(2)$). Pour le niveau $2p_4$, au contraire, l'effet "thermique" l'emporte et l'affinement résultant est du même ordre de grandeur (affinement dans le mélange à 1% sur la figure VI-20-a) que l'effet de diffusion multiple.

Cherchons maintenant si les trois phénomènes mis en évidence par DECOMPS permettent également d'interpréter nos résultats.

Le niveau $2p_4$

Comme DECOMPS (fig. 15 de la référence (25)), nous avons porté en fonction de la pression totale la pente à l'origine des courbes $\Delta H = f(i_c)$ (figure VI-20). Pour le mélange à 10% de Ne, avec lequel nous obtenons le meilleur rapport signal sur bruit, nous avons fait un grand nombre de mesures et nous trouvons, avec une assez bonne précision, une droite passant par l'origine. Pour les mélanges à 1 et 20% de Ne, nous disposons de peu de points expérimentaux et leur précision est assez médiocre. Les droites en pointillés tracées pour ces deux mélanges doivent être considérées comme purement qualitatives. On peut tirer les conclusions suivantes :

- Pour l'alignement, l'affinement est nettement plus important que celui observé par DECOMPS. Ceci semble indiquer que l'effet "thermique" est beaucoup plus important dans notre cas.

- Par contre, l'effet de la diffusion multiple, c'est-à-dire l'écart entre les droites correspondant aux mélanges à 1%, 10% et 20% de Ne, est tout à fait comparable à celui observé par DECOMPS. Ceci est normal puisque notre cellule a le même diamètre que celle de DECOMPS.

- Malgré la faible précision (l'incertitude sur les points des figures 20-a et 20-b est au moins égale à l'écart entre les droites correspondant aux trois mélanges), il semble que l'effet de la diffusion multiple sur l'orientation est du même ordre de grandeur que sur l'alignement. Ceci tendrait à prouver (contrairement à ce que nous avons dit dans la référence (25)) qu'il n'y a pas seulement de la diffusion multiple sur la raie 5.944 \AA ($2p_4 \rightarrow 1s_5$, $J_g = 2$, métastable), mais aussi sur au

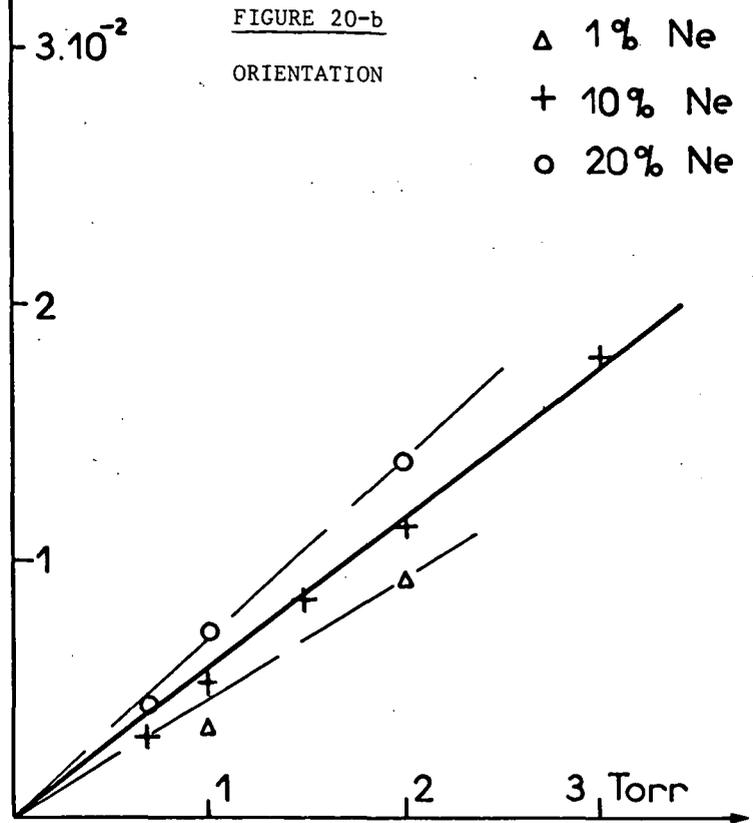
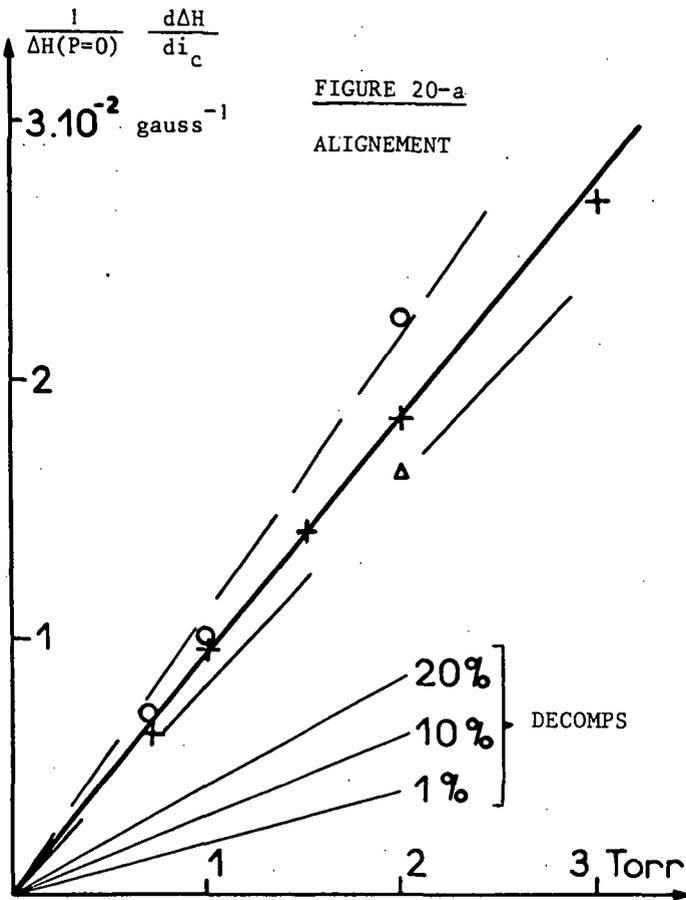


FIGURE VI-20 : Niveau $2p_4$. Pente à l'origine des courbes $\Delta H = f(i_c)$.

moins l'une des raies 6.096 \AA ($2p_4 \rightarrow 1s_4, J_g=1$) ou 6.678 \AA ($2p_4 \rightarrow 1s_2, J_g=1$). En effet, si seule la raie 5.944 \AA intervenait, la diffusion multiple serait négligeable pour l'orientation car, pour une raie $J = 2 \rightarrow J = 2$ (selon la référence ⁽¹³⁾), le coefficient de diffusion multiple $\alpha_a(k, i)$ prend la valeur $1/24$ pour $k = 1$ et $49/200 \sim 1/4$ pour $k = 2$. Au contraire, pour une raie $J = 2 \rightarrow J = 1$, le coefficient est plus important pour l'orientation ($\alpha_a(1, i) = 3/8$) que pour l'alignement ($\alpha_a(2, i) = 49/200 \sim 1/4$). On en conclut que la décharge peuple fortement au moins l'un des niveaux non métastables $1s_2$ et $1s_4$. Ceci a été observé par d'autres auteurs ⁽⁶⁷⁾. La réabsorption intense des raies $1s_2 \rightarrow 1p_0$ et $1s_4 \rightarrow 1p_0$ (fondamental) est certainement à l'origine de cette apparente métastabilité.

