



**HAL**  
open science

# Résonance magnétique de niveaux atomiques excités par bombardement électronique

Jean Claude Pebay-Peyroula

► **To cite this version:**

Jean Claude Pebay-Peyroula. Résonance magnétique de niveaux atomiques excités par bombardement électronique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris, 1959. Français. NNT : . tel-00011794

**HAL Id: tel-00011794**

**<https://theses.hal.science/tel-00011794>**

Submitted on 8 Mar 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSES

*présentées*

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

*Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques*

*par*

**Jean-Claude PEBAY-PEYROULA**

---

PREMIÈRE THÈSE

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DE NIVEAUX ATOMIQUES  
EXCITÉS PAR BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

SOUTENUES LE

1959 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. Y. ROCARD, *Président*  
MM. A. KASTLER, } *Examineurs*  
J. BROSSEL }

T H È S E S

présentées

à la FACULTÉ DES SCIENCES  
de l' UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Jean-Claude PÉBAY-PEYROULA

1<sup>ère</sup> Thèse - Résonance magnétique de niveaux atomiques excités par bombardement électronique.

2<sup>ème</sup> Thèse - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1959 devant la Commission d'Examen

MM. Y. ROCARD : Président  
A. KASTLER : Examineur  
J. BROSSEL : -

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure au cours des années 1955-1958.

Je suis heureux d'exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur A. KASTLER et à Monsieur J. BROSEL qui ont dirigé mes recherches et m'ont constamment apporté une aide indispensable.

La participation à ce travail de J.P. DESCUBES qui a réalisé une partie des appareillages et fait de nombreuses mesures, m'a été très précieuse. Je l'en remercie vivement, ainsi que les différents chercheurs du Laboratoire pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

Je remercie également les techniciens du Laboratoire pour leur collaboration dévouée et Messieurs HAY et PATRIARCHE de la Compagnie Industrielle Française des Tubes Electroniques dont le concours m'a été très précieux pour la fabrication des différents tubes électroniques.

Monsieur ROCARD, Directeur du Laboratoire, m'a donné toute facilité de travail. Qu'il recoive ici toute ma gratitude.

## TABLE DES MATIERES

	Page
CHAPITRE I	
- Introduction .....	1
- Polarisation des raies excitées par bombardement électronique *	
- Résultats expérimentaux .....	5
- Origine de la polarisation - Différentes théories .....	6
- Application aux méthodes de résonance hertzienne .....	8
CHAPITRE II - Montage expérimental :	
- Tube électronique .....	10
- Champ magnétique .....	13
- Champ de haute fréquence .....	13
- Montage optique .....	15
CHAPITRE III - Etude expérimentale du montage :	
- Expériences préliminaires : influence du champ magnétique et du champ de haute fréquence .....	16
- Résonances cyclotrons .....	18
- Identification des résonances magnétiques .....	20
- Niveau $6^3P_1$ .....	21
- Niveau $6^3F_4$ .....	22
- Niveau $5d^96s^26p^1D_2$ .....	23
- Niveau $^3P_2$ .....	24
- Problèmes posés par la détermination précise de facteur de Landé et de durée de vie .....	25
CHAPITRE IV - Résultats expérimentaux et interprétation :	
- Isotopes pairs :	
- Etude de la forme de raie .....	29
- Résultats expérimentaux .....	33
- Isotopes impairs :	
- Isotope 199, niveau $6^3F_4$ .....	36
Résultats expérimentaux .....	36
Etude du niveau $F = 9/2$ .....	38
- Isotope 201, niveau $6^3F_4$ .....	41
Etude expérimentale .....	42
Etude du niveau $11/2$ .....	42
- Autres niveaux .....	45
CHAPITRE V	
- Expériences sur le sodium .....	46
- La méthode d'excitation électronique et ses possibilités .....	47
- Conclusions .....	48
BIBLIOGRAPHIE .....	51

## CHAPITRE I

### INTRODUCTION

Depuis une vingtaine d'années, les méthodes expérimentales d'étude des atomes ont fait de nombreux progrès. En spectroscopie classique, l'emploi des étalons interférentiels a été porté à un grand degré de perfectionnement, et il a été possible par l'étude de la structure de différentes raies optiques de déterminer la structure hyperfine de nombreux niveaux excités. Malheureusement la précision de ces résultats, malgré le perfectionnement des sources lumineuses employées, est limitée par l'effet DOPPLER-FIZEAU.

Dans les expériences de résonance hertzienne, on observe des transitions dont la fréquence est beaucoup plus faible que celle des transitions optiques. L'élargissement créé par l'effet DOPPLER est négligeable et généralement c'est la largeur naturelle des niveaux excités qui limite la précision des mesures. Ces méthodes se sont révélées très fécondes et en particulier la résonance magnétique qui consiste à détruire par un champ magnétique oscillant de fréquence convenable une inégalité de population créée au préalable entre les sous-niveaux magnétiques d'un état atomique <sup>(1)</sup>.

En 1949, J. BROSSEL et A. KASTLER ont proposé d'obtenir cette inégalité de population dans les états excités grâce à une excitation en lumière polarisée <sup>(2)</sup>. Ce principe peut s'appliquer au niveau fondamental par un processus de pompage optique <sup>(3)</sup>. De nombreux résultats ont été obtenus par cette méthode. Dans le cas de l'état fondamental : étude du niveau  $3^2S_{1/2}$  du Sodium, du niveau  $6^2S_{1/2}$  du Césium, découverte des transitions à plusieurs quanta, orientation atomique de la vapeur de Sodium et de Césium <sup>(4)</sup>, orientation nucléaire de l'isotope 201 du Mercure <sup>(5)</sup>. Dans le cas des niveaux excités, J. BROSSEL a fait une étude systématique de cette méthode pour l'état  $6^3P_1$  de l'atome de Mercure <sup>(6)(7)</sup> et a montré que l'on pouvait ainsi

mesurer le facteur de LANDÉ et la durée de vie de l'état excité. D'autres physiciens ont, par cette technique, mesuré des structures hyperfines et déterminé les moments quadrupolaires électriques nucléaires dans le cas du Mercure <sup>(8)</sup>, du Zinc <sup>(9)</sup> et des métaux alcalins <sup>(10)(11)(12)(13)</sup>.

Rappelons brièvement les expériences de résonance magnétique appliquées au niveau  $6^3P_1$  des isotopes pairs du Mercure. La raie d'intercombinaison 2537 Å correspond à la transition entre l'état fondamental  $6^1S_0$  et l'état  $6^3P_1$  (fig. 1). La figure 2 montre la structure ZEEMAN de cette raie.

Considérons le trièdre trirectangle Ox Oy Oz (fig. 3). Le champ magnétique directeur est dirigé suivant Oz. Une cellule contenant de la vapeur de mercure est placée en O et est illuminée par la radiation 2537 Å polarisée rectilignement avec son vecteur électrique dirigé suivant Oz. Par résonance optique, les atomes sont portés dans l'état  $6^3P_1$ , mais l'état de polarisation de la lumière ne permet que la transition  $\Delta m = 0$ . Seul le sous-niveau  $m = 0$  de  $6^3P_1$  sera peuplé.

Lorsque les atomes redescendent à l'état de base, seule la composante ZEEMAN  $\pi$  peut être émise, et un observateur placé suivant Ox ou Oy verra une lumière totalement polarisée suivant Oz, si l'on néglige dans une première approximation les phénomènes de dépolarisation magnétique et de diffusion multiple <sup>(14)</sup>. Un champ magnétique  $H_1$  oscillant de fréquence  $\omega$  convenable,  $H_1$  étant situé dans le plan xOy, peut induire des transitions dipolaires magnétiques entre les sous-niveaux  $m = 0$  et  $m = \pm 1$ . Des composantes  $\sigma$  vont alors apparaître dans la lumière de résonance optique et le taux de polarisation de cette lumière va être modifié.

Si l'on trace la courbe représentant le taux de polarisation en fonction du champ magnétique  $H_z$ , il apparaît une résonance lorsque la fréquence des transitions  $\Delta m = \pm 1$  se trouve égale à la fréquence du champ oscillant.

J. BROSSEL a montré que la forme des raies de résonance ne dépendait que de deux paramètres : l'intensité du champ de radiofréquence et une durée de cohérence  $T_c$  qu'il avait identifiée tout d'abord avec la durée de vie mais qui s'est révélée dépendre du nombre d'atomes par unité de volume.





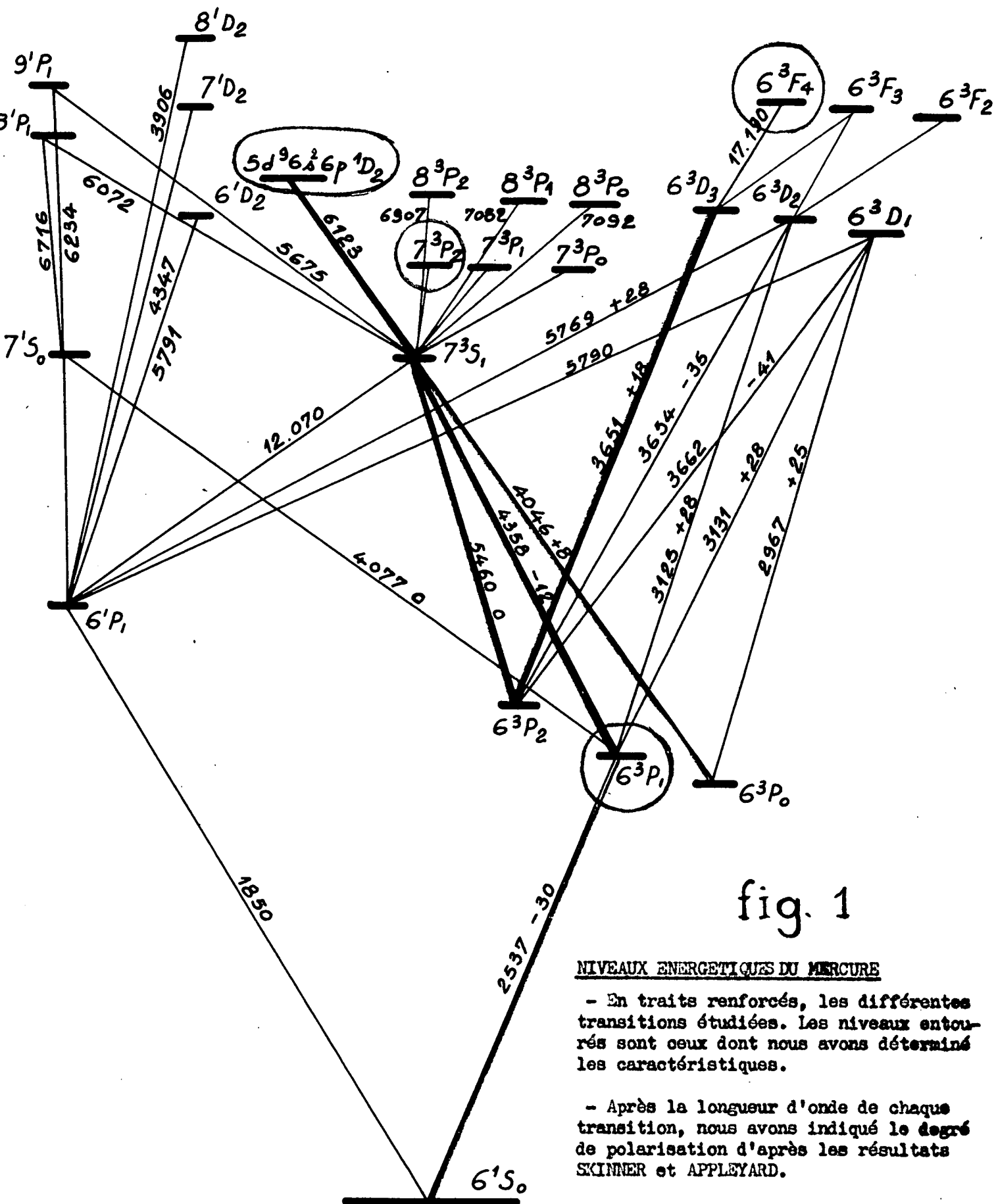


fig. 1

NIVEAUX ENERGETIQUES DU MERCURE

- En traits renforcés, les différentes transitions étudiées. Les niveaux entourés sont ceux dont nous avons déterminé les caractéristiques.

- Après la longueur d'onde de chaque transition, nous avons indiqué le degré de polarisation d'après les résultats SKINNER et APPELYARD.

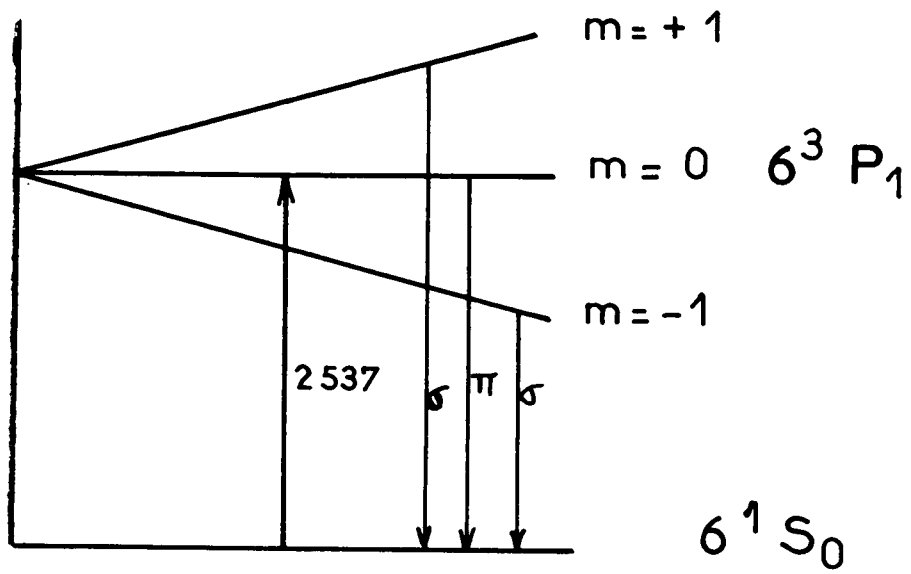


Fig 2

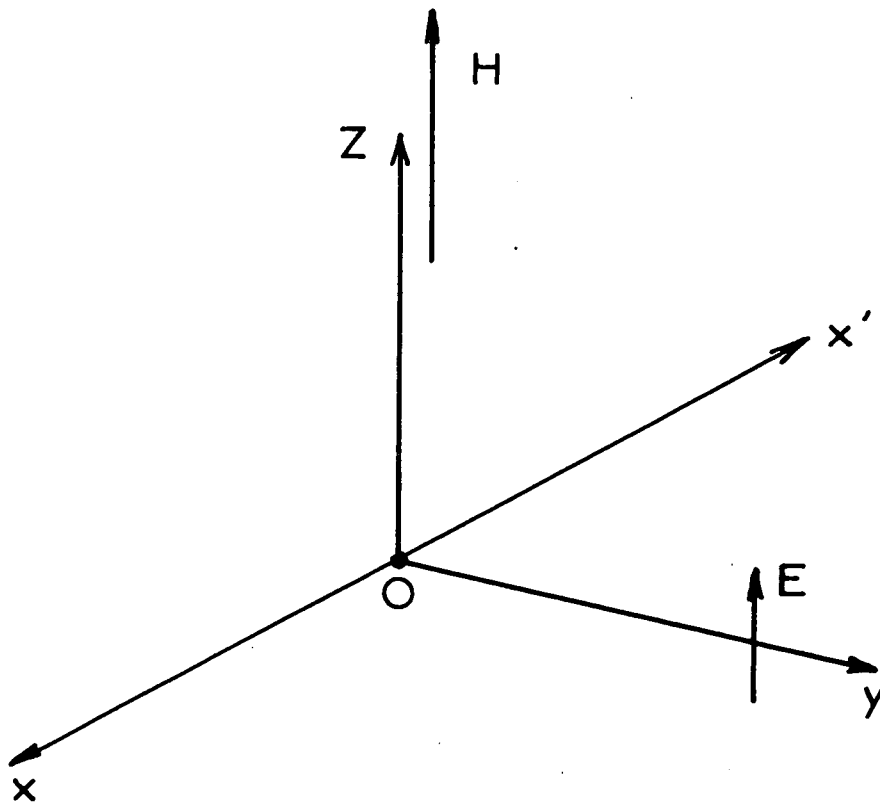


Fig 3

Ce phénomène est lié à la diffusion multiple <sup>(14)</sup>.

Le paramètre  $\tau$  tend vers la durée de vie pour les faibles densités de vapeur. Pour les raies autres que la raie de résonance, le phénomène de diffusion multiple de la lumière est négligeable, et l'étude de la forme des raies permet d'obtenir directement la durée de vie.

Dans le cas d'isotope à spin nucléaire, outre les transitions  $\Delta F = 0$  du même type que les transitions précédentes, il est possible d'induire des transitions  $\Delta F = 1$  <sup>(15)</sup>. Si le champ magnétique est nul, la fréquence de transition correspond à la structure hyperfine du niveau.

Cette méthode ne peut malheureusement s'appliquer qu'aux niveaux de résonance qui peuvent être atteints par excitation optique à partir du niveau fondamental. En outre, pour beaucoup d'éléments - en particulier les gaz rares - les raies de résonance sont situées dans l'ultra-violet lointain et les difficultés expérimentales rendent l'expérience impossible. L'excitation par échelon ne s'est révélée possible que dans des cas particuliers <sup>(16)</sup>.

Vers 1930, quelques expérimentateurs ont montré que de nombreuses raies émises lorsque l'on bombarde des atomes par des électrons de faible énergie sont partiellement polarisées. Le bombardement électronique (comme l'excitation optique) permet donc d'obtenir une différence de population entre les sous-niveaux ZEEMAN des différents états excités et en principe on se trouve dans les conditions où la résonance magnétique peut être observée. Il devient ainsi possible d'étudier des états excités, inaccessibles par d'autres méthodes, de déterminer leur durée de vie, leur facteur de LANDE <sup>(2)</sup> et leur structure hyperfine <sup>(17)</sup>.

Pendant le cours de notre travail, nous nous sommes efforcés de mettre au point cette méthode. L'élément choisi était le mercure. De nombreuses raisons nous ont imposé ce choix :

- La tension de vapeur importante à la température ambiante simplifie le montage expérimental.

- La plupart des raies du spectre du Mercure se trouvent dans le proche ultra-violet et dans le visible. Elles peuvent être aisément isolées

THE HISTORY OF THE

CHAPTER

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

OF THE

à l'aide de filtres colorés et de filtres interférentiels, et leur polarisation, lorsqu'elles sont excitées par bombardement électronique, a été étudiée complètement par SKINNER et APPLEYARD.

- Enfin, et ceci est la raison essentielle, le niveau  $6^3P_1$  a été étudié en détail par J. BROSEL (7). Ce niveau a pu nous servir de test des possibilités de la méthode. En l'excitant par chocs électroniques, nous avons réussi à obtenir des courbes de résonance semblables à celles obtenues par BROSEL et redonnant les mêmes valeurs pour le facteur de LANDE et la durée de vie.

En accroissant la vitesse des électrons, nous avons pu observer plusieurs autres courbes de résonance. Nous sommes parvenus à identifier la plupart d'entre elles, c'est-à-dire à les attribuer à des niveaux connus de l'atome de Mercure dont nous avons pu déterminer les caractéristiques. Ce sont les niveaux  $6^3F_4$ ,  $5d^96s^26p^1D_2$  et un niveau  $^3P_2$  imparfaitement déterminé.

L'interprétation des résultats expérimentaux a été le plus souvent rendu difficile par des effets de cascade et par le fait que la configuration des états excités est souvent complexe.

Nous avons en outre été gênés par la présence des résonances cyclotrons dont nous avons réussi à diminuer l'ampleur en donnant une forme judicieuse au dispositif des électrodes.

Dans le premier chapitre, nous rappellerons brièvement les travaux antérieurs sur la polarisation des raies excitées par bombardement électronique, les applications qui ont été faites en résonance hertzienne et nous décrirons le principe de notre montage.

L'étude des transitions de résonance magnétique basse fréquence ( $\Delta F = 0$ ) des différents niveaux a été la partie essentielle de notre travail. Le montage expérimental sera décrit dans le chapitre II. Le chapitre III sera consacré aux expériences préliminaires, aux phénomènes parasites et à l'interprétation des résonances trouvées; le chapitre IV, à l'étude des transitions observées : dans le cas des isotopes pairs, nous pouvons déduire

le facteur de LANDE et la durée de vie des niveaux excités; dans le cas des isotopes 199 et 201, il est possible d'obtenir des valeurs approchées de la structure hyperfine de ces niveaux par des calculs du découplage IJ. Nous pourrions donc, à partir de ces résultats, prévoir l'appareillage nécessaire pour déceler les résonances correspondant aux transitions hyperfines  $\Delta F = 1$ . Nous décrirons dans le chapitre V les expériences qui ont été faites sur l'atome de Sodium, et nous préciserons le domaine d'application de cette méthode d'excitation électronique.

Certains de ces résultats ont été donnés dans différentes publications (18)(19)(20).

#### POLARISATION DES RAIES EXCITÉES PAR BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE

Entre 1929 et 1930, plusieurs expérimentateurs ont étudié la polarisation de la lumière émise par des atomes excités par bombardement électronique. Le Mercure, le Sodium, le Néon, l'Hélium ont principalement été étudié (21 à 27). Les appareillages et les résultats ont été décrits en particulier par KÖSSEL et GERTHSEN (21), ELLETT, FOOTE et MOHLER (22), et surtout par SKINNER et APPELYARD (25).

Les mesures de taux de polarisation ont été faites par ces auteurs, soit à l'oeil au moyen d'un compensateur de BABINET, les raies étant isolées au moyen de filtres appropriés, soit à l'aide d'un spectrographe très dispersif, les raies étant dédoublées à l'aide d'un prisme de WOLLASTON, le cliché obtenu étant dépouillé par microphotométrie.

#### Résultats expérimentaux

Les travaux des différents expérimentateurs ont porté sur l'influence de l'énergie des électrons sur le degré de polarisation  $P$  des radiations émises.

$$P = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{\perp} + I_{//}}$$

$I_{//}$  et  $I_{\perp}$  désignant respectivement les intensités des composantes polarisées orthogonales,  $I_{//}$  composante dont le vecteur électrique est parallèle à la

direction du jet électronique (et du champ magnétique  $H_0$ ) et  $I_{\perp}$  composante dont le vecteur électrique est perpendiculaire à cette direction.

Les courbes donnant  $P$  en fonction de l'énergie des électrons ont toujours le même aspect (fig. 4) :  $P$  est nul pour l'énergie correspondant au seuil d'excitation  $V_e$ , présente un maximum pour  $V_m$ ,  $V_m - V_e$  étant de l'ordre de quelques volts, puis décroît. Pour certaines raies,  $P$  s'annule pour la valeur  $V_1$  et change de signe pour les énergies supérieures. SKINNER et APPLEYARD ont ainsi étudié en détail les différentes raies du mercure. La précision absolue sur  $P$  est environ 0,01 au maximum de polarisation et est beaucoup moins bonne au niveau du seuil d'excitation, l'intensité de la raie devenant alors très faible.

Les principaux résultats concernant le mercure sont donnés dans l'appendice I et rappelés dans la fig. 1. Les raies de résonances du Sodium ( $3P_{3/2} - 3S_{1/2}$ ,  $3P_{1/2} - 3S_{1/2}$ ) ont été étudiées<sup>(21)</sup>. Aucune polarisation appréciable n'a été trouvée, mais dans les expériences que nous avons faites sur le Sodium - voir chapitre V - nous avons étudié les résonances magnétiques des niveaux  $4D_{3/2}$   $4D_{5/2}$  et  $5D_{3/2}$   $5D_{5/2}$  en étudiant les raies  $4D - 3P$  (5683 Å - 5688 Å) et  $5D - 3P$  (4979 Å et 4983 Å). Ces radiations sont polarisées, le taux de polarisation est approximativement de 15%. Nous n'avons pas fait de mesures plus précises de taux de polarisation, notre appareillage ne s'y prêtant pas.

#### Origine de la polarisation - Différentes théories

La discussion d'un modèle idéal formé par un atome à un électron, sans spin, montre l'origine des effets de polarisation. Considérons le cas où l'électron possède une énergie cinétique juste suffisante pour exciter l'atome, un champ magnétique étant parallèle à la direction des électrons; le moment angulaire de l'électron, avant le choc, est dans un plan normal à la vitesse. Après le choc, la vitesse de l'électron est nulle : ce dernier ne peut emporter aucun moment angulaire. En faisant le bilan du moment angulaire, le choc a transféré à l'atome un moment angulaire perpendiculaire au champ magnétique. Le passage de l'état fondamental à l'état excité ne peut

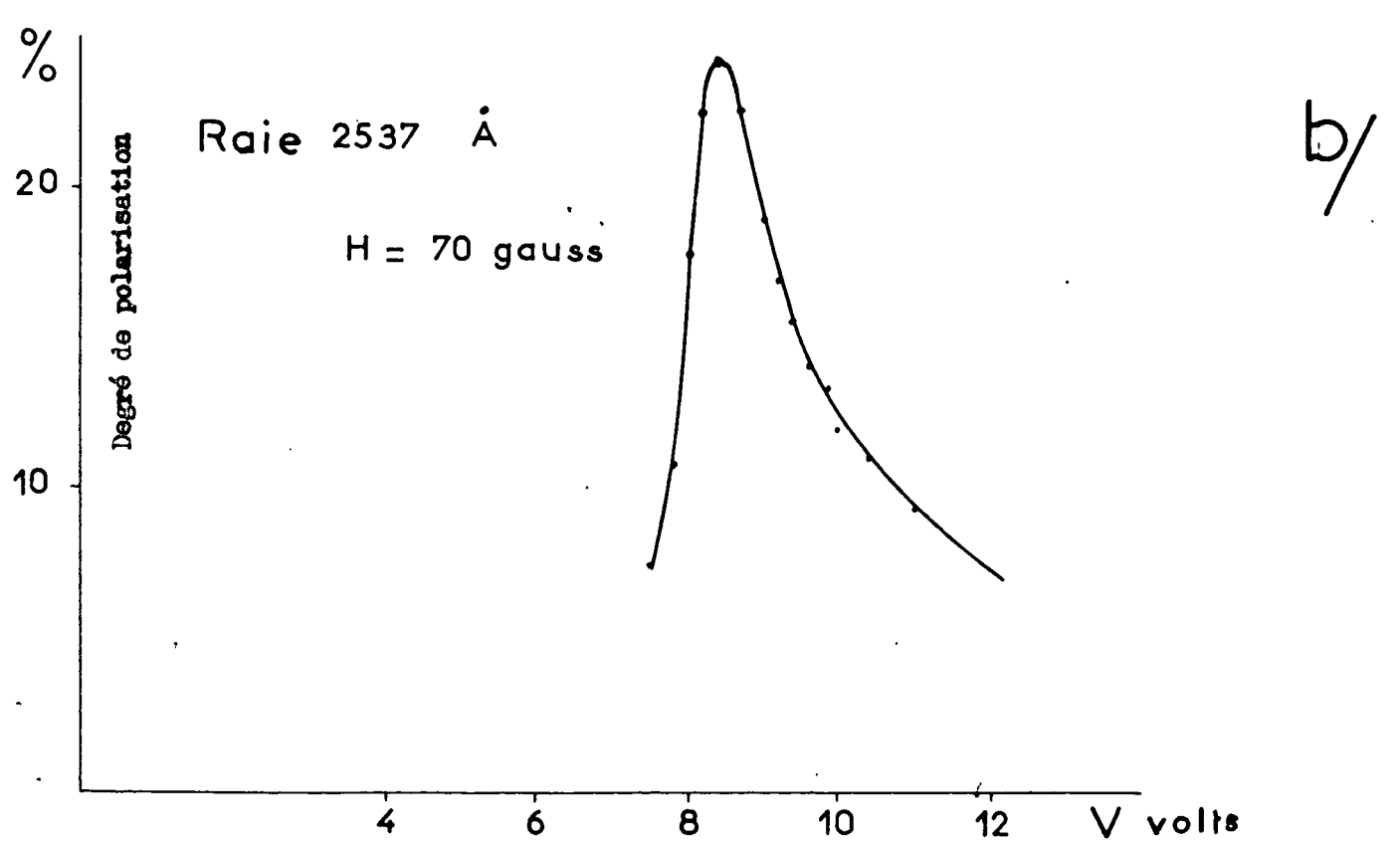
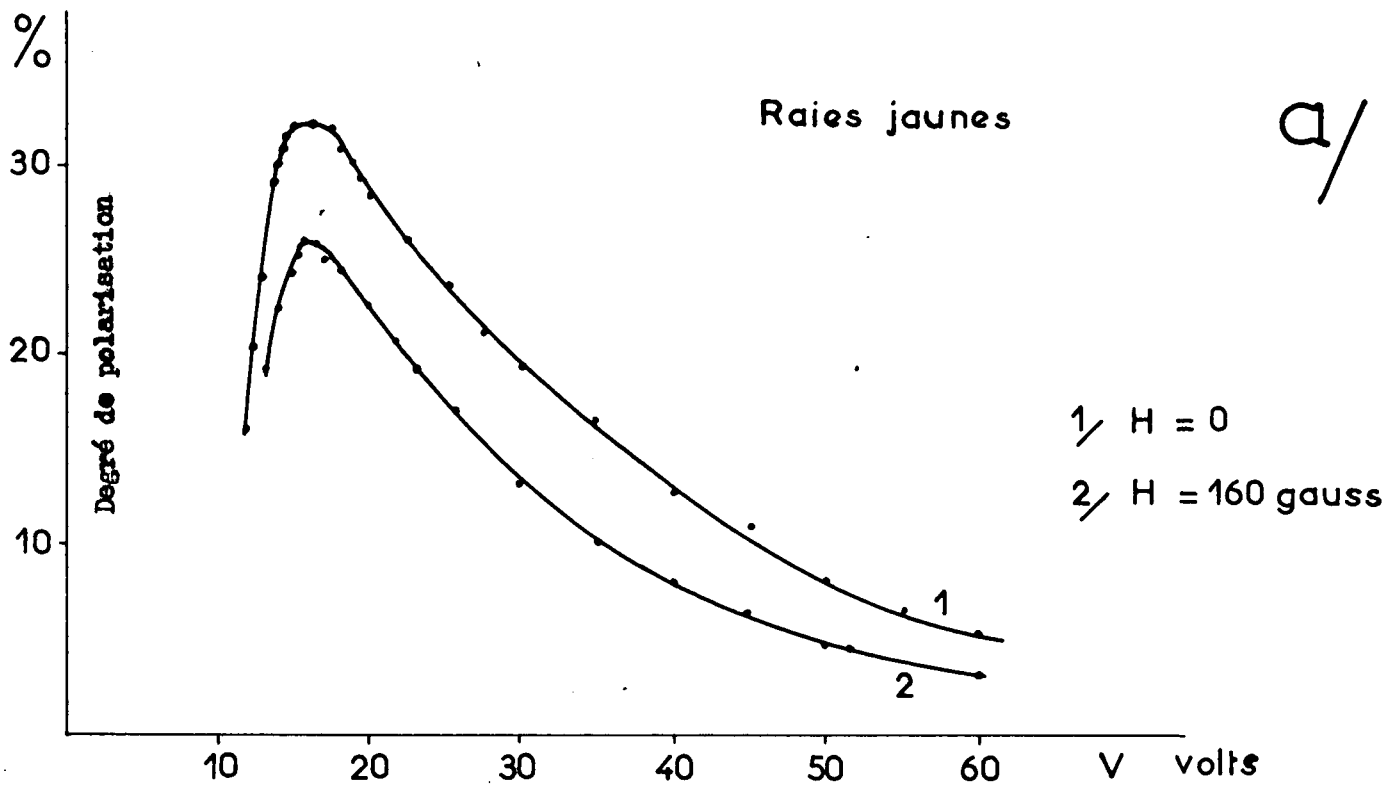


Fig. 4



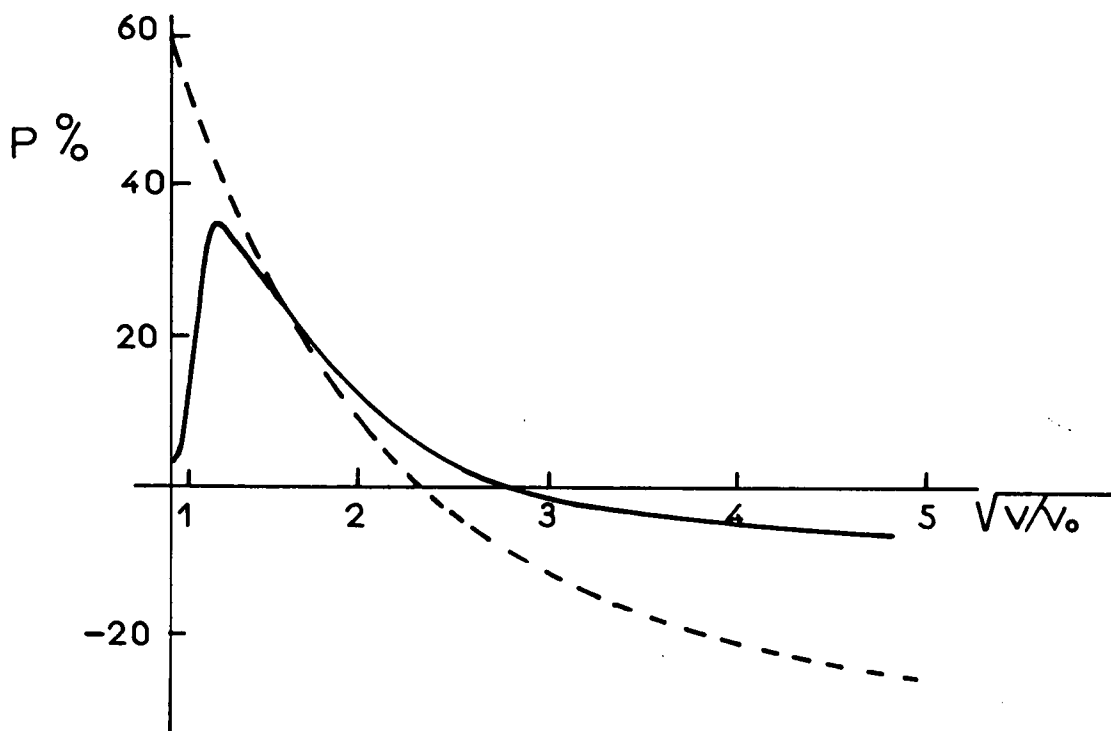


Fig 5 Degré de polarisation pour une transition  $^1D \rightarrow ^1P$  en fonction de  $\sqrt{V/V_0}$  ( $V$  énergie de l'électron incident,  $V_0$  énergie correspondant au seuil d'excitation).

