

THÈSE

présentée à la
Faculté des Sciences de l'Université de Paris
Centre d'Orsay

pour obtenir

Le Grade de Docteur 3^{ème} Cycle
Spectroscopie

par

Claire ARNOULT

Etude expérimentale et théorique des structures hyperfines
des niveaux fondamentaux du terbium.

Soutenu le 8 juin 1965 devant la Commission d'Examen

- M. P. JACQUINOT.....Président
 - MM. R. LENNUIER.....
 - S. GERSTENKORN.....
 - J. BLAISE.....Invité
- } Examineurs

PARIS 1965

ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE

DES STRUCTURES HYPERFINES DES NIVEAUX FONDAMENTAUX DU TERBIUM

I N T R O D U C T I O N

L'analyse du spectre d'arc de trois éléments de la série des Terres Rares - le Praséodyme, l'Holmium et le Terbium - n'a pu encore être effectuée jusqu'ici. Cependant, grâce aux méthodes de résonance magnétique, il a été possible de déterminer la configuration fondamentale et les structures hyperfines de deux d'entre eux : le Praséodyme et l'Holmium. Quant au Terbium, la méthode de résonance magnétique a permis de montrer que les deux configurations $4f^8 5d 6s^2$ et $4f^9 6s^2$ sont toutes deux profondes, sans que l'on puisse préciser laquelle est la plus basse. Pour la structure hyperfine des niveaux profonds, aucune donnée n'a été obtenue jusqu'à présent.

Par la méthode optique, une centaine de raies observées par Mademoiselle AMEEDÉ - MANNHEIM n'avaient pu être expliquées. La couche des électrons étant complète pour les deux configurations, les niveaux étaient supposés avoir une structure pratiquement nulle. Cependant, plus tard, l'examen de raies en apparence simples a permis de mettre en évidence l'existence de faibles satellites. Ceci montre que les niveaux considérés, au lieu d'être simples, ont des structures équivalentes qui peuvent être très importantes. Le but de notre travail a donc été de déterminer optiquement les structures hyperfines des niveaux fondamentaux des configurations $4f^8 5d 6s^2$ et $4f^9 6s^2$ à l'aide d'un spectromètre Fabry-Perot photoélectrique.

Le spectre d'arc du Terbium est donc construit à partir de deux configurations de parité différente : $4f^9 6s^2$ (système A) et $4f^8 5d 6s^2$ (système B) (Fig.1). En ce qui concerne les raies appartenant

au système A, un seul niveau de $4f^9 6s^2$ étant connu (BENDER et al., 1964), notre étude a été limitée à quelques raies. Par contre, pour le système B, grâce aux travaux de DAVIS (1960) sur l'effet Zeeman et à ceux de P.F.A. KLINKENBERG concernant la classification (travaux non encore publiés, mais que cet auteur a eu l'amabilité de nous communiquer), il nous a été possible d'étudier un certain nombre de raies aboutissant aux niveaux les plus profonds de $4f^8 5d 6s^2$. Parmi les nombreuses raies sélectionnées et enregistrées, quelques-unes se prêtaient à une étude approfondie, en particulier de la position des satellites, ce qui nous a permis de déterminer la décomposition hyperfine des niveaux ${}^8G_{13/2}$, ${}^8G_{15/2}$; ${}^8G_{11/2}$.

Un autre but de notre étude était l'interprétation théorique de ces résultats de façon à déterminer (à partir des valeurs des écarts hyperfins trouvés expérimentalement et de la valeur déjà connue du moment magnétique μ du noyau) le signe et la valeur du moment quadripolaire Q, ainsi que celle de certains paramètres tels que $\langle \frac{a_0^3}{r^3} \rangle_f$ et $\langle \frac{a_0^3}{r^3} \rangle_d$.

Pour cela il est nécessaire de connaître les fonctions d'onde correspondant aux états; c'est pourquoi nous avons fait, au préalable, l'étude théorique de la structure fine, à partir des données fournies par P.F.A. KLINKENBERG. Les résultats obtenus ont alors permis de prévoir la position d'autres niveaux.

P R E M I E R E P A R T I E

ETUDE EXPERIMENTALEI. ETAT DES CONNAISSANCES SUR LE SPECTRE D'ARC DU TERBIUM

Le Terbium, de numéro atomique 65, est le neuvième élément de la série des Terres Rares; il est situé entre le Gadolinium et le Dysprosium.

Il n'existe qu'un seul isotope stable, de nombre de masse 159; on observe donc seulement la structure hyperfine magnétique et quadrupolaire.

1) Configurations et termes fondamentaux

L'atome a onze électrons optiques et les deux configurations les plus basses sont $4f^9 6s^2$ et $4f^8 5d 6s^2$.

Les termes les plus bas de ces configurations peuvent être calculés à partir des termes fondamentaux des groupements d'électrons équivalents f^9 et f^8 . CONDON et SHORTLEY (1935) indiquent 6H pour f^9 et 7F pour f^8 . Nous y ajoutons respectivement deux électrons s , deux électrons s et un électron d . En supposant que le couplage Russell - Saunders est réalisé avec une bonne approximation (hypothèse généralement admise pour les termes fondamentaux des Terres Rares) et en appliquant la règle de Hund (suivant laquelle le terme le plus bas d'une configuration est celui qui possède les nombres quantiques S puis L les plus élevés), sachant de plus que le nombre des électrons f est supérieur à

celui de la demi-couche, donc que le multiplet est inversé et que c'est le terme ayant le plus grand J qui est le plus bas, on trouve pour les multiplets les plus profonds :

Configuration $4f^8 5d 6s^2$:

$${}^8\text{H}_{17/2} \rightarrow 3/2 \quad {}^8\text{G}_{15/2} \rightarrow 1/2 \quad {}^8\text{F} \text{ etc...}$$

Configuration $4f^9 6s^2$:

$${}^6\text{H}_{15/2} \rightarrow 5/2 \quad {}^6\text{F} \text{ etc...}$$

En fait, la règle de Hund se trouve être en défaut pour la configuration $f^8 ds^2$ comme l'a montré, pour la première fois, RACAH (voir BENDER et al. 1964). Pour la configuration $f^9 s^2$, elle semble être respectée.

2) Les différents travaux sur le Terbium

- Mesure des longueurs d'onde : il existe plusieurs tables dues à des auteurs différents. Ces tables ne sont que partielles et les valeurs qu'elles donnent ne concordent pas toujours. Nous avons utilisé celles de KING (1930), DAVIS (1960), NORRIS (Wavelength Table of Rare Earth Elements and Associated Elements, Oak Ridge National Laboratory), M.I.T. (Wavelength Table, de Harrison). Malheureusement, pour la longueur d'onde d'une même raie, on peut trouver des différences allant jusqu'à 0,1 Å suivant les auteurs.

- Une étude de l'effet Zeeman a été effectuée par DAVIS (1960); cet auteur donne les valeurs de J et du facteur de Landé g des niveaux

supérieurs et inférieurs pour une cinquantaine de raies.

- SUGAR (1962) signale que les raies $4\ 318\ \text{\AA}$, $4\ 326\ \text{\AA}$ et $4\ 338\ \text{\AA}$, très intenses et autoabsorbées d'après KING (1930), apparaissent simples. Comme d'après DAVIS la raie $4\ 338\ \text{\AA}$ arrive sur un niveau dont le facteur de Landé est proche de celui du niveau ${}^6\text{H}_{15/2}$ en couplage LS, SUGAR conclut que le niveau fondamental est probablement ${}^6\text{H}_{15/2}$, de la configuration $4f^9 6s^2$.

- L'étude du Terbium par résonance magnétique est due à BENDER, PENSELIN et SCHLÜPMANN (1964). Ces auteurs donnent les valeurs de J et de g pour les cinq niveaux les plus profonds :

TERME	g_J
15/2 I	1,322 (2)
15/2 II	1,455 (2)
13/2	1,464 (2)
11/2	1,517 (4)
9/2	1,537 (8)

En outre, ces auteurs indiquent que $(15/2\ \text{I} - 15/2\ \text{II}) = 440\text{cm}^{-1} \pm 110\text{cm}^{-1}$ et ils concluent que le niveau fondamental est ${}^8\text{G}_{15/2}$, de la configuration $4f^8 5d\ 6s^2$.

Ces conclusions furent réfutées partiellement par P.F.A. KLIN-KENBERG dans un article paru quelques temps plus tard (1964), où il donne comme niveau fondamental le ${}^8\text{G}_{13/2}$.

- Enfin, au moment où notre étude fut commencée, d'importants travaux étaient en cours au "Zeeman Laboratorium" à Amsterdam où P.F.A. KLINKENBERG travaille à la classification des spectres I et II du Terbium. Certains résultats ont déjà été publiés (1964), notamment la distance séparant les quatre niveaux les plus profonds de la configuration $4f^8 5d 6s^2$; d'autres nous ont été communiqués personnellement.

Les positions des dix-neuf niveaux actuellement trouvés par P.F.A. KLINKENBERG sont indiquées dans le tableau I, ainsi que les valeurs de g.

3) Le spectre hyperfin

Dès 1934, SCHULER a trouvé que le spin nucléaire du Terbium est égal à $3/2$. Lorsque $J \geq I$ (ce qui est toujours le cas ici, sauf pour $J = 1/2$), les niveaux fins se décomposent en $2I + 1 = 4$ sous-niveaux. Compte-tenu des règles de sélection : $\Delta F = \pm 1$ ou 0 , avec $F = 0 \rightarrow F = 0$ interdite, il y a neuf ou dix transitions possibles entre deux niveaux fins, suivant que $\Delta J = \pm 1$ ou 0 . Les intensités relatives de ces différentes composantes sont données dans les tables (voir tableau II).

On remarque que seules quatre de ces composantes ont une intensité importante, les autres étant beaucoup plus faibles. Le plus intense des satellites passe de 9,3 % de la plus grande composante, pour $J = 7/2$, à 2,3 % pour $J = 17/2$. SCHULER a donc pu, sans connaître les valeurs de J, déduire que $I = 3/2$.

Comme nous le verrons plus loin (§ III,2), c'est grâce aux satellites que nous pouvons déduire, à partir de la structure hyperfine d'une raie, les écarts hyperfins des sous-niveaux. Malheureusement, à cause de leur faible intensité, des mesures précises sont souvent difficiles à réaliser. En outre, dans certains cas, ceci ne suffit pas pour lever toute ambiguïté sur les positions relatives des sous-niveaux hyperfins et il faut alors comparer plusieurs raies ayant un niveau commun.

L'énergie d'un sous-niveau hyperfin est donnée par la formule de Casimir :

$$W_F = W_J + \frac{AC}{2} + B \frac{\frac{3}{4} C (C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}$$

avec $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

Dans la décomposition hyperfine F varie de $|J - I|$ à $J + I$

- . Le premier terme représente l'énergie du niveau de structure fine, défini par J .
- . Le deuxième terme est l'énergie d'interaction dipolaire magnétique (A est le facteur d'intervalle et ne dépend que du niveau fin considéré).
- . Le dernier terme est l'énergie d'interaction quadrupolaire électrostatique (B , constante de couplage quadrupolaire, ne dépend également que du niveau fin).

Puisque $I = 3/2$, W_F peut prendre quatre valeurs pour J donné et si l'on identifie les trois valeurs de $\Delta W = W_F - W_{F-1}$ avec les écarts des sous-niveaux hyperfins mesurés, on obtient un système de trois équations à deux inconnues, A et B .

Ces facteurs étant proportionnels respectivement à μ , moment magnétique, et à Q , moment quadrupolaire du noyau, nous pourrons en déduire

soit les valeurs de ces constantes, soit celles d'autres paramètres intervenant dans les formules, comme nous le verrons dans la deuxième partie.

4) Difficultés présentées par l'étude du spectre fin et hyperfin du Terbium.

La complexité du spectre (il y a plus de 30 000 raies repérables dans le visible et les décompositions Zeeman sont parfois difficiles à observer à cause des structures hyperfines) a fait que jusqu'à ces dernières années toutes les tentatives de classification ont échoué.

Or il est nécessaire, pour pouvoir faire l'analyse des structures hyperfines, de connaître les valeurs de J des niveaux de façon à établir, sans ambiguïté, le schéma des transitions.

Ainsi, en 1961, une première étude des structures hyperfines a-t-elle été réalisée par Mademoiselle AMELEE-MANNHEIM, au Laboratoire Aimé Cotton. Cent trente raies ont été étudiées, dont quatre vingt dix présentent un "flag-pattern". Malheureusement, il ne fut pas possible d'exploiter largement ces résultats, les hypothèses avancées au départ (SUGAR, 1962) ne permettant pas d'aboutir à des interprétations valables des structures hyperfines étudiées.

Sachant maintenant que les niveaux fondamentaux possèdent une structure hyperfine et connaissant, grâce à P.F.A. KLINKENBERG (1964), les distances qui séparent certains niveaux, il devient possible de chercher des couples de raies ayant même niveau de départ et arrivant sur deux de ces niveaux, puis d'étudier expérimentalement leur structure hyperfine à l'aide du dispositif décrit ci-dessous.

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif utilisé est un spectromètre photoélectrique Fabry-Perot du type HYPEAC.

Cet appareil fut conçu au Laboratoire Aimé Cotton et étudié particulièrement par P. JACQUINOT et C. DUFOUR (1948), R. CHABBAL (1957), R. CHABBAL et P. JACQUINOT (1961).

Il est constitué principalement (voir figure 2) d'une source à cathode creuse, d'un prémonochromateur à réseau (montage Ebert-Fastie), d'un étalon interférentiel Fabry-Perot et d'un récepteur photoélectrique relié à un potentiomètre enregistreur par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance.

1) La source (voir figure 3)

Au début de cette étude, la source employée était de l'oxyde de Terbium (pur à 99,9%) déposé sous forme de poudre sur les parois et le fond du pot de cathode, lui-même en Aluminium. Une quantité de 20 mg environ permettait un fonctionnement satisfaisant pendant une trentaine d'heures.

Par la suite, grâce à l'obligeance de Monsieur LAURIER, le Laboratoire des Terres Rares (C.N.R.S.) nous a fourni du Terbium sous forme métallique. Celui-ci, difficile à travailler, a été disposé, sous forme de lamelles rectangulaires d'environ 1 mm d'épaisseur et 2 mm de largeur, sur le fond et le long de la paroi verticale du pot de cathode. Ce travail délicat a été effectué par Monsieur BARONNET auquel j'adresse mes vifs remerciements.

L'emploi de cette nouvelle source, beaucoup plus lumineuse, a apporté une amélioration très sensible aux enregistrements : l'intensité des raies émises étant environ dix fois plus grande que dans le cas de la cathode garnie d'oxyde, nous avons pu obtenir un rapport signal/bruit de l'ordre de 500 dans les meilleures expériences.

L'intensité du courant dans la cathode varie, suivant les cas, de 3 mA à 60 mA. La cathode est refroidie par de l'Azote liquide; le gaz porteur est du Néon (ou, exceptionnellement, de l'Argon), à une pression variant avec le courant utilisé de façon à ce que l'intensité du spectre d'arc soit maximale. Les raies du Néon qui apparaissent sur l'enregistrement sont facilement identifiables à cause de leur largeur. On remarque, d'ailleurs, que lorsque la cathode fonctionne très bien, ces raies se trouvent très affaiblies par rapport à celles du Terbium.