Dans le néon pur, l'affinement par la décharge est très inférieur à celui que l'on s'attend à obtenir par extrapolation des résultats obtenus avec les mélanges He-Ne (note). De plus l'affinement à faible courant, $\frac{d\Delta H}{di_c}$ ne croît pas linéairement avec la pression et tend rapidement vers une limite ($\sim 1,3 \cdot 10^{-2} \Delta H(P=0)$ pour l'orientation et $\sim 2,10^{-2} \Delta H(P=0)$ pour l'alignement). On peut donc supposer que l'effet "thermique" est beaucoup plus faible dans le néon pur; ceci n'est pas tellement surprenant car la décharge a sûrement des caractéristiques très différentes en présence et en l'absence

(note) DECOMPS avait observé un effet analogue mais beaucoup moins important. De plus, jusqu'à 2 Torr

$\frac{d\Delta H}{di_c}$ était linéaire dans le néon pur aussi.

d'hélium. Pour expliquer la non linéarité de $\frac{d\Delta H}{di_c}$ en fonction de la pression, on peut également penser qu'à forte pression la courbe $\Delta H = f(i_c)$ est encore loin de sa tangente à l'origine pour les plus faibles courants réalisables (comme nous l'avons déjà signalé, cette situation serait analogue à celle rencontrée par E. GIACOBINO-FOURNIER lors de l'étude du niveau $2p_2$ ⁽³⁰⁾⁽³²⁾, et qui rend difficile et imprécise l'extrapolation à courant de décharge nul).

Le niveau 3s,

Comme nous l'avons dit plus haut, l'élargissement est important et comparable à celui obtenu par DECOMPS dans le cas du néon pur : l'effet des collisions électroniques est prépondérant. Dans les mélanges He-Ne, au contraire, nous avons obtenu un élargissement beaucoup plus faible. Ceci va dans le même sens que les observations faites sur le niveau $2p_4$: l'effet que nous avons appelé "thermique" est beaucoup plus important dans les mélanges que dans le néon pur. DECOMPS n'avait pas observé une telle différence dans la cellule qu'il utilisait.

En conclusion, on voit que les effets de décharge sont particulièrement compliqués et difficiles à interpréter. De nombreux phénomènes entrent en jeu simultanément et les mesures dont nous disposons ne donnent pas une quantité d'informations suffisante pour les séparer. Leur étude détaillée nécessiterait la réalisation d'expériences tout à fait en dehors de notre sujet (études de plasmas), aussi nous contenterons-nous de considérer phénoménologiquement l'effet de la décharge, dans le seul but de l'éliminer par extrapolation à courant nul.

3) Effet de la pression. Extrapolation à pression nulle

Lorsque les mesures de largeur des courbes d'effet Hanle ont été extrapolées à intensité de laser nulle et à intensité de décharge nulle, les coefficients de relaxation obtenus par les différentes observables ne dépendent plus que de la pression et des effets radiatifs (durée de vie radiative et diffusion multiple des raies de résonance).

a) Le niveau 2p₄

Sur les figures VI-21 et 22, nous avons reporté pour les différents mélanges He-Ne les mesures de $\Gamma(2)$ et de $\Gamma(1)$ en fonction de la pression.

Le mélange à 10% de néon (fig. 21-a) donne un bon rapport signal sur bruit pour $\Gamma(2)$ et $\Gamma(1)$ simultanément. Il permet de vérifier avec une bonne précision que ces deux quantités varient linéairement avec la pression totale et tendent vers la même valeur à pression nulle. L'application d'un calcul de moindre carré séparément pour les deux observables donne (Γ en gauss et P en torr) :

$$\Gamma(1) = (4,66 \pm 0,06) + (2,31 \pm 0,03) P \quad \text{pour l'orientation}$$

$$\Gamma(2) = (4,76 \pm 0,06) + (3,12 \pm 0,03) P \quad \text{pour l'alignement}$$

Ce comportement, conforme aux prévisions, justifie la mesure des sections efficaces de collision à partir de la pente des droites et la mesure de la durée de vie radiative du niveau $2p_4$ à partir de leur ordonnée à l'origine.

Pour les autres mélanges, la précision des mesures de $\Gamma(2)$ est médiocre et nous avons imposé a priori la même ordonnée à l'origine aux droites représentant $\Gamma(2)$ et $\Gamma(1)$ en fonction de la pression. Pour les mélanges à 1% et 20% de néon (fig. 21-b), pour lesquels la précision sur $\Gamma(1)$ est bonne, on peut voir que l'ordonnée à l'origine est en excellent accord avec celle obtenue pour le mélange à 10%.

Le néon pur (fig. 22) donne un moins bon accord, ce qui n'a rien de surprenant en raison de la mauvaise précision des mesures, due en particulier à la difficulté d'extrapolation à courant nul (fig. VI-19). On peut, en particulier, supposer que cette extrapolation est incomplète à forte pression : il faudrait donc relever les valeurs de Γ à pression élevée, ce qui aurait pour effet d'augmenter la pente des droites $\Gamma = f(P)$ et de diminuer leur ordonnée à l'origine.

La figure VI-23 montre l'évolution des pentes en fonction de la proportion de néon dans le mélange. On peut en déduire séparément les sections efficaces de collision Ne^*-He et Ne^*-Ne .