La courbe en pointillé est la courbe déduite de l'approximation de BORN pour la transition  $3^1D \rightarrow 3^1P$  de l'hélium. La courbe en trait plein donne les résultats expérimentaux de SKINNER et APPEYARD pour la transition  $7^1D \rightarrow 6^1P$  du mercure.

(D'après I.C. PERCIVAL et M. SEATON (39))

donc pas être accompagné d'un changement de la composante du moment angulaire parallèle au champ et la transition se fait avec  $\Delta m = 0$ . Lorsque l'atome retombera à l'état fondamental, d'après les règles de sélection de l'effet ZEEMAN, la lumière sera polarisée parallèlement à la direction du jet électronique. D'après le principe de stabilité spectroscopique, nous obtiendrons le même état de polarisation en l'absence de champ magnétique.

Si l'on applique à ce même atome, dans le cas d'électrons ayant une énergie plus élevée - une centaine d'électrons-volt - l'approximation de BORN, on s'aperçoit qu'au contraire les transitions  $\Delta m = \pm 1$  sont plus favorisées.

Ces résultats sont évidemment très approchés, et de nombreux auteurs se sont efforcés d'obtenir des résultats en accord avec l'expérience. Le problème est très complexe, et il faut tenir compte des différents facteurs suivants, négligés précédemment :

- le spin électronique
- les effets d'échange
- l'interaction spin-orbite
- le spin nucléaire.

Une des premières interprétations théoriques est celle de BETHE<sup>(28)</sup> appliquées à des atomes tels que Hg et He en tenant compte du spin électronique. BETHE emploie la méthode d'approximation de BORN-OPPENHEIMER qui permet l'explication de l'excitation des états de triplets par effet d'échange électronique. La courbe (fig. 5) donne l'aspect des résultats obtenus. Le taux de polarisation est maximum au seuil d'excitation, ce qui n'est pas en accord avec l'expérience.

Le maximum de polarisation et sa valeur nulle au seuil n'ont jamais été expliqués de façon parfaite. Les travaux d'OPPENHEIMER<sup>(29)(30)(31)</sup> et de PENNEY<sup>(32)(33)</sup> en particulier, cherchant l'influence du couplage spin-orbite et du spin nucléaire, donnent des résultats souvent décevants.

Durant ces dernières années, l'étude des sections efficaces de collision atomes-électrons de basse énergie a été développée, en particulier pour l'Hélium, par MASSEY et ses collaborateurs<sup>(34 à 37)</sup>. SEATON<sup>(38)(39)</sup>

a étudié d'une façon analogue la polarisation de la lumière émise après la collision, mais des différences subsistent avec les résultats expérimentaux, notamment auprès du seuil d'excitation. Dans l'état actuel de la théorie, on ne peut donc donner encore aucune règle générale permettant de prévoir les états de polarisation des raies observées. Ceci ne nous empêche pas de tirer parti de cette polarisation et d'interpréter nos résultats, et nous verrons, dans le chapitre consacré à l'étude des raies de résonance, que les résultats essentiels : durée de vie, facteur de LANDÉ, structure hyperfine, peuvent être mesurés sans connaître les populations respectives des différents sous-niveaux. Seule une différence de population est nécessaire.

#### APPLICATION AUX MÉTHODES DE RÉSONANCE HERTZIENNE

Reprenons le schéma de l'expérience de BROUSSEL (fig. 3), et remplaçons l'excitation optique de la vapeur de mercure par une excitation électronique réalisée suivant les conditions décrites précédemment par un jet d'électrons lents dirigés suivant Oz. L'état de polarisation de la lumière émise observée suivant Ox ou Oy sera comparable à celui observé dans le cas de l'excitation optique, le taux de polarisation étant généralement plus faible. Un champ tournant d'axe Oz, ou plus simplement un champ oscillant  $H_1$  que nous pouvons prendre dirigé suivant Oy, pourra donc induire des transitions de résonance magnétique. L'observation de ces résonances se fera comme dans la méthode de BROUSSEL en étudiant le taux de polarisation de la lumière émise suivant Ox.

Outre l'interprétation difficile des résonances observées, (à cause de l'impossibilité de résoudre totalement les différentes raies du spectre en conservant un flux lumineux acceptable), deux difficultés essentielles apparaissent du point de vue expérimental :

Le champ magnétique oscillant s'accompagne d'un champ électrique qui peut provoquer dans la vapeur de mercure un régime de décharge favorisé par la présence d'électrons. Cette décharge est instable, et les effets de polarisation disparaissent. En plus, des phénomènes de résonance cyclotron des électrons du jet peuvent être très importants et masquer ou déformer les

résonances magnétiques. Nous nous sommes donc efforcés d'éliminer ces phénomènes afin d'obtenir les courbes de résonance dans les meilleures conditions d'observation et de reproductibilité (cf. chapitre III).

Des travaux utilisant des techniques analogues à celles décrites ci-dessus ont été effectués à la même époque par d'autres auteurs :

- DEHMELT (40) a étudié le niveau métastable  $6^3P_2$  du Mercure par une méthode voisine : le bombardement électronique très intense produit une grande quantité d'atomes dans l'état métastable  $6^3P_2$ , les sous-niveaux ZEE-MAN étant inégalement peuplés. La résonance magnétique de cet état, induite par un champ magnétique oscillant est détectée en étudiant l'absorption de la radiation  $5640 \text{ \AA} - 7^3S_1, 6^3P_2$ . Cette expérience est actuellement développée par AUBREY et BRADLEY (41).

- LAMB et ses collaborateurs ont également utilisé l'effet de polarisation par bombardement électronique dans la détermination de la structure fine des niveaux  $3^3P$  et  $2^5P$  de l'Hélium (42)(43).

## CHAPITRE II

### MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage utilisé s'inspire en beaucoup de points du montage de BROUSSEL dont une description détaillée a été donnée <sup>(7)</sup>. La figure 6 donne le schéma général de notre montage.

#### I.- LE TUBE ELECTRONIQUE

Les premiers essais de montage avec pompage continu ont été décevants. En effet, plusieurs raisons imposent l'emploi d'une cathode à oxyde :

- la surface émettrice doit être équipotentielle;
- la température de fonctionnement doit être assez basse, afin de limiter au maximum les sources de lumière parasite;
- la puissance électrique nécessaire au chauffage doit être la plus faible possible pour réduire au maximum les champs magnétiques parasites;
- les diverses tensions accélératrices sont de l'ordre d'une dizaine de volts. Pour avoir un débit électronique convenable, la surface émettrice doit être assez grande.

Or, dès que la pression d'air dépasse  $10^{-5}$  mm de mercure, la cathode s'empoisonne partiellement et le fonctionnement devient très irrégulier. Ceci exclut donc un pompage continu. En outre, il ne serait pas possible d'opérer sur des isotopes séparés dont on ne possède que des très faibles quantités (de l'ordre du milligramme).

Nous avons donc opéré dans des enceintes scellées construites suivant la technique radioélectrique. Un vide excellent s'est toujours maintenu dans les différents tubes que nous avons construits, et le fonctionnement de la cathode a été toujours extrêmement régulier.

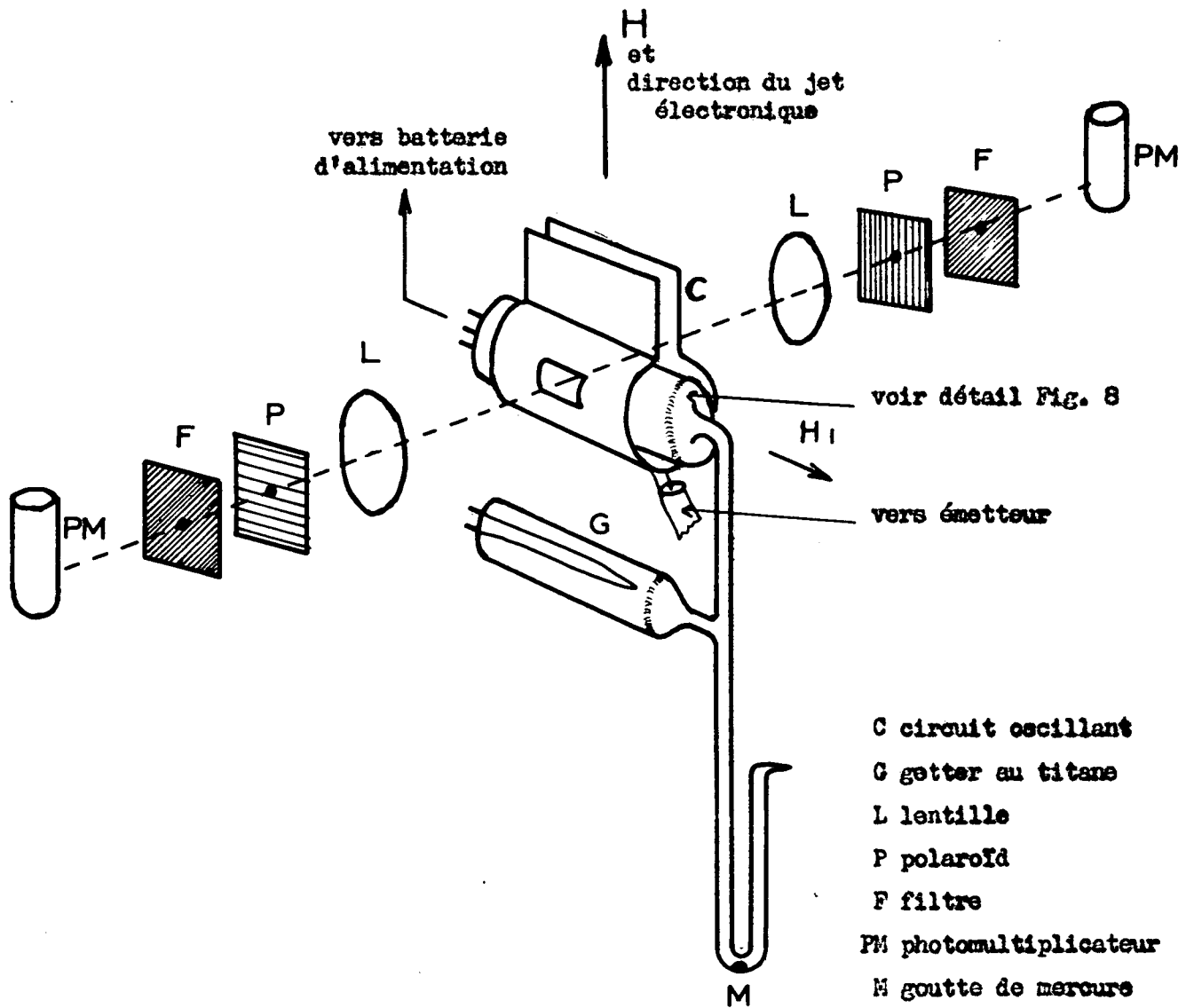


Fig. 6 Schéma du montage

Technique de fabrication - Nous avons employé des pieds de lampe en verre pressé (verre au molybdène, passages en molybdène, qui servent à la construction des tubes d'émission de petite puissance 4Y100, 3T50 de la C.I.F.T.E.). Après la construction et le montage des différentes électrodes, le pied est scellé à l'ampoule de verre sur la même machine que les tubes d'émission correspondants. Cette technique, très sûre, réduit au maximum les risques de fuite. Les électrodes sont réalisées en tantale. Ce métal a une surface très propre, il n'absorbe pas le mercure, n'est pas magnétique et se soude parfaitement par points; les pièces isolantes sont réalisées en mica préalablement dégazé.

Après fabrication, l'enceinte est vidée, dégazée par étuvage et par chauffage H.F. des électrodes. L'enceinte est ensuite scellée jusqu'au moment de remplissage. La cathode ainsi conservée sous vide ne risque pas de s'altérer.

Remplissage - Le tube électronique auquel a été adjoint le queusot est mis en place sur un banc de pompage. Il est de nouveau étuvé soigneusement. On distille ensuite le mercure dans le queusot. Avant le scellement définitif, on forme la cathode. Elle est chauffée à une température supérieure à sa température de fonctionnement normale et une tension alternative est appliquée entre la cathode et les autres électrodes. Lors de l'activation de la surface émissive, on observe à la jauge à ionisation un dégazage important et l'apparition du courant électronique. L'opération est poursuivie jusqu'à stabilisation du débit électronique et retour à un vide excellent.

Getters - Des getters sont nécessaires pour maintenir un vide parfait malgré le fonctionnement de la cathode qui risque de dégazer. Les premiers tubes ont été munis de getters industriels au baryum. Le dépôt de baryum formé est très avide de mercure et une grande quantité de mercure est nécessaire pour saturer la surface du baryum. Il est ensuite difficile de régler la pression de vapeur dans l'enceinte en agissant sur la température de la goutte de mercure contenue dans le queusot. En outre, il est impossible d'employer un isotope séparé dont on possède une quantité très faible.

Quelques essais nous ont conduits à un getter formé par un film de titane obtenu par la vaporisation d'un fil de titane de 0,1 mm enroulé sur un fil de tungstène que l'on peut chauffer par effet Joule. Un tel getter est beaucoup moins avide de mercure que le getter au baryum. Cependant nous avons été conduits, dans certains cas, à sceller et à enlever l'ampoule contenant le getter après quelques jours de fonctionnement assurant un dégazage parfait de la cathode.

Description des différents tubes électroniques employés - Deux types différents ont été réalisés.

1) Les électrons émis par la cathode (fig. 7) sont accélérés par l'électrode A au potentiel  $V_1$  qui ne laisse passer qu'un pinceau de dimension 10x2 mm, l'électrode B ainsi que l'anode P sont portées au potentiel  $V_2$ . Dans l'espace compris entre B et P, les électrons ont, suivant Oz, une vitesse uniforme  $V_2 - V_e$ ,  $V_e$  étant le potentiel d'extraction de la cathode. Le courant anodique est d'environ 0,3 mA pour  $V_1 = V_2 = 16$  Volts. L'électrode B forme en outre l'extrémité d'une ligne haute fréquence accordée (cf. § III, page 13). Le pinceau électronique a une longueur d'environ 20 mm. Deux fenêtres en quartz, raccordées à l'ampoule en verre au molybdène à l'aide d'anneaux de verre intermédiaire, permettent l'observation des raies ultra-violettes.

2) Une grille à maille lâche, placée à 2 mm de la cathode (fig.8) est portée au même potentiel que l'anode. Le pinceau d'électron, dans l'espace d'observation compris entre la grille et l'anode, a une section de 15x8 mm et une longueur de 4 mm. Le circuit de haute fréquence est placé à l'extérieur du tube. Lorsque l'anode et la grille sont portées au même potentiel, le débit anodique est d'environ 2 mA pour  $V_1 = V_2 = 16$  Volts.

Nous utilisons comme cathodes celles utilisées habituellement sur le tube d'émission 4Y100. Elles ont été toutefois raccourcies à une longueur de 30 mm. Elles nécessitent alors une puissance de 15 watts environ pour leur chauffage normal. Le filament d'origine, formé par un fil replié en U consommant environ 3,75 Ampères sous 4 Volts, provoque un champ magnétique parasite dans la région d'observation. Ce champ très inhomogène, d'environ 0,5 gauss,



The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that every entry should be supported by a valid receipt or invoice. This ensures transparency and allows for easy verification of the data.

Additionally, it is noted that regular audits are essential to identify any discrepancies or errors. By conducting these checks frequently, potential issues can be resolved before they become significant problems.

The second section focuses on the role of technology in modern accounting. It highlights how software solutions can streamline processes, reduce manual errors, and provide real-time insights into financial performance.

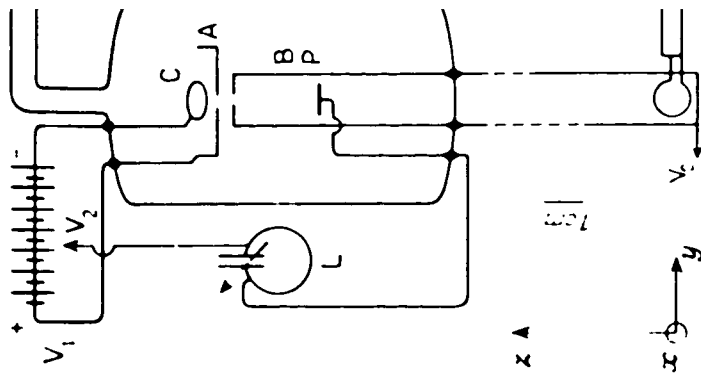
However, it also cautions against over-reliance on technology. While tools are helpful, they cannot replace the critical thinking and judgment of a skilled professional.

The third part of the document addresses the ethical responsibilities of accountants. It stresses that honesty and integrity are paramount in this profession.

Accountants must always act in the best interests of their clients and the public. They should avoid conflicts of interest and maintain strict confidentiality where required.

Finally, the document concludes by discussing the future of the accounting industry. It predicts that automation and artificial intelligence will continue to reshape the landscape.

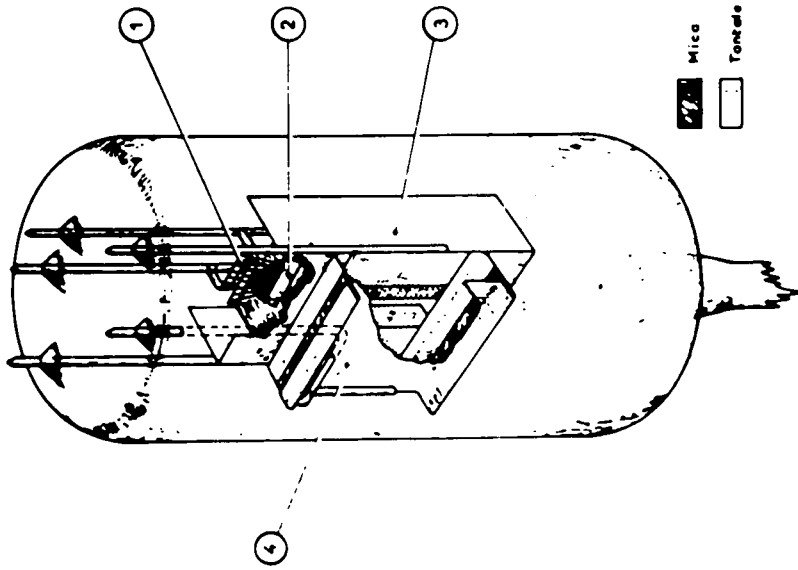
Professionals must stay updated with the latest trends and technologies to remain competitive. Continuous learning and adaptation are key to long-term success in this dynamic field.



**Fig. 7**

Tube électronique mc

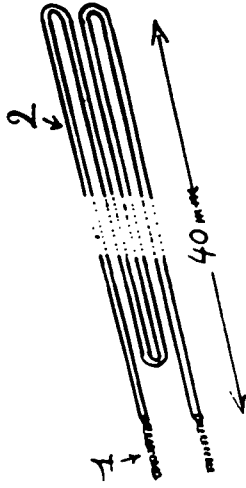
- 1 Cathode
- 2 Electrode accél
- 3 Ligne H.F.
- 4 Anode
- 5 Source de mercu
- 6 Système de comp



**Fig. 8**

Tube électronique modèle 2

- 1 Filaments
- 2 Cathode
- 3 Écran, support de grille
- 4 Anode



**Fig. 9**

Filament de chauffage de la cathode  
(six filaments de ce type sont  
branché en parallèle)

- 1 Filament tungstène
- 2 Isolement alumine

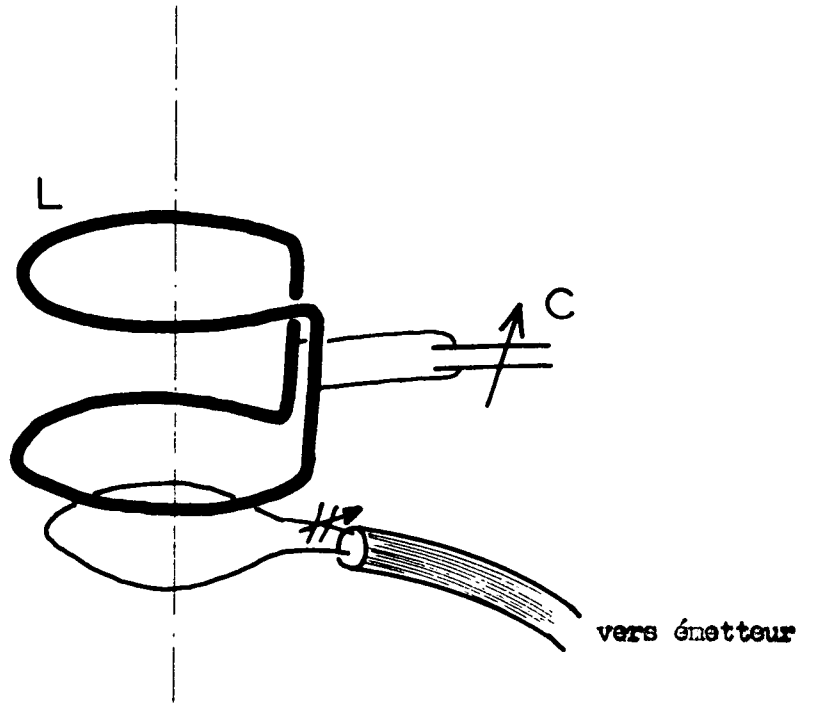


Fig. 10 a

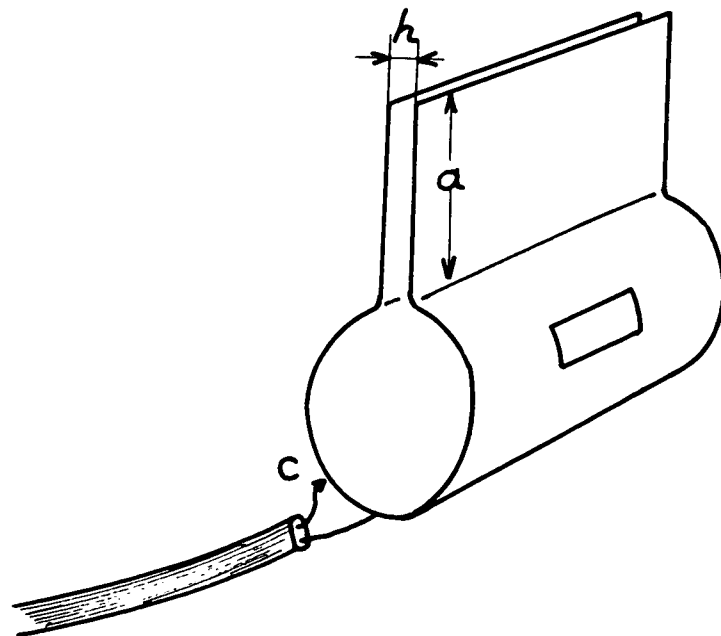


Fig. 10 b

apporte des distorsions inacceptables des courbes de résonance. Pour réduire cet effet, nous avons employé 6 filaments de UL41 (40 Volts, 0,1 Ampère) branchés en parallèle disposé côte à côte (fig. 9). Le champ magnétique parasite est alors inférieur à  $10^{-2}$  gauss.

## II.- CHAMP MAGNETIQUE

Le champ magnétique est créé par deux bobines en position d'HELMHOLTZ refroidies par eau, développant au maximum 500 gauss pour un courant magnétisant de 6 Ampères. L'alimentation se fait au moyen de batteries au plomb. L'intensité du courant est mesurée à l'aide d'un potentiomètre LEEDS et NORTHROP type  $K_3$ . Le shunt est maintenu à la température de la glace fondante. L'homogénéité du champ est assez médiocre, de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4}$  dans le volume d'observation.

Pour les mesures précises, un autre ensemble de bobines d'HELMHOLTZ d'un diamètre moyen de 70 cm a été employé. Elles permettaient d'obtenir un champ de 200 gauss environ pour un courant de 10 Ampères. Le réglage de la position d'HELMHOLTZ avait été réalisé à l'aide d'un appareillage de résonance protonique. L'homogénéité est de l'ordre de  $10^{-4}$  sur une sphère de 3 cm de rayon.

## III.- CHAMP DE HAUTE FREQUENCE

Le champ magnétique ayant la direction Oz (fig. 3), les transitions dipolaires magnétiques sont provoquées par un champ oscillant circulaire dans le plan xOy. Nous pouvons donc opérer indifféremment avec un champ oscillant rectiligne d'axe Ox ou Oy.

Les premières expériences ont été effectuées avec le tube électronique du type (1). L'électrode B forme l'extrémité d'une ligne résonante en  $\lambda/2$  formée par deux conducteurs plans parallèles d'une largeur de 30 mm et dont la distance est 10 mm (fig. 7). Une boucle de couplage permet l'excitation de cette ligne à l'aide d'un émetteur à 140 Mc/s. Ce montage permet d'avoir un champ magnétique oscillant d'amplitude maximum au niveau du pinceau électronique alors que le champ électrique est faible. Un champ oscillant de 3 gauss peut être ainsi obtenu avec une puissance de 70 watts.



Pour les tubes électroniques du type (2), le champ oscillant est créé par un montage extérieur. Deux types de circuits ont permis d'opérer aux fréquences de 25 Mc/s, 50 Mc/s, 140 Mc/s, 238 Mc/s, 307 Mc/s, 378 Mc/s et 594 Mc/s.

1) Le champ oscillant est créé par des boucles L (fig. 9a) en tube de cuivre refroidies par eau. La capacité C permet d'obtenir l'accord. Le couplage à l'émetteur est fait à l'aide d'une boucle couplée aux bobines L (fig. 10a). Un wattmètre directionnel permet de vérifier l'adaptation du circuit.

Ce circuit a l'inconvénient d'être à "haute impédance", il existe aux bornes du circuit résonant une tension très élevée et un champ électrique important règne entre les boucles.

2) Le champ oscillant est créé au centre d'une cavité cylindrique réalisée comme l'indique la figure 10b. En modifiant les paramètres a et h, nous pouvons faire varier la gamme d'accord de 100 Mc/s à 600 Mc/s. Un réglage précis de l'accord est obtenu en déplaçant une lame diélectrique (téflon) entre les deux plaques. Le couplage à l'émetteur est direct, l'adaptation optimum étant cherchée en déplaçant le contact C.