2) Le réseau

C'est un réseau à 1 200 traits par mm, 36° d'angle de blaze et qui est utilisé dans le deuxième ordre.

3) L'interféromètre Fabry-Perot

Les lames sont recouvertes d'un revêtement diélectrique à sept couches qui a été réalisé au Laboratoire Aimé Cotton par Monsieur GOLMAN.

4) Le récepteur photoélectrique

C'est une cellule R C A, type 1 P 21, refroidie par de

l'Azote liquide, sous atmosphère d'hydrogène. La tension utilisée est d'environ 70 volts par étage.

Le potentiomètre enregistreur est du type "Speedomax".

Difficultés rencontrées au cours des enregistrements

A part quelques raies intenses, parmi lesquelles se trouvent celles étudiées par SUGAR, toutes les raies du Terbium ont à peu près la même intensité et cette intensité est relativement faible. Ceci rend les conditions de travail difficiles, d'une part pour l'identification des raies, d'autre part pour la réalisation de mesures précises en ce qui concerne la position et l'intensité des composantes hyperfines.

- Distance des axes des grandes composantes

Dans le cas des structures faibles, il est difficile de déterminer avec précision la position des axes lorsque les composantes ne sont pas bien résolues. Il faut alors travailler avec des intensités de courant dans la cathode les plus faibles possibles de manière à diminuer la largeur des raies. La densité du spectre oblige à garder des fentes fines pour éviter que d'autres raies ne viennent se placer dans la structure : on a donc finalement un rapport signal / bruit peu élevé.

Une autre cause d'erreur sur la position des axes provient de la forme de la bande passante du monochromateur. Afin de rester dans les conditions permettant d'obtenir la plus grande luminosité, les deux fentes du monochromateur ont la même largeur et la bande passante a une forme triangulaire. Lorsque les fentes sont fines et que la largeur à mi-hauteur du triangle est de l'ordre de la structure, la position de

cette bande par rapport aux différentes composantes est très importante car leurs intensités relatives se trouvent fortement altérées, ce qui entraîne un léger déplacement des axes (CHABBAL; 1957 p.88). Dans notre cas, ces déplacements peuvent atteindre $1/2$ mK; on tient compte de cette erreur en réalisant plusieurs enregistrements pour des positions légèrement différentes du réseau.

- Distance des satellites

Les difficultés proviennent de leur faible intensité (3 ou 4 % au plus des grandes composantes).

- Linéarité des enregistrements

Le balayage du Fabry-Perot est obtenu en faisant varier la pression d'air dans l'enceinte. On fait le vide dans la cloche, puis on laisse entrer l'air lentement : la variation de pression entraîne une variation d'indice, donc de différence de marche. Malheureusement, avec la fuite employée, cette variation de pression n'est linéaire que dans un petit domaine, lorsque la pression est faible.

Ceci se traduit par le fait que l'entre-ordre varie d'un ordre à l'autre sur l'enregistrement. Pour remédier à cela, il faut utiliser non de l'air, mais du gaz carbonique ou du fréon. Ce dernier ayant un indice quatre fois plus grand que celui de l'air, la zone dans laquelle la fuite est linéaire permet un balayage suffisant. La reproductibilité des entre-ordres est alors excellente : mieux que 0,3 %.

Ainsi l'étude approfondie d'une seule raie exige-t-elle toute une série d'enregistrements qui s'obtiennent en faisant varier différents paramètres : intervalle spectral, courant de cathode, amplifications différentes sur les satellites, position du réseau par rapport à la structure, ceci pour éviter les erreurs systématiques (raies étrangères à la structure, superposition d'ordres, fluctuations de la source...)

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Raies provenant de transitions entre des niveaux appartenant au système A.

Les raies étudiées sont celles signalées par KING (1930) et SUGAR (1962) : $4\ 318,84\ \text{\AA}$, $4\ 326,48\ \text{\AA}$ et $4\ 338,47\ \text{\AA}$. Elles ont toutes trois un profil semblable. Nous avons étudié la raie $4\ 338,47\ \text{\AA}$ plus en détail car c'est la plus intense et la seule dont nous connaissons le niveau d'arrivée.

Cette raie provient d'une transition entre un niveau $J = 13/2$ (appartenant très probablement à la configuration $4f^9 6s\ 6p$) et le niveau ${}^6\text{H}_{15/2}$ de la configuration $4f^9 6s^2$. (DAVIS indique pour la valeur du facteur de Landé de ce niveau $g = 1,331$ alors que la valeur théorique donnée par JUDD et LINDGREN (1961) est $g = 1,3231$.)

La figure 4 montre les dix transitions possibles ainsi que leurs intensités relatives.

La structure hyperfine, à l'enregistrement, apparaît comme étant très faible : avec un intervalle spectral $\Delta\sigma = 420\ \text{mK}$ (enregistrement n°1) le profil paraît simplement dissymétrique. En prenant $\Delta\sigma = 200\ \text{mK}$ et un courant minimal ($i = 3\ \text{mA}$), on peut séparer les quatre grandes composantes (enregistrement n° 2). Elles sont distantes d'environ $24\ \text{mK}$.

Les trois satellites observés sont également proches les uns des autres et leur centre de gravité se trouve à environ $140\ \text{mK}$ de celui des grandes composantes.

Les autres satellites ne sont évidemment pas visibles.

Le rapport des surfaces (mesurées au planimètre) est $\frac{S_A}{S_B} = 43,9 \pm 0,5$. Cette valeur est proche de celle obtenue en faisant

le rapport des intensités :

$$\frac{100 + 87 + 76 + 66}{2,2 + 3 + 2,2} = \frac{329}{7,4} = 44,4$$

Comme il n'est pas possible de mesurer la distance de chacun des trois satellites, nous ne pouvons obtenir la structure exacte des niveaux, mais seulement un ordre de grandeur. La distance 140 mK est sensiblement égale à la différence entre les transitions $7 \rightarrow 8$ et $7 \rightarrow 7$, ou entre les transitions $6 \rightarrow 7$ et $7 \rightarrow 7$ (voir figure 4); cela donne pour les deux structures un intervalle du milieu de l'ordre de 140 mK.

Remarquons que le niveau supérieur appartient à une configuration ayant un électron s seul, tandis que le niveau inférieur appartient à une configuration dans laquelle la couche des électrons s est pleine. On aurait donc pu s'attendre à une importante structure hyperfine de la raie, due à la décomposition du niveau supérieur, celle du niveau inférieur devant être beaucoup plus faible. Mais ce n'est nullement le cas (voir la deuxième partie).

2) Raies provenant de transitions entre la configuration $f^8 ds^2$ et les autres configurations appartenant au système B.

Une vingtaine de raies ont été étudiées, en détail, en particulier celles indiquées dans le tableau suivant :

Niveaux supérieurs		$^8G_{13/2}$	$^8G_{15/2}$	$^8G_{11/2}$	
18 321	$13/2$	5456,483	5509,584	5524,105	fig. 5
18 794	$15/2$	5319,199	5369,647		fig. 6
19 046	$11/2$	5248,702			fig. 8
19 405	$9/2$			5211,952	fig. 9
X	$13/2$		5221,99	5235,11	fig. 7

Pour obtenir la structure hyperfine des niveaux, il est en général nécessaire de connaître en détail, non seulement la structure d'une raie, mais de deux et même parfois de trois raies ayant un niveau commun, ceci dans le cas le plus fréquent où tous les satellites ne sont pas visibles.

a) Structure du niveau $^8G_{11/2}$:

. La raie $5\ 235,11 \text{ \AA}$ donne l'écart hyperfin $\Delta W_4^5 = 73,7 \text{ mK}$ par la mesure de la distance séparant le satellite a et la composante D. Par différence avec la composante C on peut obtenir l'intervalle ΔW_5^6 du niveau supérieur, mais faute d'autres renseignements sur ce niveau, la mesure de la distance des autres composantes de la raie ne nous donnera aucun autre intervalle.

. De même, la raie $5\ 524,105 \text{ \AA}$ donne seulement $\Delta W_4^5 = D a = 73,7 \text{ mK}$.

. La raie $5\ 211,95 \text{ \AA}$, par contre, a deux satellites séparés. La distance A b donne l'écart $\Delta W_6^7 = 156,8 \text{ mK}$ et la distance B a l'écart

$\Delta W_5^6 = 109,5$ mK. Ceci est un cas particulièrement favorable puisqu'on obtient directement l'intervalle du milieu. Dans d'autres cas, il faut connaître entièrement le niveau supérieur pour arriver à déterminer la valeur de cet intervalle du milieu. Pour les niveaux ${}^8G_{13/2}$ et ${}^8G_{15/2}$ c'est ainsi que nous avons procédé. Connaissant la valeur des écarts des trois sous-niveaux hyperfins de ${}^8G_{11/2}$, les distances séparant les grandes composantes de la raie 5 5524,105 Å permettent de déduire, en faisant les différences, la structure du niveau $18\ 321_{13/2}$.

b) Structure du niveau ${}^8G_{13/2}$:

. La raie 5 248,702 Å donne seulement $\Delta W_7^8 = A a = 161,5$ mK (le deuxième satellite n'est pas séparé de la composante A).

. La raie 5 319,199 Å donne $\Delta W_5^6 = D a = 86$ mK.

. De même, la raie 5 456,483 Å. Cependant, la structure du niveau supérieur $18\ 321_{13/2}$ de cette transition étant connue, les distances séparant les quatre grandes composantes de la raie 5 456,483 Å, permettent de déduire entièrement la structure du niveau ${}^8G_{13/2}$.

c) Structure du niveau ${}^8G_{15/2}$:

Pour ce niveau, nous avons procédé de façon tout à fait analogue : la raie 5 221,99 Å donne $\Delta W_8^9 = A a = 164,8$ mK, la raie 5 369,647 Å donne $\Delta W_8^9 = A a = 164,8$ mK et $\Delta W_6^7 = D b = 86$ mK. Enfin, la raie 5 509,584 Å permet d'avoir l'intervalle $\Delta W_7^8 = 121,3$ mK grâce au niveau du haut $18\ 321_{13/2}$.

On voit ainsi que pour déterminer la structure d'un niveau, il faut avoir un groupe de raies dont on puisse mesurer avec précision non seulement la position des grandes composantes, mais aussi celle du

ou des satellites. C'est pourquoi, parmi les raies classées aboutissant sur les niveaux les plus profonds, nous nous sommes intéressés surtout aux quelques raies décrites ci-dessus : car ce sont celles qui permettent d'obtenir la meilleure précision dans les mesures. (Le fait qu'il y ait des niveaux supérieurs communs permet, en outre, un grand nombre de vérifications).

Nous avons ainsi obtenu la décomposition hyperfine des trois niveaux :

${}^8G_{13/2}$	${}^8G_{15/2}$	${}^8G_{11/2}$
$\Delta W_7^8 = 161,5 \text{ mK}$	$\Delta W_8^9 = 164,8 \text{ mK}$	$\Delta W_6^7 = 156,8 \text{ mK}$
$\Delta W_6^7 = 119,2 \text{ mK}$	$\Delta W_7^8 = 121,3 \text{ mK}$	$\Delta W_5^6 = 109,5 \text{ mK}$
$\Delta W_5^6 = 86,0 \text{ mK}$	$\Delta W_6^7 = 86,0 \text{ mK}$	$\Delta W_4^5 = 73,7 \text{ mK}$

Si nous appliquons la formule de Casimir pour chaque sous-niveau, nous obtenons les ΔW en fonction de A et B. Et pour chaque niveau nous avons un système de trois équation à deux inconnues, ce qui nous permet de déterminer A et B.

${}^8G_{13/2}$	${}^8G_{15/2}$	${}^8G_{11/2}$
A = 17,67 mK	A = 15,69 mK	A = 19,12 mK
B = 32,65 mK	B = 39,47 mK	B = 35,40 mK

Précision :

Prenons, par exemple, le niveau ${}^8G_{15/2}$. Le système à résoudre est :

$$9 A + 0,6 B = 164,8 = \Delta W_8^9$$

$$8 A - 0,11 B = 121,3 = \Delta W_7^8$$

$$7 A - 0,6 B = 85,5 = \Delta W_6^7$$

Il vient :

$$A = 0,06 (\Delta W_8^9 + \Delta W_6^7)$$

$$B = 0,7 \Delta W_8^9 - \Delta W_6^7$$

Si les distances qui séparent les composantes hyperfines de la raie sont mesurées à $\pm 0,5$ mK, les ΔW seront connus avec la même précision.

D'où :

$$\Delta A = 0,06 \cdot 1 = 0,06 \text{ mK}$$

$$\Delta B = 0,7 \cdot 0,5 + 0,5 \simeq 0,8 \text{ mK}$$

Connaissant ainsi des valeurs numériques pour A et B, il est intéressant d'explicitier théoriquement ces deux coefficients afin de calculer la valeur numérique des paramètres intervenant dans leurs expressions.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE THEORIQUEA. CONFIGURATIONS APPARTENANT AU SYSTEME A

L'étude théorique de la configuration $4f^9 6s^2$ appartenant au système A ne peut malheureusement être effectuée complètement puisqu'aucun niveau de cette configuration n'est actuellement connu. Les fonctions d'onde en couplage intermédiaire n'étant pas déterminées, le calcul des paramètres de structure hyperfine serait très approximatif.

B.R. JUDD (1964) a cependant montré que les raies provenant de transitions du type $f^9 s^2 \rightarrow f^9 sp$ peuvent avoir une structure très faible, les niveaux ayant alors des structures équivalentes, (ceci en couplage LS). C'est le cas de la raie $4\ 338\ \text{Å}$ ($4f^9 6s^2\ ^6H_{15/2} \rightarrow 4f^9 6s 6p\ X_{13/2}$) étudiée précédemment. Le niveau $^6H_{15/2}$ aurait une structure d'environ 500 mK.

Ainsi la présence d'un électron s célibataire dans la configuration $f^9 sp$ n'entraîne-t-elle pas, pour certains niveaux, des structures plus grandes que dans les autres configurations.

B. CONFIGURATION $f^8 ds^2$ APPARTENANT AU SYSTEME B

Au moment où nous avons commencé ce travail, P.F.A. KLINKENBERG avait déterminé la position de treize niveaux appartenant à la configura-

tion $f^8 ds^2$. Il était donc possible de faire l'étude théorique de cette configuration.

I. METHODE

Les travaux de RACAH (1942; 1943; 1949) sur les opérateurs tensoriels ont permis le développement d'une très puissante méthode d'étude des spectres complexes.

Un exposé détaillé en a été publié dans le livre de B.R. JUDD (1963). Nous en rappelons simplement les grandes lignes.

Les différentes valeurs de l'énergie d'un atome sont les valeurs propres d'un hamiltonien que l'on peut séparer en deux parties :

$$H = H' + H''$$

$$\text{où } H' = \sum_{i=1}^N \left[\frac{P_i^2}{2m} - \frac{Z e^2}{r_i} + U_{(r_i)} \right]$$

est l'hamiltonien principal

$$\text{et } H'' = \sum_{i>j}^N \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^N \left[\sum_{(r_i)} \vec{\ell}_i \cdot \vec{s}_i - U_{(r_i)} \right]$$

est un hamiltonien que l'on traite par la méthode des perturbations.

Dans ces expressions :

N représente le nombre total d'électrons,

i le numéro d'un électron,

\vec{P}_i la quantité de mouvement d'un électron,

r_i la distance d'un électron au noyau,

r_{ij} la distance mutuelle de deux électrons.