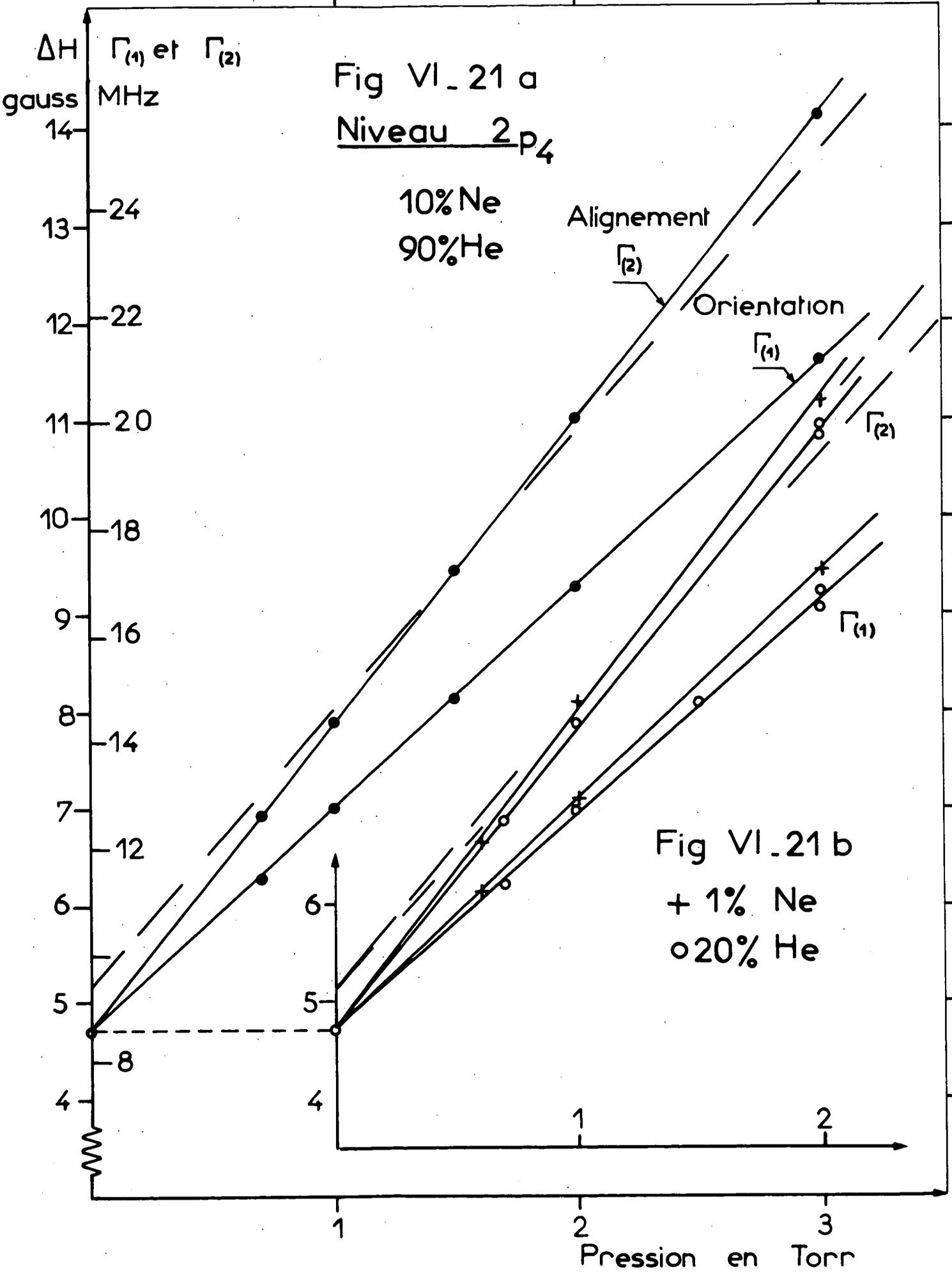
Dans le tableau VI-3, nous rassemblons les résultats numériques et nous les comparons à ceux de DECOMPS. De même, nous avons reporté ses résultats sur les figures VI-21, 22 et 23 (en tirets fins)