Ce circuit a l'avantage d'être à basse impédance et le champ électrique à l'intérieur du cylindre est beaucoup plus faible que celui créé par le circuit précédent.

Les fréquences de 25, 50 et 140 Mc/s ont été obtenues à l'aide d'un émetteur constitué d'un oscillateur à quartz, d'une chaîne multiplicatrice et d'un amplificateur de puissance permettant d'obtenir jusqu'à 70 watts.

Nous disposons en outre d'un étage doubleur ou tripleur pouvant fournir 20 watts (entre 200 et 420 Mc/s) et d'un générateur d'harmoniques formé par un amplificateur coaxial à lampe-phare 2C39. Cet appareil, attaqué par 20 watts à 300 Mc/s, donnait 15 watts à 600 Mc/s et 10 watts à 900 Mc/s.

Le champ oscillant  $H_1$  est mesuré en valeur relative à l'aide d'un voltmètre de crête branché aux bornes d'un circuit oscillant placé à proximité du tube électronique.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DIVISION OF THE PHYSICAL SCIENCES  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
5708 S. UNIVERSITY AVENUE  
CHICAGO, ILLINOIS 60637

RECEIVED  
MAY 15 1967

FROM  
DR. J. H. GOLDSTEIN

TO  
DR. R. H. COOKE

RE  
POLYMERIZATION OF VINYL MONOMERS

BY  
DR. J. H. GOLDSTEIN

#### IV.-

Les différentes électrodes sont alimentées à l'aide de batteries au plomb. Lorsque l'on applique le champ de radiofréquence, il existe au niveau des différentes électrodes un champ électrique oscillant parasite qui provoque une modulation de la vitesse des électrons. Cette modulation dépolarise partiellement, et même totalement, pour certaines raies, la lumière émise. En plaçant judicieusement dans le circuit anodique une boucle de compensation accordée L, nous pouvons atténuer considérablement ce phénomène (fig. 7).

#### V.- MONTAGE OPTIQUE

Dans chacune des directions d'observation, le faisceau lumineux passe à travers un prisme de GLAZEBROOK (ou un polaroïd dans le cas des radiations visibles), une lentille, un filtre - filtre coloré ou filtre interférentiel - et tombe sur l'anode du photomultiplicateur. Différents photomultiplicateurs ont été utilisés :

IP28 pour la bande 2500 Å - 3600 Å

IP21 ou 5189 pour la bande 3600 Å - 5000 Å

6217 au-dessus de 5000 Å.

Le photomultiplicateur 6217 était placé dans une enceinte pouvant être refroidie à l'air liquide pour diminuer le courant d'obscurité et améliorer ainsi le rapport signal-bruit.

Les courants anodiques des deux photomultiplicateurs sont opposés dans un pont de résistance et leur différence est mesurée à l'aide d'un galvanomètre dont la sensibilité est de  $2 \cdot 10^{-11}$  Amp/mm à 1 mètre et la période de 12 sec. La déviation est alors, moyennant certaines précautions d'équilibrage, proportionnelle à la variation du degré de polarisation de la lumière émise.

Nous pouvons enregistrer les déviations du spot du galvanomètre à l'aide d'un suiveur de spot SEFRAM. Un rhéostat électronique constitué par 15 triodes 6AS7 peut être inclus dans le circuit d'alimentation des bobines d'HELMHOLTZ. Le champ magnétique est alors fonction linéaire du potentiel de grille des triodes. Ce potentiel est pris aux bornes d'un potentiomètre entraîné à l'aide d'un moteur synchrone. Les différents enregistrements des figures 15, 32, 35, 36 ont été ainsi obtenus.



### CHAPITRE III

#### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU MONTAGE

##### I.- EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES

Avant la recherche systématique des résonances magnétiques, nous avons fait sur les premiers tubes construits, du modèle n°1, les expériences suivantes :

- Etude spectroscopique de la lumière émise - Nous avons employé un spectrographe HILGER à optique de quartz et à grande dispersion. Les différents clichés obtenus nous montrent que nous obtenons exclusivement les raies de HgI et nous fournissent d'autre part des renseignements qualitatifs sur les intensités relatives des différentes raies (cf. page 22).

- Influence du champ magnétique sur le degré de polarisation - D'après SKINNER et APPELYARD <sup>(26)</sup>, un champ de 40 gauss parallèle au jet d'électrons modifie peu le degré de polarisation. Nous avons précisé ce point très important en étudiant l'influence du champ magnétique sur le degré de polarisation pour différentes raies du spectre. La figure 4 donne un exemple des résultats obtenus. L'influence du champ magnétique est donc faible.

Les différentes résonances sont étudiées à fréquence fixe en balayant en champ magnétique. Cet effet s'est révélé gênant : une légère variation continue du taux de polarisation s'ajoute aux courbes de résonance et il est nécessaire de faire une correction (cf. page 28).

Les mesures de degré de polarisation sont effectuées en mesurant successivement  $I_{\perp}$  et  $I_{\parallel}$  à l'aide d'un photomultiplicateur et d'un polariseur que l'on peut tourner de  $\pi/2$ . L'expérience montre que la sensibilité de la cathode varie avec l'état de polarisation de la lumière et avec la région utilisée de la cathode. Afin d'éviter toute erreur systématique, nous avons

adjoind au polariseur une lame quart-d'onde. Le photomultiplicateur reçoit alors, quel que soit la position du polariseur, une lumière circulaire. Nous avons vérifié, en substituant au tube électronique une source de lumière naturelle, l'identité des signaux pour les différentes positions du polariseur (cf. (44)).

- Influence du champ de radiofréquence - Pour faire la résonance magnétique, nous devons appliquer aux atomes soumis au bombardement électronique, un champ magnétique oscillant  $H_1$ . Il est expérimentalement impossible d'appliquer à un certain volume, un champ magnétique de haute fréquence sans également lui appliquer un champ électrique oscillant. Nous pouvons attendre différents effets :

a) Décharges - Dans ce cas, le processus d'émission de lumière est complexe, et l'on n'observe plus de polarisation. La région d'observation est placée dans un système résonant où le champ magnétique est maximum, et par suite, le champ électrique minimum, il est donc facile d'éviter les décharges. Il a été possible, en appliquant 50 watts environ, d'obtenir des champs oscillants de l'ordre du gauss, la pression de vapeur de mercure étant de  $0,5 \cdot 10^{-3}$  mm Hg ( $t \neq 10^\circ\text{C}$ ) sans aucun phénomène de décharge.

b) Dépolarisation - La figure 14 montre une courbe donnant le degré de polarisation en fonction de la puissance fournie au circuit oscillant. La fréquence est choisie de façon qu'il ne se produise aucune résonance. Pour une puissance élevée, il subsiste encore un degré de polarisation appréciable. Nous attribuons cette dépolarisation à la modulation de vitesse introduite par le champ électrique de radiofréquence.

Ces différentes expériences nous montrent que les conditions nécessaires à l'observation de la résonance magnétique des niveaux excités peuvent être réalisées. Cependant, le taux de polarisation variant avec le niveau du champ oscillant, l'étude des amplitudes des résonances telle qu'elle a pu être faite dans le cas du niveau  $6^3P_1$  excité optiquement, ne sera pas possible.

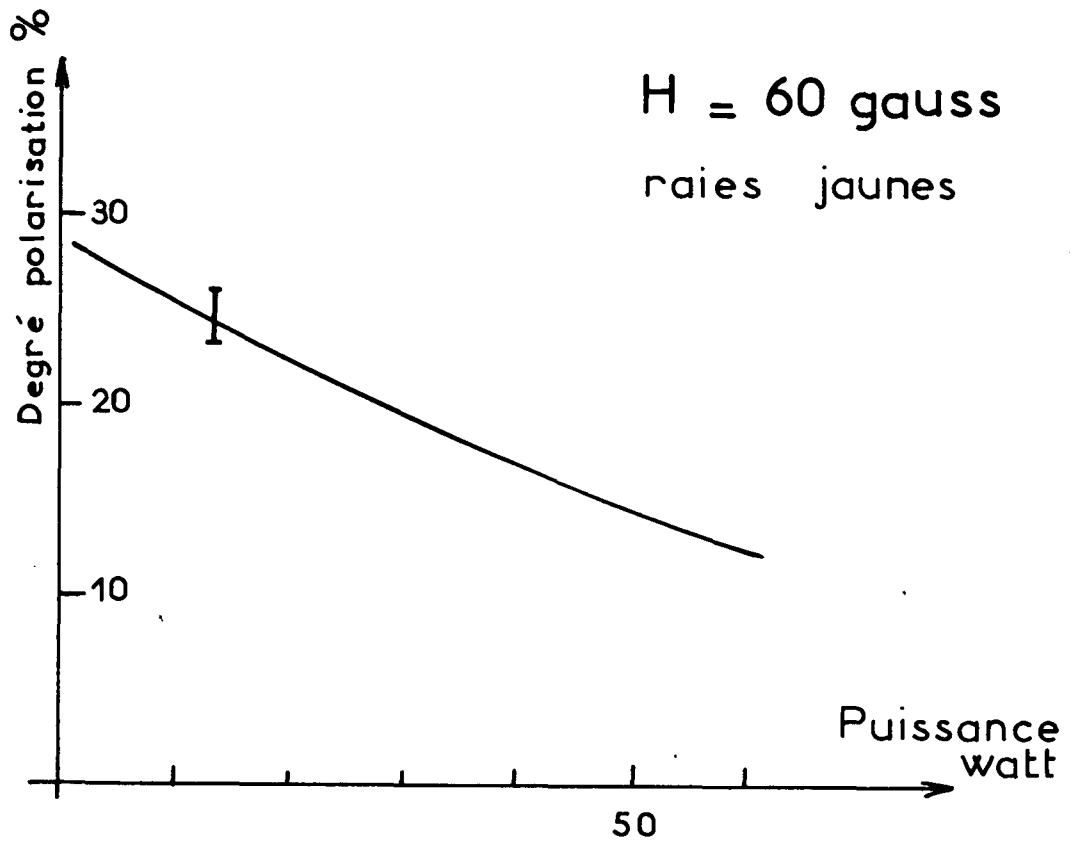


Fig 11

Degré de polarisation en fonction de la puissance de haute fréquence transmise au circuit oscillant.

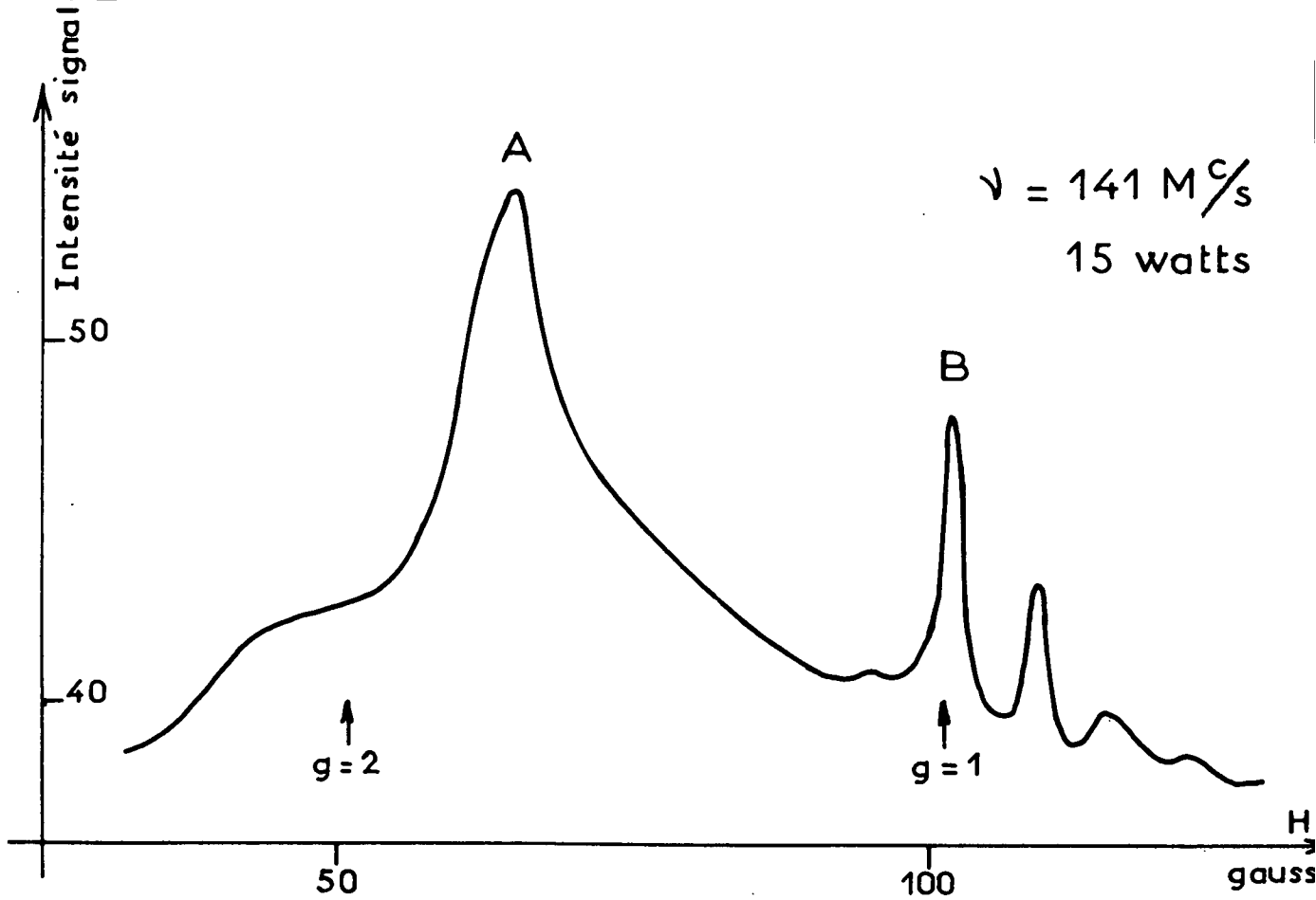


Fig 12 Résonances cyclotrons

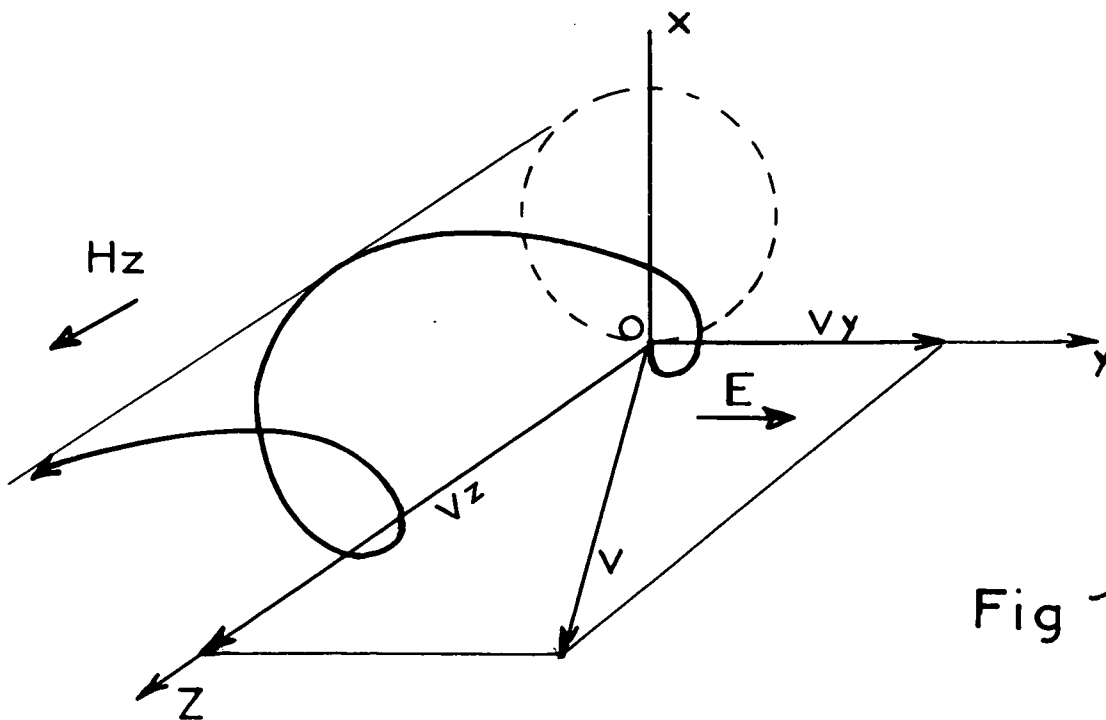


Fig 13

## II.- PHÉNOMÈNES PARASITES : "Résonance cyclotron"

Avec le tube électronique n°1, nous avons constaté, qu'en faisant varier le champ magnétique en présence du champ oscillant  $H_1$  à la fréquence constante de 142 Mc/s, il apparaissait des résonances parasites importantes pour les champs magnétiques correspondant au facteur de LANDE  $g = 1$  et  $g = 2$  (fig. 12). Leur aspect est indépendant des raies observées, et elles se traduisent, non seulement par une variation du degré de polarisation, mais aussi de l'intensité lumineuse. La forme et l'amplitude de ces résonances dépendent en particulier de la vitesse des électrons, de la fréquence et de la répartition du champ oscillant. Elles sont donc liées aux propriétés dynamiques des électrons.

Résonance  $g = 2$  - Elle s'observe pour des champs oscillants très faibles. - puissance fournie  $\ll 0,01$  watt - sa largeur est alors d'environ 1 gauss. Lorsque la puissance augmente, elle s'élargit considérablement, se déplace et devient dissymétrique. Sa structure devient complexe (fig. 12).

Ce phénomène est lié à la résonance cyclotron des électrons. Une étude du phénomène peut être faite en prenant des conditions idéales : le pinceau électronique n'est pas absolument parallèle au champ magnétique  $H_z$  et les électrons possèdent une légère vitesse radiale  $v_y$ . Leurs trajectoires sont alors des hélices d'axe Oz (fig. 13). Ils sont soumis à un champ électrique perpendiculaire à Oz. Dans ces conditions, l'énergie d'un électron donné est en général une fonction périodique du temps et la valeur moyenne au cours du temps de l'énergie d'un grand nombre d'électrons ne dépend que faiblement de la ~~fréquence~~  <sup>pulsation</sup>   $\omega$  du champ oscillant. Pour la valeur particulière  $\omega = \omega_c = \frac{e H}{m}$ , l'énergie cinétique est au contraire une fonction parabolique du temps (\*). Cette valeur  $\omega_c$  correspond au facteur de LANDE  $g = 2$ . Dans notre expérience, cette augmentation d'énergie électronique se traduit par une modification de l'intensité lumineuse totale, et également, d'après les courbes de polarisation (fig. 4), par une modification du degré de polarisation.

---

(\*) Un calcul analogue est fait dans le cas particulier  $v_y = 0$ ,  $v_z = 0$  par BUCHSBAUM <sup>(30)</sup><sub>45</sub>. Il se généralise facilement.

### THE HISTORY OF THE UNITED STATES

The history of the United States is a story of growth and change. From the first European settlers to the present day, the nation has expanded its territory and diversified its population. The early years were marked by struggle and hardship, but the spirit of independence and democracy eventually prevailed. The American Revolution was a turning point, leading to the formation of a new government based on the principles of liberty and justice for all. Over time, the United States has become a global superpower, influencing the world through its culture, economy, and political values. The challenges of the future will require continued innovation and a commitment to the founding ideals of the nation.

The American dream is a powerful force that has inspired generations. It is the belief that anyone, regardless of their background, can achieve success and prosperity through hard work and determination. This dream has driven the nation's economic growth and social progress. However, the path to the American dream is not always easy, and many have faced obstacles and setbacks. The history of the United States is a testament to the resilience and strength of the American people. As the nation continues to evolve, it must remain true to its core values and principles, ensuring that the American dream remains a reality for all.

The United States has a rich and diverse cultural heritage. From the traditions of the Native Americans to the influences of European immigrants, the nation's culture is a blend of many different backgrounds and experiences. This diversity has enriched the American identity and contributed to its global influence. The arts, literature, and music of the United States are a reflection of this cultural richness. As the nation looks to the future, it must embrace its diversity and continue to build a more inclusive and equitable society. The history of the United States is a story of hope and possibility, and the future holds great promise for the American people.

The United States is a land of opportunity and freedom. It is a place where the dreams of a better life are being realized for millions of people. The history of the United States is a story of progress and achievement, and the future is bright with possibility. Let us continue to strive for a more just and prosperous nation, where the American dream is a reality for all.

L'inhomogénéité de vitesse, introduite d'une part par les imperfections de l'appareil et d'autre part par le fait que le champ oscillant électrique n'est qu'imparfaitement dirigé suivant Oy, complique l'interprétation précédente et nous attribuons à cet effet le déplacement de la résonance en fonction de l'amplitude du champ oscillant ainsi que sa structure complexe.

Résonance  $g = 1$  - Elle n'apparaît que pour des puissances de haute fréquence assez intenses (5 watts dans nos expériences), et son aspect complexe dépend considérablement de la topologie du champ oscillant. Nous ne pouvons donner aucune interprétation simple de ces résonances que nous pensons être reliées aux inhomogénéités des champs de haute fréquence dans la région d'observation.

Ces différentes résonances sont des phénomènes parasites très gênants et les distorsions considérables qu'elles provoquent, rendent impossibles l'étude des résonances magnétiques dans leur voisinage. Nous avons essayé, expérimentalement en agissant sur les différents paramètres, d'en diminuer l'importance. L'influence de la fréquence  $\nu$  du champ oscillant s'est révélée très grande. Pour un tube donné, l'amplitude des résonances cyclotron diminue à puissance égale lorsque la fréquence diminue. A 50 Mc/s, en particulier, elles sont pratiquement inexistantes dans le tube n° 1. Dans ces conditions, le temps de transit  $t$  d'un électron entre la cathode et la plaque devient plus petit qu'une période  $\frac{1}{\nu}$ . En effet, pour  $v = 10$  Volts, on a  $v_z \neq 2 \cdot 10^8$  cm/sec, et

$$t = \frac{1}{\nu} = \frac{2}{2 \cdot 10^8} \quad t \neq 10^{-8} \text{ sec.}$$

et

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{50 \cdot 10^6} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

l'électron est alors soumis au champ oscillant pendant un temps inférieur à celui nécessaire pour décrire une orbite complète autour du champ magnétique et sa variation d'énergie est par suite très faible.

Ce résultat nous a conduits à réaliser des tubes électroniques du type n° 2 où la distance  $I$  est plus petite ( $I = 4$  mm) et la section du pinceau <sup>est</sup> beaucoup plus importante. En outre, le champ magnétique oscillant / produit par

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...



un système de bobines extérieures qui créent une répartition de champ électrique radiale beaucoup moins favorable aux résonances cyclotrons. Les résonances cyclotrons deviennent alors très faibles - équivalentes à une variation du degré de polarisation de  $0,3^0\%$  dans les cas les plus défavorables - jusqu'à une fréquence de 300 Mc/s. Aucune distorsion n'est alors produite sur les résonances dont le facteur de LANDE<sup>1</sup> est différent de 1 ou 2.

De nombreuses études des résonances cyclotrons dans les solides ont été faites ces dernières années (46). Pour qu'il soit possible de les observer, il est nécessaire, si  $\tau$  est le temps de relaxation défini pour tenir compte des collisions avec le réseau ou les différentes impuretés, que

$$\omega\tau \gg 1$$

Cette condition est très analogue aux conditions précédentes.

Dans le cas des métaux, par suite de l'effet de peau qui impose une répartition très inhomogène au champ oscillant, on a observé et interprété des résonances correspondant aux sous-multiples  $\omega_c/q$  de la fréquence cyclotron, c'est-à-dire en particulier pour  $g = 1$  (47).

### III.- IDENTIFICATION DES RÉSONANCES MAGNÉTIQUES

En isolant les différentes raies du spectre, il apparaît des résonances pour certaines d'entre elles (raies 2537, 3651, 5460, 6123 Å en particulier). Ces résonances se traduisent uniquement par un changement du degré de polarisation de la raie et sont spécifiques d'états excités particuliers. Elles ont été identifiées comme étant réellement des résonances magnétiques.

L'identification s'est révélée difficile : l'emploi d'un monochromateur à prisme pouvant séparer les différentes raies de l'élément étudié impose l'emploi d'une fente d'entrée fine, et par suite des dimensions du pinceau électronique, une très faible quantité de la lumière émise peut être utilisée. Ce montage a été utilisé pour certaines raies intenses en décelant les résonances uniquement par le changement d'intensité de la lumière  $\pi$ . Le signal de résonance est faible et les fluctuations d'intensité ne sont pas éliminées comme avec le montage en pont. L'étude précise de la résonance n'est pas possible. Nous avons donc, en général, isolé les raies à l'aide de filtres colorés ou de filtres interférentiels; notons qu'un spectrographe à réseau du type employé par CHANTREL (48) serait très commode.

Raie 2537 Å

La radiation  $6^3P_1 - 6^1S_0$  (2537 Å) est facile à isoler, elle apparaît dès que les électrons ont une énergie de 4,86 électron-volts, et le maximum de polarisation est atteint pour une énergie d'environ 7 eV (\*). Dans ces conditions, aucune autre raie n'est excitée avec une intensité appréciable.

Malgré la présence fort gênante des résonances cyclotrons, nous avons, dès le début de notre travail, recherché sur le tube n°1 la résonance du niveau  $6^3P_1$  ; nous l'avons décelée avec un mauvais rapport signal/bruit sur l'aile de la résonance cyclotron  $g = 2$  (fig. 14a). Par soustraction du fond extrapolé - en pointillé sur la figure - il a été possible de tracer de façon grossière les courbes de résonance (fig. 14b). D'après la méthode de J. BROSSEL, nous pouvons, en traçant la courbe donnant le carré de la largeur  $\Delta\omega$  en fonction du carré de l'amplitude du champ oscillant  $H_1$  (fig. 14c), déduire la largeur limite et la durée de vie. Ces résultats sont en accord avec la méthode d'excitation optique, mais ont une précision très inférieure.

Nous voyons sur la figure 4 qu'une variation de l'énergie des électrons de quelques eV dépolarise de façon très appréciable la raie de résonance 2537. Pour diminuer cet effet, nous avons introduit, comme il est indiqué chapitre II, un système de compensation qui atténue la modulation de vitesse engendrée par le champ de radiofréquence. Malgré cet artifice, il subsiste une dépolarisation importante.

Cette résonance a également été décelée avec un tube électronique du type n°2, mais la géométrie des électrodes se prête moins bien à une compensation efficace de la modulation de vitesse.

Cette expérience nous a montré les possibilités de la méthode; mais, malgré tous nos efforts, il nous a été impossible d'obtenir une précision suffisante pour vérifier, par comparaison avec les résultats de J. BROSSEL, qu'aucune erreur systématique n'était introduite dans nos mesures. Une autre technique a été employée à cet effet et sera décrite ultérieurement.