Les valeurs propres de l'hamiltonien H' représentent les énergies des différentes configurations (caractérisées par les nombres quantiques n et l de chacun des électrons optiques). Ainsi, lorsque l'on considère une configuration déterminée, et si l'on néglige les interactions entre configurations, il faut écrire la matrice de l'opérateur H'' sur les états de cette configuration.

L'opérateur H'' représente :

- l'interaction électrostatique que nous noterons Q ,
- l'interaction de spin-orbite que nous noterons Λ .

Les éléments de matrice de cet opérateur sont nuls entre des états définis par des nombres quantiques J et J' différents. Nous avons donc à considérer un certain nombre de matrices pour des valeurs de J déterminées.

Pour obtenir les énergies de structure fine et les fonctions d'onde réelles, il faut :

- 1) Faire le choix d'un couplage ($L S, J-j, \dots$) pour définir les états de la configuration.
- 2) Ecrire ces états pour les différentes valeurs de J .
- 3) Ecrire les éléments de matrice de Q sur cette base.
- 4) Ecrire les éléments de matrice de Λ sur cette base.
- 5) Diagonaliser les matrices et ajuster les paramètres de façon à faire coïncider au mieux les valeurs de l'énergie, c'est-à-dire les valeurs propres, avec les résultats expérimentaux.

Après cet ajustage, les vecteurs propres représentent les fonctions d'onde de la configuration, définies ainsi en "couplage intermédiaire".

Pour calculer les sous-niveaux d'énergie de structure hyperfine, il faut alors écrire les éléments de matrice de l'opérateur correspondant sur les états de la configuration définis dans le couplage de départ, puis multiplier ces matrices par les matrices de passage permettant d'effectuer le changement de base que constitue le passage du couplage limite de départ au couplage intermédiaire.

Il en est de même pour le calcul du facteur de Landé g de chacun des niveaux.

Toutefois, avec le programme employé, ces calculs peuvent être effectués en une seule étape au moment de la diagonalisation.

La calculatrice utilisée pour l'étude du Terbium est une C A B 500 appartenant aux Laboratoires du C.N.R.S. de Bellevue. Les programmes ont été mis au point par Y. BORDARIER (1964);

- le programme A, pour le calcul numérique des coefficients des paramètres intervenant dans les éléments de matrice des différents opérateurs;
- le programme 39bis, pour les diagonalisations et ajustages des paramètres (ainsi que, avec introduction de paramètres fictifs, le calcul de g et des coefficients des paramètres de structure hyperfine).

II. ETUDE DE LA STRUCTURE FINE

G.S. OFELT (1963) a étudié la configuration $4f^8$ de Tb^{3+} et a donné les énergies et les fonctions d'onde des multiplets de cette configuration. Ce sont les multiplets :

$${}^7F \quad {}^5D \quad {}^5G \quad {}^5L \quad {}^5H \quad {}^5I \quad {}^5F \dots$$

Mais les sept niveaux de 7F s'étagent de 0 à $5\,632\text{ cm}^{-1}$ tandis que le premier niveau 5D se trouve à $20\,455\text{ cm}^{-1}$. Or, les dix-neuf niveaux connus de la configuration $4f^8 5d 6s^2$ de Tb I sont situés de 0 à $7\,900\text{ cm}^{-1}$ (voir Tableau I~~II~~). Ils doivent donc tous provenir du terme parent 7F . C'est pourquoi nous n'avons étudié que les termes de la forme $|{}^7F, d\rangle$, comprenant au total 57 niveaux.

J	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2
nombre de niveaux	4	8	10	10	9	7	5	3	1

Il faut calculer les éléments de matrice de la forme :

$$\langle ({}^7F_{J_1}, d_j) J | H | ({}^7F_{J_2}, d_j) J \rangle$$

où $H = Q_{(f^8)} + \Lambda_{(f^8)} + Q_{(f^8 d)} + \Lambda_{(d)}$, en notation symbolique.

Les calculs sont effectués dans le couplage J-j car trois de ces hamiltoniens ont des matrices diagonales sur cette base.

$$1) \quad \underline{H_1 = Q_{(f^8)} + \Lambda_{(f^8)}}$$

Les électrons d et s^2 sont très extérieurs par rapport aux électrons f, ce qui entraîne des énergies et des fonctions d'onde du coeur très peu différentes de celles données par OFELT. Nous aurons donc des fonctions propres du type $|f^8 SLJ\rangle$ et les éléments des matrices diagonales

de H_1 auront pour valeurs numériques celles des énergies calculées par OFELT.

$$2) \underline{H_2 = -\zeta(d)}$$

Cet opérateur n'agit que sur des variables se rapportant à l'électron d . L'énergie de couplage spin-orbite, dans le cas d'un seul électron d , peut prendre deux valeurs qui dépendent de celles de j :

$$\text{pour le niveau } {}^2D_{5/2} \quad \Delta W = \zeta d$$

$$\text{et pour le niveau } {}^2D_{3/2} \quad \Delta W = -\frac{3}{2} \zeta d$$

en appelant ζd la constante de couplage spin-orbite de l'électron d .

Les matrices de H_2 seront donc diagonales dans le couplage J-j et les éléments de matrice prendront l'une ou l'autre des deux valeurs suivant la valeur de j caractérisant l'état.

$$3) \underline{H_3 = Q(f^8 d)}$$

B.R. JUDD (1962) a étudié les configurations $l^n l'$ et a montré que les éléments de matrice de l'opérateur représentant l'interaction électrostatique s'expriment en fonction des intégrales de Slater définies pour la configuration $l l'$.

Cette interaction électrostatique est diagonale dans le couplage LS. Il est donc plus simple de commencer les calculs dans ce couplage.

Il faut exprimer :

$$\langle (f^8 {}^7F, d) SL | Q | (f^8 {}^7F, d) SL \rangle = \sum_h C_h P_h$$

Les intégrales de Slater P_k qui interviennent sont :

$$F_2 \quad F_4 \quad G_1 \quad G_3 \quad G_5 \quad \text{relatives à } (4f, 5d)$$

Les coefficients G_k sont calculés à partir des formules démontrées par JUDD (1964, p.615, formules 8, 9, 10. Notons que nous sommes dans le cas où il y a simplification puisque nous ne considérons que le terme parent 7F ; voir formules 18,19, 20).

En couplage L S, l'adjonction d'un électron d au groupement $(f^8 {}^7F)$ donne dix termes :

$${}^6P \quad {}^6D \quad {}^6F \quad {}^6G \quad {}^6H \quad \quad {}^8P \quad {}^8D \quad {}^8F \quad {}^8G \quad {}^8H$$

Nous avons donc dix éléments de matrice différents dépendant chacun de cinq paramètres (Tableau III). En fait les rapports

$$\frac{F_4}{F_2} \quad \frac{G_2}{G_1} \quad \frac{G_3}{G_1} \quad \text{pour un même couple } (l l') \text{ semblent varier}$$

peu d'un corps à un autre (voir TREES (1964) pour Pr III et BORDARIER (1965) pour Yb II).

Nous avons pris les valeurs indiquées par TREES (1964) dans l'étude de la configuration $4f^2 5d$ de Pr III en ne conservant que les deux paramètres F_2 et G_1 :

$$\frac{F_4}{F_2} = 0,0979 \quad \frac{G_3}{G_1} = 0,0972 \quad \frac{G_5}{G_1} = 0,0163$$

Connaissant les éléments de matrice de $Q(f^8 d)$ en L S, il faut faire un changement de base pour nous ramener en couplage J-j. Chaque élément des matrices de passage est un coefficient de recouplage de la forme :

$$\langle (f^8 S_1 L_1 J_1, d_j) J | (S_1 \ 1/2) S_2 (L_1 \ 2) L_2 J \rangle$$

$$= \sqrt{[J_1][j][S_2][L_2]} \left\{ \begin{matrix} S_1 & L_1 & J_1 \\ 1/2 & 2 & j \\ S_2 & L_2 & J \end{matrix} \right\} \quad \left(\begin{matrix} \text{ou} \\ S_1 = L_1 = 3 \end{matrix} \right)$$

Ces 445 coefficients ont été calculés à l'aide du programme A. Un programme de calcul matriciel (de la S.E.P.S.E.A.) a permis ensuite d'effectuer les produits :

$$(T^{-1}) (Q_{LS}) (T) = (Q_{J-j})$$

où T est la matrice de passage.

Les matrices de l'opérateur H étant écrites, il ne reste plus qu'à choisir des valeurs plausibles pour les paramètres et à diagonaliser. Ceci est réalisé avec le programme 39bis qui permet de connaître également les ΔP_k à donner aux paramètres de manière à avoir un meilleur accord avec l'expérience.

Résultats :

Après avoir fait trois diagonalisations en ajustant chaque fois les paramètres, nous avons obtenu les positions théoriques avec un bon accord avec l'expérience : l'écart quadratique moyen, pour l'ensemble des treize niveaux connus était $\overline{\Delta E} = 43 \text{ cm}^{-1}$. Ceci permettait de prévoir la position d'autres niveaux. P.F.A. KLINKENBERG en trouva six autres, à des distances de 100 à 200 cm^{-1} de la position prévue. Ceci nous amena à faire d'autres diagonalisations et, finalement, nous avons obtenu pour les valeurs des paramètres libres :

$$F_2 = 144 \text{ cm}^{-1} \quad G_1 = 180 \text{ cm}^{-1} \quad \sum d = 876 \text{ cm}^{-1}$$

D'où :

$$F_4 = 14,10 \text{ cm}^{-1} \quad G_3 = 17,49 \text{ cm}^{-1} \quad G_5 = 2,93 \text{ cm}^{-1}$$

Les résultats sont consignés dans le tableau IV, colonnes 1 et 2. L'écart quadratique moyen est $\overline{\Delta E} = 76 \text{ cm}^{-1}$

Remarquons que lorsque nous avons ajusté les paramètres à l'aide des treize niveaux, les niveaux trouvés étaient dans l'ordre. Lorsque nous considérons, par contre, les dix-neuf niveaux, l'écart moyen est plus grand et certains niveaux très proches comme le ${}^8G_{15/2}$ (176 cm^{-1}) et le ${}^8G_{11/2}$ (224 cm^{-1}) se trouvent inversés. Ceci est probablement dû aux interactions de configurations qui perturbent les niveaux supérieurs.

Dans le tableau V figurent les amplitudes des différentes composantes des fonctions d'onde en couplage L S. En effet, on peut penser que le couplage J-j est celui qui rend le mieux compte des phénomènes physiques, mais les fonctions d'onde obtenues alors montrent que ce couplage est très impur. Nous avons donc fait le changement de couplage à l'aide des matrices de passage définies plus haut.

Pour g (tableau IV, colonne 6), l'écart quadratique moyen obtenu est $\overline{\Delta g} = 0,03$.

III. ETUDE DE LA STRUCTURE HYPERFINE

Nous avons ainsi obtenu les fonctions d'onde sous la forme ;

$$|\psi_i JM\rangle = \sum_k \alpha_{ik} |\psi_k JM\rangle$$

Ψ_k représentant les fonctions de base. Si H_{SH} est l'hamiltonien de structure hyperfine, il faut calculer les éléments de matrice :

$$\langle \Psi_i \text{ JIFM}_F | H_{SH} | \Psi_i \text{ JIFM}_F \rangle$$

soit

$$\sum_k \sum_{k'} \alpha_{ik} \alpha_{ik'} \langle \Psi_k \text{ JIFM}_F | H_{SH} | \Psi_{k'} \text{ JIFM}_F \rangle$$

Avec le programme 39bis, il est possible de faire effectuer la combinaison linéaire directement par la machine, lors d'une diagonalisation.

1) Structure hyperfine magnétique

$$\text{L'hamiltonien s'écrit } H = \frac{2\beta\beta_N \mu_N}{I} \sum_i \vec{N}_i \vec{I} \frac{1}{r_i^3}$$

β désignant le magnéton de Bohr, β_N le magnéton nucléaire et \vec{N}_i un opérateur tensoriel de la forme

$$\vec{N}_i = \vec{I}_i - \sqrt{10} \left(\vec{J}^{(1)} \vec{C}^{(2)} \right)_i^{(2)} \quad (\text{B.R. JUDD (1963)})$$

En faisant apparaître l'élément de matrice réduit, il vient :

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_i \text{ JIFM}_F | H | \Psi_i \text{ JIFM}_F \rangle \\ &= \frac{2\beta\beta_N \mu_N}{I} \frac{I(I+1) + J(J+1) - F(F+1)}{2\sqrt{J(J+1)}(2J+1)} \langle \Psi_i \text{ J} \| \sum_i \frac{N_i}{r_i^3} \| \Psi_i \text{ J} \rangle \end{aligned}$$

Le facteur A de la formule de Casimir s'écrit donc :

$$A = \frac{2\beta\beta_N \mu_N}{I} \frac{1}{\sqrt{J(J+1)}(2J+1)} \langle \Psi_i \text{ J} \| \sum_i \frac{N_i}{r_i^3} \| \Psi_i \text{ J} \rangle$$

Pratiquement, l'hamiltonien peut se séparer en deux parties dont la première concerne les électrons f et la deuxième l'électron d.

Il faut donc d'abord calculer :

$$\begin{aligned} & \langle LS J_1 \parallel \sum_{i=1}^8 l_i - \sqrt{10} (\Delta^{(1)} C^{(2)})^{(1)} \parallel LS J_1' \rangle \\ &= \langle 33 J_1 \parallel L \parallel 33 J_1' \rangle - \sqrt{10} \langle 33 J_1 \parallel (\Delta_i^{(1)} C_i^{(2)})^{(1)} \parallel 33 J_1' \rangle \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} & \langle \Delta l j \parallel l - \sqrt{10} (\Delta^{(1)} C^{(2)})^{(1)} \parallel \Delta l j' \rangle \\ &= \langle \frac{1}{2} 2 j \parallel l \parallel \frac{1}{2} 2 j' \rangle - \sqrt{10} \langle \frac{1}{2} 2 j \parallel (\Delta^{(1)} C^{(2)})^{(1)} \parallel \frac{1}{2} 2 j' \rangle \end{aligned}$$

pour tous les états de base $|(J_1, j) J\rangle$, puis faire exécuter par la machine le passage en couplage intermédiaire.

Le facteur A est alors de la forme :

$$A = \frac{2\beta \beta_N \mu_N}{I} \frac{1}{\sqrt{J(J+1)(2J+1)}} \left[\alpha \left\langle \frac{1}{l^3} \right\rangle_f + \beta \left\langle \frac{1}{l^3} \right\rangle_d \right]$$

où $\left\langle \frac{1}{l^3} \right\rangle_f$ désigne la valeur moyenne de $\frac{1}{l^3}$ pour l'électron f,
 $\left\langle \frac{1}{l^3} \right\rangle_d$ la valeur moyenne de $\frac{1}{l^3}$ pour l'électron d,
 α et β les résultats du couplage intermédiaire.

$$\text{Soit } A = \frac{1}{\sqrt{J(J+1)(2J+1)}} \frac{\mu_N}{I} 3,1825 \left[\alpha \left\langle \frac{a_0^3}{l^3} \right\rangle_f + \beta \left\langle \frac{a_0^3}{l^3} \right\rangle_d \right]$$

(exprimé en mK).