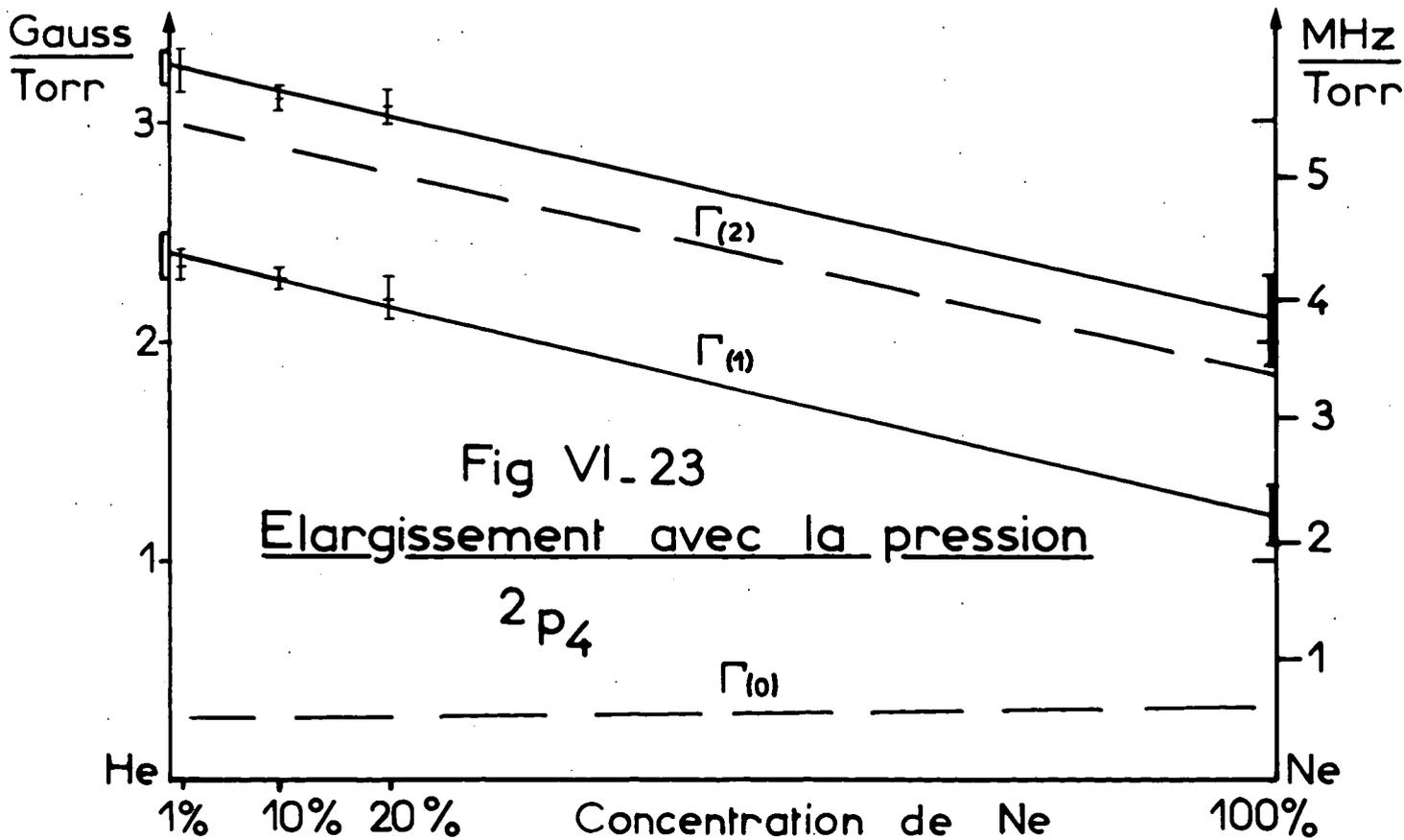
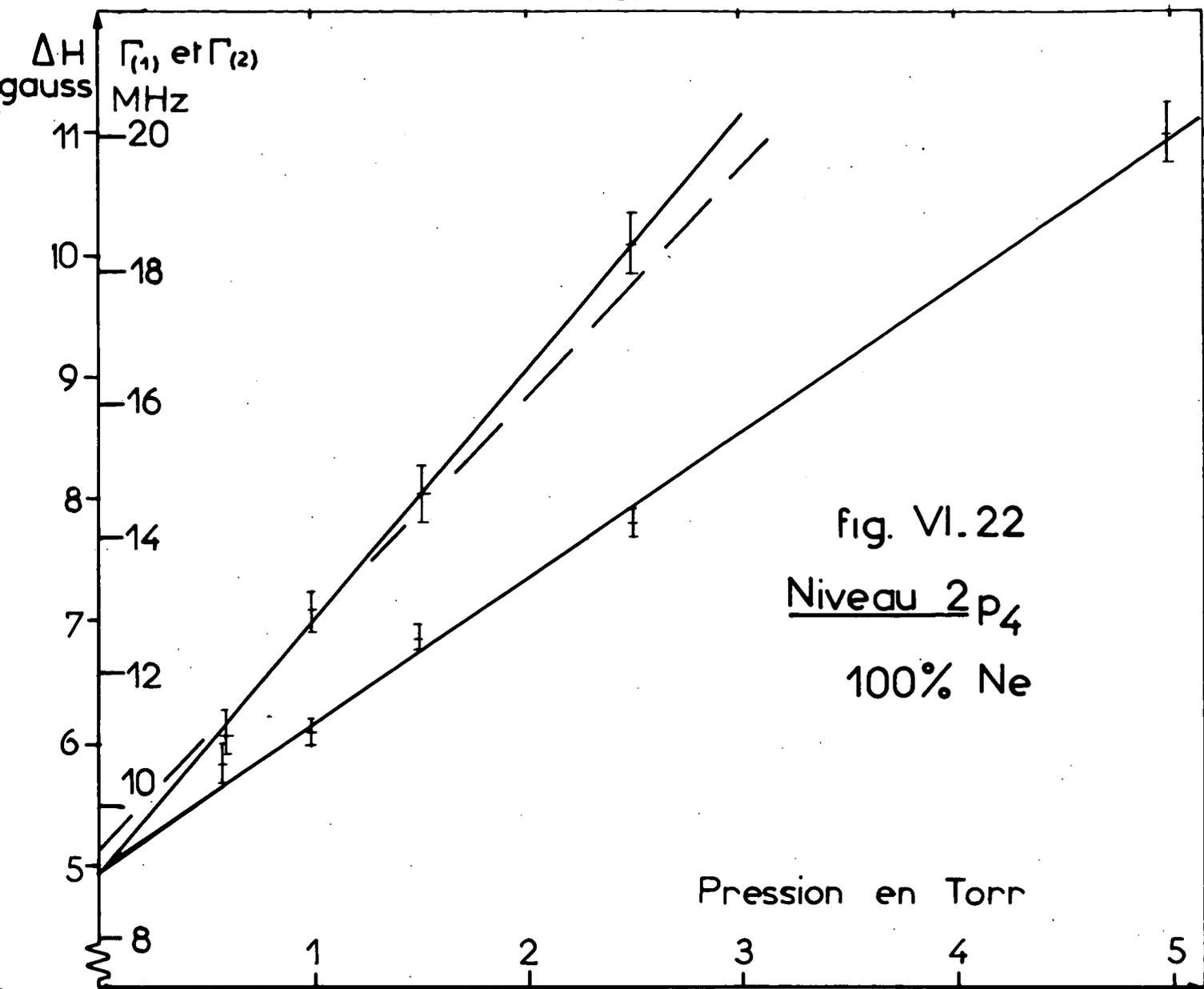
NOUVEAUX RESULTATS (MONTAGE II) (note 1)	RESULTATS DE DECOMPS (MONTAGE I)
$\gamma = 4,75 \pm 0,20$ gauss $= 8,64 \pm 0,4$ MHz $= 54,3 \pm 2,5 \cdot 10^6$ s ⁻¹	$5,14 \pm 0,13$ gauss $9,35 \pm 0,25$ MHz $58,7 \pm 1,5 \cdot 10^6$ s ⁻¹
$\tau = 18,4 \pm 0,9$ ns	$17,0 \pm 0,5$ ns
$\Delta\Gamma(2) = [(2,1 \pm 0,2)P_{Ne} + (3,26 \pm 0,1)P_{He}]$ gauss $= [(3,80 \pm 0,35)P_{Ne} + (5,93 \pm 0,18)P_{He}]$ MHz	$(3,36 \pm 0,16)P_{Ne} + (5,42 \pm 0,16)P_{He}$
$\Delta\Gamma(1) = [(1,2 \pm 0,15)P_{Ne} + (2,4 \pm 0,1)P_{He}]$ gauss $= [(2,18 \pm 0,27)P_{Ne} + (4,37 \pm 0,18)P_{He}]$ MHz	
$\sum_{Ne\ 2p_4}^{(2)} -Ne = 93 \pm 9 \cdot 10^{-16}$ cm ²	$82 \pm 4 \cdot 10^{-16}$
$\sum_{Ne\ 2p_4}^{(2)} -He = 83,7 \pm 3 \cdot 10^{-16}$ cm ²	$76,5 \pm 2,5 \cdot 10^{-16}$ (note 2)
$\sum_{Ne\ 2p_4}^{(1)} -Ne = 53 \pm 7 \cdot 10^{-16}$ cm ²	
$\sum_{Ne\ 2p_4}^{(1)} -He = 61,7 \pm 3 \cdot 10^{-16}$ cm ²	

TABLEAU VI-3 : niveau $2p_4$

(note 1) Les barres d'erreur ont été augmentées pour tenir compte des erreurs d'extrapolation (i_c et I_{laser})

(note 2) Cette valeur a été corrigée par rapport à celle donnée par DECOMPS. En effet, celui-ci a utilisé une valeur erronée de \bar{v}_{rel} (He-Ne).





L'accord n'est pas excellent entre nos résultats et ceux de DECOMPS (désaccord entre 8 et 10%); cependant l'écart entre les résultats est de l'ordre de l'incertitude expérimentale. Il est d'ailleurs intéressant de constater que nos droites, $\Gamma(2) = f(P)$, coupent celles de DECOMPS pour une pression d'environ 1,5 Torr, c'est-à-dire dans la région où la précision expérimentale est la meilleure.

Il faut également remarquer que la valeur que nous donnons ici pour la durée de vie du niveau $2p_4$ est plus proche de la valeur proposée par BENNETT ($19,1 \pm 0,3$ ns).