---

(\*) En réalité, ce maximum est obtenu en appliquant environ 8 Volt sur l'anode par suite du potentiel d'extraction de la cathode (cf. fig. 4b)

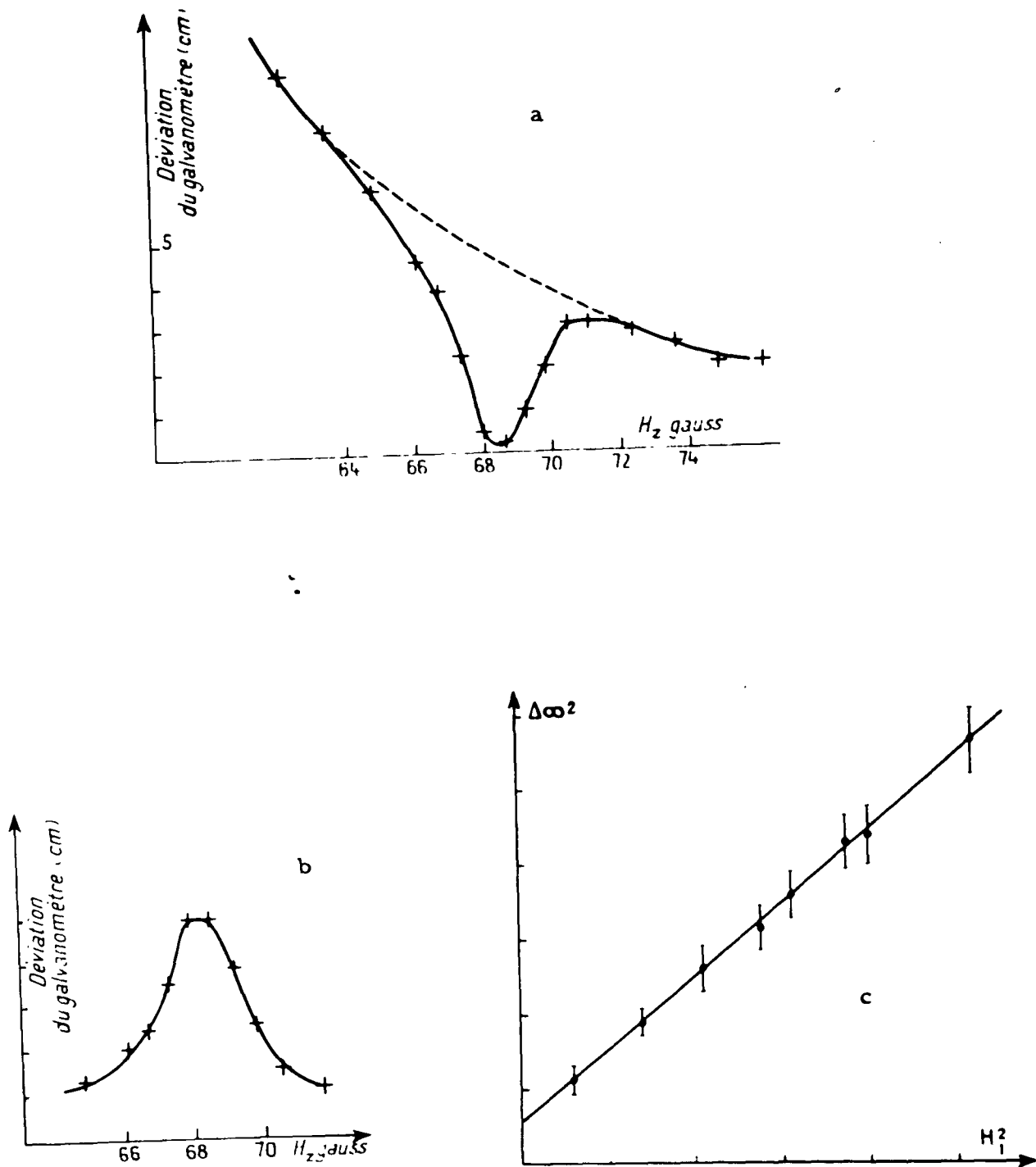


Fig. 14 - Hg isotopes pairs niveau  $6^3P_1$   $\nu = 142$  Mc/s

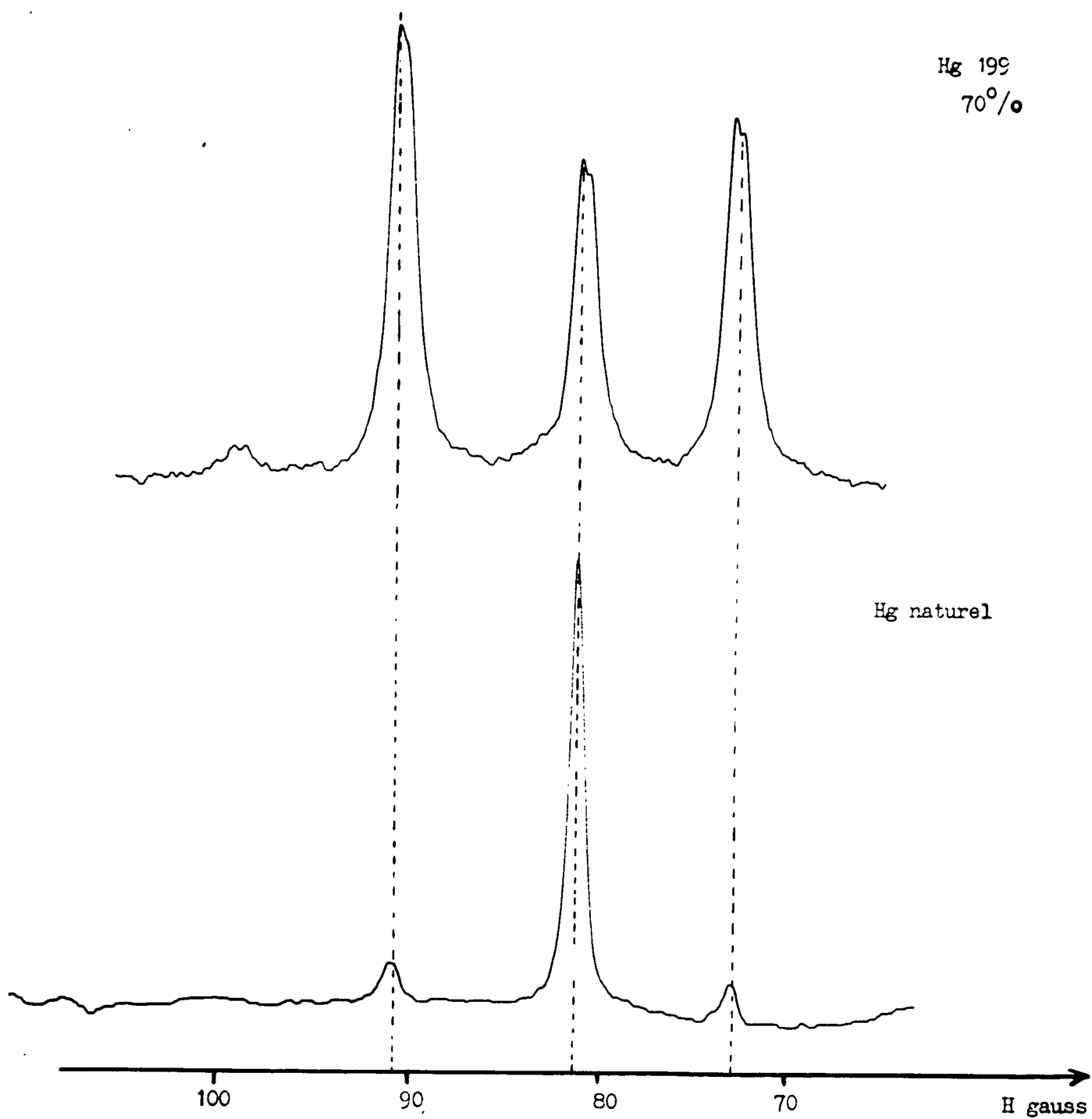


Fig. 15 - Niveau  $6^3F_4$

$\nu = 142 \text{ Mc/s}$

Transitions  $6^3D_3 - 6^3P_2$  ,  $6^3D_2 - 6^3P_2$  ,  $6^3D_1 - 6^3P_2$  (3651, 3654, 3664 Å)

L'étude spectroscopique nous a montré que ces trois transitions sont très intenses, et en particulier, la raie  $6^3D_3 - 6^3P_2$  . Ces raies sont isolées du reste du spectre :

- soit à l'aide d'un monochromateur JOBIN-YVON,
- soit à l'aide d'un filtre CORNING 9863, qui, associé au verre de l'optique, ne laisse passer que la bande 3200 Å -- 4000 Å. En ajoutant un filtre liquide réalisé avec une solution  $SO_4Ni - SO_4Co$  (14,5 gr  $SO_4Ni$  , 7  $H_2O$  ; 4,15 gr  $SO_4Co$  , 7  $H_2O$  dans 100  $cm^3$  eau) <sup>(49)</sup> absorbant les radiations de longueur supérieure à 3500 Å, les résonances disparaissent.

Sur cet ensemble de raies, nous avons observé, dans le cas du mercure naturel, une résonance intense correspondant au facteur de LANDE <sup>1</sup>  $g = 1,247$ , et deux, plus faibles, correspondant à  $g = 1,110$  et  $g = 1,390$ . Ces deux dernières sont liées à l'isotope 199, comme l'a montré l'étude d'un échantillon enrichi (fig. 15).

Sur les raies jaunes  $6^3D_2 - 6^1P_1$  ,  $6^3D_1 - 6^1P_1$  ,  $6^1D_2 - 6^3P_1$  , isolées au moyen d'un filtre interférentiel, aucune résonance n'apparaît. Les résonances précédentes ne peuvent pas être celles des niveaux  $6^3D_2$  et  $6^3D_1$  , mais doivent être reliées au niveau  $6^3D_3$  .

Les valeurs théoriques du facteur de LANDE <sup>1</sup> de ce niveau sont 1,33 (isotopes pairs) et 1,139 et 1,520 (Mercure 199). Dans le cas des isotopes pairs, la détermination de P. JACQUINOT <sup>(50)</sup> est en parfait accord avec la valeur théorique. Il n'y a aucune concordance avec nos résultats. En outre, la durée de vie, déduite de l'étude de la largeur de nos courbes de résonance, conduit à  $\tau \approx 4.10^{-7}$  sec., en désaccord avec la valeur  $\neq 10^{-8}$  sec. donnée par SKINNER (23)

Les atomes excités se trouvant dans l'état  $6^3F_4$  , ne peuvent retomber par la transition infra-rouge  $6^3F_4 - 6^3D_3$  ( $\lambda = 17190$  Å) que dans l'état  $6^3D_3$  . Toute différence de population dans le niveau  $6^3F_4$  créera, par le jeu des probabilités de transition, une différence de population dans les sous-niveaux magnétiques de  $6^3D_3$  . La résonance magnétique du niveau  $6^3F_4$  provoquera donc, non seulement une variation de population de  $6^3F_4$  , mais

aussi de  $6^3D_3$ , et par suite une modification du taux de polarisation de la raie  $6^3D_3 - 6^3P_2$ .

Les facteurs de LANDE<sup>1</sup> trouvés pour les résonances précédentes sont en parfait accord avec les valeurs théoriques, dans le cas du couplage LS, calculées pour le niveau  $6^3F_4$   $g = 1,25$  (isotopes pairs),  $g = 1,111$  et  $g = 1,3888$  (isotope 199). Cette hypothèse, en outre, a été pleinement vérifiée par l'interprétation des résultats expérimentaux sur le découplage IJ dans le cas des isotopes 199 et 201.

Nous avons tenté l'étude directe de la transition  $6^3F_4 - 6^3D_3$  en prenant comme récepteur une cellule à sulfure de plomb. En opérant dans les conditions les plus favorables (jet électronique modulé à 25 c/s, amplification sélective du courant cellule, détection synchrone à longue constante de temps), le rapport signal/bruit correspondant à l'intensité globale des radiations infra-rouges de longueur d'onde supérieure à 10.000 Å, était de l'ordre de 15. Avec un signal aussi faible, il était impossible de déceler la résonance magnétique correspondant à un niveau particulier.

#### Etude des raies rouges

Pour localiser une résonance trouvée parmi les différentes raies rouges du mercure, nous avons utilisé un filtre interférentiel "BAIRD" dont la courbe de transmission avait approximativement 20 Å de large. Cette bande pouvait être déplacée par rotation du filtre de 6000 à 6200 Å.

La résonance a été ainsi localisée sur la raie 6123 Å  $^1D_2 - 7^3S_1$ , où le niveau  $^1D_2$  est un niveau de configuration  $5d^96s^26p$ . Elle se produit pour  $g = 1,12$ .

De nombreux niveaux de configuration  $5d^96s^26p$  ont été mis en évidence dans le spectre du mercure. Ils correspondent à l'excitation de deux électrons, et l'énergie d'excitation de beaucoup d'entre eux est supérieure à l'énergie d'ionisation. Dans ce cas, ils ont été mis en évidence par des expériences sur les potentiels d'ultra-ionisation et par l'observation de raies dans l'ultra-violet lointain<sup>(51)</sup>. L'existence en particulier des radiations 6123 Å et 15295 ont conduit à admettre l'existence de niveaux  $^1D_2$  et  $^3P_2$ , d'énergie inférieure au seuil d'ionisation, ayant cette configuration, et récemment l'hypothèse d'un niveau métastable  $^3D_3$  a été faite<sup>(52)</sup>.



Etude des raies bleues, violettes et vertes

A l'aide de filtres, nous pouvons isoler les groupes de raies suivantes :

filtre WRATTEN 77A	raie 5460 Å	$7^3S_1 - 6^3P_2$
" " 34A	raies	4358 Å $7^3S_1 - 6^3P_1$
		4347 $7^1D_2 - 6^1P_1$
		4339 $7^3D_2 - 6^1P_1$
Iode à saturation dans CCl <sub>4</sub> (49)	raies	4046 Å $7^3S_1 - 6^3P_0$
		4077 $7^1S_0 - 6^3P_1$
		4108 $9^1S_0 - 6^1P_1$

La même résonance est décelée sur ces trois ensembles de raies et correspond, pour les isotopes pairs, au facteur de LANDE  $g = 1,440$ . Pour l'isotope 199, nous avons trouvé une résonance pour  $g = 1,150$ . La durée de vie, déduite de la largeur des courbes de résonances des isotopes pairs, est d'environ  $2 \cdot 10^{-7}$  sec.

Il semblerait que cette résonance doit être attribuée au niveau  $7^3S_1$ , le seul commun à ces trois groupes de raies; mais pour ce niveau,  $g = 2$ , et la durée de vie est de l'ordre de  $10^{-8}$  sec. (16). Nous sommes conduits à attribuer la résonance à un niveau de configuration  $^3P_2$  alimentant le niveau  $7^3S_1$ .

En effet, le facteur de LANDE d'un niveau de configuration  $^3P_2$  est 1,5 pour les isotopes pairs, et s'il existe un léger désaccord avec la valeur expérimentale, l'accord est parfait pour le rapport  $g_P/g_J$  que nous avons déterminé dans le cas de l'isotope 199.

Il nous a été impossible de déterminer de façon plus précise ce niveau  $^3P_2$ . En effet, le niveau  $7^3S_1$  est alimenté en particulier par les différentes transitions :



... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

$$\begin{array}{ll} 7^3P_2 - 7^3S_1 & 11230 \text{ \AA} \\ 5d^9 6s^2 6p^3 P_2 - 7^3S_1 & 15295 \text{ \AA} \end{array}$$

Ne possédant pas de récepteurs infra-rouges suffisamment sensibles, il nous est impossible, comme pour la raie  $6^3F_4 - 6^3D_3$ , d'étudier ces transitions.

Remarquons toutefois que l'écart du facteur de LANDE' avec celui déduit de l'hypothèse du couplage LS semble inexplicable dans le cas du niveau  $7^3P_2$ . Par contre, cet écart est vraisemblable dans le cas d'un niveau  $5d^9 6s^2 6p^3 P_2$  où une interaction est possible entre les différents états de cette configuration ayant le même J, leur énergie étant assez voisine.

Le taux de polarisation de la radiation 5460 Å est nul, d'après les mesures de SKINNER. Ceci montre que les différences de population créées par les deux processus : bombardement électronique et effet de cascade, se compensent. Ces effets de cascade ont donc une influence particulièrement importante, et le calcul des degrés de polarisation à partir de la théorie des collisions, sera donc en général inextricable.

#### IV.- PROBLÈME POSÉ PAR LA DÉTERMINATION PRÉCISE DES FACTEURS DE LANDE' ET DUREES DE VIE

Dans le paragraphe suivant, nous montrerons que la position d'une résonance peut être repérée avec une précision relative de  $1,5 \cdot 10^{-4}$ . Il a été nécessaire de s'assurer qu'une telle précision n'est pas illusoire. En effet, les atomes soumis à la résonance magnétique se trouvent à quelques millimètres d'une cathode en nickel. Cette cathode est chauffée par effet Joule, et en outre la résonance magnétique se fait au sein d'un jet d'électrons se déplaçant dans le champ magnétique H. Nous avons fait les tests suivants, pour vérifier que, malgré ces éléments perturbateurs, le champ magnétique était, à la précision des mesures, celui déduit de l'étalonnage des bobines d'HELMHOLTZ.

1) Nous déterminons la position d'une résonance avec le plus grand soin possible, deux fois de suite, le sens du courant de chauffage de

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

la cathode étant permuté entre les deux mesures. Avec le type de chauffage décrit page 12, la variation relative de position d'une résonance pour un champ de 100 gauss est inférieure à  $1/10.000$ . Le champ créé dans la région d'observation est donc inférieur à 5 milligauss.

2) Un tube électronique a été réalisé comme l'indique la figure 16. Cet appareil permet, outre les expériences d'excitation électronique, de faire la résonance magnétique du niveau  $6^3P_1$  excité optiquement. A cet effet, la géométrie des électrodes permet l'illumination de la vapeur de mercure comprise entre la grille et la plaque suivant la direction Oy par la radiation  $2537 \text{ \AA}$  polarisée rectilignement en  $\pi$ . La détection est faite, comme pour l'excitation électronique, suivant Ox Ox'. La construction de l'appareil impose, par la présence des joints quartz-verre au moly, un long trajet des radiations d'illumination et détection dans la vapeur de mercure. Pour éviter une dépolarisation considérable, nous sommes obligés de travailler à une faible pression (goutte de mercure à  $-20^\circ\text{C}$ ) et le signal de résonance est peu intense. D'après l'étalonnage du système de bobines, pour la fréquence  $\nu'$ , la résonance du niveau  $6^3P_1$  doit avoir lieu pour un courant magnétisant  $i_0$ .

1°/ Cathode froide: La résonance apparaît pour  $i < i_0$ , elle est extrêmement élargie et déformée. Nous attribuons ce désaccord à la perturbation du champ  $H_0$  par le ferromagnétisme de la cathode en Nickel, ce que confirme l'expérience avec cathode chaude.

2°/ Cathode chaude: A la précision des mesures ( $3 \cdot 10^{-4}$ ), la résonance apparaît à  $i_0$ . La température de transition entre ce cas et le cas précédent semble correspondre à la température de CURIE du Nickel ( $400^\circ\text{C}$ ).

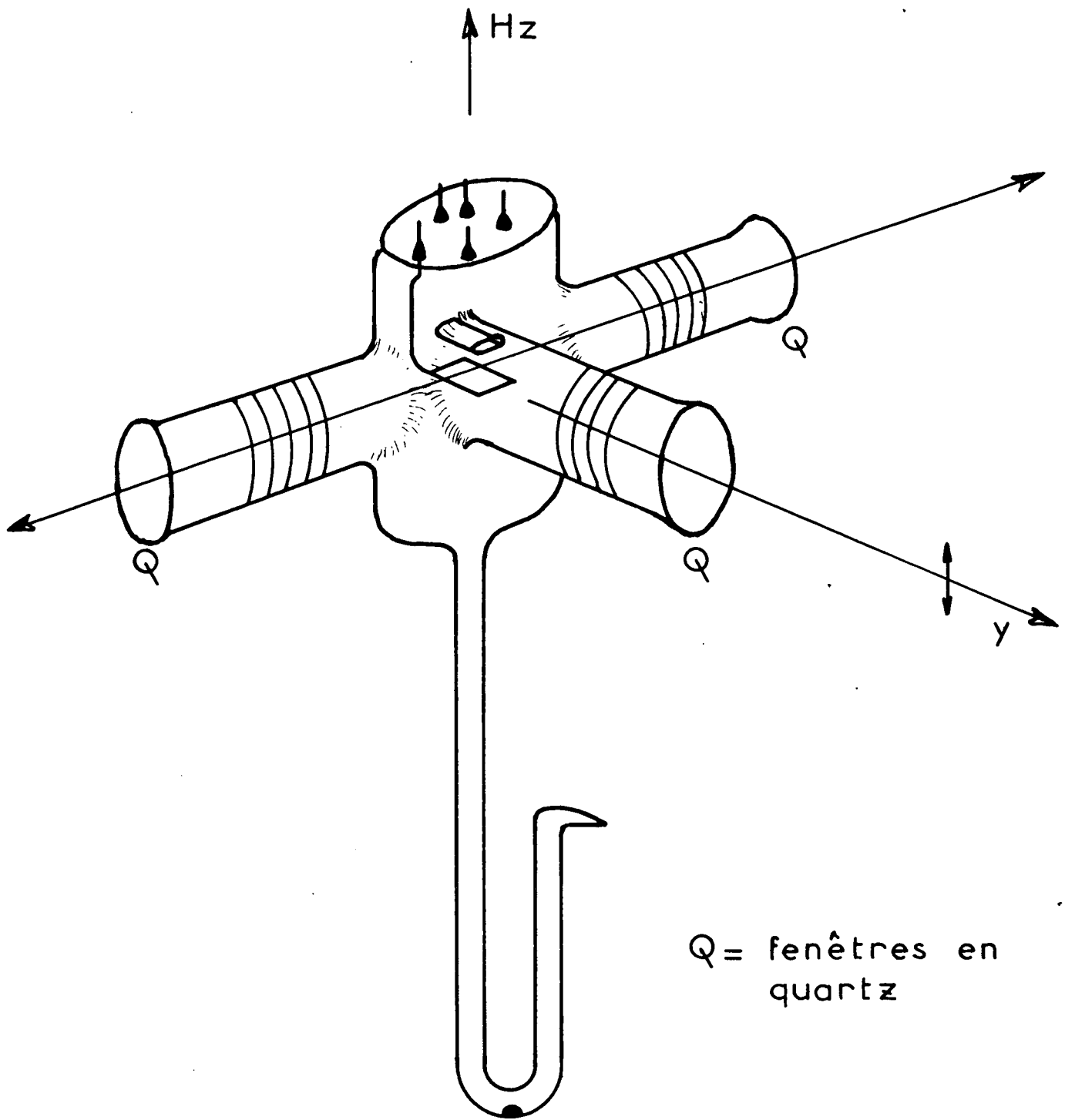
3°/ Cathode chaude et jet électronique: La résonance s'affaiblit, mais aucune perturbation dans sa position n'est notée.

Nous sommes ainsi assurés qu'aucune erreur systématique n'est faite sur la position des résonances.

#### Sensibilité du montage - Précision des mesures

L'étude expérimentale des différentes résonances a comporté essentiellement la détermination de deux grandeurs :





Q = fenêtres en  
quartz

Fig 16

- abscisse du centre de la résonance nous conduisant au facteur de LANDE,

- étude de la largeur limite correspondant à l'intensité nulle du champ de radiofréquence.

Ces deux grandeurs sont déduites du tracé des courbes de résonance dont la perfection est limitée par les fluctuations du courant anodique des photomultiplicateurs. Ces fluctuations ont différentes origines :

1°/ Bruits provenant des photomultiplicateurs : bruit de cathode, fluctuation du facteur d'amplification, fluctuation du courant d'obscurité (négligeable en général, sauf pour les photomultiplicateurs 6217 que nous avons été conduits à refroidir).

2°/ Fluctuations locales de l'intensité lumineuse produite par le bombardement électronique. Dans les meilleures conditions de stabilité des tensions appliquées aux électrodes, ce bruit est, en valeur relative de  $10^{-4}$ .

3°/ Bruits dus aux imperfections du montage : fuites lumineuses, variations thermiques, instabilité de la haute fréquence. Une mise au point soignée les élimine.

Pour améliorer les mesures malgré les bruits 1 et 2, nous sommes amenés à diminuer au maximum l'amplification du photomultiplicateur et à prendre un galvanomètre très sensible et à longue constante de temps. Nous avons également essayé un ensemble de détection électronique, le champ magnétique étant modulé à 25 Hz et en employant une détection synchrone <sup>(53)</sup>. Une légère amélioration, à constante de temps égale, a été constatée, mais nous obtenons la dérivée de la courbe, et l'interprétation est difficile.

Dans les cas les plus favorables, une résonance peut être repérée au 1/100 de sa largeur, ce qui conduit, pour les champs magnétiques auxquels nous travaillons, à une précision relative d'environ  $1,5 \cdot 10^{-4}$ . Des mesures en champ plus élevé nous conduiraient en principe à une détermination plus précise, mais leur résultat serait, par suite des découplages LS, d'une interprétation plus difficile (cf. chapitre IV, page 34).

Le champ magnétique, d'autre part, a été étalonné en déterminant la position de la résonance du niveau  $6^3P_1$  excité optiquement. Nous avons pris, pour ce niveau,  $g = 1,4838$ . L'erreur sur l'abscisse de cette résonance nous conduit à une précision d'étalonnage du champ de  $1,5 \cdot 10^{-4}$ .

D'autres phénomènes limitent la résolution de notre appareillage. En particulier, dans certains cas, la courbe apparaît sur un fond en pente résultant de plusieurs effets : variation du degré de polarisation en fonction du champ magnétique, influence du champ magnétique sur les photomultiplicateurs, etc... Nous éliminons ce fond par extrapolation lors du dessin des courbes.

Les résultats du chapitre suivant, sont la moyenne de nombreuses mesures, et l'erreur que nous donnons, tient compte de la dispersion des différentes déterminations.



CHAPITRE IV

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET INTERPRÉTATION

Les différentes expériences ont été faites sur des tubes électroniques remplis avec l'un des mélanges d'isotopes suivant :

	I (mercure naturel)	II	III
Isotopes pairs	69,8 %	24,65 %	11 %
199	17,0	73,10	0,8
201	13,2	2,35	89,2

I.- ISOTOPES PAIRS

Etude de la forme de raie

L'étude de la forme d'une raie de résonance magnétique a été étudiée en détail par BROUSSEL et BITTER dans le cas du niveau  $6^3P_1$  du Mercure (6)(7)(54). Nous allons généraliser cette étude au cas d'un niveau quelconque.

Le problème se ramène à celui de la réorientation d'un moment magnétique par un champ de radiofréquence. MAJORANA a établi, dans le cas d'un spin quelconque, l'expression de la probabilité de transition.

Un moment cinétique F, placé dans le champ magnétique  $H_z$ , est à l'instant  $t = 0$  dans le sous-niveau ZEEMAN  $m_F$ . Le champ  $H_1$  tourne uniformément dans un plan perpendiculaire à  $H_z$  avec la vitesse  $\omega$  et provoque des transitions vers le niveau  $m'_F$ . La probabilité de trouver le système F à l'état  $m'_F$  à l'instant t, est :

$$P(F, m_F, m'_F, t) = \left(\cos \frac{\alpha}{2}\right)^{4F} (F+m)! (F+m')! (F-m)! (F-m')! \\ \times \sum_{n=0}^{n=2F} \left[ \frac{(-1)^n \left(\text{tg} \frac{\alpha}{2}\right)^{2n-m+m'}}{n! (n-m+m')! (F+m-n)! (F-m'-n)!} \right]^2 \quad (\text{I})$$

en posant

$$\sin \frac{\alpha}{2} = P(1/2, 1/2, -1/2, t)$$

$$P(1/2, 1/2, -1/2, t) = \frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \sin^2 \frac{1}{2} \sqrt{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \cdot t$$

Supposons que, dans un régime stationnaire d'excitation, le nombre d'atomes dans le sous-niveau ZEEEMAN  $m = p$  soit  $N_p$ , nous pouvons facilement calculer la grandeur  $I_\pi - I_\sigma$ , grandeur qui nous est accessible grâce au montage en pont des photomultiplicateurs. On a :

$$I_\pi - I_\sigma = \sum_{p=m}^{p=-m} N_p C_p \quad (\text{II})$$

les  $C_p$  sont les différents coefficients numériques calculables à partir des probabilités de transition. Nous donnons dans l'appendice II les coefficients  $C_p$ , ainsi que les différentes probabilités de transition intervenant lorsque l'on étudie la résonance du niveau  $6^3F_4$  par effet de cascade sur la transition  $6^3D_3 - 6^3P_2$ .

Envisageons une excitation par chocs électroniques ne durant que le temps  $dt$  à l'instant 0,  $n_p$  atomes sont portés par seconde dans l'état excité  $m = p$ . Au bout du temps  $t$ , par émission spontanée, le nombre d'atomes sera réduit à  $n_p e^{-t/T_e} dt$ , puisque la durée de vie  $T_e$  est la même pour tous les sous-niveaux ZEEEMAN.

Si, dans ces conditions, nous établissons un champ de radiofréquence pendant le temps  $t$ , des atomes seront transférés des états  $m = p$  aux états  $m = q$  avec une probabilité  $P(F, p, q, t)$  définie précédemment. La variation de population du niveau  $m = p$  sera :

$$dn_p = \left[ \sum_{q=-m}^{q=+m} P(F, p, q, t) n_q - \sum_{q=-m}^{q=+m} P(F, q, p, t) n_p \right] e^{-t/T_e} dt$$

soit, comme  $P(F, p, q, t) = P(F, q, p, t)$  :

$$dn_p = \sum_q P(F, p, q, t) (n_q - n_p) e^{-t/T_e} dt$$

Si l'excitation électronique se produit pendant longtemps, la variation de population du niveau  $m = p$  sera

$$\Delta n_p = \sum_q \int_0^{\infty} P(F, p, q, t) (n_q - n_p) e^{-t/T_e} dt$$

D'après (II), le signal, lors de la résonance magnétique, est :

$$s = \Delta (I_{\pi} - I_{\sigma}) = \sum_p \Delta n_p C_p$$

soit

$$s = \sum_{p=-m}^{p=+m} \sum_{q=-m}^{q=+m} \int_0^{\infty} P(F, p, q, t) (n_q - n_p) C_p e^{-t/T_e} dt$$

la vitesse d'excitation  $n_p$  se déduit du nombre  $N_p$  d'atomes dans un régime stationnaire par

$$n_p = \frac{N_p}{T_e}$$

Dans le cas des isotopes pairs,  $F = J$ , et est égal à un nombre entier. Les expressions des probabilités de transition sont de la forme :

$$P(F, p, q, t) = \sum_{n=1}^{n=2F} a_n^{pq} \left( \sin \frac{\alpha}{2} \right)^{2n} \left( \cos \frac{\alpha}{2} \right)^{4F-2n}$$

Les coefficients  $a_n^{pq}$  sont calculés à partir de la formule de MAJORANA (I).

Nous pouvons écrire le signal de résonance sous les formes :

$$\begin{aligned}
 s &= \frac{1}{T_e} \sum_{pq,n} \int_0^{\infty} a_{pq,n} \left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^{2n} \left(\cos \frac{\alpha}{2}\right)^{4F-2n} (N_q - N_p) C_p e^{-t/T_e} dt \\
 s &= \frac{1}{T_e} \sum_n K_n \int_0^{\infty} \left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^{2n} \left(\cos \frac{\alpha}{2}\right)^{4F-2n} e^{-t/T_e} dt \\
 s &= \frac{1}{T_e} \sum_n K'_n \int_0^{\infty} \left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^{2n} e^{-t/T_e} dt \tag{III}
 \end{aligned}$$

L'évaluation des intégrales  $\int_0^{\infty} \left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^{2n} e^{-t/T_e} dt$  est simple, et peut se faire par récurrence; par contre, l'évaluation des coefficients  $K'_n$  est fastidieuse et demande la connaissance des populations  $N_p$  créées par bombardement électronique. Ces données étant pratiquement inaccessibles aussi bien par le calcul que par l'expérience, l'étude précise de la forme de raies est impossible. Quelques conclusions, cependant, peuvent en être tirées.

Aux faibles niveaux de radiofréquence, le terme en  $\sin^2 \alpha$  est le seul important, les autres étant d'un ordre supérieur en  $\gamma H_1^2$ , on a donc :

$$s \approx \frac{K'_1}{T_e} \int_0^{\infty} \left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^2 e^{-t/T_e} dt = \frac{1}{2} K'_1 \frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + \left(\frac{1}{T_e}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2}$$

Cette raie est une raie de LORENTZ, et sa largeur à mi-hauteur pour un champ de radiofréquence nul, est

$$\Delta \omega_0 = 2\pi \nu_0 = \frac{2}{T_e}$$

Pour une amplitude  $H_1$  plus grande, les termes en  $\left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^4$  et les termes supérieurs deviennent non négligeables, et la raie prend une forme complexe. A partir d'une certaine valeur du champ oscillant, elle présente un renversement, et l'aspect de la courbe est analogue à celui des courbes de résonance du niveau  $6^3P_1$ .

En fonction du niveau de radiofréquence, nous pouvons écrire la demi-largeur sous forme du développement limité :

$$\Delta \omega^2 = \Delta \omega_0^2 + a (\gamma H_1)^2 + b \dots$$

Dans le cas du niveau  $6^3P_1$ , BROSSEL a montré que les coefficients  $b \dots$  sont négligeables, et il a calculé la valeur de  $a$ . L'ignorance de la valeur des  $N_p$  ne nous permet pas de préciser ce point. Seule l'expérience nous montre, qu'en portant le carré de la demi-largeur en fonction du carré du champ oscillant, les points sont généralement parfaitement alignés. La détermination de  $\Delta \omega_0$  et, par suite, de la durée de vie  $T_0$ , est ainsi très commode.