2) Structure hyperfine quadrupolaire électrique

L'hamiltonien à considérer est $H = \sum_{j=1}^5 \frac{C_j^{(2)}}{r_j^3}$

et, comme précédemment, nous sommes amenés à calculer les éléments de matrice réduits :

$$\langle \Psi_i J \parallel \sum_{i=1}^8 \frac{C_i^{(2)}}{r_i^3} \parallel \Psi_i J \rangle + \langle \Psi_i J \parallel \frac{C_d^{(2)}}{r_d^3} \parallel \Psi_i J \rangle$$

et à passer ensuite en couplage intermédiaire.

Le facteur B de la formule de Casimir qui s'écrit :

$$B = - 2 e^2 Q \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)}} \langle \Psi_i J \parallel \sum_j \frac{C_j^{(2)}}{r_j^3} \parallel \Psi_i J \rangle$$

devient :

$$B = - \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)}} Q 15,6753 \left[\gamma \left\langle \frac{a_o^3}{r^3} \right\rangle_f + \delta \left\langle \frac{a_o^3}{r^3} \right\rangle_d \right]$$

(exprimé en mK), γ et δ provenant du couplage intermédiaire.

Les expressions de A et B ainsi écrites ne tiennent pas compte de l'interaction de la configuration $f^8 d^2 s$: il faudrait rajouter un terme de correction $+ \epsilon$. Malheureusement ce terme est très difficile à calculer.

Résultats :

Expérimentalement nous avons déterminé trois valeurs des facteurs A et B en étudiant les décompositions hyperfines des niveaux ${}^8G_{13/2}$, ${}^8G_{15/2}$ et ${}^8G_{11/2}$.

Ceci donne deux systèmes de trois équations du type :

$$\begin{cases} A = \frac{1}{\sqrt{J(J+1)(2J+1)}} \frac{\mu_N}{I} 3,1825 \left[\alpha \left\langle \frac{a_o^3}{r^3} \right\rangle_f + \beta \left\langle \frac{a_o^3}{r^3} \right\rangle_d \right] \\ B = - \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)}} Q 15,6753 \left[\gamma \left\langle \frac{a_o^3}{r^3} \right\rangle_f + \delta \left\langle \frac{a_o^3}{r^3} \right\rangle_d \right] \end{cases}$$

Les inconnues sont μ_N , Q , $\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_f$ et $\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d$ mais comme elles interviennent combinées en produits, il n'est pas possible d'obtenir la valeur de chacune d'entre elles en résolvant le système.

μ_N étant connu avec une meilleure précision que Q (BAKER et BLEANEY (1958) indiquent $\mu_N = 1,90 \pm 0,05$ et LINDGREN (1964) $Q = 1,32 \pm 0,1$), nous avons pris comme inconnues dans le premier système $\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_f$ et $\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d$ et dans le deuxième système les produits $Q \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_f$ et $Q \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d$.

Les systèmes à résoudre sont alors :

$$A_{13/2} = 17,67 = 1,952 X + 0,535 Y$$

$$A_{15/2} = 15,69 = 1,624 X + 0,770 Y$$

$$A_{11/2} = 19,12 = 2,360 X - 0,170 Y$$

En posant :

$$X = \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_f \quad \text{et} \quad Y = \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d$$

et

$$B_{13/2} = 32,65 = 4,500 QX - 2,736 QY$$

$$B_{15/2} = 39,47 = 3,931 QX - 0,304 QY$$

$$B_{11/2} = 35,40 = 4,828 QX - 2,721 QY$$

Le premier système donne :

$$\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_f = 8,30 \quad ; \quad \text{écart type} : 0,02$$

$$\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d = 2,82 \quad ; \quad \text{écart type} : 0,07$$

Le deuxième système :

$$Q \left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_f = 10,45 \quad ; \quad \text{écart type} : 0,16$$

$$Q \left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_d = 5,39 \quad ; \quad \text{écart type} : 0,31$$

En reportant $\left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_f = 8,30$ dans le produit $Q \left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_f$, il vient :

$$Q = +1,26 \text{ barn}$$

On pourrait aussi calculer Q à partir de la valeur de $\left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_d$ mais ce paramètre est déterminé avec une précision beaucoup moins bonne.

Précision

Comme nous l'avons vu dans la première partie, une incertitude de 0,5 mK sur les écarts hyperfins entraîne $\Delta A = 0,06$ mK et $\Delta B = 0,8$ mK. En tenant compte de l'écart type obtenu lors de la détermination de A et B, il vient : $\Delta A = 0,17$ mK , $\Delta B = 2$ mK.

Cette incertitude sur les valeurs de A et B entraîne une incertitude sur X , Y , QX , QY à laquelle il faut joindre l'écart type obtenu en résolvant le système. Il vient :

$$\left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_f = 8,30 \pm 0,08$$

$$Q \left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle_f = 10,45 \pm 0,8$$

On a alors :

$$Q = +1,26 \pm 0,12 \text{ barn}$$

Cette valeur est en très bon accord avec celle publiée par LINDGREN :

$$Q = 1,32 \pm 0,10 \text{ barn}$$

De la même façon, on trouve :

$$\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d = 2,82 \pm 0,4$$

$$Q \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d = 5,39 \pm 2,2$$

et il vient $Q = 1,91 \pm 1,05$ barn. On voit que l'incertitude est alors très grande, c'est pourquoi nous n'avons pas pris cette détermination de Q .

Il existe, par ailleurs, d'autres causes d'erreurs que l'on ne peut évaluer, dues aux approximations faites tout au long des calculs : fonctions d'onde construites uniquement à partir du terme ($f^8 7 F$) sans tenir compte des interactions de configuration, théorie non relativiste, correction de Sternheimer,...

Remarque

En première approximation, on peut écrire :

$$\gamma_l = \frac{\hbar^2 e^2}{2m^2 c^2} H Z_{\text{eff}} \left(\frac{m e^2}{\hbar^2} \right)^3 \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_l$$

soit

$$\gamma_l = Z_{\text{eff}} H 5,84357 \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_l$$

(exprimé en cm^{-1}).

Dans cette expression $H = 1,025$ et on prend $Z_{\text{eff}} = Z - 11 = 54$ pour l'électron d .

Il vient :

$$\gamma_d = 323,44 \left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d$$

Avec la valeur $\left\langle \frac{a_0^3}{\lambda^3} \right\rangle_d = 2,82$, on trouve $\gamma_d = 912 \text{ cm}^{-1}$. La valeur déterminée pour ce paramètre est $\gamma_d = 876 \text{ cm}^{-1}$, la relation est donc vérifiée à 4 % près.

Connaissant μ , Q , $\left\langle \frac{a_p^3}{l^3} \right\rangle_f$ et $\left\langle \frac{a_o^3}{l^3} \right\rangle_d$ il est possible de calculer les valeurs de A et B pour tous les niveaux considérés ainsi que les valeurs des écarts des sous-niveaux hyperfins. Ces résultats sont rassemblés dans le tableau VI. Certaines structures ont été mesurées, en particulier celle du niveau $^8D_{11/2}$; les valeurs obtenues concordent à 2 % près avec celles calculées. D'autres mesures sont en cours.

RESUME ET CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons mesuré expérimentalement les structures hyperfines des niveaux les plus profonds de la configuration $f^8 d s^2$ et montré que les niveaux appartenant à la configuration $f^9 s^2$ ont aussi une structure hyperfine importante, de l'ordre de 500 mK.

L'étude théorique de la structure fine a permis d'évaluer les paramètres : $F_2 = 144 \text{ cm}^{-1}$, $F_4 = 14,10 \text{ cm}^{-1}$, $G_1 = 180 \text{ cm}^{-1}$, $G_3 = 17,49 \text{ cm}^{-1}$, $G_5 = 2,93 \text{ cm}^{-1}$ et $\zeta_d = 876 \text{ cm}^{-1}$ ainsi que la composition des fonctions d'onde. A l'aide de ces résultats, nous avons pu déterminer la valeur du moment quadrupolaire $Q = +1,26 \pm 0,12$ barn et celle des paramètres $\left\langle \frac{a_e^3}{r^3} \right\rangle_f = 8,30 \pm 0,08$ et $\left\langle \frac{a_e^3}{r^3} \right\rangle_d = 2,82 \pm 0,04$.

Ce premier travail doit fournir des indications utiles pour permettre une étude analogue par la méthode de résonance magnétique. En particulier, il doit faciliter l'évaluation des champs magnétiques à employer. Cependant, il faut remarquer que si la méthode de résonance magnétique permet d'obtenir des résultats plus précis en ce qui concerne les valeurs de A et B, les valeurs finales des paramètres $\left\langle \frac{a_e^3}{r^3} \right\rangle_f$ et $\left\langle \frac{a_e^3}{r^3} \right\rangle_d$ se trouvent toujours affectées de l'incertitude provenant du calcul des fonctions d'onde. Cette incertitude est difficile à évaluer; elle est probablement de l'ordre de 5 %.

Par contre, le niveau $J = 17/2$, dont la position n'a pas encore été déterminée par P.F.A. KLINKENBERG et qui doit se trouver vers $4\ 300\ \text{cm}^{-1}$, pourra être étudié optiquement (et non par résonance magnétique, car cette méthode ne permet de s'intéresser qu'aux niveaux inférieurs à environ $4\ 000\ \text{cm}^{-1}$). Ceci est intéressant, car c'est le seul niveau pur parmi tous ceux étudiés.

Je voudrais, en terminant, exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur JACQUINOT et à Monsieur le Professeur CHABBAL qui ont bien voulu m'accueillir au Laboratoire Aimé Cotton.

Monsieur GERSTENKORN a dirigé ce travail et je tiens à lui adresser mes plus sincères remerciements.

C'est grâce à l'amabilité de Monsieur le Professeur KLINKENBERG, qui a bien voulu nous communiquer les résultats de ses travaux, que cette étude a pu être menée à bien. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Mes remerciements s'adressent aussi particulièrement à J. BAUCHE qui n'a cessé de m'aider de ses conseils pour la partie théorique et à T. BEN MENA qui m'a initiée au fonctionnement du Fabry-Perot photoélectrique.

Je remercie enfin J.M. HELBERT de son aide, ainsi que tout le personnel du Laboratoire, en particulier D. MERLE qui a pris une part importante dans la réalisation de la partie expérimentale.

B I B L I O G R A P H I E

- C. AMEDEE-MANNHEIM, Thèse de Troisième Cycle, Paris (1960).
- J.M. BAKER et B. BLEANEY, Proc. Phys. Soc., A 245, 156 (1958).
- I. BENDER, S. PENSELIN et K. SCHLÜPMANN, Zeitschrift für Physik, 179, 4-8 (1964).
- Y. BORDARIER, Thèse de Troisième Cycle, Paris (1964).
- Y. BORDARIER, Communication personnelle (1965).
- R. CHABBAL, Thèse de Doctorat, Paris (1957).
- R. CHABBAL et P. JACQUINOT, Revue d'optique, 40, n° 4, (1961).
- E.U. CONDON et G.H. SHORTLEY, "The Theory of Atomic Spectra", Cambridge University Press, Cambridge (1935).
- S.P. DAVIS, Astrophysical Journal, 132, 486 (1960).
- P. JACQUINOT et C. DUFOUR, J. Rech. C.N.R.S., 6, 91 (1948).
- B.R. JUDD, Phys. Rev., 125, 613 (1962).
- B.R. JUDD, Cours de Spectroscopie, Paris (1963).
- B.R. JUDD, "Operator Techniques in Atomic Spectroscopy", Mc Graw Hill Book Co, New-York (1963).
- B.R. JUDD, Seventh "Brookhaven" Conference on Molecular Beams and Atomic Resonance, Uppsala, Suède (Juin 1964).
- B.R. JUDD et I. LINDGREN, Phys. Rev., 122, 1802 (1961).
- A.S. KING, Astrophysical Journal, 72, 221 (1930).
- P.F.A. KLINKENBERG, Zeitschrift für Physik, 180, 174-177 (1964).
- I. LINDGREN, Table of Nuclear Spins and Moments, Amsterdam (1964).
- G.S. OFELT, J. Chem. Phys., 38, 2171 (1963).

- G. RACAH, I Phys. Rev., 61, 186 (1942).
- II Phys. Rev., 62, 438 (1942).
- III Phys. Rev., 63, 367 (1943).
- IV Phys. Rev., 76, 1 352 (1949).
- H. SCHULER et H. GOLLNOW, Naturwissenschaften, 28, 730 (1934).
- J. SUGAR, Journal Research National Bur. of Standards, A 66, 321 (1962).
- R.E. TREES, J.O.S.A., 54, 651 (1964).

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Pages
Introduction	1
PREMIERE PARTIE	
<u>ETUDE EXPERIMENTALE</u>	
I. Etat des connaissances sur le spectre d'arc du Terbium .	3
1) Configurations et termes fondamentaux	3
2) Les différents travaux sur le Terbium	4
3) Le spectre hyperfin	6
4) Difficultés présentées par l'étude du spectre fin et hyperfin du Terbium	8
II. Dispositif expérimental	9
III. Résultats expérimentaux	13
1) Raies provenant des transitions entre des niveaux appartenant au système A	13
2) Raies provenant de transitions entre la configuration f^8ds^2 et les autres configurations appartenant au système B	14
DEUXIEME PARTIE	
<u>ETUDE THEORIQUE</u>	
A. Configurations appartenant au système A	19
B. Configurations appartenant au système B	19
I. Méthode	20
II. Etude de la structure fine	22
III. Etude de la structure hyperfine	27
1) Structure hyperfine magnétique	28
2) Structure hyperfine quadrupolaire électrique . .	29
Résumé et Conclusion	35
Bibliographie	37

T A B L E A U I

Niveaux Expérimentaux	J	g	Désignation
0	13/2	1,47	2G
176,580	15/2	1,46	2G
224,345	11/2	1,525	2G
1 085,545	9/2	1,56	3D
2 024,590	11/2	1,535	3D
2 133,980	7/2	1,48	2G
2 554,670	9/2	1,57	2G
2 889,075	5/2	1,35	1G
3 420,320	3/2	1,015	1G
3 434,205	13/2	1,515	3F
3 535,350	7/2	1,610	3D
4 410,005	5/2	1,80	3D
5 067,870	11/2	1,54	3F
5 198,480	3/2	2,305	3F
5 544,360	9/2	1,58	3F
6 066,265	13/2		3H
6 202,780	7/2	1,63	3F
6 388,650	11/2		3H
7 904	15/2	1,385	6H

La désignation des niveaux a été donnée d'après la composition des fonctions d'onde (voir Tableau V).