Remarque :

Les sections efficaces de collision, figurant dans le tableau VI-3, sont évaluées suivant la formule

$$\Sigma = \frac{(\Delta\Gamma)_{\text{coll}}}{\bar{v}_{\text{rel}} \cdot (\text{nb. de perturbateurs/cm})} = 2,249 \cdot 10^{-23} \frac{(\Delta\Gamma)_{\text{coll}}}{P(\text{perturb.})} \sqrt{\frac{T}{10(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2})}}$$

($\Delta\Gamma$ en s^{-1} et M_1 et M_2 en g)

Nous prenons ici $T = 300^\circ\text{K}$, car les valeurs sont obtenues après extrapolation à intensité de décharge nulle.

b) Le niveau $3s_2$

Les figures 24 montrent la variation de $\Gamma(1)_{3s_2}$ en fonction de la pression totale pour les quatre mélanges utilisés. Comme DECOMPS (pour $\Gamma(0)$ et $\Gamma(2)$), nous obtenons un comportement linéaire avec les mélanges 100%, 20% et même 10% de néon : ces trois droites ont la même ordonnée à l'origine (à mieux que 2% près)

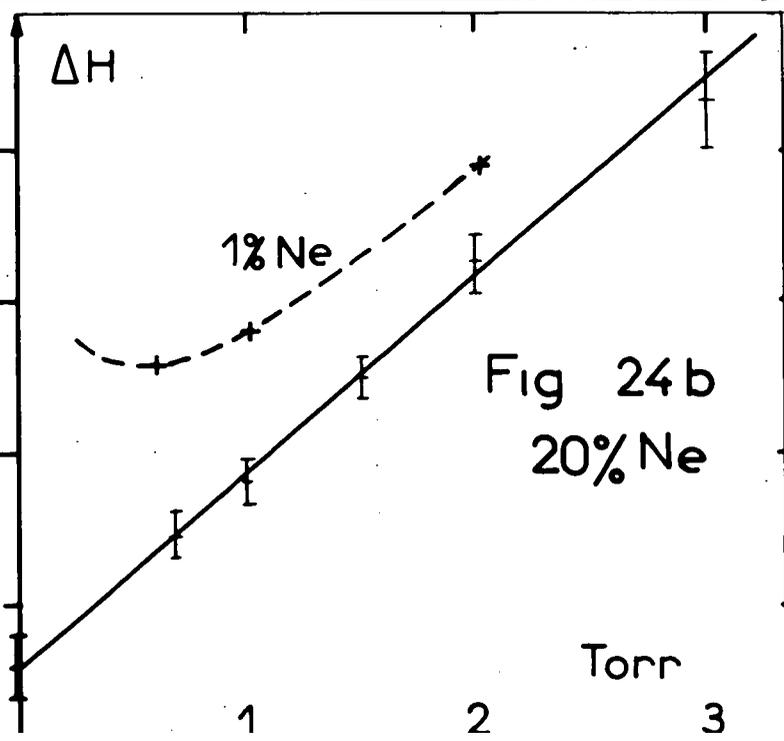
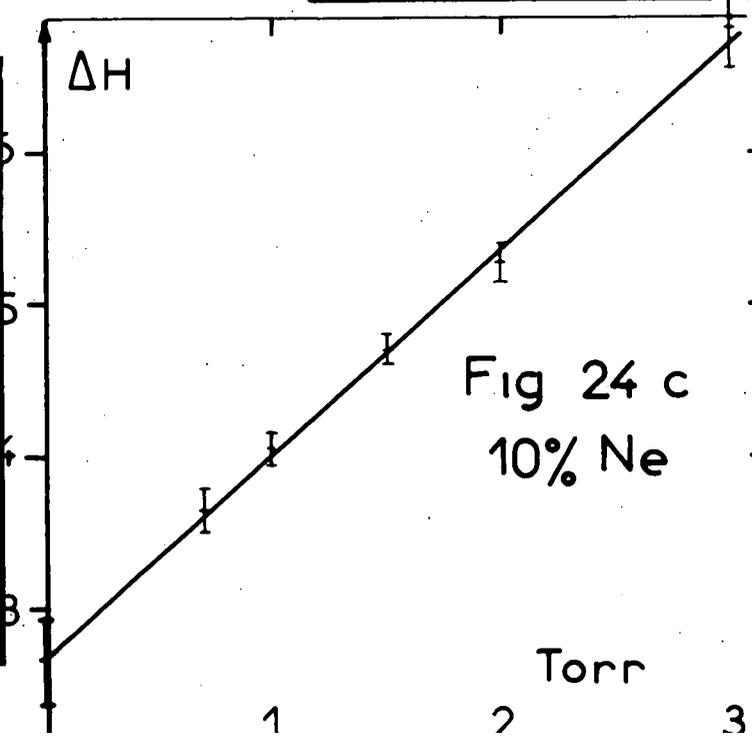
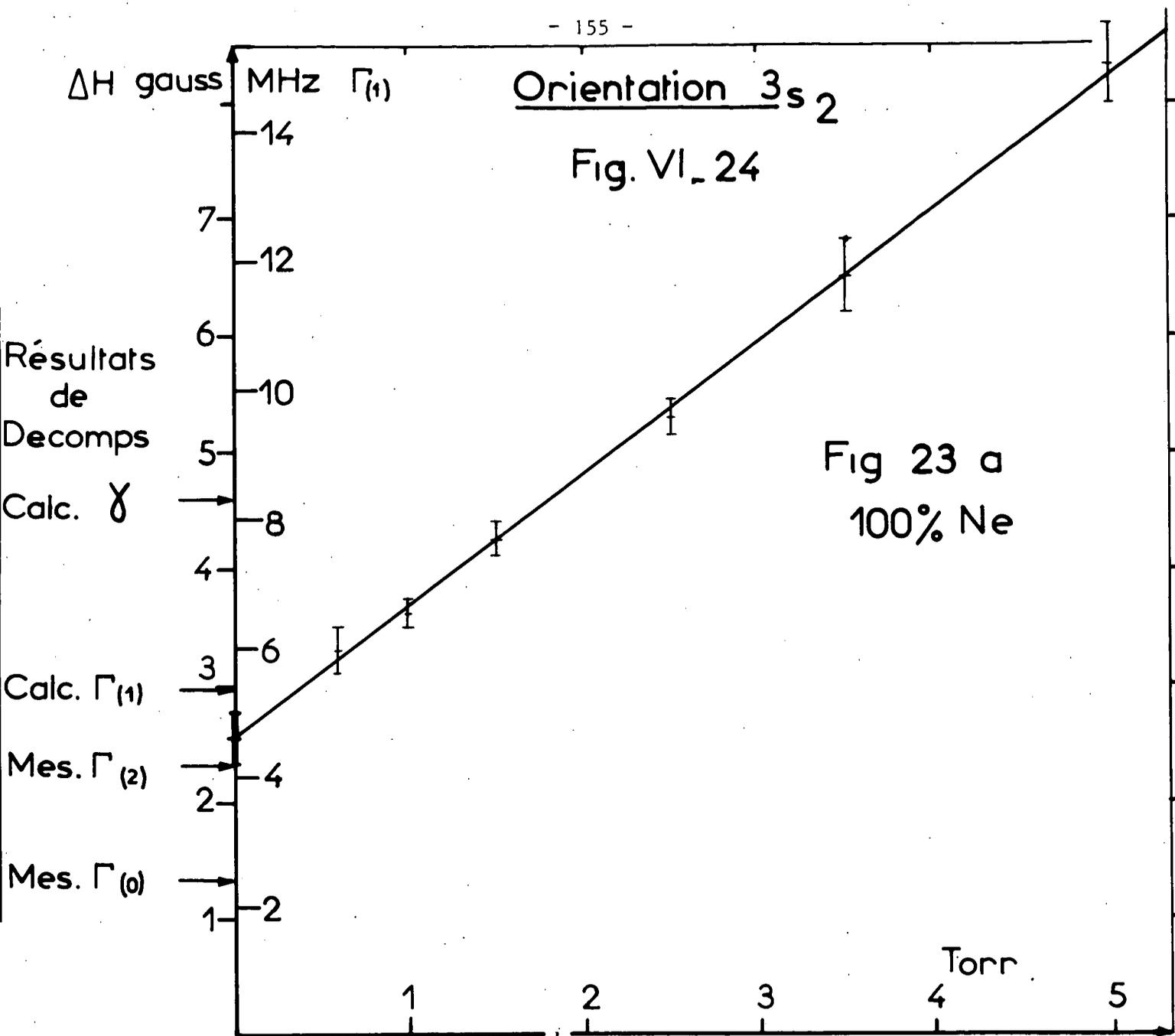
$$\Gamma_b(1)(P=0) = 2,6 \pm 0,25 \text{ gauss} = 4,7 \pm 0,45 \text{ MHz} = (29,6 \pm 2,8) 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (3)$$