Lorsque l'on change la grandeur du champ magnétique oscillant, il se produit une modification de l'intensité lumineuse par suite de la variation de la vitesse des électrons et du débit électronique. L'étude de l'amplitude à résonance n'est donc pas possible expérimentalement.

#### Résultats expérimentaux

Les trois niveaux identifiés dans le cas du Mercure ont été étudiés systématiquement, afin de déterminer les facteurs de LANDE et les durées de vie. De nombreuses mesures ont été faites à des fréquences différentes et nous avons été conduits, pour éviter le risque d'erreurs systématiques, à étudier l'influence de la structure fine:

Dans le cas du niveau  $6^3F_4$ , le champ de 80 gauss nécessaire pour détecter la résonance à 140 Mc/s environ, produit un découplage LS. Les courbes représentant les différents états magnétiques du niveau  $6^3F$  ne pourront plus être confondues avec leurs tangentes à l'origine. On aura donc :

$$\omega = g \mu_B H_0 + a H_0^2 + b H_0^3 \quad (IV)$$

les coefficients  $a$  et  $b$  dépendant de la transition  $m \rightarrow m'$ . En opérant à fréquence constante en faisant varier le champ magnétique, les différentes résonances sont décalées et leur superposition produira un élargissement apparent de la courbe résultante.

Un calcul approximatif <sup>(55)</sup> montre que, pour que l'erreur ainsi commise sur la largeur limite soit inférieure à 1<sup>o</sup>/o, il est nécessaire d'opérer dans un champ  $H_0 < 40$  gauss, soit  $v < 70$  mc/s. La structure fine des niveaux  $6^3F$  a été déduite des données numériques de LANDOLT et BORNSTEIN <sup>(56)</sup>. Aucune influence de cet effet n'a été constatée pour les niveaux  $3P_2$  et  $5d^96s^26p^1D_2$ .

Les figures 17, 19, 21, 23, 24 montrent quelques exemples de réseaux que l'on a obtenus. Sur une même figure sont tracées différentes résonances correspondant à des niveaux différents de radiofréquence. Le champ oscillant est repéré en valeur relative.

Chaque réseau de courbe est tracé deux fois dans les mêmes conditions, mais en renversant le sens du courant magnétisant dans les bobines de HELMHOLTZ. Une moyenne permet ainsi d'éliminer le champ magnétique terrestre.

Les droites correspondantes  $(\Delta \omega)^2 = \frac{1}{(T_e)^2} + a(\gamma H_1)^2$  sont représentées sur les figures 18, 20, 22, 25.

Les différents résultats peuvent être groupés dans le tableau suivant :

Niveau		$v = 140,4$ Mc/s	$v = 25$ Mc/s
$6^3F_4$	g	$1,2477 \pm 0,0004$	$1,248 \pm 0,003$
	$T_e$	$(3,97 \pm 0,12) \times 10^{-7}$ s	$(4,49 \pm 0,15) \times 10^{-7}$ s
$3P_2$	g	$1,4402 \pm 0,0007$	
	$T_e$	$(2,11 \pm 0,08) \times 10^{-7}$ s	
$1D_2$	g	$1,1203 \pm 0,0003$	$1,121 \pm 0,001$
	$T_e$	$(1,5 \pm 0,3) \times 10^{-6}$ s	$(1,58 \pm 0,16) \times 10^{-6}$ s

Remarques -

1°/ La valeur de  $T_e$  trouvée pour le niveau  $6^3F_4$  dans les expériences à 140 Mc/s est trop faible et est à rejeter : l'erreur provient des effets de découplage LS.

2°/ D'autres déterminations ont été effectuées dans le cas du niveau  $6^3F_4$  aux fréquences de 50, 238, 307,8 et 594 Mc/s. L'accord sur le facteur de LANDE est toujours excellent à la précision de ces mesures, précision qui devient médiocre en champ élevé par suite de l'échauffement des bobines de HELMHOLTZ produisant une déformation des bobines et une modification de l'étalonnage. En outre, la mesure de la durée de vie n'a plus aucun sens, l'élargissement devenant de plus en plus important; à 594 Mc/s la largeur limite est environ 3 fois plus grande qu'à 25 Mc/s.

Nous avons tracé la courbe donnant la largeur limite en fonction du carré de la fréquence (fig. 26).

3°/ Lorsque l'on peut négliger dans l'expression (IV) les termes en  $bH_0^3$ , l'élargissement par effet de découplage est symétrique autour de la position de la résonance  $m = +1 \leftrightarrow m = -1$ . La détermination du facteur de LANDE n'est pas, dans ces conditions, affecté par l'élargissement des courbes de résonance.

4°/ Les courbes tracées pour le niveau  $1D_2$  montrent, pour un niveau élevé de radiofréquence, une dépolarisation de la radiation optique. L'amplitude de la courbe décroît, et le mauvais rapport signal/bruit ne permet pas de constater le renversement de la raie. Cet effet est beaucoup moins important à 25 Mc/s, nous pensons que la dépolarisation est due à la modulation de la vitesse des électrons que l'on montre être proportionnelle à  $\omega$ .

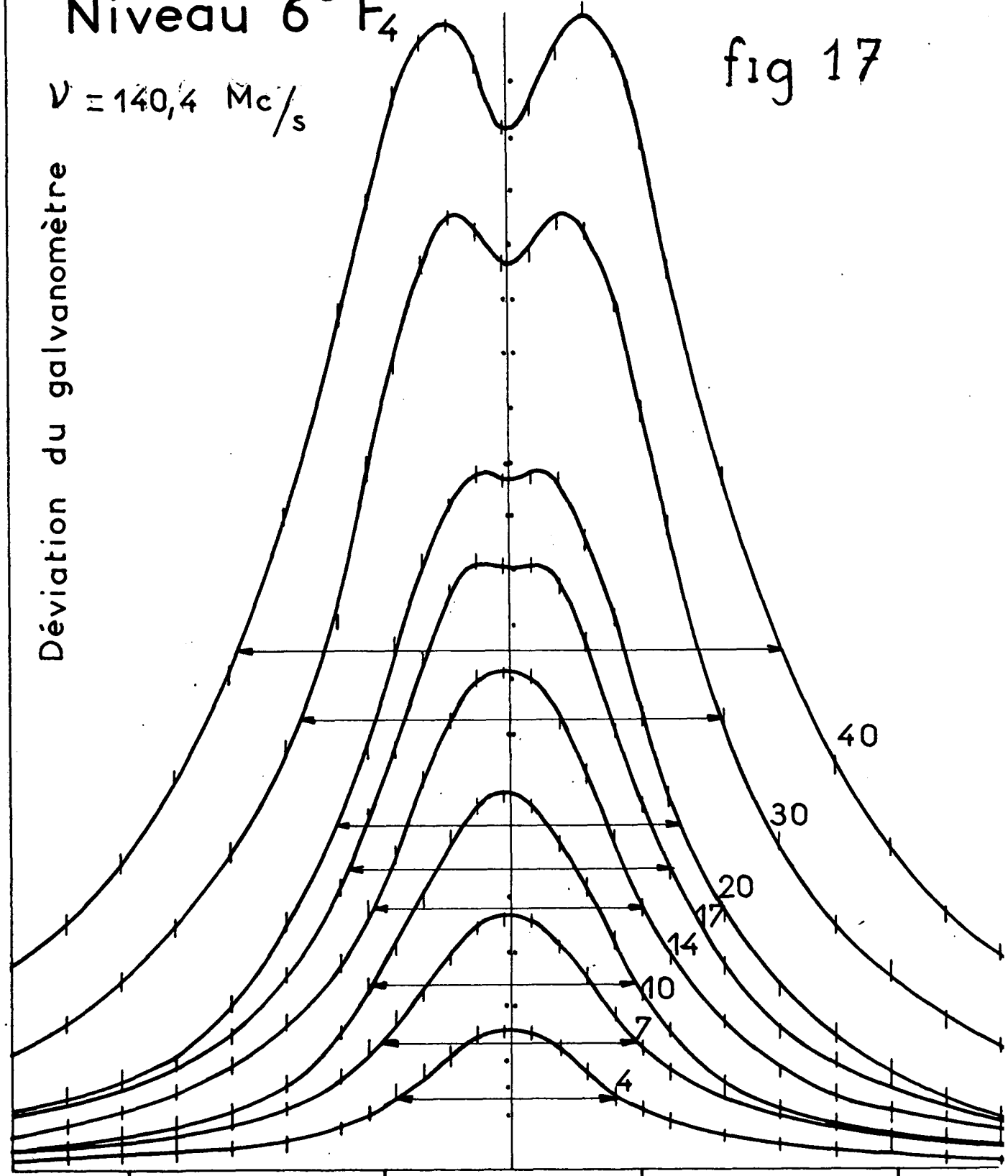
5°/ Des mesures ont été faites à des pressions de vapeur variées en modifiant la température de la goutte de mercure. Aucune variation de la durée de vie n'a été constatée (effets de diffusion multiple négligeables).

Niveau  $6^3 F_4$

fig 17

$\nu = 140,4 \text{ Mc/s}$

Déviatiion du galvanomètre



79,5

80

80,5

81

Champ magnétique  
(gauss)



$\Delta H^2$   
Carré de la largeur  
de la raie  
 $(Mc/s)^2$

$6^3 F_4$   
 $\nu = 140,41 \text{ Mc/s}$

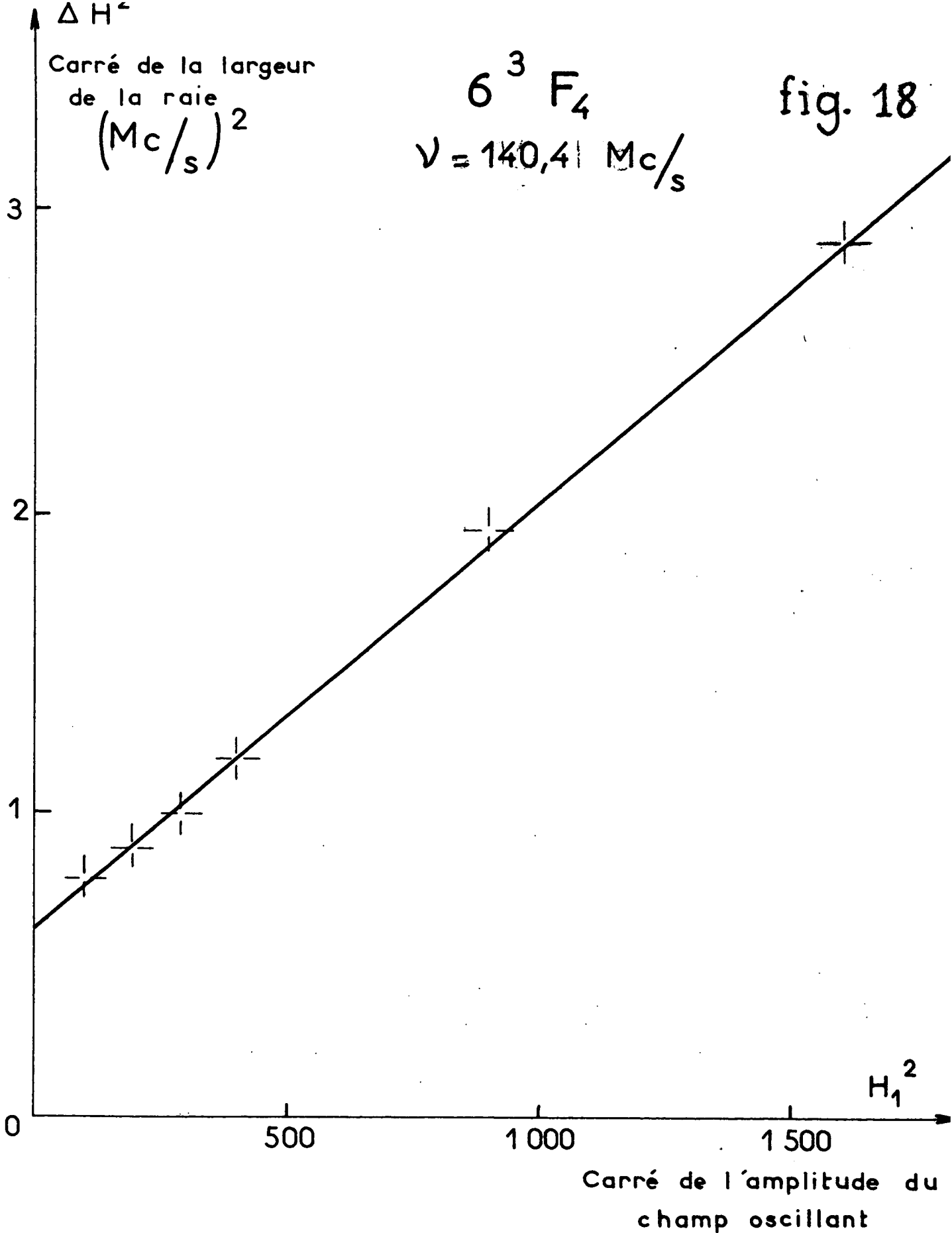
fig. 18

3  
2  
1  
0

500 1000 1500

$H_1^2$

Carré de l'amplitude du  
champ oscillant



Déviaton du galvanomètre

Niveau  $6^3 F_4$

$\nu = 25 \text{ Mc/s}$

fig. 19

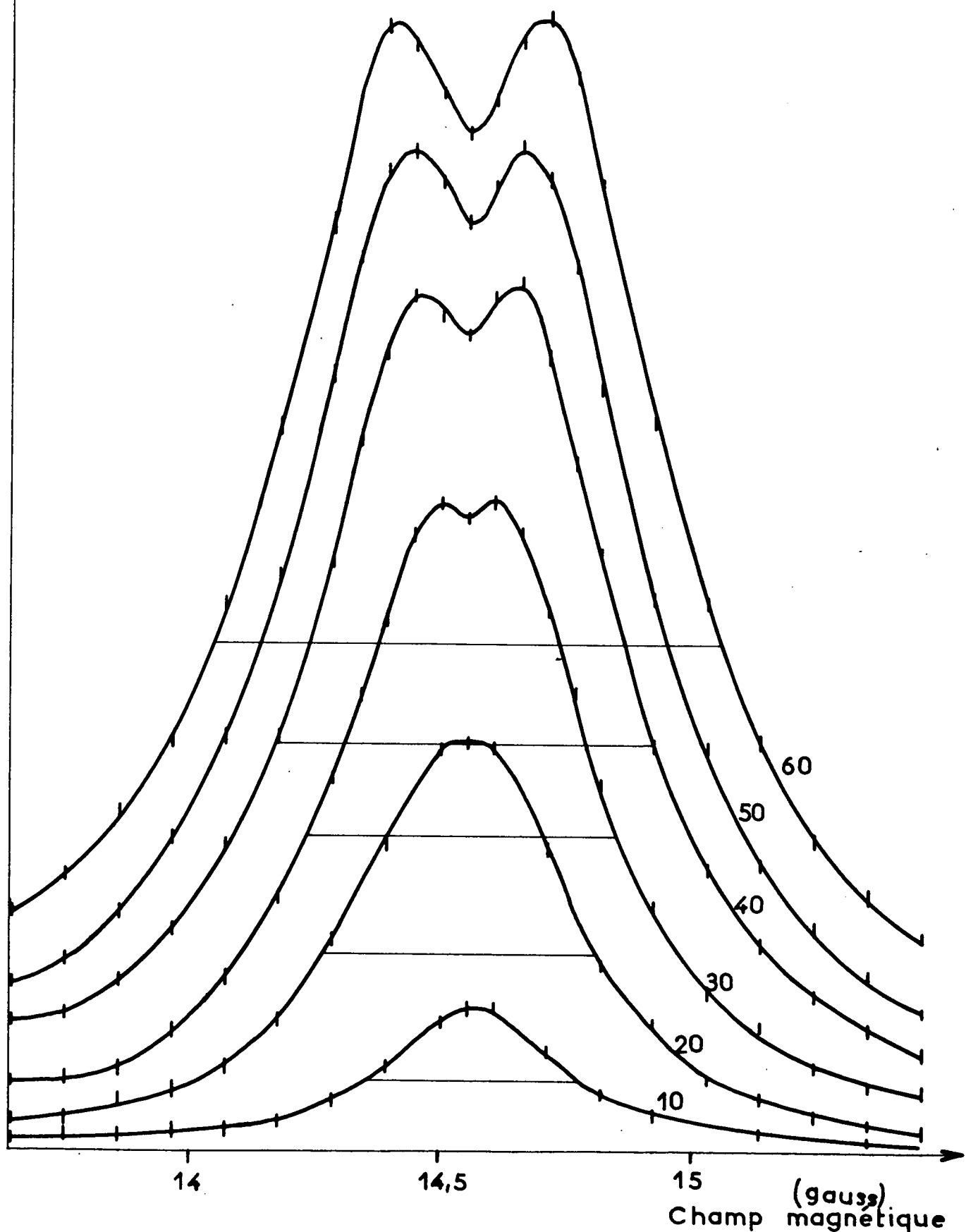


fig.20

Niveau

$6^3F_4$

$\nu = 25 \text{ Mc/s}$

$\Delta H^2$   
Carré de la largeur  
de la raie  
 $(\text{Mc/s})^2$

3

2

1

0

1000

2000

3000

Carré du champ de  
radiofréquence

$H_1^2$

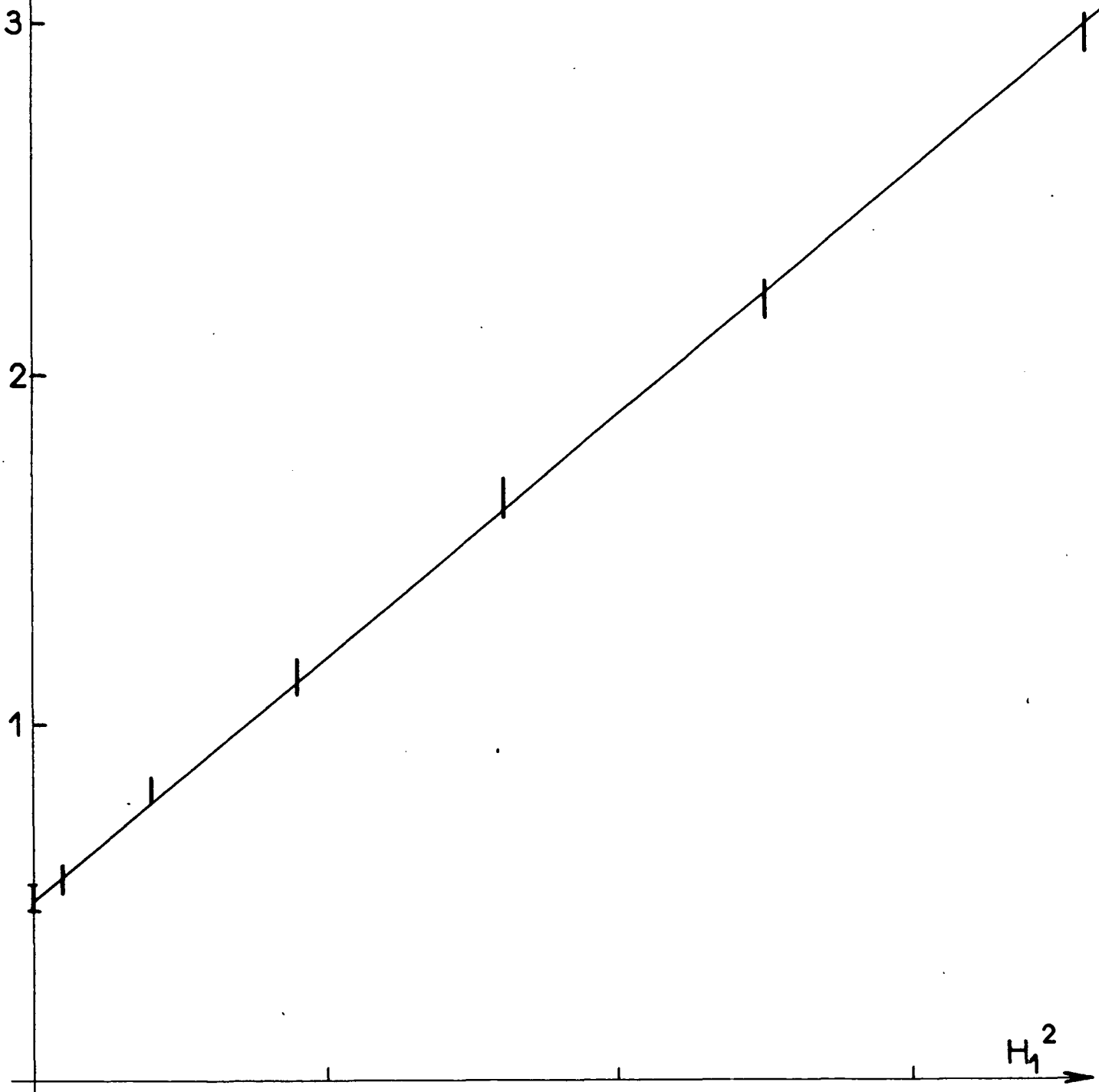


fig. 21

Niveau  $3P_2$

$$\nu = 140,4 \text{ M c/s}$$

Déviator  
du  
galvanor  
tre

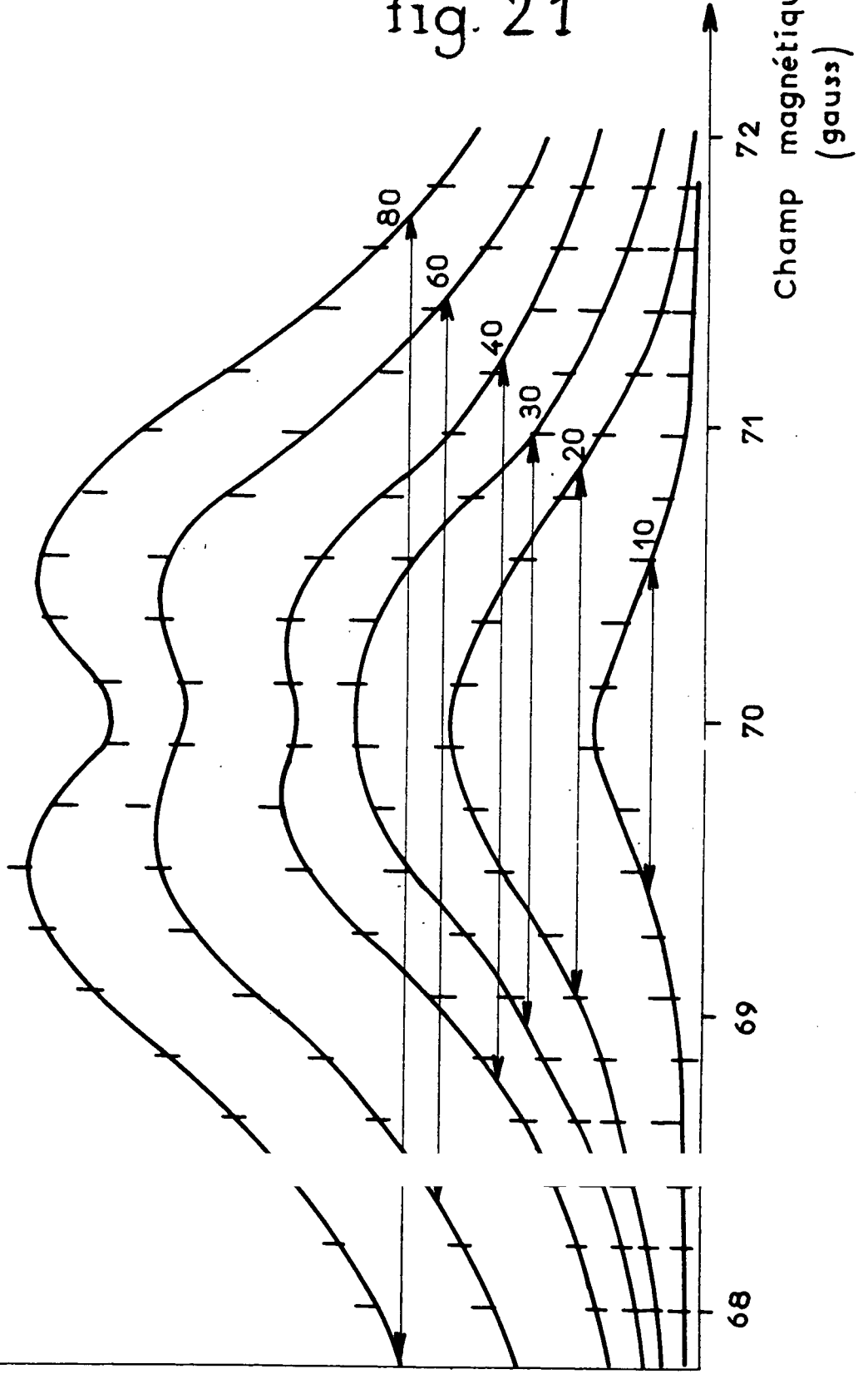
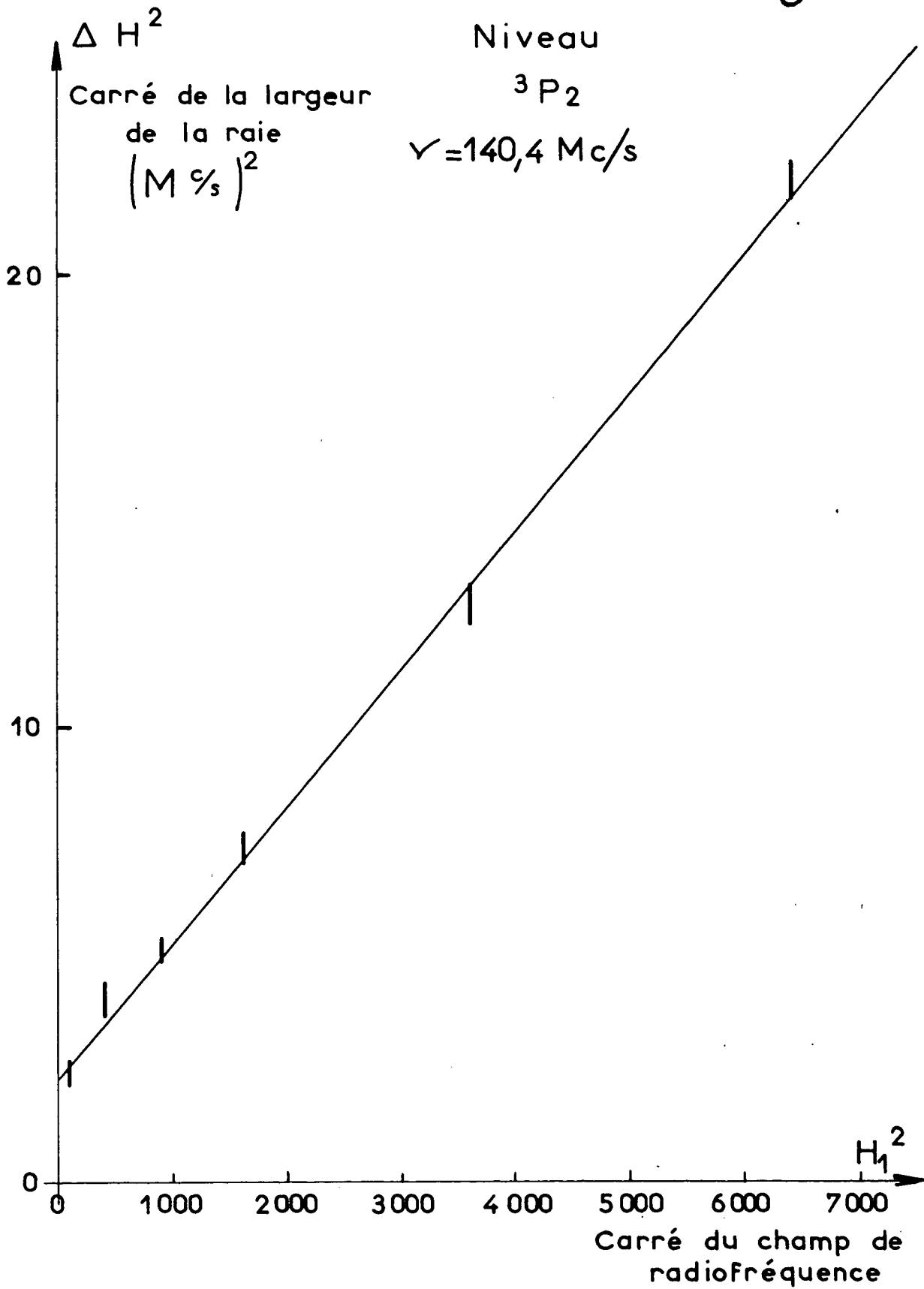