T A B L E A U II

Intensités relatives des composantes hyperfines pour $I = 3/2$

$7/2$ 5 4 3 2 1 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9

5	100	7,0	100	5,6	0,13
4	7,0	77,2	79	7,4	0,16
3	9,3	51,9	61,7	5,6	
2	7,0	41,7	48,1		

6	100	4,8	100	3,9	0,07
5	4,8	77,6	82,7	5,2	0,06
4	6,3	61,6	68,1	3,9	
3	4,7	51,7	56,0		

7	100	3,4	100	2,9	0,03
6	3,4	81,7	85,3	3,9	0,04
5	4,5	68,0	72,6	2,9	
4	3,4	58,7	61,8		

8	100	2,2	100	1,8	0,01
7	87,2	3	88,7	2,35	0,01
6	76	2,2	78,6	1,8	
5	66,2		69,6		

9	100	2,0	100	1,4	0,01
8	2,0	86,6	89,9	1,9	0,01
7	2,65	75,9	80,7	1,4	
6	2,1	67,8	72,5	2,6	63,8

10	100	1,6	100	1,4	0,01
9	1,6	88,2	89,9	1,9	0,01
8	17/2	8	80,7	1,4	
7	1,6	71,0	72,5		

$13/2$ 8 7 6 5 4 3 2 1 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10

8	100	2,2	100	1,8	0,01
7	87,2	3	88,7	2,35	0,01
6	76	2,2	78,6	1,8	
5	66,2		69,6		

9	100	2,0	100	1,4	0,01
8	2,0	86,6	89,9	1,9	0,01
7	2,65	75,9	80,7	1,4	
6	2,1	67,8	72,5	2,6	63,8

10	100	1,6	100	1,4	0,01
9	1,6	88,2	89,9	1,9	0,01
8	17/2	8	80,7	1,4	
7	1,6	71,0	72,5		

11	100	3,4	100	2,9	0,03
10	3,4	81,7	85,3	3,9	0,04
9	4,5	68,0	72,6	2,9	
8	3,4	58,7	61,8		

12	100	4,8	100	3,9	0,07
11	4,8	77,6	82,7	5,2	0,06
10	6,3	61,6	68,1	3,9	
9	4,7	51,7	56,0		

13	100	7,0	100	5,6	0,13
12	7,0	77,2	79	7,4	0,16
11	9,3	51,9	61,7	5,6	
10	7,0	41,7	48,1		

T A B L E A U I I I

Eléments de matrice de l'opérateur d'interaction électrostatique $Q_{(f^8d)}$

$\langle {}^6P Q_{(f^8d)} {}^6P \rangle$	=	$24 F_2 + 66 F_4 + 2,31 G_1 - 13,86 G_3 - 307,97 G_5$
$\langle {}^6D Q_{(f^8d)} {}^6D \rangle$	=	$6 F_2 - 99 F_4 + 7 G_1 + 63 G_3 - 115,87 G_5$
$\langle {}^6F Q_{(f^8d)} {}^6F \rangle$	=	$-11 F_2 + 66 F_4 - 3,5 G_1 - 8,19 G_3 + 12,197 G_5$
$\langle {}^6G Q_{(f^8d)} {}^6G \rangle$	=	$-15 F_2 - 22 F_4 + 15,155 G_1 - 26,77 G_3 + 64,03 G_5$
$\langle {}^6H Q_{(f^8d)} {}^6H \rangle$	=	$10 F_2 + 3 F_4 - 14 G_1 + 2,205 G_3 + 51,84 G_5$
$\langle {}^8P Q_{(f^8d)} {}^8P \rangle$	=	$24 F_2 + 66 F_4 - 21 G_1 - 84,105 G_3 - 461,95 G_5$
$\langle {}^8D Q_{(f^8d)} {}^8D \rangle$	=	$6 F_2 - 99 F_4 - 21 G_1 - 84,105 G_3 - 461,95 G_5$
$\langle {}^8F Q_{(f^8d)} {}^8F \rangle$	=	$-11 F_2 + 66 F_4 - 21 G_1 - 84,105 G_3 - 461,95 G_5$
$\langle {}^8G Q_{(f^8d)} {}^8G \rangle$	=	$-15 F_2 - 22 F_4 - 21 G_1 - 84,105 G_3 - 461,95 G_5$
$\langle {}^8H Q_{(f^8d)} {}^8H \rangle$	=	$10 F_2 + 3 F_4 - 21 G_1 - 84,105 G_3 - 461,95 G_5$

T A B L E A U V

Niveaux Calculés	J	F O N C T I O N S D ' O N D E									
		$6P$	$6D$	$6F$	$6G$	$6H$	$8P$	$8D$	$8F$	$8G$	$8H$
0	13/2				- 0,126	- 0,064		0,513	0,544	0,808	0,174
139	11/2				- 0,093	- 0,033			0,598	0,591	0,110
172	15/2					- 0,094				0,968	0,231
961	9/2				- 0,075	- 0,023		0,179	0,579	0,582	0,099
2 065	7/2	0,009	- 0,022	- 0,023	- 0,073	- 0,006	0,087	0,385	0,564	0,720	- 0,030
2 073	11/2				- 0,077	- 0,052		- 0,688	- 0,116	0,681	0,176
2 569	9/2		0,043	0,086	- 0,066	- 0,030	- 0,274	- 0,620	- 0,085	0,701	0,162
2 782	5/2	0,012	0,021	0,023	- 0,054	- 0,011	0,031	0,221	0,458	- 0,851	0,110
3 255	13/2				0,014	0,090			0,830	- 0,499	- 0,233
3 354	3/2	0,005	0,021	0,055	- 0,035	- 0,005	- 0,195	0,093	0,323	0,936	0,081
3 592	7/2	- 0,022	0,026	0,102	- 0,050	- 0,005		- 0,692	- 0,291	0,619	- 0,038
3 695	1/2		0,013	0,075					0,166	0,983	
4 284	17/2										
4 352	5/2	0,040	0,010	- 0,093	0,020	0,009	0,119	0,699	0,523	- 0,453	0,088
4 997	15/2					- 0,445				- 0,248	0,860
5 004	11/2				- 0,027	0,071		- 0,503	0,757	- 0,295	0,266
5 083	3/2	0,041	0,043	- 0,073	0,007	- 0,012	0,158	0,615	0,720	- 0,303	0,044
5 421	9/2		0,078	- 0,121	- 0,010	0,048	- 0,417	- 0,325	0,748	- 0,296	- 0,222
5 707	1/2		0,084	- 0,043					0,982	- 0,164	
5 883	13/2				0,046	- 0,327			0,113	- 0,287	0,892
6 184	7/2	- 0,025	0,085	- 0,097	0,013	- 0,005	- 0,255	- 0,514	0,754	- 0,284	0,065
6 494	5/2	0,043	- 0,080	0,072	0,004	- 0,012	0,158	0,645	- 0,703	0,189	0,121
6 497	11/2				0,069	- 0,261		- 0,080	0,167	- 0,284	0,897
6 579	3/2	0,057	- 0,068	- 0,044	0,000	0,207	- 0,131	0,778	- 0,605	0,126	0,044
6 938	9/2		0,014	- 0,054	0,185	- 0,207	0,131	0,008	0,114	- 0,241	0,926
7 131	7/2	0,001	- 0,003	0,020	0,056	- 0,163	0,013	0,019	0,041	- 0,067	0,981
7 534	5/2	- 0,003	0,008	- 0,025	0,088	- 0,101	- 0,013	- 0,042	0,083	- 0,154	0,974
7 708	3/2	- 0,001	0,003	- 0,012	0,085	0,036	0,015	0,015	0,032	- 0,092	0,991
7 725	11/2			0,952	0,244	- 0,014	0,052	0,052	0,162	- 0,033	0,046
7 817	9/2		- 0,083	- 0,007	0,005	- 0,890	0,829	- 0,482	0,248	- 0,083	0,067
7 850	15/2									- 0,021	0,455

T A B L E A U VI

Niveaux Calculés	J	A	B	ΔW_1	ΔW_2	ΔW_3	Structures Totales
0	13/2	17,72	32,30	161,6	119,7	86,4	367,7
139	11/2	19,11	35,80	156,5	108,8	72,8	338,1
172	15/2	15,65	39,46	164,5	120,7	85,9	371,1
961	9/2	19,86	45,03	149,2	89,9	49,4	288,5
2 065	7/2	19,77	27,24	118,3	71,3	39,9	229,5
2 073	11/2	14,20	- 1,36	98,5	85,4	71,8	255,8
2 569	9/2	14,81	7,10	93,6	72,6	54,5	220,7
2 782	5/2	21,07	11,15	93,2	58,2	33,2	184,6
3 255	13/2	12,00	2,86	- 115,8	79,6	52,1	247,6
3 354	3/2	27,74	0,35	83,6	55,1	27,4	166,1
3 592	7/2	12,27	- 5,59	57,3	50,7	40,8	148,8
3 695	1/2	80,18	0	160,4			160,4
4 284	17/2	15,40	78,80	200,3	130,8	76,9	408,0
4 352	5/2	7,85	- 15,55	19,0	30,5	28,1	77,6
4 997	15/2	15,44	59,23	174,5	116,8	72,5	363,8
5 004	11/2	8,43	- 17,51	47,9	53,4	53,3	154,6
5 083	3/2	- 3,13	- 19,19	- 28,6	12,9	16,1	57,6
5 421	9/2	8,85	- 10,65	46,0	46,5	42,5	135,0
5 707	1/2	53,84	0	- 107,7			- 107,7
5 883	13/2	14,53	39,27	140,4	96,4	63,0	299,8
6 184	7/2	3,65	- 18,06	5,4	19,8	23,8	49,0
6 494	5/2	- 4,83	- 10,72	- 27,9	- 9,7	- 1,1	- 38,6
6 497	11/2	14,40	25,21	116,8	82,3	56,0	255,1
6 579	3/2	25,75	10,63	- 66,6	- 62,1	36,4	- 165,1
6 938	9/2	16,09	16,57	107,6	77,0	53,3	237,9
7 131	7/2	19,22	12,82	105,2	73,2	48,5	227,0
7 534	5/2	27,59	14,13	121,7	76,4	43,9	241,9
7 708	3/2	54,90	26,64	191,3	83,2	28,3	302,8
7 725	11/2	17,09	12,99	127,9	100,4	77,2	305,5
7 817	9/2	6,07	- 17,82	24,5	34,0	36,1	94,7
7 850	15/2	16,91	74,64	197,0	126,8	73,6	397,3

8 524	13/2	1,372	1,385
8 995	9/2	1,444	1,434
10 013	13/2	1,305	1,282
10 130	7/2	1,868	1,936
10 285	7/2	1,460	1,397
10 413	11/2	1,315	1,343
11 265	5/2	1,322	1,314
11 420	9/2	1,511	1,555
11 467	11/2	1,247	1,203
11 725	9/2	1,244	1,273
11 747	5/2	2,273	2,286
11 948	3/2	1,074	1,067
12 309	7/2	1,572	1,587
12 362	1/2	0,671	0,667
12 582	9/2	1,149	1,071
12 728	7/2	1,064	1,143
13 378	7/2	0,955	0,825
13 466	5/2	0,756	0,857
13 645	5/2	1,503	1,657
13 962	5/2	0,564	0,286
14 050	7/2	1,679	1,714
14 162	3/2	0,058	0.
14 388	3/2	1,825	1,867
14 829	1/2	3,323	3,333
15 619	5/2	1,867	1,886
16 582	3/2	2,387	2,400

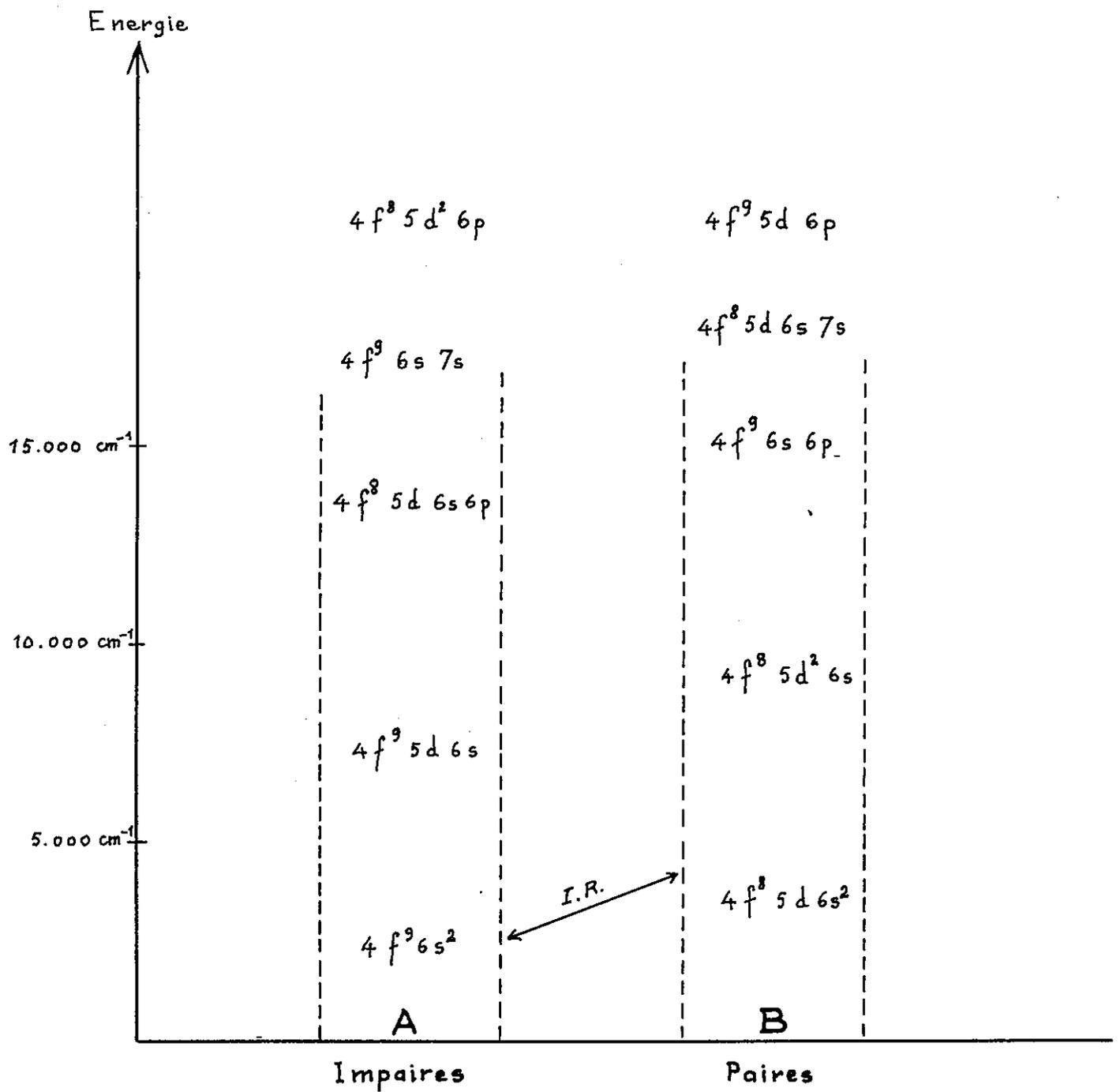
* I. BENDER, S. PENSELIN et K. SCHLÜPMANN (1964).

Les autres valeurs de g ont été déterminées par P.F.A. KLINKENBERG.