Par contre, dans le mélange à 1% de néon, nous n'obtenons plus une droite passant par ce point. Comme DECOMPS l'a montré, ce comportement provient de la diffusion multiple de la raie de résonance. En effet, on a (cf. (II,20)) :

$$\Gamma_b(1) = \gamma_b(1 - \frac{1}{2} \Lambda x) + a(1) P_{\text{Ne}} + b(1) P_{\text{He}} \quad (4)$$

où Λ est le rapport de branchement de la raie de résonance, et où l'on a donné à $\alpha(b,1)$ sa valeur 1/2 calculée par SALOMAN et HAPPER (¹³).

Dans les mélanges à forte proportion de néon, la raie de résonance est toujours totalement réabsorbée, c'est-à-dire que $x = 1$. On obtient alors uniquement le comportement asymptotique de l'expression (4) :



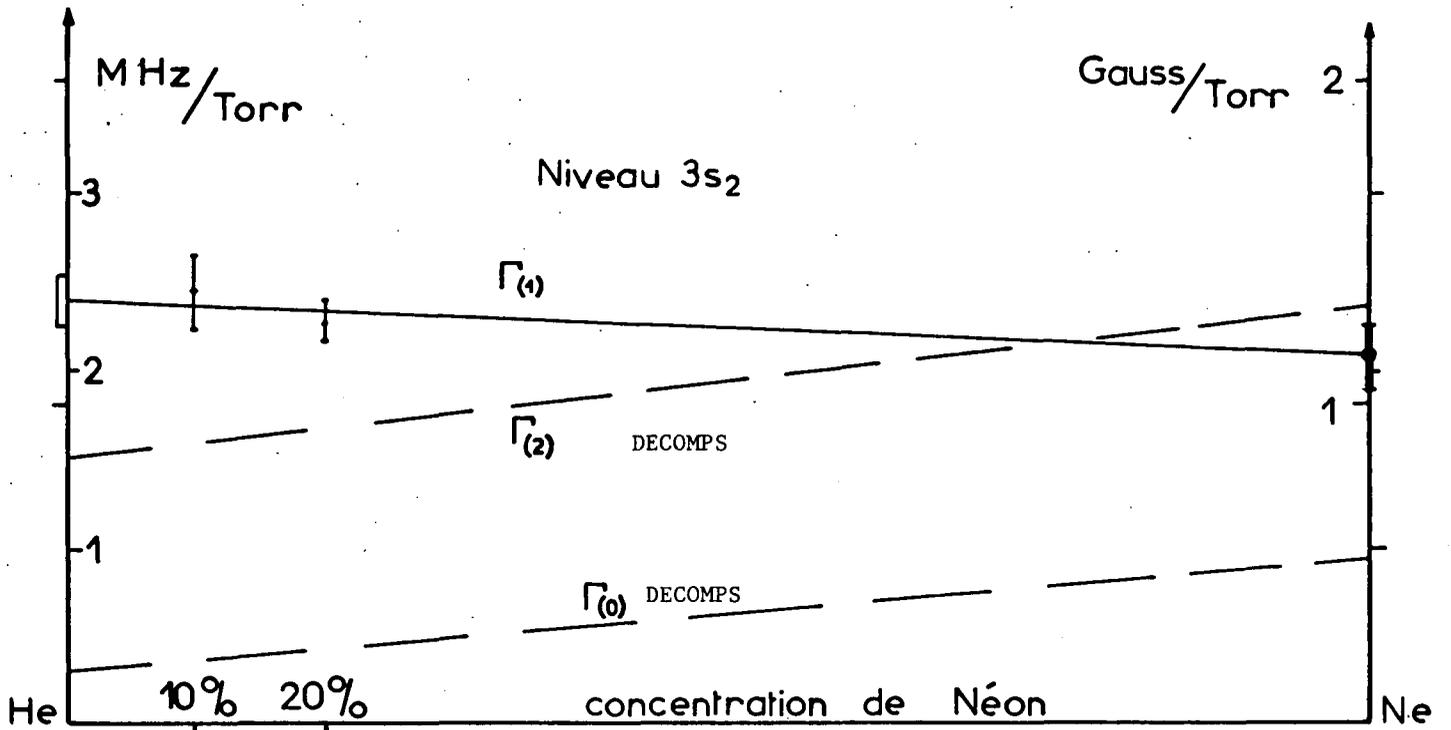


FIGURE VI-25 : Elargissement avec la pression en fonction de la concentration de néon.

$$\Gamma_b(1)_{\text{asy.}} = \gamma_b \left(1 - \frac{\Lambda}{2}\right) + a(1)P_{\text{Ne}} + b(1)P_{\text{Ne}} \quad (5)$$

La pente des droites ainsi obtenues (la figure VI-25 montre l'effet de la concentration en néon sur les pentes) permet de déterminer la section efficace de destruction de l'orientation par les collisions Ne^*-Ne et les collisions Ne^*-He :

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma(1)_{3s_2} &= [(1,32 \pm 0,1)P_{\text{He}} + (1,15 \pm 0,1)P_{\text{Ne}}] \text{ gauss} \\ &= [(2,39 \pm 0,18)P_{\text{He}} + (2,08 \pm 0,18)P_{\text{Ne}}] \text{ MHz} \\ \sum_{\text{Ne}_{3s_2}-\text{Ne}}^{(1)} &= 58,5 \pm 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \\ \sum_{\text{Ne}_{3s_2}-\text{He}}^{(1)} &= 29,4 \pm 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Avec le mélange à 1% de néon, la pression partielle de néon est assez faible pour que x soit notablement inférieure à 1. Il en résulte que $\Gamma(1)$ s'écarte de son asymptote (5) (fig. VI-24-b).