fig. 22



Déviatiun du  
galvanomètre

Niveau  $5d^9 6s^2 6p \ ^1D_2$

$\nu = 140,4 \text{ Mc/s}$

fig. 23

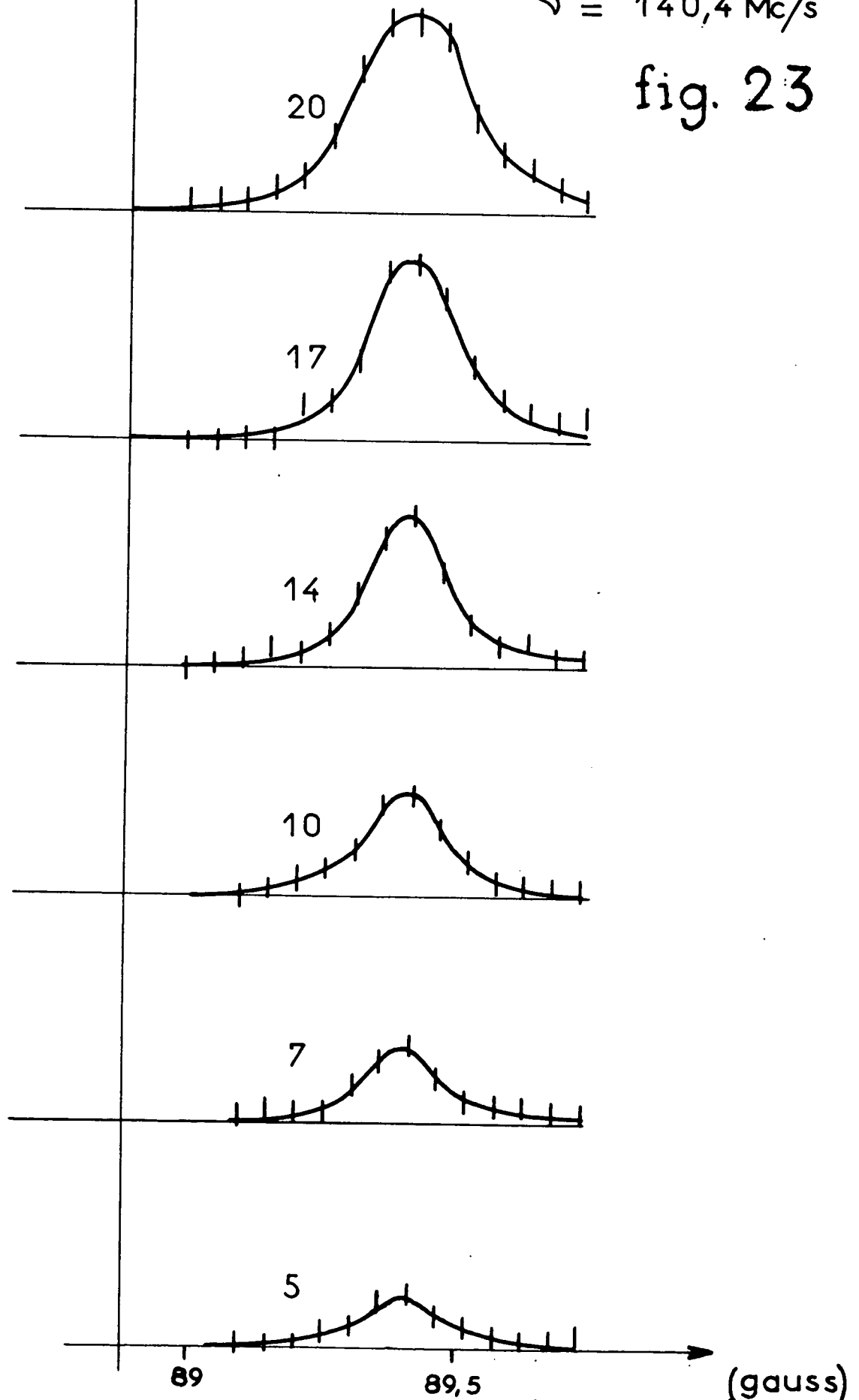


fig. 24

Déviatiun du  
galvanomètre

Niveau  $5d^9 6s^2 6p^1 D_2$

$$\nu = 25 \text{ M c/s}$$

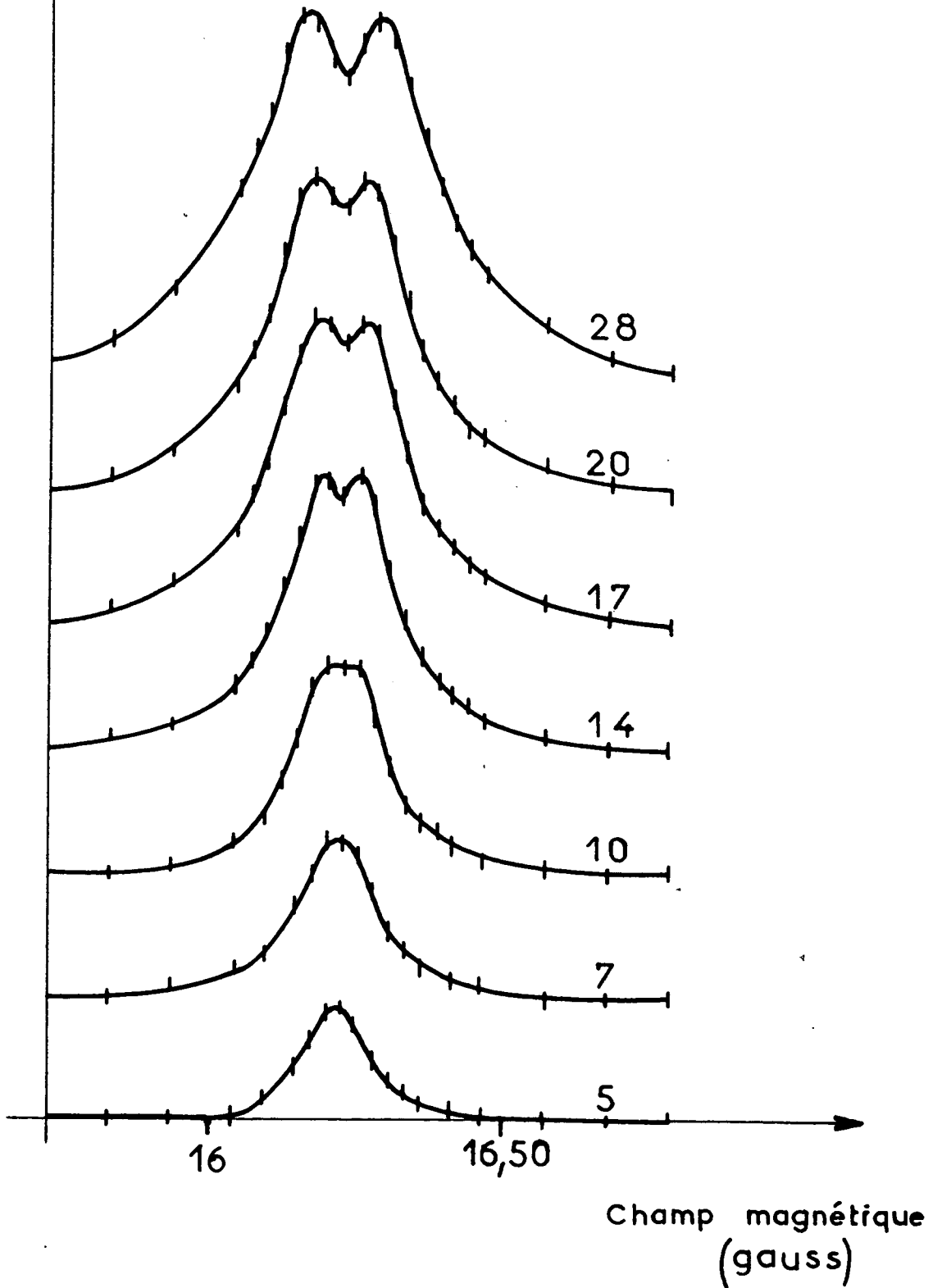
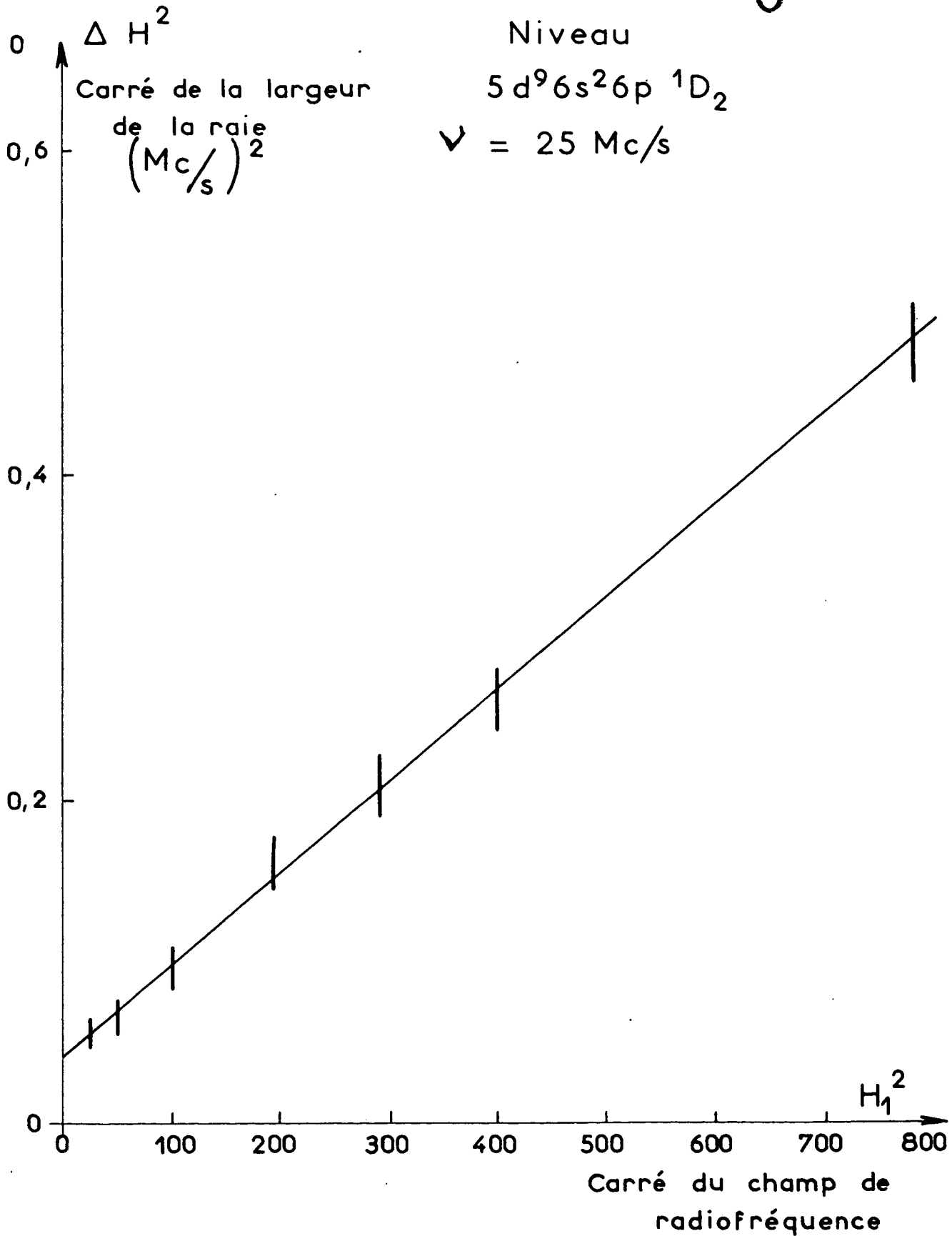


fig. 25





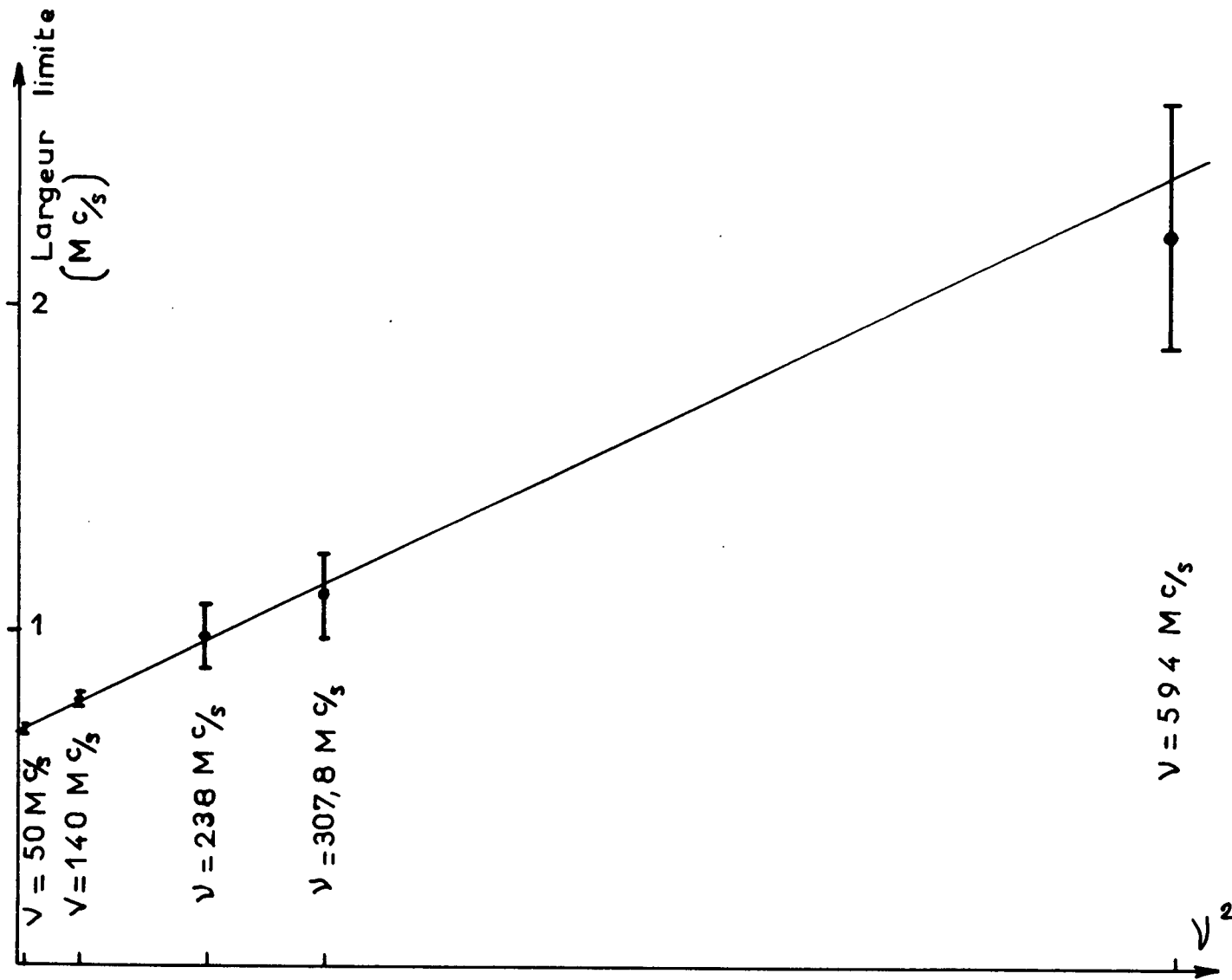


Fig 26

## II.- ISOTOPES IMPAIRS

L'étude en champ faible des différentes résonances des isotopes 199 et 201 nous a permis, par l'étude des facteurs de LANDÉ, de préciser l'identification de certains niveaux. En champ plus élevé, le découplage IJ n'est pas négligeable, les différentes transitions  $m \rightarrow m'$  se produisent à des champs magnétiques différents. Chacune de ces raies se traduira par une très petite variation du taux de polarisation, le rapport signal/bruit est par suite très mauvais, et les résonances sont difficiles à identifier au milieu du bruit.

Expérimentalement, l'étude du découplage n'a pu être faite que dans le cas du niveau  $6^3F_4$ .

### A - ÉTUDE DU DÉCOUPLAGE DANS LE CAS DE L'ISOTOPE 199 POUR LE NIVEAU $6^3F_4$

#### Résultats expérimentaux

Ce niveau possède deux sous-niveaux hyperfins  $F = 7/2$  et  $F = 9/2$  dont les facteurs de LANDÉ sont :

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - \frac{g_I}{1837} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (V)$$

En négligeant le deuxième terme, nous pouvons écrire :

$$g_{7/2} = 1,25 \times 8/9 = 1,1111$$

$$g_{9/2} = 1,25 \times 10/9 = 1,39888$$

Le schéma des sous-niveaux magnétiques est donné par la figure 27. En champ faible, l'effet de découplage se traduit par un élargissement de la résonance, élargissement symétrique de part et d'autre du champ magnétique correspondant au facteur de LANDÉ  $g_F$ . Dans ces conditions, nous avons trouvé, à 140 Mc/s :

$$g_F(9/2) = 1,1082 \pm 0,0005$$

$$g_F(7/2) = 1,3850 \pm 0,0005$$



soit

niveau 9/2	$\frac{\mathcal{E}_F}{\mathcal{E}_J} = 0,8887 \pm 0,0003$	Valeur théorique : 0,8888
niveau 7/2	$\frac{\mathcal{E}_F}{\mathcal{E}_J} = 1,1113 \pm 0,0003$	" " : 1,1111

L'accord est donc excellent.

En champ plus faible, les mesures deviennent plus difficiles, les trois résonances correspondant à  $F = 7/2$ ,  $F = 9/2$  et celle des isotopes pairs restant dans l'échantillon de mercure se superposent, et aucune mesure précise n'est possible.

Des expériences ont été faites à 378 Mc/s et à 594 Mc/s. Les figures 28, 29 montrent les résonances obtenues. A 378 Mc/s, le découplage est insuffisant pour résoudre les différentes transitions.

La courbe 28 représente l'ensemble des résonances du niveau  $F = 9/2$  pour  $\nu = 594$  Mc/s avec un niveau de radiofréquence élevé. La seule explication compatible avec la position des résonances est la suivante :

- Les transitions D sont des résonances doubles correspondant à des transitions à deux quanta  $\Delta m = 2$ .

- Les transitions T sont des résonances  $\Delta m = 3$  correspondant à la transition à trois quanta. Elles n'apparaissent pas sur des courbes tracées à un niveau de radiofréquence plus faible.

Les flèches en pointillé marquent les positions déduites pour les résonances simples. Nous n'avons pas pu obtenir des courbes où seules les résonances simples apparaissent : lorsque le niveau de radiofréquence est faible, le rapport signal/bruit devient très mauvais, et l'étude devient impossible.

Par une interprétation qualitative des intensités relatives des trois résonances doubles  $9/2 \leftrightarrow 5/2$ ,  $7/2 \leftrightarrow 3/2$ ,  $5/2 \leftrightarrow 1/2$ , et des deux résonances triples, nous sommes conduits à admettre une répartition de population dans les sous-niveaux excités ayant l'aspect de celle donnée par

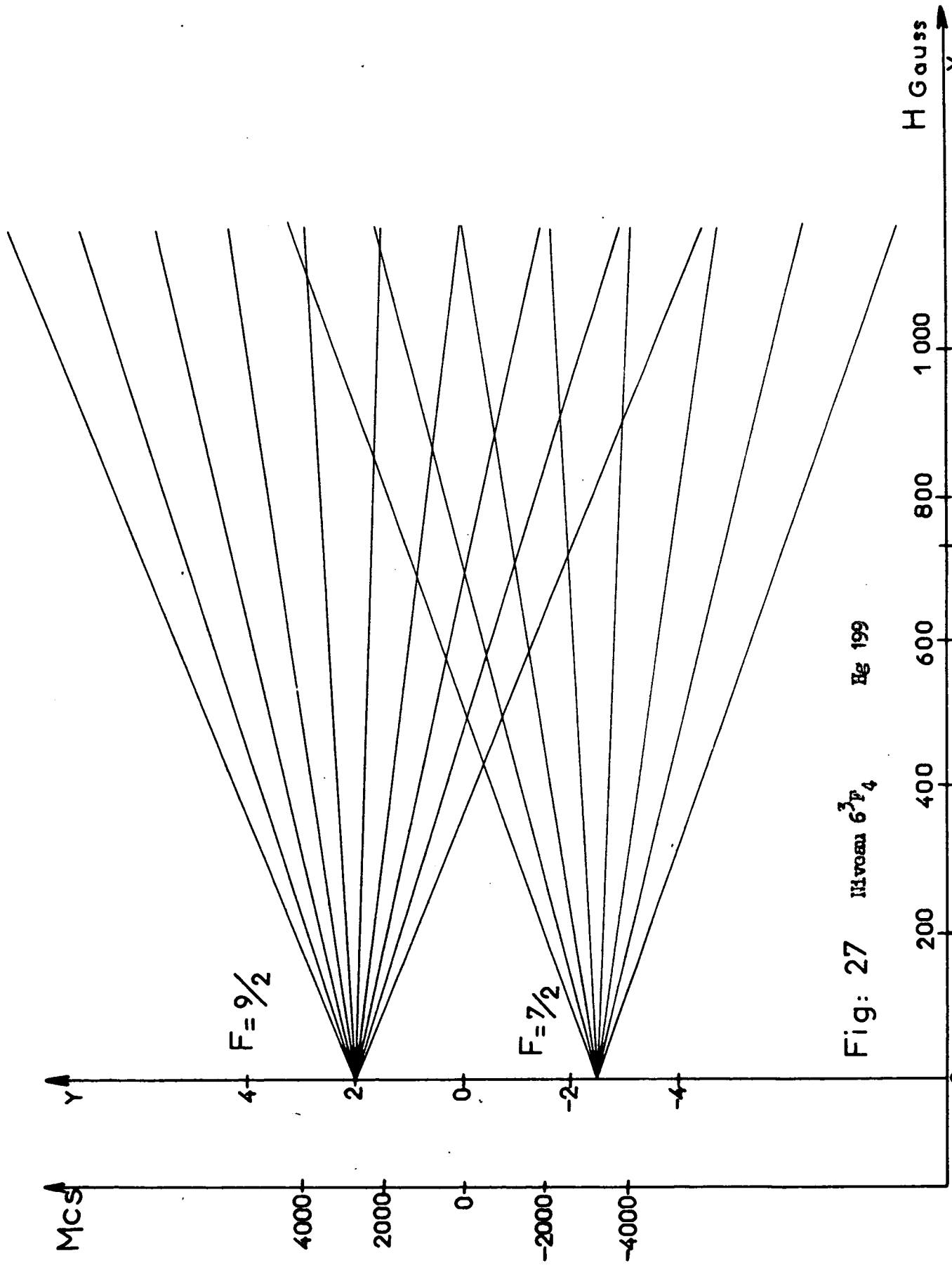


Fig: 27  ${}^3P_4$   ${}^3P_4$  Fig 199



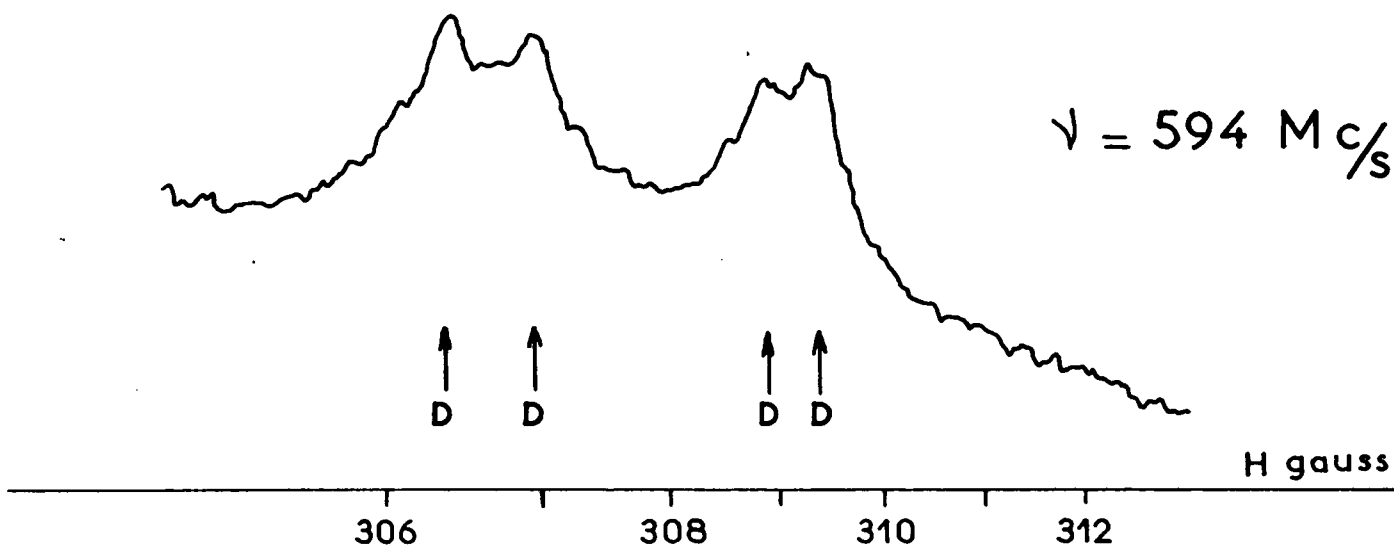


Fig 29 Hg 199 niveau  $6^3F_4$   $F = 7/2$

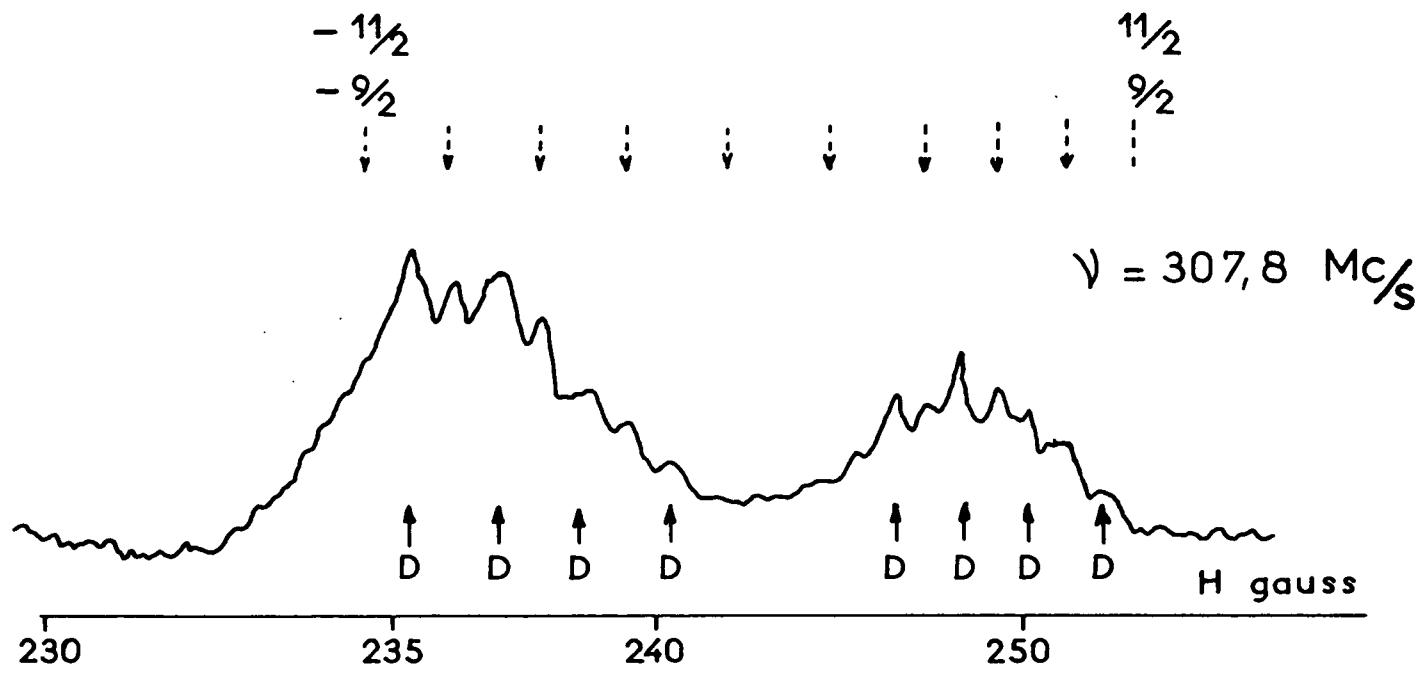


FIG. 33 Hg. 201 niveau  $6^3F_4$   $F = 11/2$

la figure 30. Une étude précise serait très intéressante à ce point de vue, mais les niveaux énergétiques ne sont pas, comme dans le cas des isotopes pairs, en l'absence du découplage LS, équidistants, et l'écart de fréquence

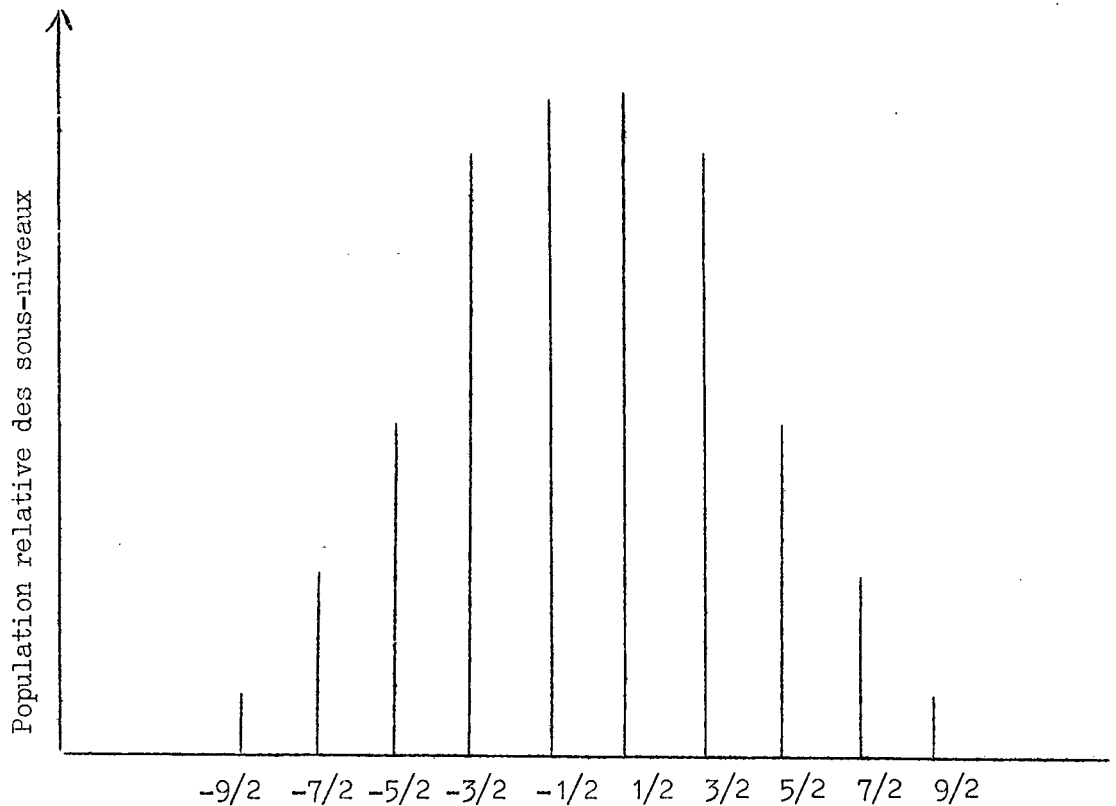


Figure 30

entre deux transitions voisines est supérieure à leur largeur. Il est donc impossible d'employer, pour l'étude de ces phénomènes, les formules de MAJORANA. La méthode de Mlle BESSET, MESSIAH, HOROWITZ et WINTER <sup>(57)</sup> qui pourrait s'appliquer, est dans ce cas d'une extrême complexité.