8 524	13/2	18,01	42,73	170,3	120,3	81,8	372,4
8 995	9/2	20,18	22,08	135,8	96,3	66,0	298,1
10 013	13/2	15,86	53,03	159,5	103,9	62,5	325,9
10 130	7/2	0,59	- 18,92	- 10,5	7,8	15,3	33,6
10 285	7/2	19,91	19,92	113,8	73,9	45,5	233,2
10 413	11/2	17,83	30,68	144,3	101,9	69,6	315,9
11 265	5/2	23,67	12,43	104,6	65,4	37,4	207,4
11 420	9/2	14,00	- 11,10	76,6	72,3	63,4	212,3
11 467	11/2	15,38	36,75	131,0	86,2	53,5	270,8
11 725	9/2	18,08	21,00	122,5	86,0	58,3	266,8
11 747	5/2	- 18,00	16,47	- 58,8	- 61,4	- 49,2	- 169,4
11 948	3/2	29,68	4,53	93,6	54,8	25,1	173,5
12 309	7/2	18,46	18,58	105,6	68,5	42,1	216,2
12 362	1/2	74,00	0	148,0			148,0
12 582	9/2	16,03	26,33	113,7	74,7	46,5	235,0
12 728	7/2	22,50	23,62	129,4	83,2	50,6	263,2
13 378	7/2	19,00	22,09	110,8	69,7	41,2	221,7
13 466	5/2	30,55	20,04	138,2	82,6	61,1	282,0
13 645	5/2	14,57	6,81	63,7	40,6	23,7	128,0
13 962	5/2	28,30	26,41	134,3	73,0	35,5	242,8
14 050	7/2	8,84	- 20,54	29,5	41,2	41,2	111,9
14 162	3/2	43,70	8,80	139,9	78,6	34,9	253,4
14 388	3/2	3,58	- 3,34	7,4	10,5	6,9	24,8
14 829	1/2	- 47,80	0	- 95,6			- 95,6
15 619	5/2	- 0,61	- 24,84	- 22,3	9,3	18,6	50,2
16 582	3/2	- 24,46	8,45	- 64,9	- 57,4	- 32,9	- 155,2

$$\Delta W_1 = W_{F_{\max}} - W_{F_{\max-1}} \quad \Delta W_2 = W_{F_{\max-1}} - W_{F_{\max-2}} \quad \Delta W_3 = W_{F_{\max-2}} - W_{F_{\max-3}}$$

Valeurs calculées des structures hyperfines



Ordre attendu des configurations principales dans le spectre d'arc du Terbium

FIGURE 1

Triplet 18.321_{13/2} — ⁸G_{13/2}, ⁸G_{15/2}, ⁸G_{11/2}

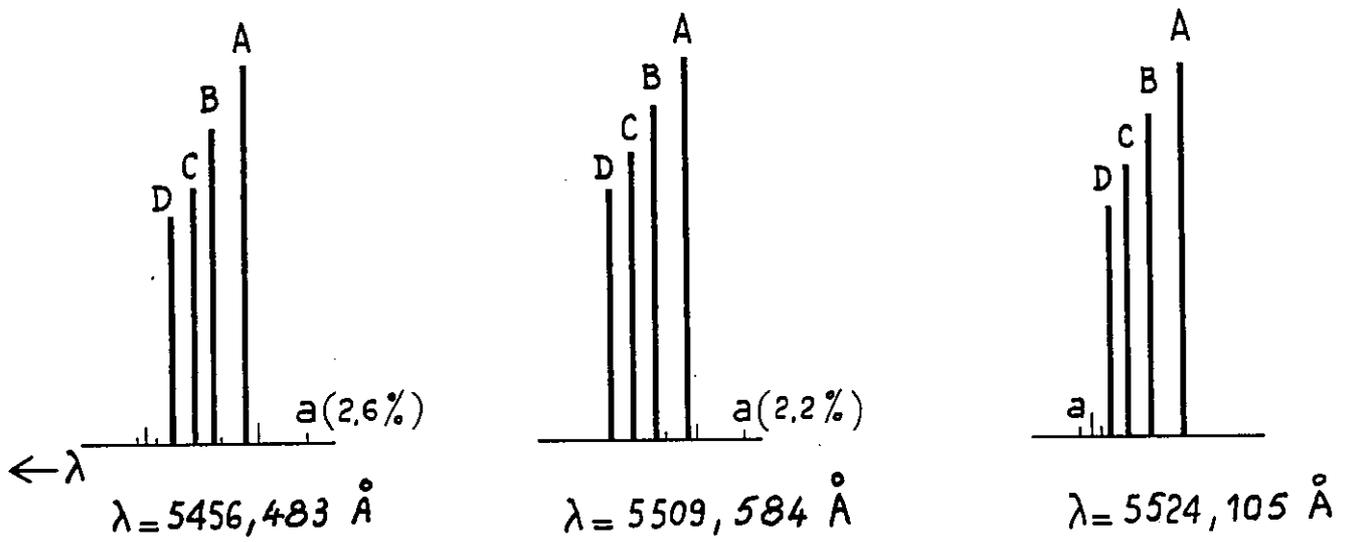
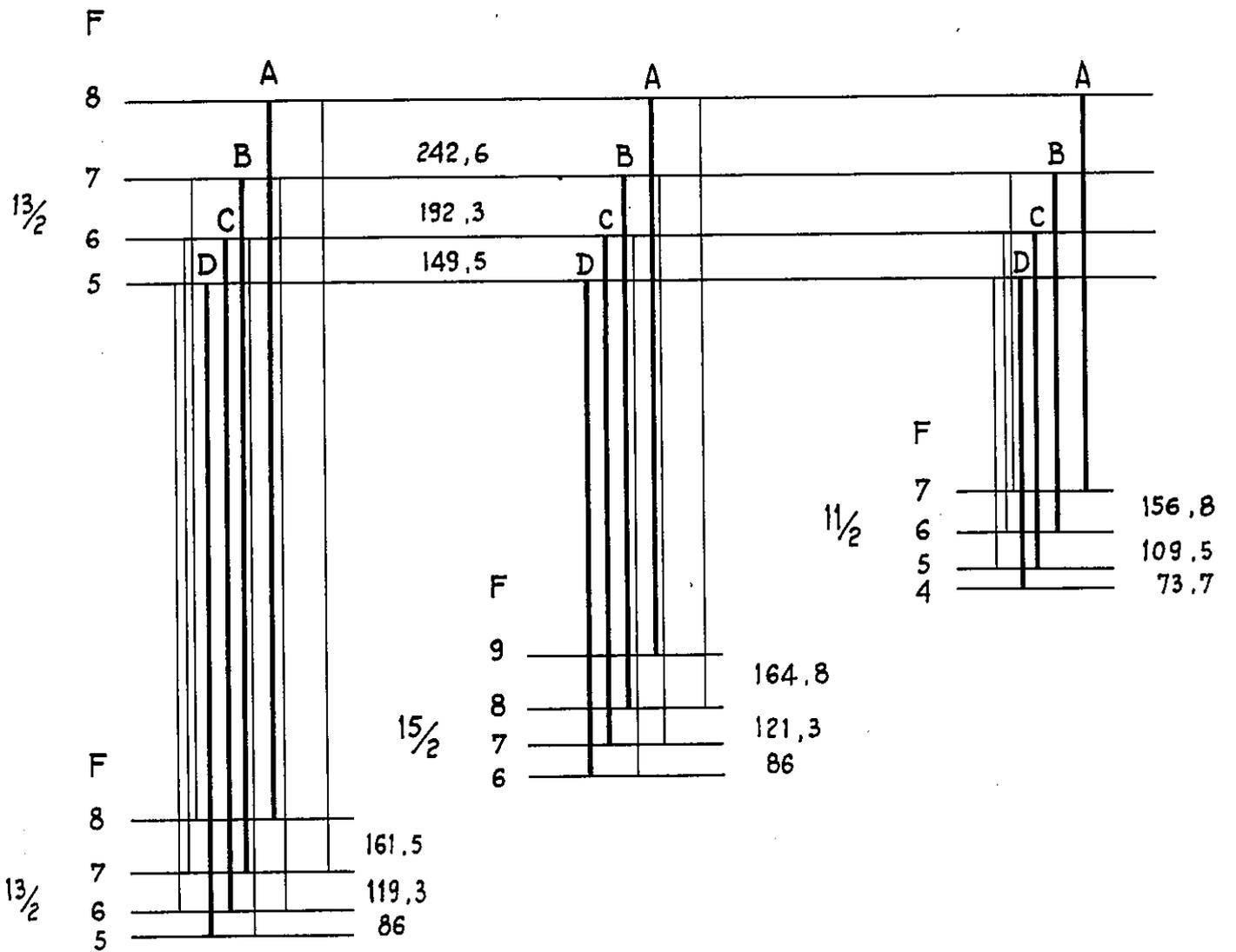


Figure 5.

Doublet

18794 $^{15/2}$

$^8G_{13/2}$, $^8G_{15/2}$

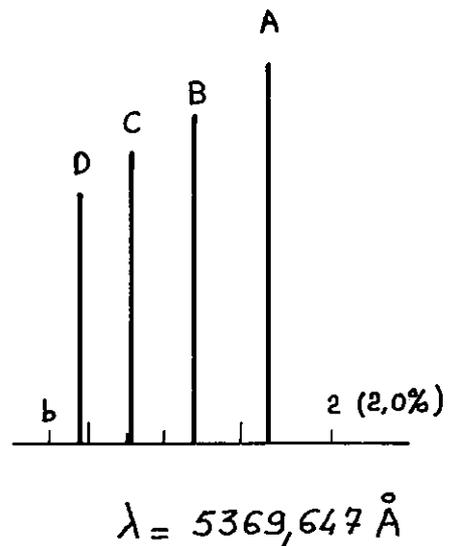
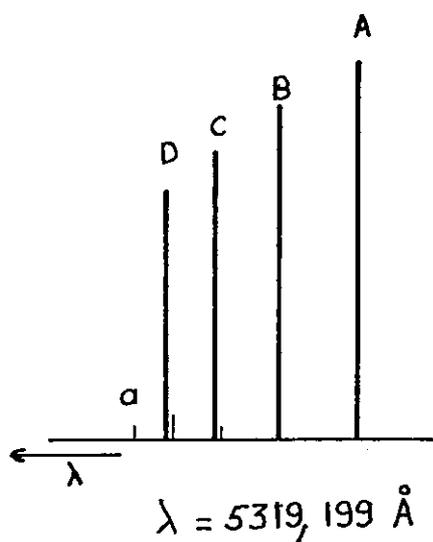
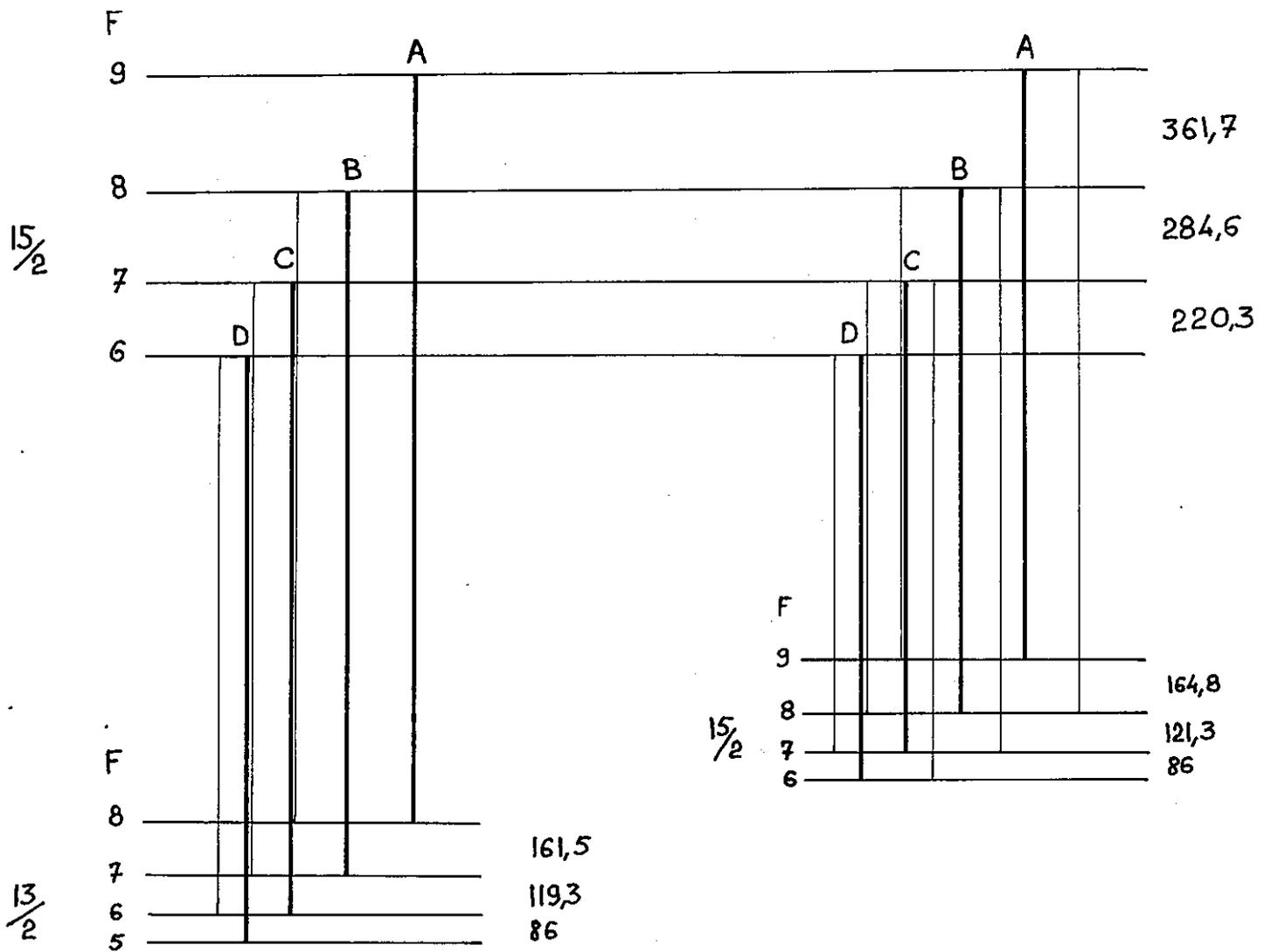