Malheureusement, la valeur (3) de l'ordonnée à l'origine de l'asymptote n'est pas en bon accord avec la valeur prévue à partir des mesures de DECOMPS. En effet, DECOMPS obtient :

$$\Gamma_b(0)(P=0) = \gamma_b(1 - \Lambda) = 2,45 \pm 0,12 \text{ MHz} \quad (7)$$

$$\Gamma_b(2)(P=0) = \gamma_b \left(1 - \frac{7}{10} \Lambda\right) = 4,225 \pm 0,1 \text{ MHz} \quad (8)$$

ce qui permet de calculer :

$$\Gamma_b(1)(P=0) = \gamma_b \left(1 - \frac{\Lambda}{2}\right) = 5,40 \pm 0,28 \text{ MHz} \quad (9)$$

L'accord entre (3) et (9) peut être obtenu à l'extrême limite des barres d'erreur; cependant cette imprécision est beaucoup plus grave que dans le cas du niveau $2p_4$ car la durée de vie radiative $\tau = 1/\gamma_b$ et la probabilité de transition de la raie de résonance $\Lambda\gamma_b$ s'obtiennent par un calcul qui accroît beaucoup l'erreur ($\Delta\gamma_b = \frac{10}{3} (\Gamma(2)-\Gamma(0))$). Ceci se voit aisément sur le tableau VI-4 où nous avons comparé les résultats de DECOMPS à ceux de KLOSE (68) et de LAWRENCE et LISZT (69). Dans tous les cas, les différentes grandeurs sont calculées à partir de deux mesures (ou d'une mesure et d'une évaluation théorique). Les mesures de $\Gamma_b(0)$ et de $\Gamma_b(2)$ ($P=0$, diffusion multiple saturée) obtenues par DECOMPS sont assez peu différentes des valeurs estimées à partir des résultats des autres auteurs; cependant les valeurs obtenues pour $\Lambda\gamma_b$ et pour τ sont nettement différentes, car la méthode de calcul accentue les écarts.

TABLEAU VI-4 : Valeurs à pression faible (sans collisions) en 10^6 s^{-1}

	$\Gamma(0)=\gamma(1-\Lambda)$	$\Gamma(1)=\gamma(1-\frac{\Lambda}{2})$	$\Gamma(2)=\gamma(1-\frac{7\Lambda}{10})$	γ	$\gamma-\Gamma(0)=\Lambda\gamma$	$\tau = \frac{1}{\gamma}$ (ns)
DECOMPS (33)	M 15,4 ± 0,75	C 34 ± 1,8	M 26,5 ± 0,6	C 52,5 ± 2,6	C 37 ± 2	19,1 ± 1
KLOSE (68)	M 16,1 ± 1,2	C 28,3 ± 2,2	C 23,5 ± 1,8	C 40,6 ± 3,2	M 24,5 ± 2	25 ± 2
LAWRENCE et LISZT (69)	T 17	C 30	C 24,8	M 43 ± 2,8	C 26 ± 6	23,1 ± 1,5
Présent travail		M 29,6 ± 2,8				

M = mesuré T = calcul théorique (approximation Coulombienne)

C = calculé à partir des autres mesures.

On voit aussi, sur le tableau VI-4, que notre mesure de $\Gamma(1)_{3s_2}$ semble en meilleur accord avec les résultats de KLOSE ou de LAWRENCE et LISZT qu'avec ceux de DECOMPS. Ceci est assez surprenant si l'on remarque l'excellente cohérence interne des résultats de DECOMPS et si l'on remarque que, malgré les nombreuses précautions prises, les mesures de durées de vie par l'étude de la décroissance exponentielle de la population des niveaux (méthode utilisée par KLOSE et par LAWRENCE et LISZT) donnent presque toujours des valeurs trop grandes en raison des phénomènes de cascade (note).

(note) Pour le niveau $2p_4$, par exemple, KLOSE (70) donne $\tau = 22,4 \pm 4,4$ ns au lieu de 17 (DECOMPS), 18,4 (ici) ou 19,1 (BENNETT) (71).

4) Vérification des résultats avec un champ magnétique perpendiculaire à l'excitation

En raison des désaccords constatés entre les résultats de DECOMPS et les nôtres, nous avons réalisé quelques mesures avec la géométrie expérimentale n° 2 de la figure VI-12. Comme nous l'avons montré au paragraphe V-D-3, cette géométrie a l'avantage d'isoler complètement les différentes observables tensorielles transversales. Ceci permet de tester l'isotropie de la relaxation de deux façons différentes : 1) par la mesure simultanée de $\Gamma(2)$ à partir de ρ_2^2 et de ρ_1^2 (pour le niveau $2p_4$ seulement; 2) par la comparaison des mesures de $\Gamma(2)$ et $\Gamma(1)$ obtenues avec les géométries 1 et 2 : en effet, si la symétrie de la relaxation est axiale (et non sphérique), l'axe privilégié est l'axe de la cellule, on peut donc s'attendre à trouver des relaxations différentes lorsque le champ magnétique est perpendiculaire et lorsqu'il est à 45° de cet axe.

Avec la géométrie 2, nous avons fait quelques mesures dans le mélange à 10% qui donne un très bon signal pour le niveau $2p_4$ et dans le néon pur, qui est le plus favorable pour l'étude du $3s_2$. Les résultats sont les suivants :

a) Niveau $2p_4$

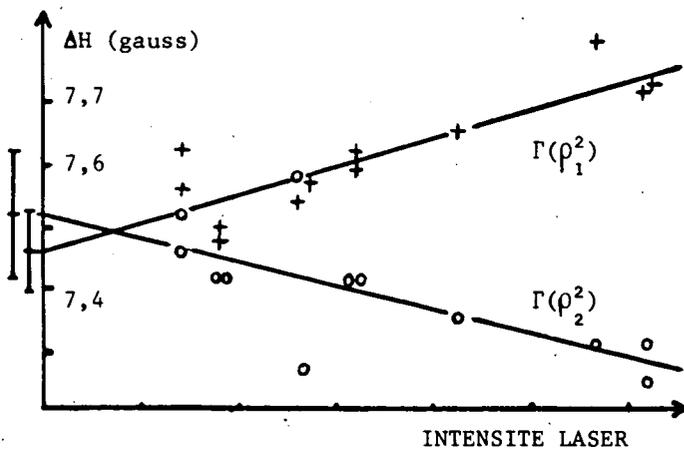


FIGURE VI-26: 10% NE; 1 torr; 10 mA.