#### Etude du niveau 9/2

Les équations des courbes composant le diagramme ZEEMAN sont obtenues à l'aide d'un calcul classique <sup>(55)</sup>. En négligeant le découplage LS, nous sommes conduits à diagonaliser l'opérateur.



$$\mathcal{H} = \frac{e}{2mc} (g_J \vec{J} + g_I \vec{I}) H_0 + A \vec{I} \cdot \vec{J}$$

Si l'on pose, en vue de simplifier les équations

$$y = \frac{\nu}{A} \quad \text{et} \quad x = g_J \frac{e}{2mc} \frac{H_0}{A}$$

nous obtenons :

$$\begin{aligned} m = \pm 9/2 & & y = 2 \pm 4x \\ m = \pm 7/2 & & (y + 2 \mp 4x)(y - \frac{3}{2} \mp 3x) - 2 = 0 \\ m = \pm 5/2 & & (y + \frac{3}{2} \mp 3x)(y - 1 \mp 2x) - \frac{7}{2} = 0 \\ m = \pm 3/2 & & (y + 1 \mp 2x)(y - \frac{1}{2} \mp x) - \frac{9}{2} = 0 \\ m = \pm 1/2 & & \pm x = y + \frac{1}{2} - \frac{5}{y} \end{aligned} \tag{VI}$$

La construction de ces différentes courbes donnent le schéma tracé sur la figure 27. La structure hyperfine  $\Delta\nu$ , écart en champ nul des niveaux  $F = 9/2$  et  $F = 7/2$ , est égale à 4,5 dans ce système d'unité. Si nous exprimons A en mégacycles, nous avons :

$$\Delta\nu \text{ (mégacycles)} = 4,5 A$$

Si nous nous bornons à étudier le niveau 9/2, nous pouvons prendre, pour la commodité des calculs, les développements limites suivants :

$$\begin{aligned} m = \pm 1/2 & & y = 2 \pm \frac{4}{9} x + \frac{40}{9^3} x^2 \pm \frac{80}{9^5} x^3 \\ m = \pm 3/2 & & y = 2 \pm \frac{12}{4} x + \frac{36}{9^3} x^2 \pm \frac{216}{9^5} x^3 \\ m = \pm 5/2 & & y = 2 \pm \frac{20}{9} x + \frac{28}{9^3} x^2 \pm \frac{280}{9^5} x^3 \\ m = \pm 7/2 & & y = 2 \pm \frac{28}{9} x + \frac{16}{9^3} x^2 \pm \frac{224}{9^5} x^3 \\ m = \pm 9/2 & & y = 2 \pm \frac{36}{9} x \end{aligned} \tag{VII}$$

Notre but principal est l'évaluation de la structure hyperfine  $\Delta\nu$ . Le calcul rigoureux étant impossible, nous opérons ainsi :

1.- Calcul approché : Nous supposons que les résonances sont obtenues à champ magnétique fixe et à fréquence variable, en transformant l'échelle des temps en échelle des fréquences. Les résonances extrêmes  $-9/2 \rightarrow -7/2$  et  $7/2 \rightarrow 9/2$  ont leurs centres correspondant à  $H = 380,1$  gauss et  $H = 389,6$  gauss pour une fréquence de 594 Mc/s, nous allons admettre qu'au champ moyen de 384,7 gauss, ces deux résonances se produisent à :

$$380,1 \times \frac{594}{384,7} = 586,90 \text{ Mc/s} \qquad 389,6 \times \frac{594}{384,7} = 601,56 \text{ Mc/s}$$

soit une différence de fréquence  $\Delta f = 14,7$  Mc/s.

D'après (VII), en négligeant les termes du troisième ordre, la différence  $\Delta y$  de fréquence entre la transition  $9/2 \rightarrow 7/2$  et la transition  $-9/2 \rightarrow -7/2$  est

$$\Delta y = \frac{32}{729} x^2$$

En exprimant  $\Delta y$  en mégacycles et  $H$  en gauss, nous avons, d'après la définition de  $x$ ,  $y$  et  $\Delta\nu$  :

$$\frac{4,5 \Delta y}{\Delta\nu} = \frac{32}{729} \left( H \cdot \frac{e}{2mc} \right)^2$$

soit numériquement

$$\Delta\nu \neq 6100 \text{ Mc/s} .$$

2.- Détermination exacte : En opérant à fréquence constante,  $\Delta y$ , mesurée en mégacycles, les résonances apparaissent aux valeurs de  $x$ ,  $x_1$ ,  $x_2$  ...  $x_n$  telles que

$$\frac{\Delta y}{4,5 \Delta\nu} = y_{10} - y_9 = \frac{8}{9} x_9 - \frac{16}{9^3} x_9^2 - \frac{224}{9^5} x_9^3 .$$

.....

$$\frac{\Delta y}{4,5 \Delta\nu} = y_2 - y_1 = \frac{8}{9} x_1 + \frac{16}{9^3} x_1^2 - \frac{224}{9^5} x_1^3$$

Prenant la valeur de  $\Delta \nu$  déterminée précédemment, nous pouvons, par résolution numérique de deux équations du troisième degré, calculer  $x_1$  et  $x_9$ . La valeur calculée  $x_1 - x_9$  est comparée à la donnée expérimentale. Par approximations successives, nous sommes conduits à :

$$\Delta \nu = 5810 \text{ Mc/s .}$$

Après l'estimation des imprécisions de mesure, nous donnerons le résultat :

$$\Delta \nu = 5800 \pm 100 \text{ Mc/s .}$$

Nous pouvons ensuite calculer  $x_2, \dots, x_9$ , ainsi que les positions prévues pour les résonances doubles. L'accord est très bon avec l'expérience (fig.28).

3.- Remarque : Les calculs précédents déduits des équations (VI) reposent sur l'existence d'une configuration atomique  $3F_4$  parfaitement déterminée. Le cas du Mercure est malheureusement plus complexe. En outre, nous avons négligé l'influence du découplage LS, cet effet s'étant, dans les mêmes conditions de champ magnétique, révélé faible dans le cas des isotopes pairs.

L'étude du niveau  $7/2$  a été également faite de la même manière, mais la résolution des différentes résonances étant moins bonne, l'erreur relative sur l'écart des résonances extrêmes est plus grande. La valeur de  $\Delta \nu$  ainsi trouvée concorde avec celle déduite de l'étude du niveau  $9/2$ .

#### B - ÉTUDE DU DÉCOUPLAGE DANS LE CAS DE L'ISOTOPE 201 POUR LE NIVEAU $6^3F_4$

Nous trouvons quatre sous-niveaux hyperfins :

$$F = 5/2, 7/2, 9/2, 11/2$$

dont les facteurs de LANDÉ théoriques peuvent être calculés d'après (V) :

$$11/2 \quad g_F = g_J \times 0,7272 = 0,909$$

$$9/2 \quad g_F = g_J \times 0,8282 = 1,0352$$

$$7/2 \quad g_F = g_J \times 1,01587 = 1,2697$$

$$5/2 \quad g_F = g_J \times 1,4285 = 1,7856$$

Les structures hyperfines sont plus faibles que dans le cas de l'isotope 199, et, par suite, les effets de découplage IJ s'observent dans des champs moins élevés.

### Etude expérimentale

D'une façon générale, il sera difficile d'étudier les niveaux 7/2 et 9/2. Le niveau 7/2 a un facteur de LANDÉ  $g = 1,267$ , et sa résonance sera superposée à celle des isotopes pairs contenus dans l'échantillon étudié. Le niveau 9/2 a un facteur de LANDÉ voisin de 1, et les courbes de résonance pourront être déformées par des résidus de résonance type cyclotron. Des expériences ont été faites à 50 Mc/s, 140 Mc/s, 238 Mc/s et 307,8 Mc/s :

- A 50 Mc/s, le découplage est très faible, les résonances  $F = 11/2$ ,  $F = 9/2$ ,  $F = 5/2$  sont observées, et nous obtenons :

	$g$	$g_F/g_J$
$F = 11/2$	$0,9051 \pm 0,0005$	$0,7268 \pm 0,0005$
$F = 9/2$	$1,0237 \pm 0,001$	$0,8280 \pm 0,0005$
$F = 5/2$	$1,781 \pm 0,0015$	$1,4290 \pm 0,001$

- L'interprétation des spectres obtenus à 140, 238 et 307 Mc/s (fig. 31, 32, 33) est plus complexe que dans le cas de l'isotope 199. Lorsque le découplage est suffisant pour résoudre totalement les niveaux 9/2, 7/2 et 5/2, ces différents ensembles de résonance se superposent partiellement, et l'interprétation devient impossible. Seul le niveau 11/2 a pu être étudié à 307,8 Mc/s. Le bruit étant important, une étude comparative de nombreux enregistrements a dû être faite pour déterminer la position des différentes résonances. Sur l'un de ces enregistrements (fig. 33), nous avons porté les positions des résonances doubles et triples que nous avons déduites de l'influence de la puissance HF, ainsi que les positions prévues des résonances simples.

### Etude du niveau 11/2

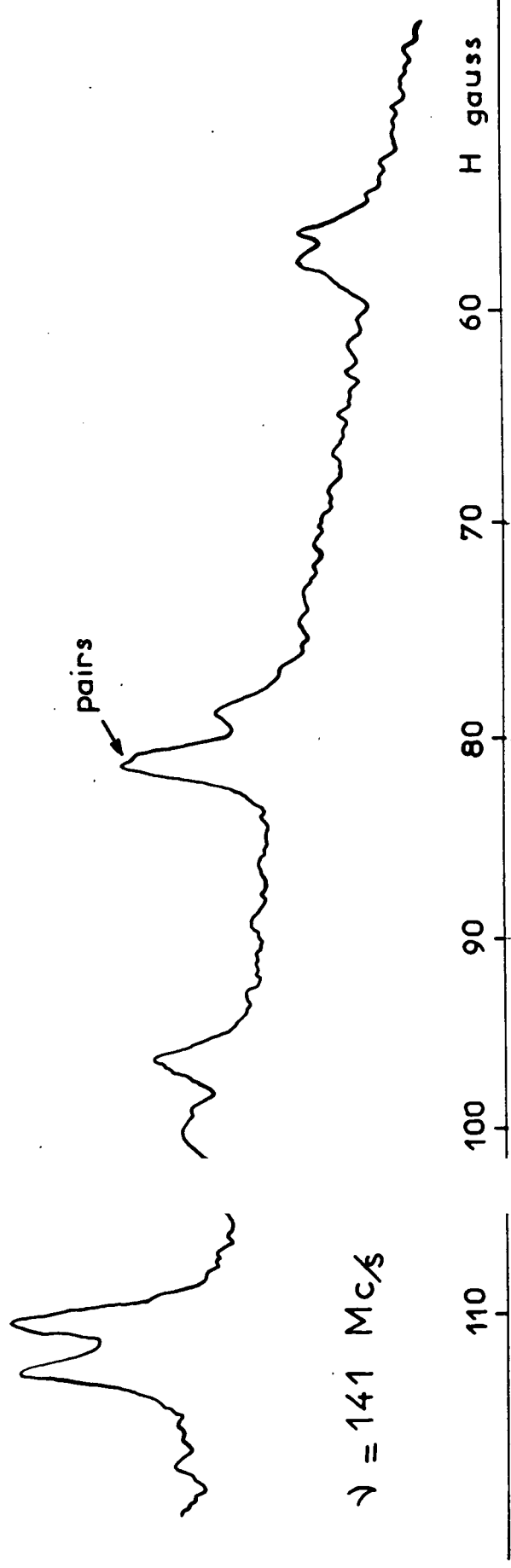
En prenant les mêmes notations que précédemment, les sous-niveaux ZEEMAN sont représentés par les courbes d'équations :

$$F = 11/2$$

$$F = 9/2$$

$$F = 7/2$$

$$F = 5/2$$



$\nu = 141 \text{ Mc/s}$

Fig 51 Hg 201 niveau  $6^3 F_4$

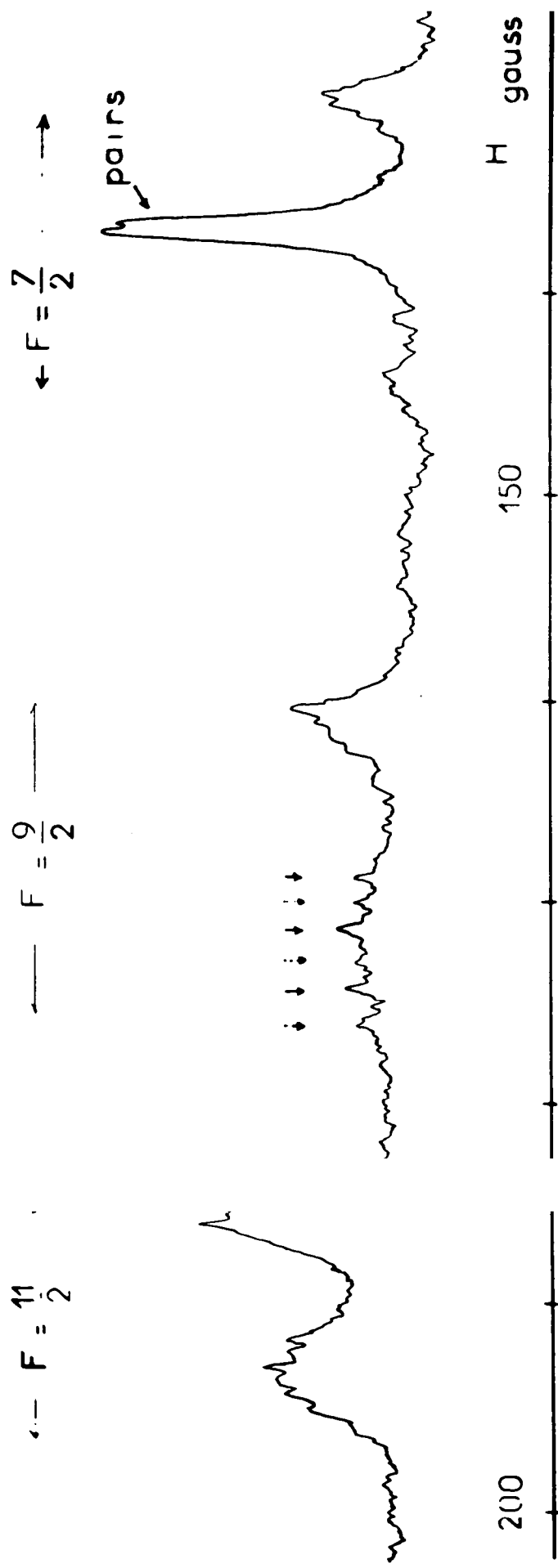


FIG. 32      Hg 201      niveau  $6^3P_4$        $\nu = 238 \text{ Mc/g}$

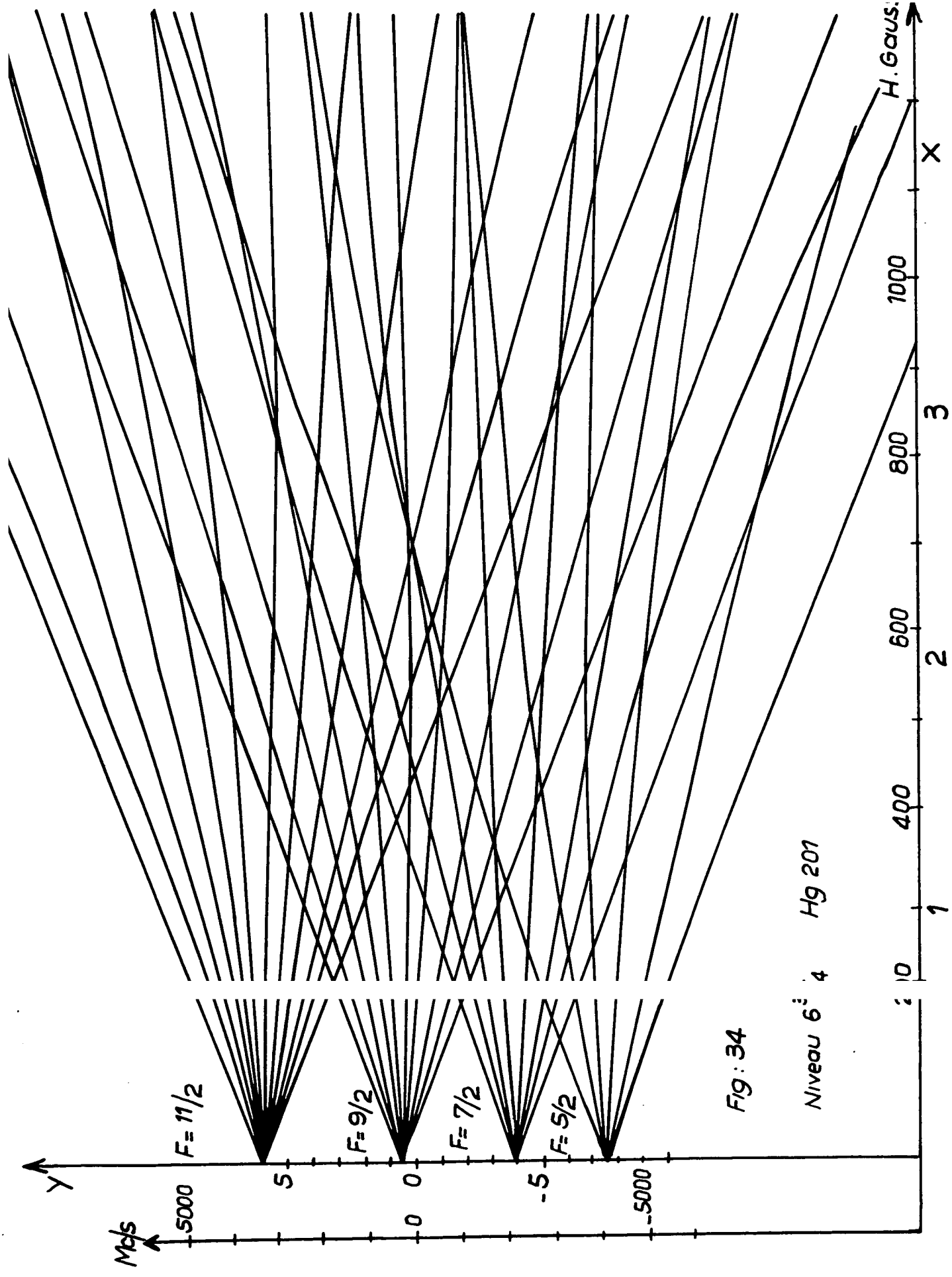


Fig: 34

Niveau 6<sup>3</sup> 4 Hg 201

(VIII)

$$m = \pm \frac{11}{2} \quad y = 6 \pm 4x \quad \text{a/}$$

$$m = \pm \frac{9}{2} \quad (y - \frac{9}{2} \mp 3x)(y - 2 \mp 4x) = 0 \quad \text{b/}$$

$$m = \pm \frac{7}{2} \quad \begin{vmatrix} 0 & -1 & y + 2 \mp 4x \\ -3 & y - \frac{3}{2} \mp 3x & -8 \\ y - 3 \mp 2x & \frac{7}{2} & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{c/}$$

$$m = \pm \frac{5}{2} \quad \begin{vmatrix} 0 & 0 & -\frac{1}{2} & y + 6 \mp 4x \\ 0 & -2 & y + \frac{3}{2} \mp 3x & -12 \\ -\frac{9}{2} & y - 1 \mp 2x & -7 & 0 \\ y - \frac{3}{2} \mp x & -3 & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{d/}$$

$$m = \pm \frac{3}{2} \quad \begin{vmatrix} 0 & 0 & -1 & y + \frac{9}{2} \mp 3x \\ 0 & -3 & y + 1 \mp 2x & -\frac{21}{2} \\ -6 & y - \frac{1}{2} \mp x & -6 & 0 \\ y & -\frac{5}{2} & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{e/}$$

$$m = \pm \frac{1}{2} \quad \begin{vmatrix} 0 & 0 & -\frac{3}{2} & y + 3 \mp 2x \\ 0 & -4 & y + \frac{1}{2} \mp x & -9 \\ -\frac{15}{2} & y & -5 & 0 \\ y + \frac{3}{2} \mp x & -2 & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{f/}$$

La figure 34 montre le diagramme déduit de ces équations, et les structures hyperfines  $\Delta \nu_1(11/2 - 9/2)$ ,  $\Delta \nu_2(9/2 - 7/2)$ ,  $\Delta \nu_3(7/2 - 5/2)$  sont données par :

$$\Delta \nu_1 = 5,5 A$$

$$\Delta \nu_2 = 4,5 A$$

$$\Delta \nu_3 = 3,5 A$$

La constante A peut être déterminée facilement d'après les données expérimentales. Pour  $F = 11/2$ , nous pouvons prendre, pour les valeurs  $m = \pm 9/2$ , d'après (VIII-b), les développements limités :



$$y_{9/2} = 6 + \frac{36}{11} x + \frac{48}{11^3} x^2 + \frac{480}{11^5} x^3$$

$$y_{-9/2} = 6 - \frac{36}{11} x + \frac{48}{11^3} x^2 - \frac{480}{11^5} x^3$$

les positions  $x_1$  de la résonance  $-11/2 \leftrightarrow -9/2$  et  $x_{10}$ ,  $9/2 \leftrightarrow 11/2$  sont déterminées par :

$$y_{11/2} - y_{9/2} = \frac{8}{11} x_{10} - \frac{48}{11^3} x_{10}^2 - \frac{480}{11^5} x_{10}^3$$

$$y_{-11/2} - y_{-9/2} = \frac{8}{11} x_1 + \frac{48}{11^3} x_1^2 - \frac{480}{11^5} x_1^3$$

A la fréquence de 378 Mc/s, nous obtenons expérimentalement :

$$x_1 = 234,3 \text{ gauss}$$

$$x_{10} = 253,8 \text{ gauss} .$$

Une première approximation étant obtenue comme précédemment (cf. pages 40,41), la résolution par approximations successives nous conduit à :

$$A = 520 \text{ Mc/s} .$$

D'où

$$\Delta \nu_1 = 2860 \pm 50 \text{ Mc/s} \quad \Delta \nu_2 = 2340 \pm 50 \text{ Mc/s} \quad \Delta \nu_3 = 1820 \pm 50 \text{ Mc/s} .$$

Il est nécessaire de souligner que ces valeurs ont été obtenues, - comme dans le cas de l'isotope 199 - , en négligeant la structure fine. En plus, dans le cas de l'isotope 201, nous n'avons pas tenu compte du moment quadripolaire nucléaire.

Ces différents résultats ne doivent donc être considérés que comme des ordres de grandeurs.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. This is essential for ensuring the integrity of the financial statements and for providing a clear audit trail. The records should be kept up-to-date and should be accessible to all relevant parties.

2. The second part of the document outlines the procedures for handling cash and other assets. It is important to ensure that all cash receipts are properly recorded and that all disbursements are supported by valid documentation. Regular reconciliations should be performed to ensure that the books are in balance.

3. The third part of the document discusses the requirements for the preparation of financial statements. These statements should be prepared in accordance with the applicable accounting standards and should be reviewed by a qualified professional. The statements should provide a clear and concise summary of the organization's financial performance.

4. The fourth part of the document outlines the responsibilities of the management and the board of directors. Management is responsible for ensuring that the financial statements are accurate and that the organization's financial affairs are properly managed. The board of directors is responsible for overseeing the financial performance and for approving the financial statements.

5. The fifth part of the document discusses the importance of internal controls. These controls are designed to prevent and detect errors and fraud. They should be implemented and maintained in a way that ensures the reliability of the financial information. Regular monitoring and evaluation of the internal controls are essential for their effectiveness.

C - ISOTOPES IMPAIRS - ÉTUDE DES AUTRES NIVEAUX

Dans le cas de l'isotope 199, nous avons décelé des résonances sur les raies rouges (fig. 35) et les raies bleues (fig. 36), correspondant respectivement aux niveaux  $^1D_2$  et  $^3P_2$  étudiés précédemment pour les isotopes pairs. Le rapport signal/bruit est très faible, et les résultats que nous donnons sont par suite assez imprécis. Nous n'avons fait, pour la même raison, aucune étude du découplage IJ.

Dans le cas des isotopes 201, nous n'avons décelé aucune résonance. Les différents résultats sont réunis dans le tableau :

	F	g expérimental	$g_F/g_J$ expérimental	$g_F/g_J$ théorique
$^3P_2$	3/2	/	/	/
	5/2	$1,15 \pm 0,0005$	$0,7995 \pm 0,0008$	0,8
$^1D_2$	3/2	$1,34 \pm 0,01$	$0,805 \pm 0,01$	0,8
	5/2	$0,902 \pm 0,005$	$1,198 \pm 0,01$	1,2

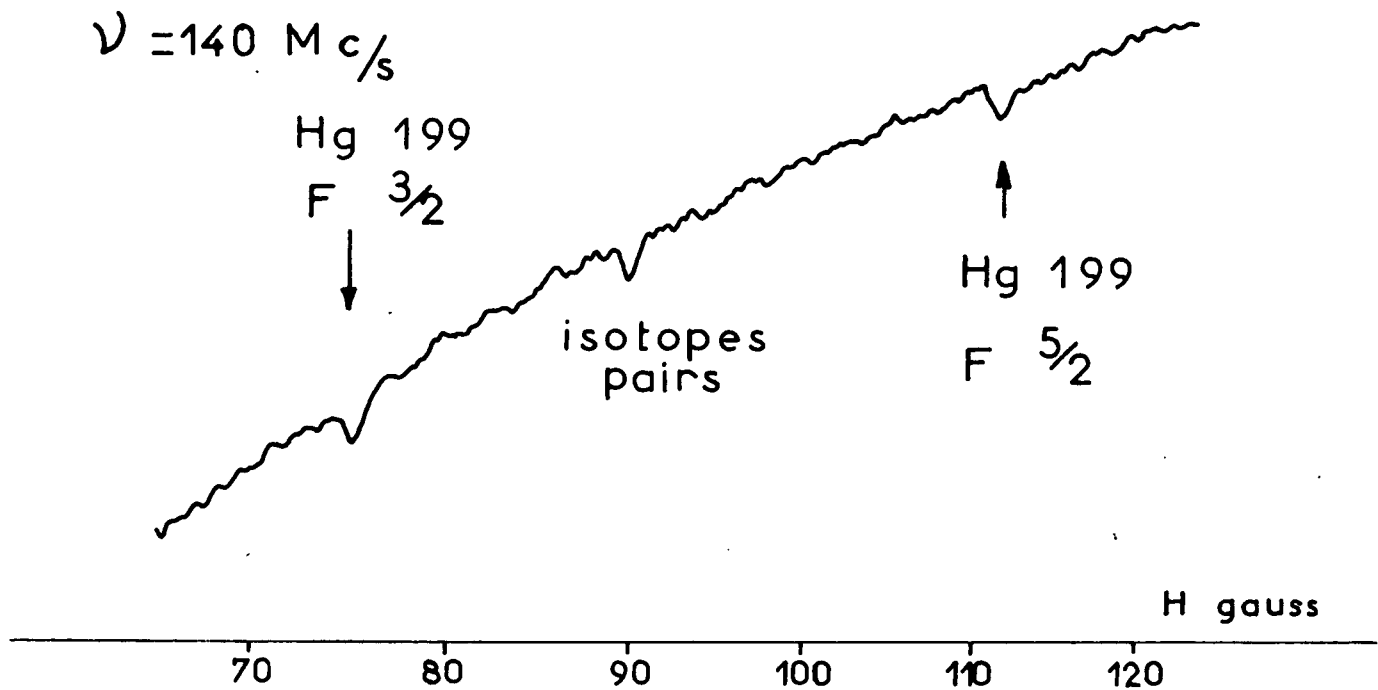


Fig. 35 Isotope enrichi en H 199  
Raie 61 23 Å niveau  $5d^9 6s^2 6p \ ^1D_2$

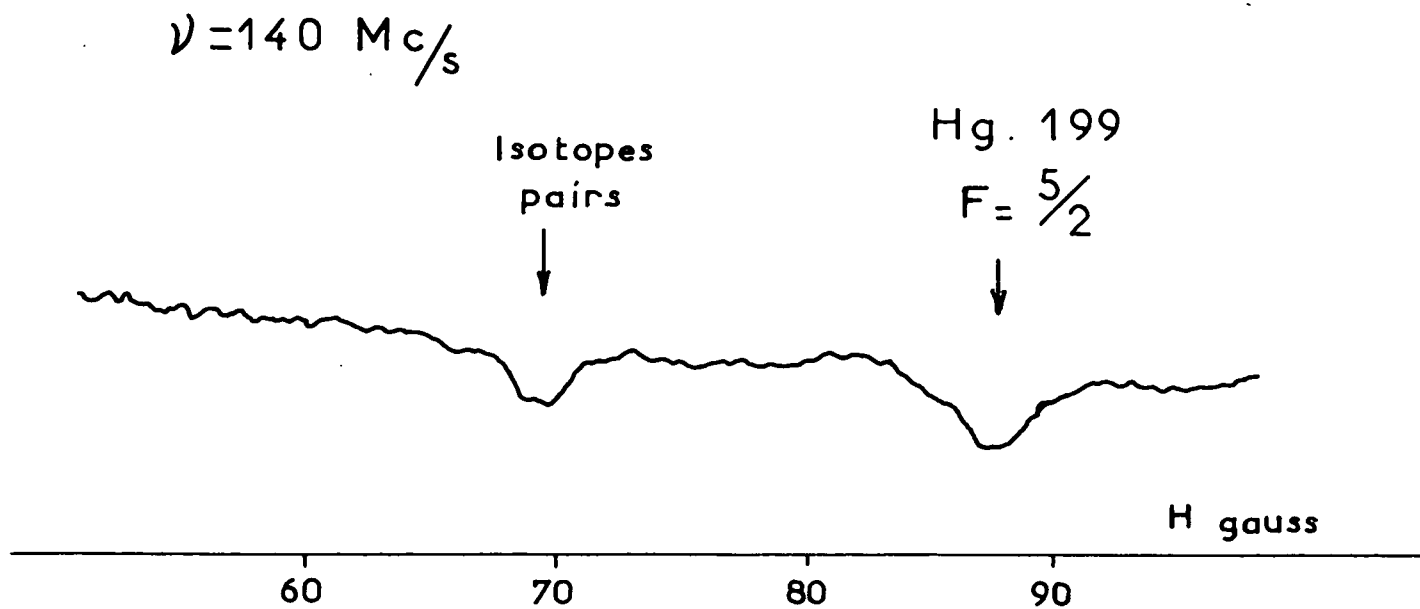


Fig. 36 Isotope enrichi en Hg. 199  
Raie 4 358 Å niveau  $^3P_2$

## CHAPITRE V

### I.- EXPERIENCES SUR LE SODIUM

Le queusot d'un tube du type n°2 est rempli de sodium soigneusement distillé. Ce tube, ainsi que les bobines produisant le champ de radiofréquence, sont placés dans un four thermostaté. La température optimum est d'environ 180°. A des températures plus élevées, le verre de l'enceinte est rapidement attaqué.