Figure 6

Doublet $X^{13/2} - {}^8G^{15/2}, {}^8G^{11/2}$

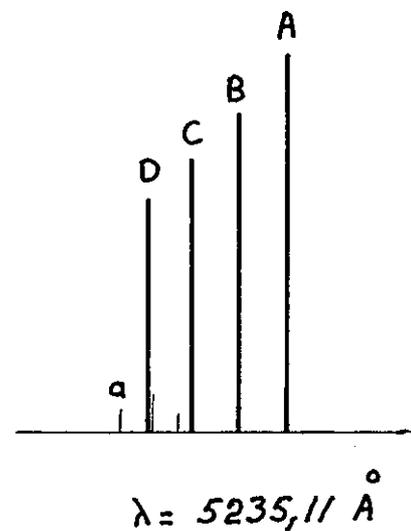
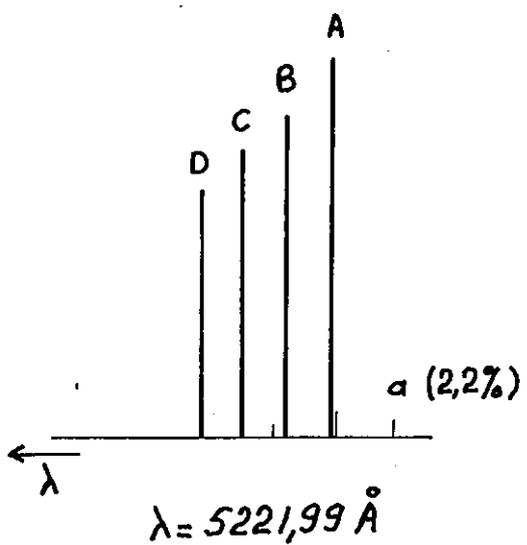
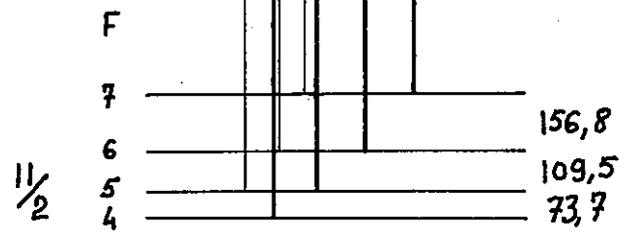
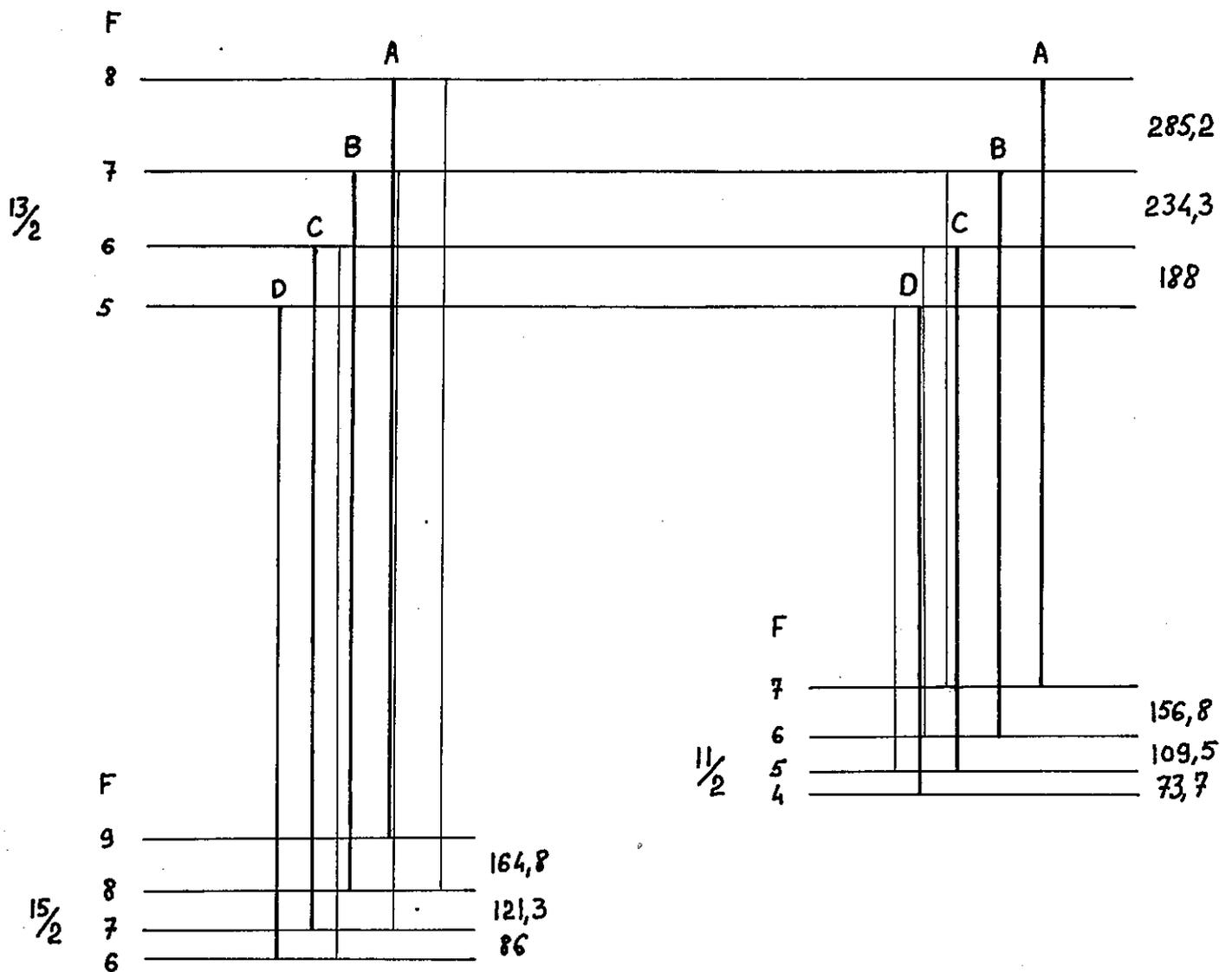


Figure 7

$$\lambda = 5248,702 \text{ \AA} \quad (19046 \frac{11}{2} - {}^8G \frac{13}{2})$$

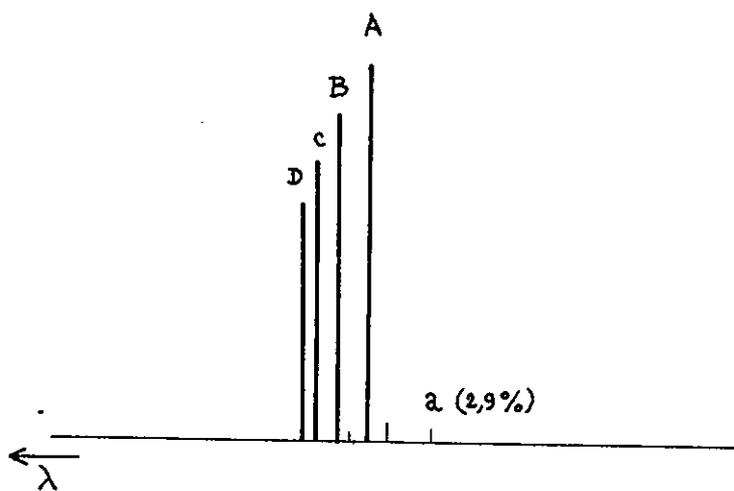
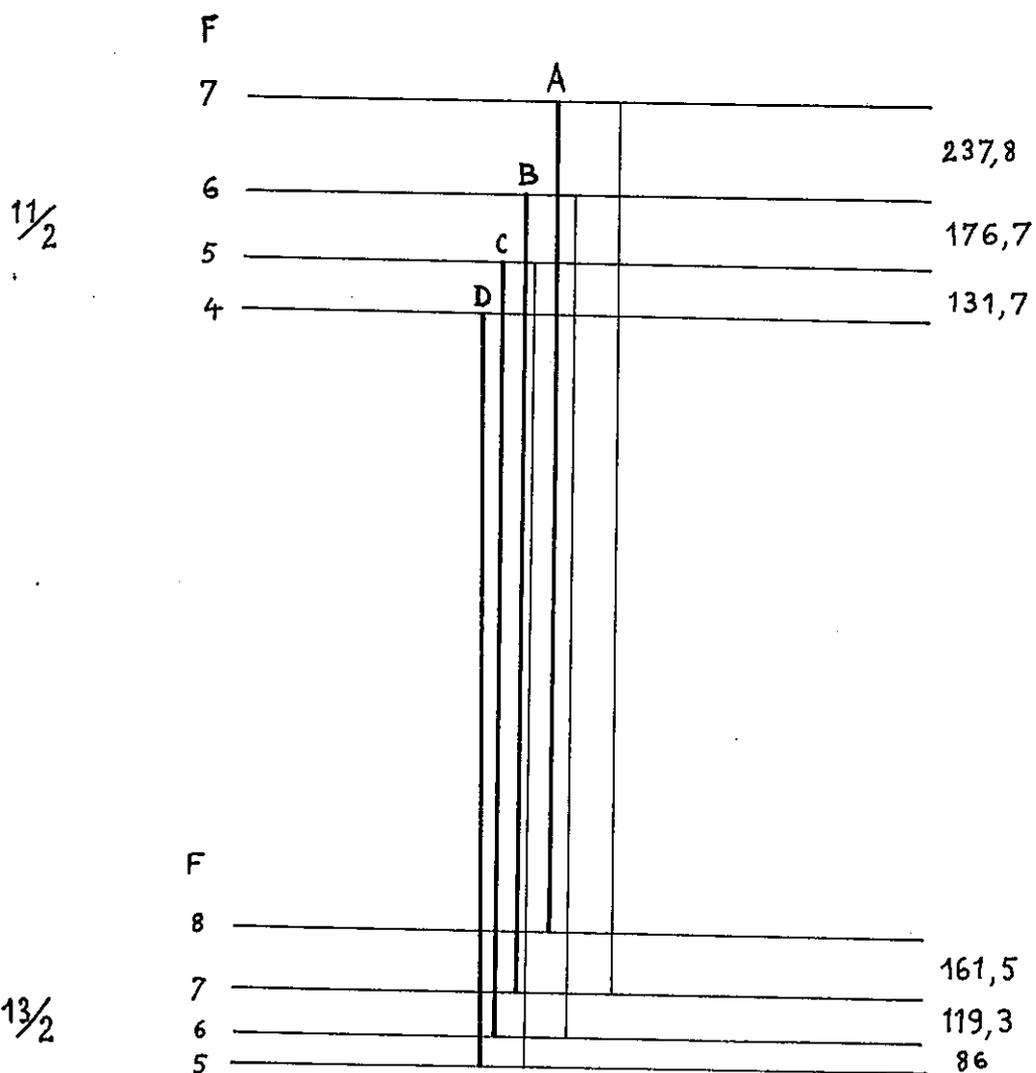
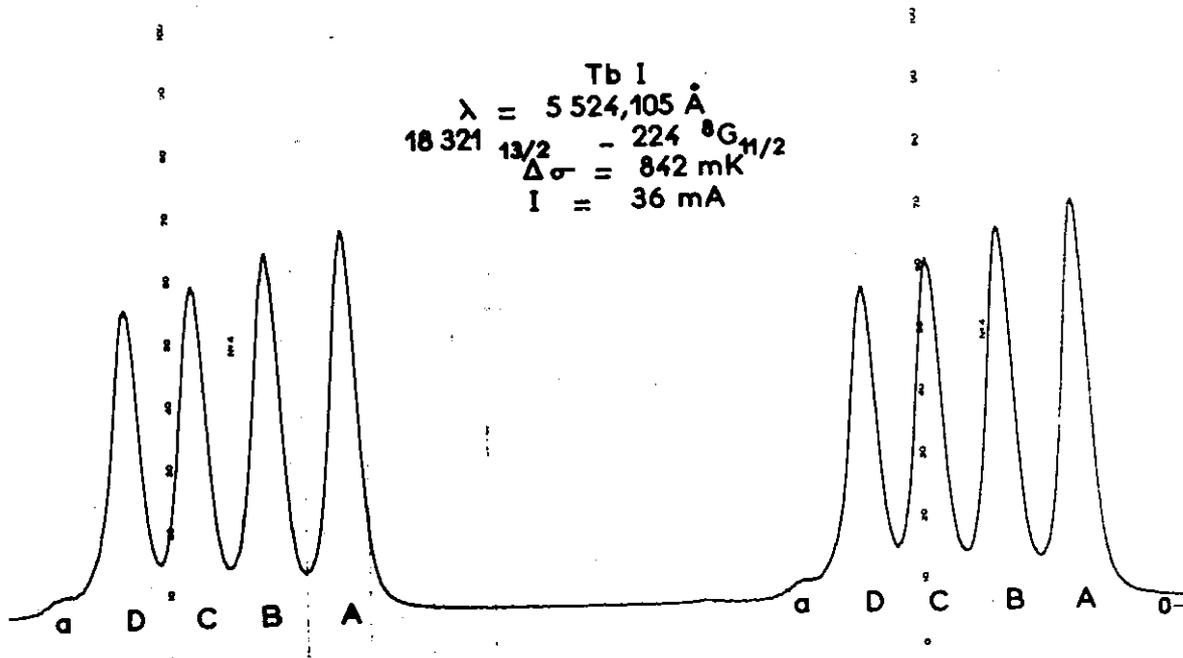
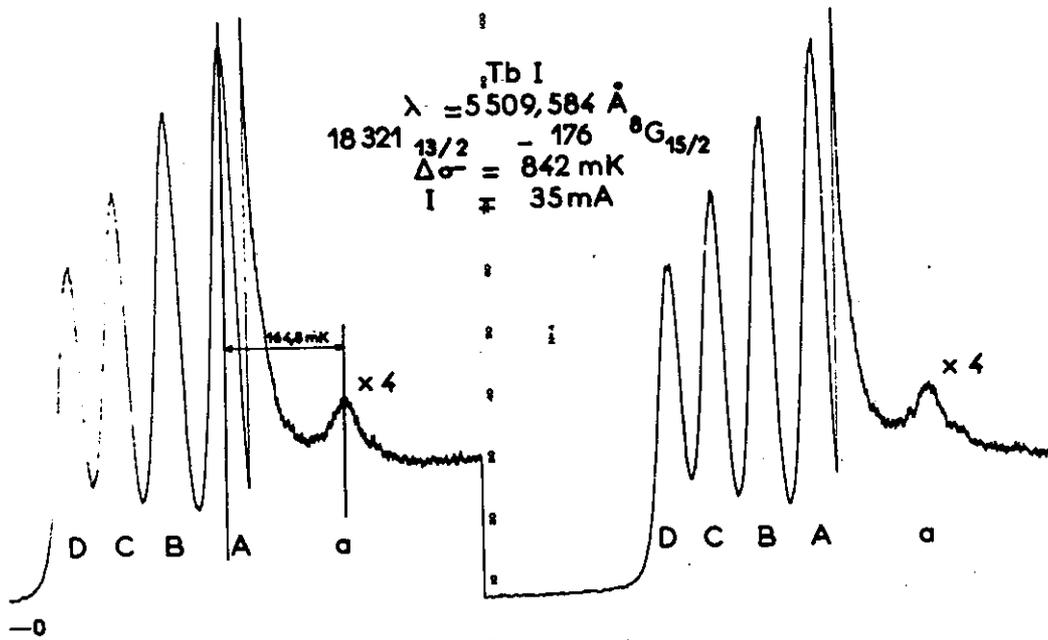