Les valeurs de $\Gamma(\rho_2^2)$ et de $\Gamma(\rho_1^2)$ sont différentes en laser fort (saturations différentes), mais tendent vers des valeurs compatibles quand l'intensité laser tend vers zéro (figure VI-26). De plus, ces valeurs reportées sur la figure VI-18 (points marqués d'un Δ) sont en parfait accord avec les mesures obtenues avec la géométrie 1 (à l'exception d'un point, peu précis, à 3 Torr). De même, les mesures de $\Gamma(1)$ ^(note) sont en parfait accord avec celle de la géométrie n° 1 (fig. VI-17).

On en conclut que les mesures obtenues sur le niveau $2p_4$ sont cohérentes entre elles et que l'effet sur ce niveau d'une éventuelle anisotropie de relaxation n'est pas détectable, à la précision de nos mesures.

b) Niveau $3s_2$

Dans le mélange à 10% de néon, la précision est insuffisante pour que l'on puisse conclure, mais dans le néon pur, il y a un net désaccord entre les mesures de $\Gamma(1)_{3s_2}$ effectuées avec

(note) Pour cette mesure, on élimine par une méthode d'approximations successives l'effet du transfert par émission spontanée. Cette opération est beaucoup moins aisée avec des courbes de dispersion qu'avec des courbes d'absorption (géométrie n° 1) mais elle est assez précise.

les deux géométries (figure VI-15). Les nouveaux résultats sembleraient en meilleur accord avec ceux de DECOMPS, mais pour pouvoir conclure, il faudrait un plus grand nombre de mesures.

REMARQUE :

Le rapport signal sur bruit est sensiblement meilleur avec la géométrie 2 qu'avec la géométrie 1 : ceci est évident à partir des calculs du paragraphe V-D-3 qui montre que la géométrie 1 fait perdre un facteur 2 sur le signal. D'autre part, lorsque le bruit est assez faible, les courbes de dispersion donnent des résultats plus précis que les courbes de Lorentz, car le dépouillement ne nécessite pas la détermination de l'asymptote en champ fort (région déformée par action du champ magnétique sur la décharge). Le problème le plus difficile, avec les courbes de dispersion, est l'élimination du transfert.

Il semble donc, a posteriori, que le choix de la géométrie 2 aurait été préférable pour les mesures. En effet, il ne devrait pas y avoir de difficultés importantes à adapter le dépouillement machine aux courbes de dispersion; cependant, nous n'avons pas eu la possibilité de le faire jusqu'à présent.

5) Conclusions

En raison du bon accord des différentes mesures (géométries 1 et 2) et de la bonne précision de la mesure de $\Gamma(1)_{2p_4}$, il semble que l'on peut avoir confiance dans les résultats des mesures concernant le niveau $2p_4$. Par contre, les résultats concernant le niveau $3s_2$ sont beaucoup plus sujets à caution.

En ce qui concerne l'écart entre les résultats de DECOMPS et les nôtres (environ 8% pour le $2p_4$ et 12% pour le $3s_2$), nous avons fait de nombreuses hypothèses et de nombreuses vérifications sans obtenir de réponse réellement convaincante (si ce n'est l'impression que les barres d'erreur annoncées sont peut-être trop faibles) :

- Extrapolation à intensité laser nulle : nous avons vu que cette extrapolation est délicate et introduit une incertitude dont nous avons tenu compte dans l'évaluation de l'erreur de mesure. Cependant, on peut craindre une erreur systématique si la variation des largeurs n'est pas assez voisine d'une fonction linéaire de l'intensité laser, dans la région utilisée pour l'extrapolation. Ceci est surtout à craindre dans les expériences de DECOMPS, car il a une densité d'énergie lumineuse plus grande (cellule dans la cavité) et parce que, dans ce cas, l'atténuation du laser modifie le nombre de modes. Cependant, cet effet n'est sûrement pas très important (au maximum quelques pour cent, dans le bon sens), car DECOMPS a obtenu des résultats compatibles chaque fois qu'un niveau pouvait être étudié avec plusieurs raies laser différentes (donnant des élargissements différents).

- Mesure de pression : les jauges de MacLeod des différents montages ont été comparées et donnent des résultats identiques dans toute la gamme de pressions utilisée. Seule la façon de les uti-

liser a pu être différente d'un expérimentateur à l'autre (en particulier du fait de la paralaxe lors de la mesure de la hauteur de mercure).

- Etalonnage du champ magnétique : il semble que l'étalonnage utilisé par DECOMPS soit faux d'environ 1% (note). Cette correction joue dans le bon sens mais est nettement insuffisante pour expliquer les écarts.

- Pureté du gaz : on peut imaginer que des impuretés ont pu être dégazées des parois (et surtout de la cathode que la décharge chauffe) dans le montage utilisé par DECOMPS. L'importance du dégazage n'étant pas liée directement à la pression du gaz, ce phénomène peut fausser les taux de relaxation extrapolés à pression nulle (valeurs trop fortes). Malheureusement cette hypothèse ne peut être vérifiée a posteriori. D'autre part, il semble douteux qu'un phénomène de ce genre ait permis une reproductibilité des résultats aussi bonne que celle observée par DECOMPS.

- Anisotropie de la relaxation due à la symétrie axiale de la cellule: La compatibilité des différentes mesures de $\Gamma(2)_{2p_4}$ et de $\Gamma(1)_{2p_4}$ avec les géométries 1 et 2 semblent indiquer que l'anisotropie a un effet négligeable sur le niveau $2p_4$. Par contre, les différences observées sur le niveau $3s_2$ plaident en faveur de cette hypothèse. D'autre part, l'existence d'une certaine anisotropie dans la décharge a été clairement mis en évidence par l'observation d'un effet Hanle en l'absence d'irradiation laser (sur le montage II, avec le champ perpendiculaire à l'axe de la cellule). Ce phénomène est d'une grande importance et nous l'étudierons dans un chapitre séparé (chapitre IX). Nous montrerons que cette anisotropie provient surtout de la diffusion multiple. Cependant, il ne nous sera pas possible d'affirmer que ce phénomène est vraiment responsable des désaccords observés.

(note)

Ceci provient du changement d'étalonnage (non expliqué) constaté a posteriori lors de la mesure des facteurs de Landé (cf. ch. VII, § F-4 : différence entre les séries 1 et 2 des tableaux VII-8 et VII-9).