Nous avons étudié différentes raies du spectre du sodium (fig. 37) non absorbées par le verre du tube et dont les longueurs d'onde correspondent au domaine de sensibilité des photomultiplicateurs. Un taux de polarisation appréciable n'a été observé que sur les raies  $5^2D_{5/2} - 3^2P_{3/2}$  (4983 Å) ,  $5^2D_{3/2} - 3^2P_{1/2}$  (4979 Å) et  $4^2D_{5/2} - 3^2P_{3/2}$  (5688 Å), et nous avons décelé les résonances des niveaux  $5^2D_{5/2}$  ,  $4^2D_{5/2}$  et  $5^2D_{3/2}$  (fig. 38).

La raie 5688 Å a été isolée à l'aide d'un filtre interférentiel et les raies 4983 Å et 4979 Å à l'aide d'un filtre Wratten 65A. Ces raies sont peu intenses -quelques centaines de fois moins que les raies de résonances- les signaux sont donc faibles et, bien que les taux de polarisation des raies soient assez importants, le rapport du signal au bruit, pour la résonance magnétique, est assez faible.

Des expériences préliminaires ont été faites à 25 Mc/s. Les facteurs de LANDE, déterminés à partir de la position de ces résonances, nous montrent que le découplage IJ est à peu de chose près total. Les structures hyperfines de ces niveaux sont donc faibles par rapport à la fréquence de 25 Mc/s.

Différentes expériences ont été faites à 50 Mc/s. Nous constatons que la largeur limite en champ de radiofréquence nul est plus grande qu'à 25 Mc/s. Cet effet est dû au découplage LS, l'écart des niveaux  $D_{5/2} - D_{3/2}$  étant très faible (distance des niveaux  $5^2D_{5/2} - 5^2D_{3/2} = 0,024 \text{ cm}^{-1}$  , distance  $4^2D_{5/2} - 4^2D_{3/2} = 0,033 \text{ cm}^{-1}$ ).

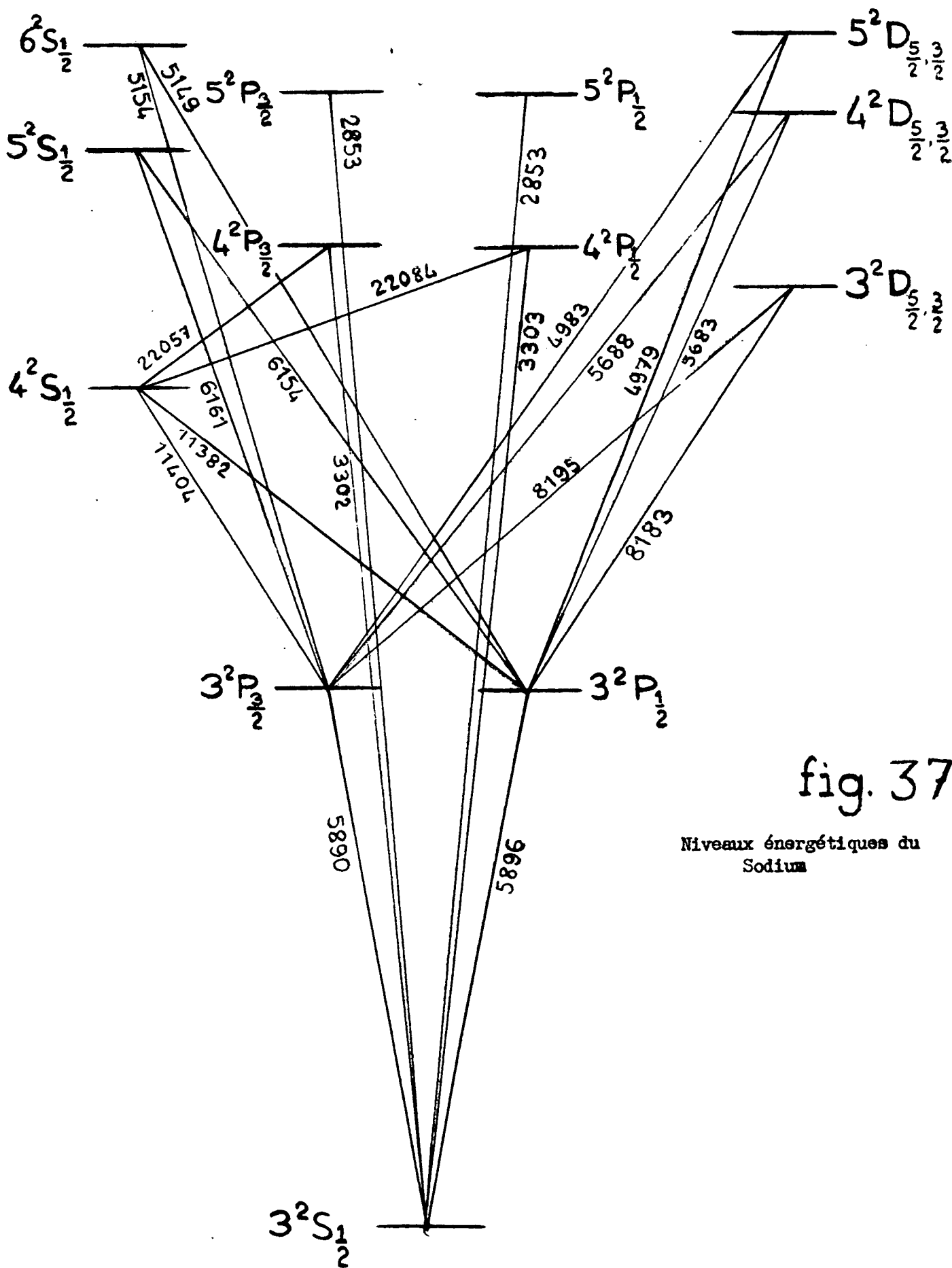
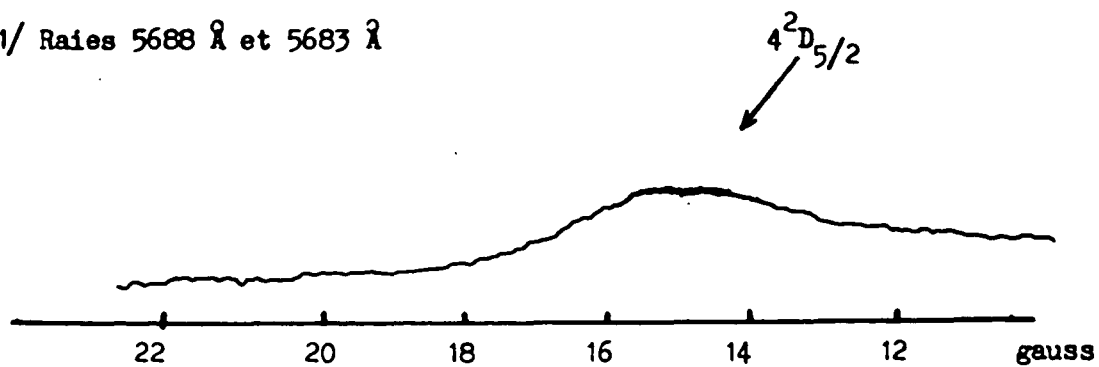


fig. 37

Niveaux énergétiques du Sodium

1/ Raies 5688 Å et 5683 Å



2/ Raies 4983 Å et 4979 Å

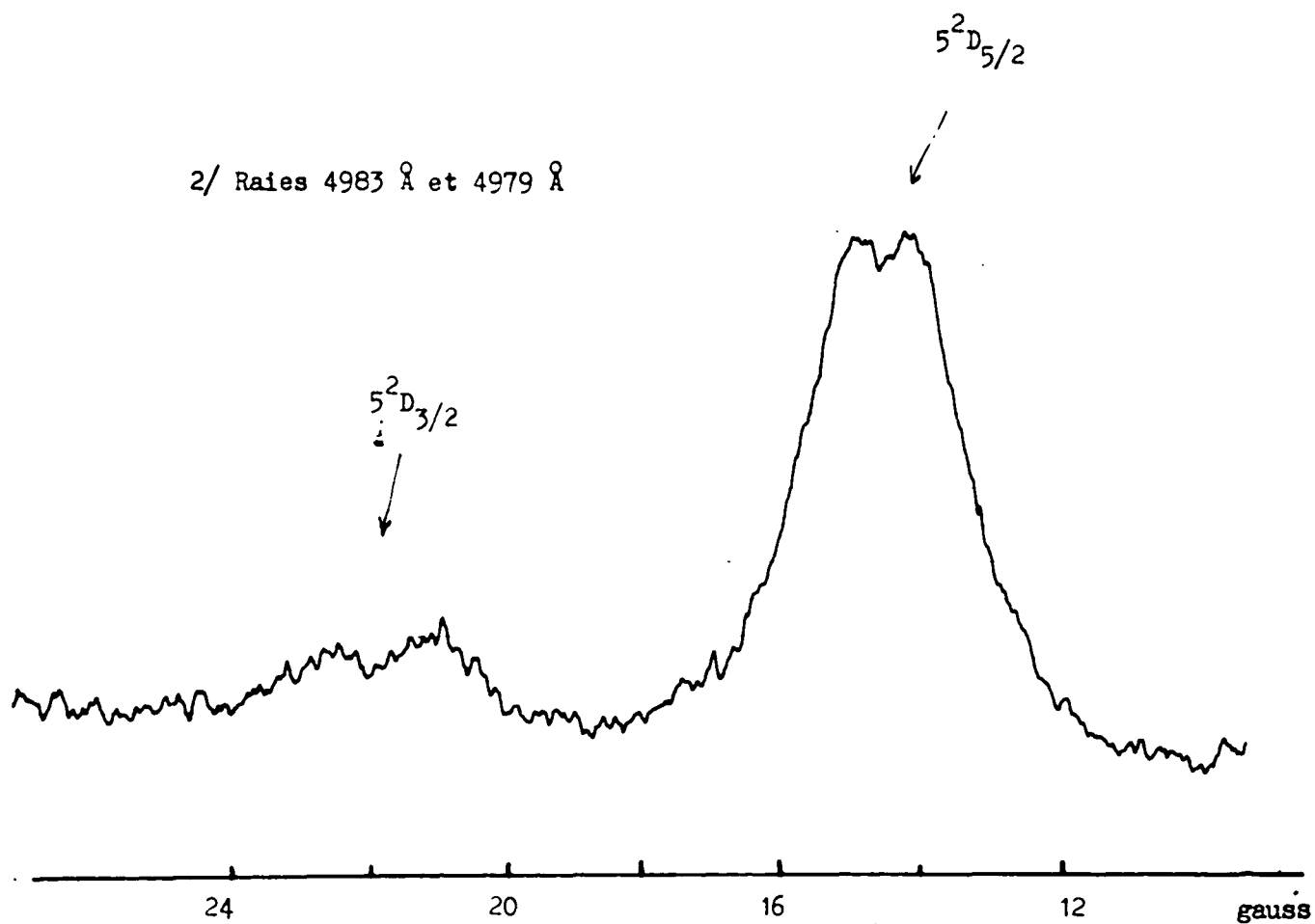


Fig. 38 - Résonances observées sur le Sodium

$\nu = 25 \text{ Mc/s}$

La détermination de la durée de vie est donc complexe et nécessite une étude complète de l'effet PASCHEN-BACK hyperfin et fin. Ce travail est actuellement en cours et les résultats seront donnés dans une publication ultérieure.

## II.- LA METHODE D'EXCITATION ELECTRONIQUE ET SES POSSIBILITES

Sur le mercure et sur le sodium, nous n'avons décelé et étudié la résonance magnétique que de quelques niveaux seulement. Nous pouvons en préciser les raisons et définir ainsi le domaine d'application de la méthode d'excitation électronique :

### 1) Amplitude du champ de radiofréquence

Pour que des transitions entre deux sous-niveaux magnétiques puissent être observées, il est nécessaire que la valeur de la probabilité de transition soit appréciable au bout d'un temps de l'ordre de la durée de vie  $\tau_e$ . La valeur numérique de ce champ  $H_1$  nécessaire peut être calculée à partir des formules I (page 30). On trouve ainsi une amplitude de l'ordre du gauss pour des durées de vie de  $10^{-7}$  sec. et d'une dizaine de gauss pour des durées de vie de  $10^{-8}$  sec. Dans ce dernier cas, les trajectoires électroniques sont violemment perturbées, le taux de polarisation des raies émises est par suite très faible et il devient difficile d'empêcher les décharges dans l'enceinte.

La méthode d'excitation électronique, dans le cas des transitions dipolaires magnétiques, ne peut par suite s'appliquer qu'aux niveaux dont la durée de vie est supérieure à, approximativement,  $5 \cdot 10^{-8}$  seconde.

Dans l'atome de mercure, la plupart des niveaux ont une durée de vie très courte. Pour le niveau  $6^1P_1$ , on a  $\tau_e < 10^{-8}$  seconde, pour le niveau  $7^3S_1$ ,  $\tau_e \neq 10^{-8}$  seconde <sup>(16)</sup>, et il en est de même des niveaux D. Il est aisé de comprendre pourquoi peu de résonances ont été observées.

### 2) Création d'inégalité de population dans les états excités

Dans le premier chapitre, nous avons signalé qu'il était impossible de donner des règles générales permettant de prévoir, même de façon qualitative, les taux de polarisation. Il semble toutefois que, lorsqu'un choc électronique



...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

porte un atome de l'état fondamental, de multiplicité  $F$ , à un état excité, de multiplicité  $F'$  plus élevée ( $F' \gg F+2$ ), il y a création d'inégalité de population dans cet état excité, le choc électronique défavorisant une excitation se faisant avec  $\Delta m > 1$ .

Les niveaux que nous avons étudiés ( $^3F_4$ ,  $^3P_2$ ,  $^1D_2$  de l'atome de mercure, et  $D_{5/2}$  de l'atome de sodium) satisfont cette condition.

### III.- CONCLUSIONS

- D'un point de vue technique, nous avons mis au point l'appareillage nécessaire à l'étude des transitions magnétiques sur des niveaux excités par bombardement électronique. Nous avons éliminé différents phénomènes parasites et nous nous sommes assurés que les résonances n'étaient pas perturbées par quelque effet inattendu.

- Plusieurs niveaux du mercure ont été étudiés : mesure des durées de vie, mesure des facteurs de LANDÉ, étude du découplage PASCHEN-BACK hyperfin du niveau  $6^3F_4$  dans le cas des isotopes impairs. Nous devons cependant regretter de n'avoir pas pu faire l'étude de certaines transitions infra-rouge qui nous auraient fourni une vérification sûre de l'identification de certains niveaux; les cellules à sulfure de plomb et les photomultiplicateurs à cathode sensible à l'infra-rouge se sont révélés être d'une sensibilité insuffisante.

- Nous avons décelé sur le sodium plusieurs résonances de niveaux inaccessibles par d'autres méthodes.

Ce travail d'exploration a donc fourni des résultats positifs et il nous montre que la méthode d'excitation électronique complète, pour l'étude des niveaux élevés, la méthode d'excitation optique, de beaucoup préférable lorsqu'elle peut s'appliquer.

Nous pouvons envisager diverses extensions :

1/ Dans le cas d'un atome à spin nucléaire, il doit être possible de détecter les résonances  $\Delta F = 1$ . Nous avons réalisé un montage permettant d'étudier ces transitions pour le niveau  $6^3F_4$  de l'isotope 201 du mercure. Nous pourrions ainsi déterminer de façon précise les structures hyperfines dont nous avons

donné un ordre de grandeur (cf. Chap. IV, page 44). Les résultats de cette étude seront donnés ultérieurement.

Cependant de sérieuses difficultés peuvent provenir des fréquences élevées nécessaires pour effectuer ces transitions. Le champ magnétique oscillant doit être assez intense et il est/<sup>donc</sup> nécessaire d'opérer dans une cavité. Au-delà de 4000 Mc/s, les dimensions de la cavité sont petites et il devient difficile d'y loger la partie utile du tube électronique. Toutefois, si la durée de vie  $\tau_c$  est plus longue ( $\gg 10^{-6}$  seconde), un champ beaucoup moins intense est nécessaire et il sera possible d'opérer en ondes progressives, le tube électronique étant placé devant un cornet.

2/ Par une technique tout à fait analogue à celle décrite ci-dessus, nous pourrions étudier, en bombardant une vapeur, un certain nombre d'atomes : potassium, césium, rubidium. Le cas des gaz rares pourra être également envisagé. Le problème cependant sera plus complexe, les spectres comportant un très grand nombre de raies.

D'autres éléments plus difficilement volatils pourront être étudiés par une technique de jet atomique. Afin d'avoir un flux lumineux comparable à celui dont on disposait avec une vapeur, il sera nécessaire d'opérer sur des jets atomiques de grande densité. Il faudra mettre au point un montage à pompage continu en prenant des précautions particulières pour ne pas contaminer la cathode (\*).

3/ Les expériences que nous avons faites sur le sodium montrent que, pour cet élément, peu de raies émises par bombardement électronique sont polarisées. Si l'on crée une inégalité de population par pompage optique dans le niveau fondamental, nous pouvons penser qu'elle sera conservée lorsque les atomes seront portés dans un état excité par bombardement électronique. On peut espérer ainsi étudier de nombreux niveaux.

---

(\*)

Un tel montage a été utilisé par H. BRUCK (58). Notons toutefois que la cathode qu'il employait, était beaucoup moins fragile que les cathodes industrielles, au rendement beaucoup plus élevé, que nous utilisons.

4/ Par pompage optique, il est possible d'enrichir sélectivement les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental. Un effet analogue peut être obtenu par bombardement électronique. En effet, si nous réglons la tension d'accélération des électrons de façon à n'exciter dans des conditions de polarisation favorable que le premier niveau excité, il est vraisemblable que, lorsque les atomes excités retomberont à l'état fondamental, une inégalité de population sera créée dans cet état.

Le bombardement électronique peuple de façon systématique les niveaux  $-m$  et  $+m$ , aussi, contrairement à l'excitation optique en lumière polarisée circulaire qui crée une orientation, nous ne pourrons obtenir qu'un alignement pour les niveaux fondamentaux tel que  $F \gg 1$ .

Pour obtenir un alignement appréciable, il est nécessaire, d'une part, que les raies qui correspondent à une transition entre un niveau excité et le niveau fondamental soient polarisées -le sodium est donc exclu- et, d'autre part, que les collisions sur les parois et sur les électrodes ne détruisent pas l'alignement, l'excitation électronique ne permettant pas l'emploi d'un gaz tampon. Cette dernière condition n'est pas remplie pour les métaux alcalins; le cas de l'isotope 201 du mercure semble se présenter plus favorablement <sup>(5)</sup>, si les chocs sur les parois métalliques des électrodes ne détruisent pas l'alignement.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) H. KOPFERMANN, Adaptation anglaise de E.E. WEINER, "Nuclear Moment", Academic Press Inc. Publishers.
- (2) J. BROSEL, A. KASTLER, C.R. 229, 1213 (1949).
- (3) A. KASTLER, J. Phys. Radium 11, 255 (1950).
- (4) A. KASTLER, J. Opt. Soc. Amer. 47, 460 (1957).
- (5) B. CAGNAC, J. BROSEL et A. KASTLER, C.R. 246, 1827 (1958).
- (6) J. BROSEL, F. BITTER, Phys. Rev. 86, 311 (1952).
- (7) J. BROSEL, Thèse Paris 1952, Ann. de Physique 7, 622 (1952).
- (8) P.L. SAGALYN, A.C. MELISSINOS, F. BITTER, Phys. Rev. 109, 375 (1958).
- (9) K. BÖCKMANN, H. KRÜGER, E. RECKNAGEL, Ann. Phys. 20, 250 (1957).
- (10) P.L. SAGALYN, Phys. Rev. 94, 885 (1954).
- (11) K. ALTHOFF et H. KRÜGER, Naturw. 41, 368 (1954).
- (12) H. KRÜGER, U. MEYER-BERKHOUT, Naturw. 42, 94 (1955).
- (13) G.J. RITTER et G.W. SERIES, Proc. Roy. Soc. A238, 473 (1957).
- (14) J.P. BARRAT et J. BROSEL, C.R. 246, 2744 (1958).
- (15) R.H. KOHLER, Quartely Progress Report Research Laboratory of electronics, Massachussets Institute of Technology, 15 jan. 1958, p. 39.
- (16) J. BROSEL et Mlle C. JULIENNE, C.R. 242, 2127 (1956).
- (17) J. BLAMONT, Communication privée.
- (18) J.C. PÉBAY-PEYROULA, J. BROSEL, A. KASTLER, C.R. 244, 57 (1957).
- (19) J.C. PÉBAY-PEYROULA, J. BROSEL, A. KASTLER, C.R. 245, 840 (1957).
- (20) J.P. DESCOUBES, J.C. PÉBAY-PEYROULA, C.R. 247, 2330 (1958).
- (21) KOSSEL et GERTHSEN, ANN. der Phys. 77, 275 (1925).
- (22) ELLETT, FOOTE and MOHLER, Phys. Rev. 27, 31 (1926).
- (23) SKINNER, Proc. Roy. Soc. A112, 642 (1926).
- (24) ELDRIDGE and OLSON, Phys. Rev. 28, 1151 (1926).
- (25) QUARDER, Z. f. Physik 41, 674 (1927).
- (26) SKINNER and APPLEYARD, Proc. Roy. Soc. A117, 224 (1928).
- (27) STEINER, Z. f. Physik 52, 516 (1929).
- (28) BETHE, Handbuck der Physik, 2è Edition, Volume 24, p. 588-515.
- (29) J.R. OPPENHEIMER, Z. Phys. 43, 27 (1927).
- (30) J.R. OPPENHEIMER, Proc. Nat. Ac. Science 13, 800 (1927).
- (31) J.R. OPPENHEIMER, Phys. Rev. 32, 361 (1928).

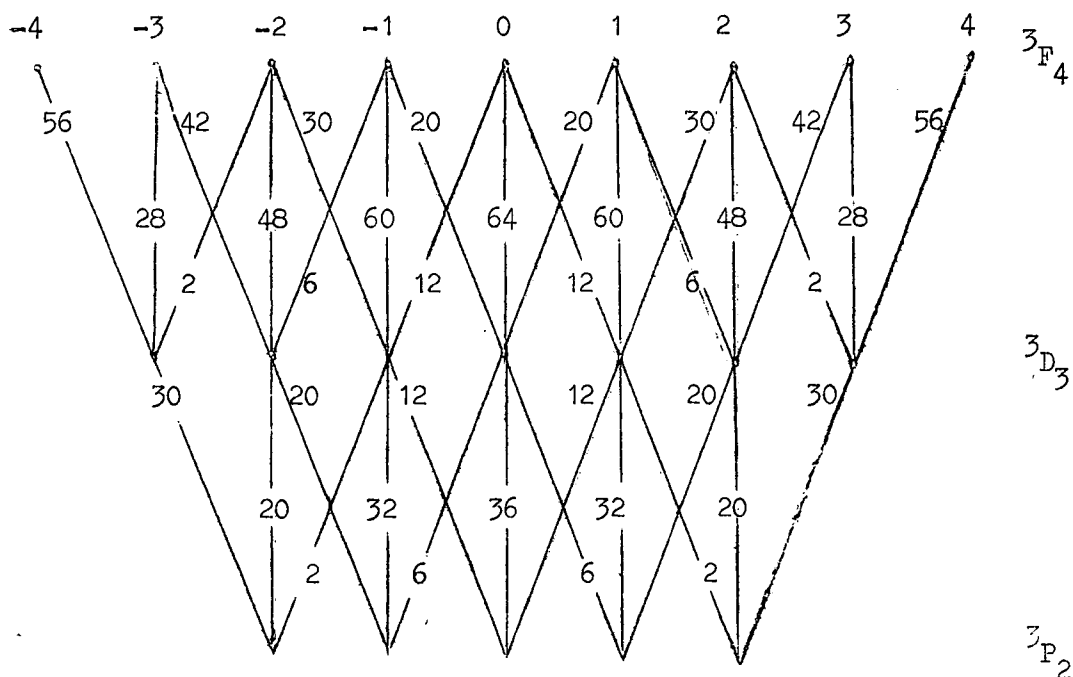
- (32) W.G. PENNEY, Proc. Nat. Ac. Science 18, 231 (1932).
- (33) W.G. PENNEY, Phys. Rev. 39, 467 (1932).
- (34) H.S.W. MASSEY and MOISEWITSCH, Proc. Roy. Soc. A205, 483 (1951).
- (35) B.L. MOISEWITSCH, Proc. Roy. Soc. A219, 102 (1953)
- (36) H.S.W. MASSEY and MOISEWITSCH, Proc. Roy. Soc. A227, 38 (1955)
- (37) W.F. MILLER et R.L. PLATZMAN, Proc. Phys. Soc. A70, 299 (1957).
- (38) M.J. SEATON, Communication privée.
- (39) I.C. PERCIVAL et M.J. SEATON, Philosophical Transactions of the Royal Society A251, 113 (1958).
- (40) H.G. DEHMELT, Phys. Rev. 103, 1125 (1956).
- (41) B.B. AUBREY et L.C. BRADLEY, Quartely Progress Report, Res. Lab. Elec. M.I.T.,  
15 Juillet 1957, p. 39; 15 Oct. 1957, p. 22; 15 Juillet 1958, p.30.
- (42) W.E. LAMB, Phys. Rev. 105, 559 (1957).
- (43) W.E. LAMB, T.H. MAIMAN, Phys. Rev. 105, 573 (1957).
- (44) N. ROLLET, Diplôme Etudes Supérieures, Paris 1955.
- (45) S.J. BUCHSBAUM, Quartely Progress Report, Res. Lab. Elec. M.I.T., 15 Janv.  
1958, p. 8. DRESSELHAUS,
- (46) Voir en particulier, /KIP et KITTEL, Phys. Rev. 98, 368 (1955).
- (47) I.A. AZBEL et E.A. KANER, Sov. Phys. JEPT 3, 772 (1956).
- (48) H. CHANTREL, Thèse Paris 1958.
- (49) SURUGUE : Techniques générales du Laboratoire Phys. I, p. 298-301.
- (50) JACQUINOT, Thèse PARIS 1937, Ann. de Phys. 9, 236 (1938).
- (51) A.G. SHENSTONE, Phys. Rev. 38, 873 (1931).
- (52) W. LICHTEN, Phys. Rev. 109, 1191 (1958).
- (53) M. RAMBOSSON, Diplôme Etudes Supérieures, Paris 1958.
- (54) Technical Report n° 176, Research Lab. of Electronics, M.I.T.
- (55) J.P. DESCOUBES, Diplôme Etudes Supérieures, Paris 1958.
- (56) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und funktionen.
- (57) C. BESSET, J. HOROWITZ, A. MESSIAH et J. WINTER, Journ. de Phys. 15, 251  
(1954).
- (58) H. BRUCK et MINKOWSKI, Z. f. Physik 95, 284 (1935).  
H. BRUCK, Thèse Paris 1942.

APPENDICE I

Polarisation des différentes transitions optiques de l'atome de mercure  
(d'après SKINNER et APPLEYARD)

Transition	$\lambda$	$V_{excitation}$	$V_m$	Degré de polarisation
$6^1P_1 - 6^1D_2$	5791	8,8	14	28
$6^1P_1 - 6^3D_2$	5770			
$6^1P_1 - 7^1D_2$	4347	9,5	15	35
$6^1P_1 - 8^1D_2$	3906	9,8	16	33
$6^1P_1 - 9^1D_2$	3704	10,0	16	31
$6^3P_2 - 6^1D_2$	3663	8,8	14	- 41
$6^3P_2 - 7^1D_2$	3027	9,5	16	- 33
$6^3P_1 - 6^1D_2$	3132	8,8	14	28
$6^3P_1 - 7^1D_2$	2655	9,5	15	27
$6^3P_1 - 7^1S_0$	4078	7,9		0
$6^3P_1 - 9^1S_0$	4108	9,5		0
$6^3P_2 - 6^3D_3$	3650	8,8	11	18
$6^3P_2 - 7^3D_3$	3021	9,5	12	20
$6^3P_2 - 8^3D_3$	2803	9,8	16	19
$6^3P_2 - 6^3D_3$	3655	8,8	14	- 35
$6^3P_2 - 7^3D_3$	3023	9,5	17	- 26
$6^3P_1 - 6^3D_2$	3126	8,8	14	+ 28
$6^3P_1 - 7^3D_2$	2652	9,5	16	+ 23
$6^3P_1 - 7^3D_1$	2654	9,5		- 17 (à 15 volts)
$6^3P_0 - 6^3D_1$	2967	8,8	14	25
$6^3P_0 - 7^3D_1$	2535	9,5	14	18
$6^3P_2 - 7^3S_1$	5461	7,7		0
$6^3P_2 - 8^3S_1$	3341	9,1		0
$6^3P_2 - 9^3S_1$	2925	9,6		0
$6^3P_1 - 7^3S_1$	4358	7,7	11	- 12
$6^3P_1 - 8^3S_1$	2894	9,1	12	- 6
$6^3P_0 - 7^3S_1$	4047	7,7	11	8
$6^1S_0 - 6^3P_1$	2537	4,9	6,7	- 30

APPENDICE II



Transitions  ${}^3F_4 - {}^3D_3$  et  ${}^3D_3 - {}^3P_2$

Intensité relative des transitions  $\pi$  et  $\sigma$  (observation perpendiculaire au champ magnétique)

-----

Coefficients  $C_p$  relatifs au niveau  $6{}^3F_4$  étudié en observant la radiation  $6{}^3D_3 - 6{}^3P_2$  (cf. page 30)

$$\begin{aligned}
 C_{-4} &= C_4 = -280 \\
 C_{-3} &= C_3 = -140 \\
 C_{-2} &= C_2 = 80 \\
 C_{-1} &= C_1 = 260 \\
 C_0 &= 328
 \end{aligned}$$