FIGURE 8



Tb I: $\lambda = 4338 \text{ \AA}$
 $({}^6\text{H}_{15/2}^0 f^9 s^2 - X_{13/2})$

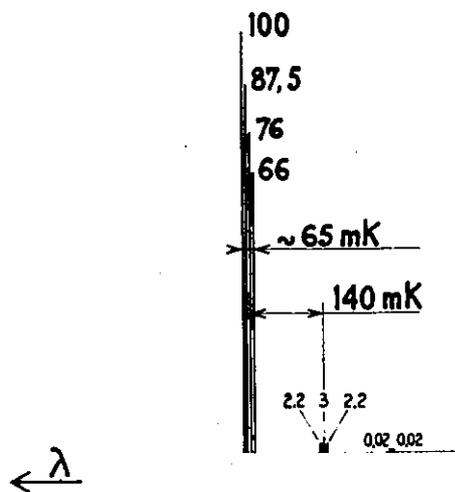
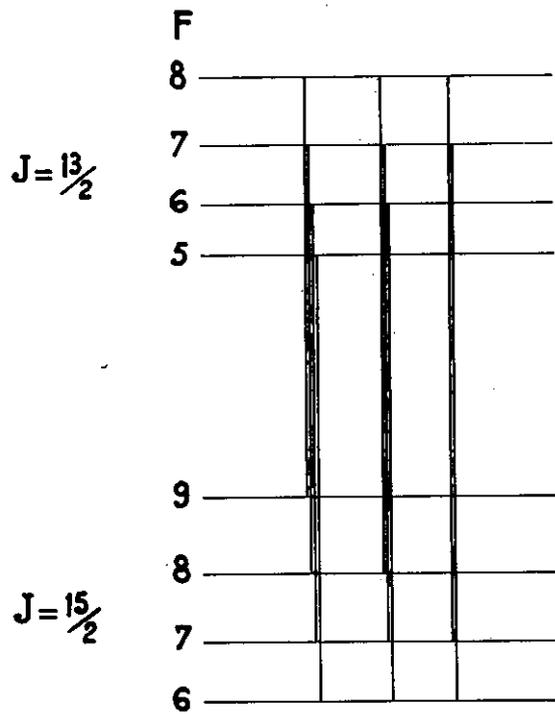
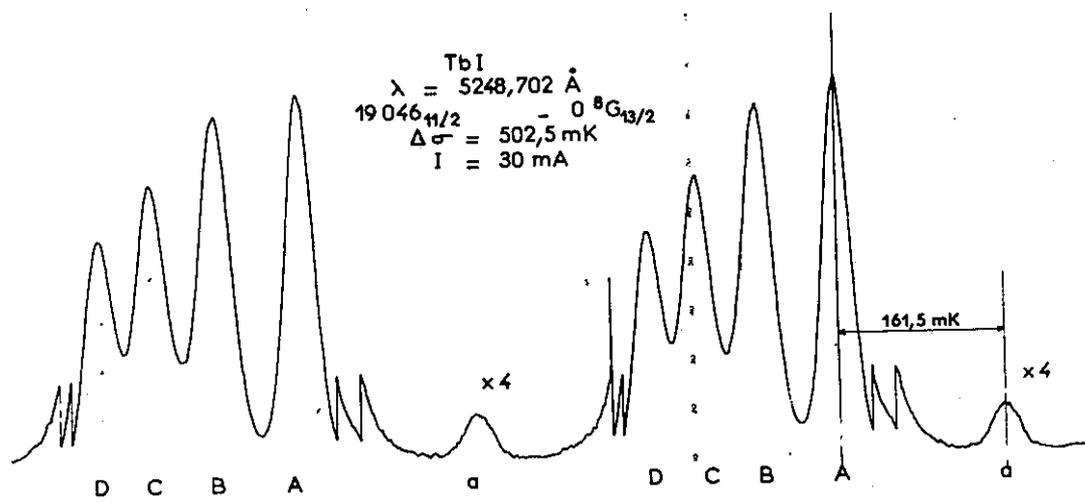
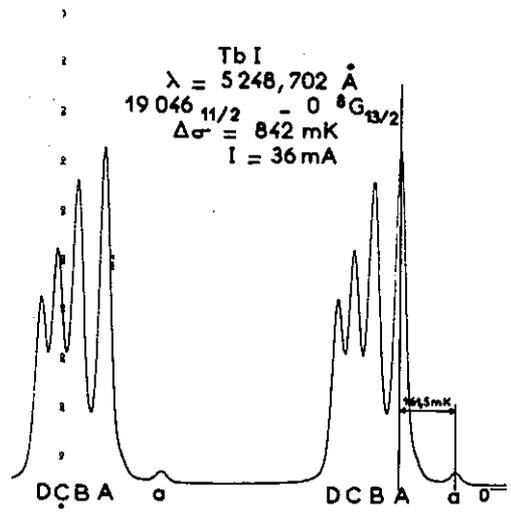
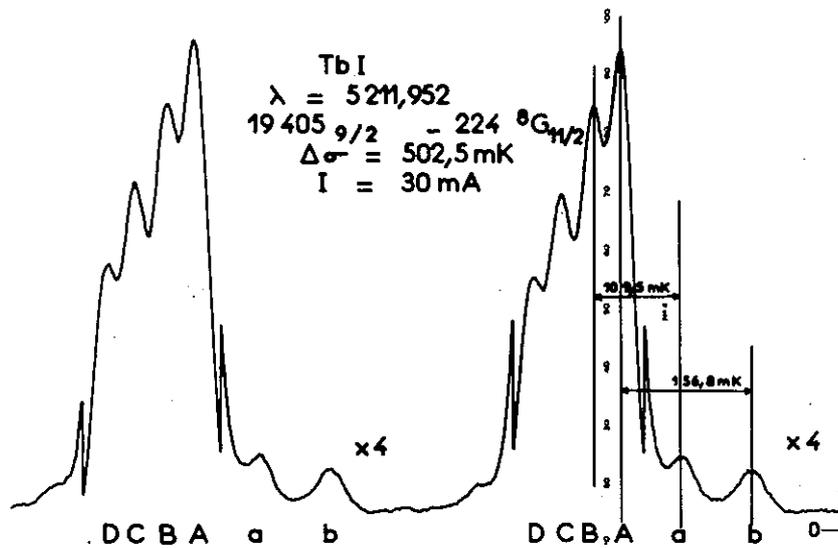


FIGURE 4





$\lambda = 5211,952 \text{ \AA}$ ($19405 \text{ } ^9_2 - ^8G_{11/2}$)

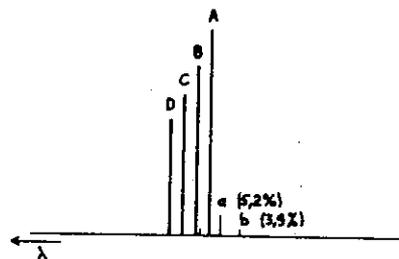
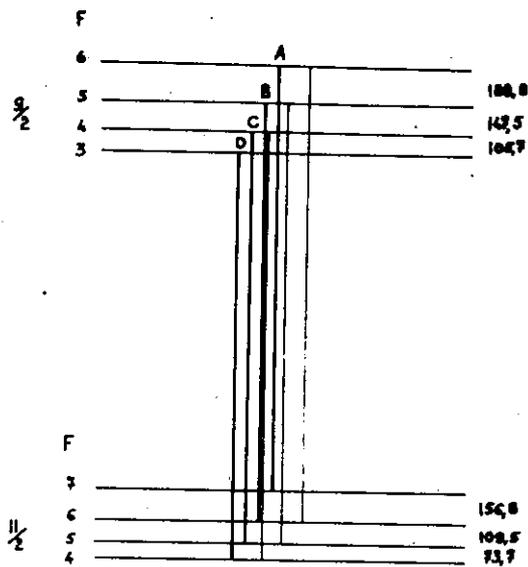
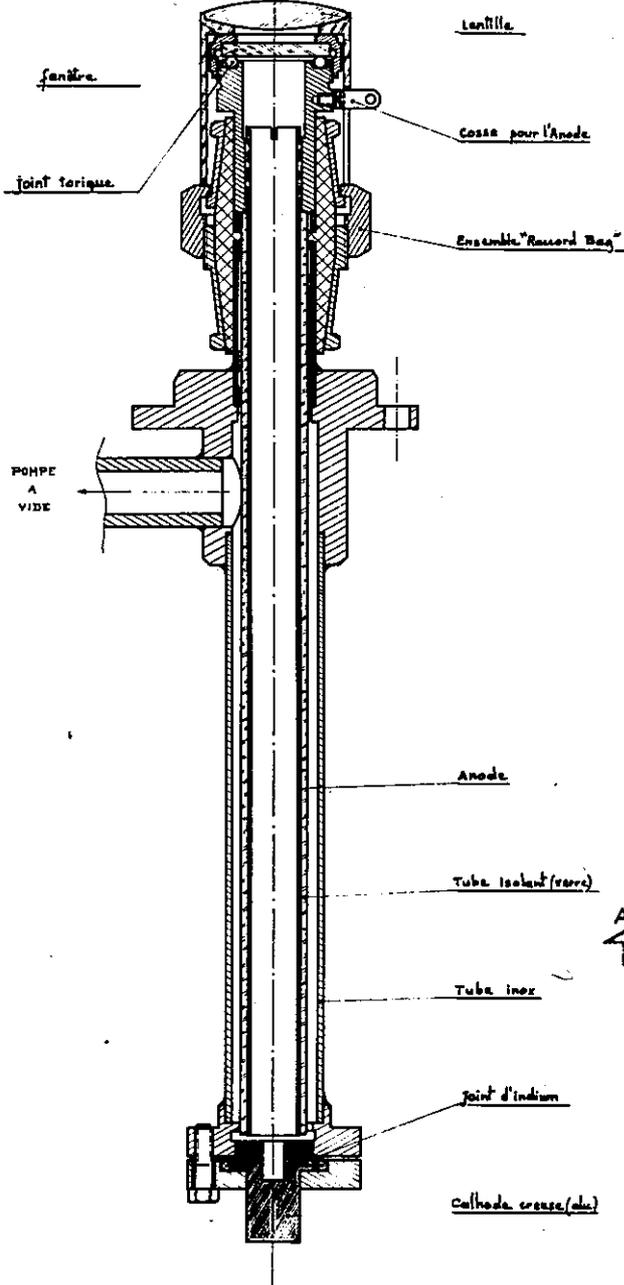


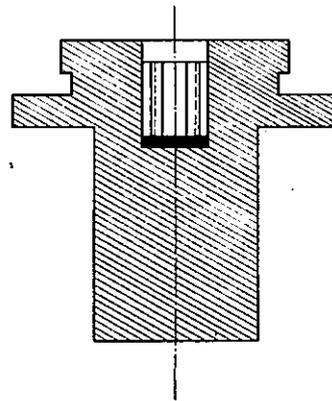
Figure 9

chapeau isolant

CATHODE CREUSE



COUPE AA ECHELLE 3



VUE DE DESSUS ECHELLE 3

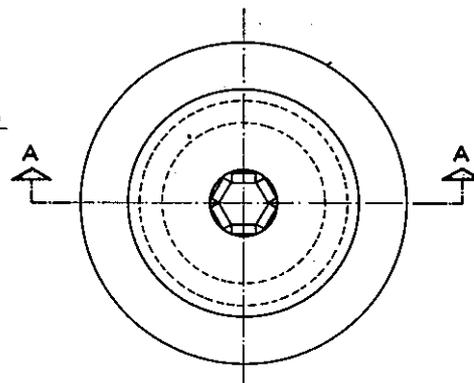
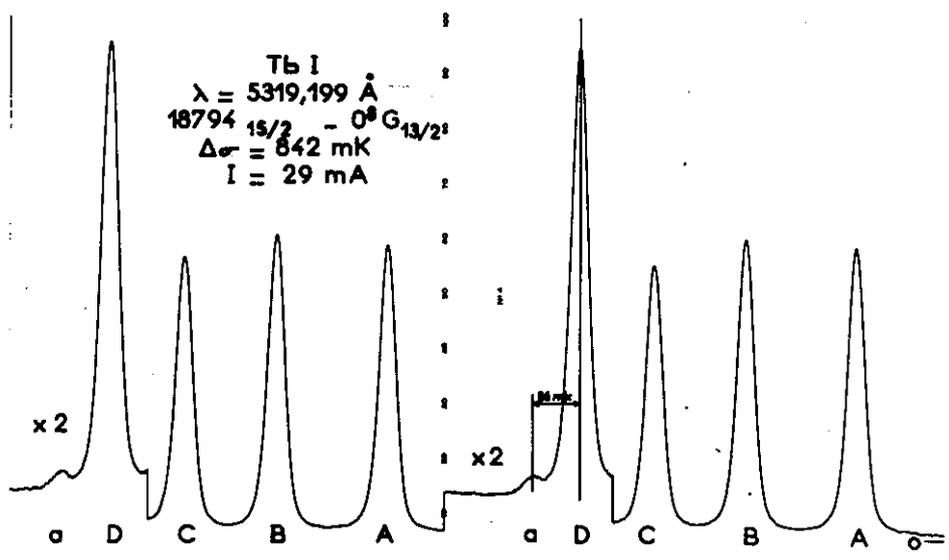
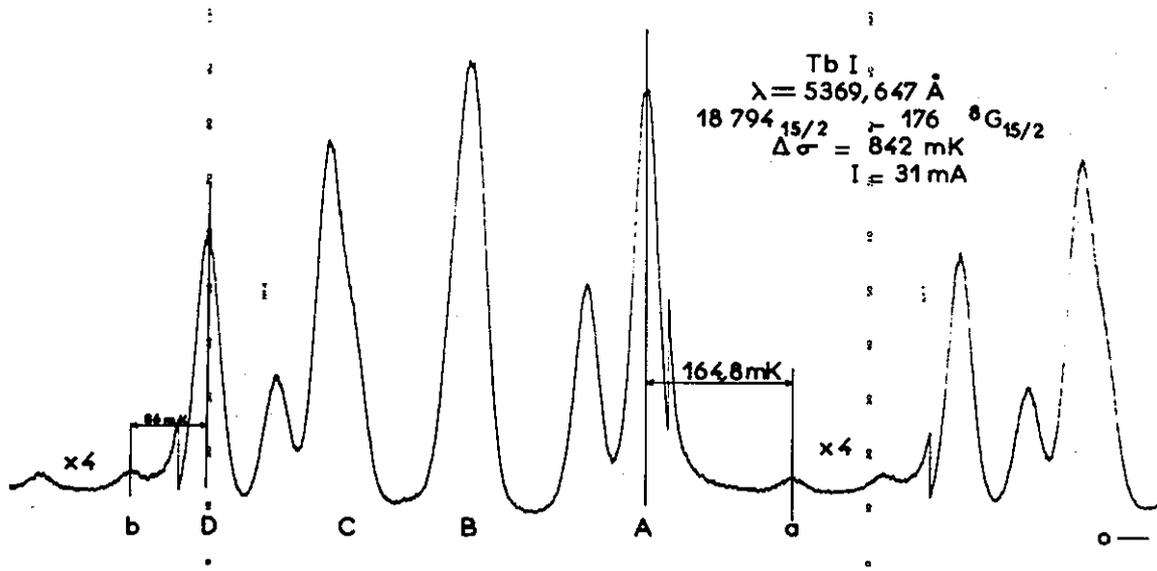
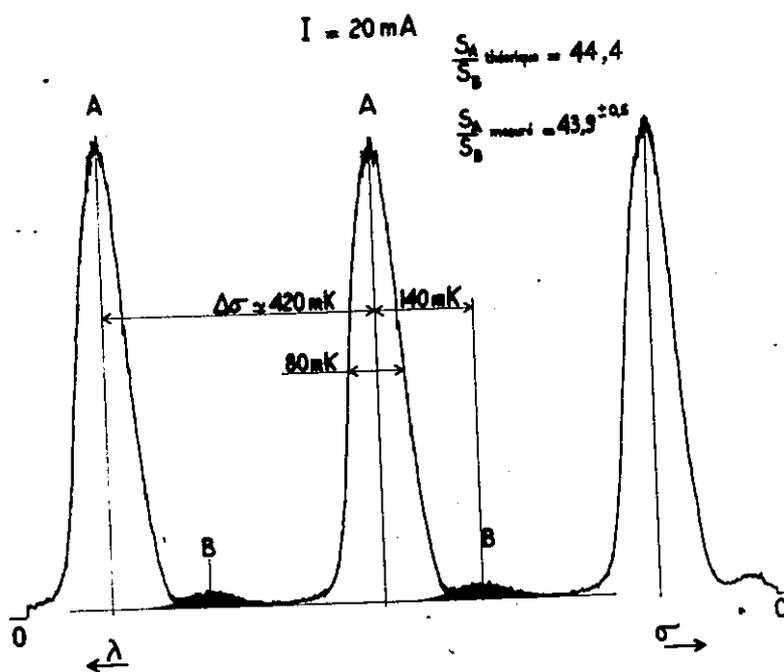
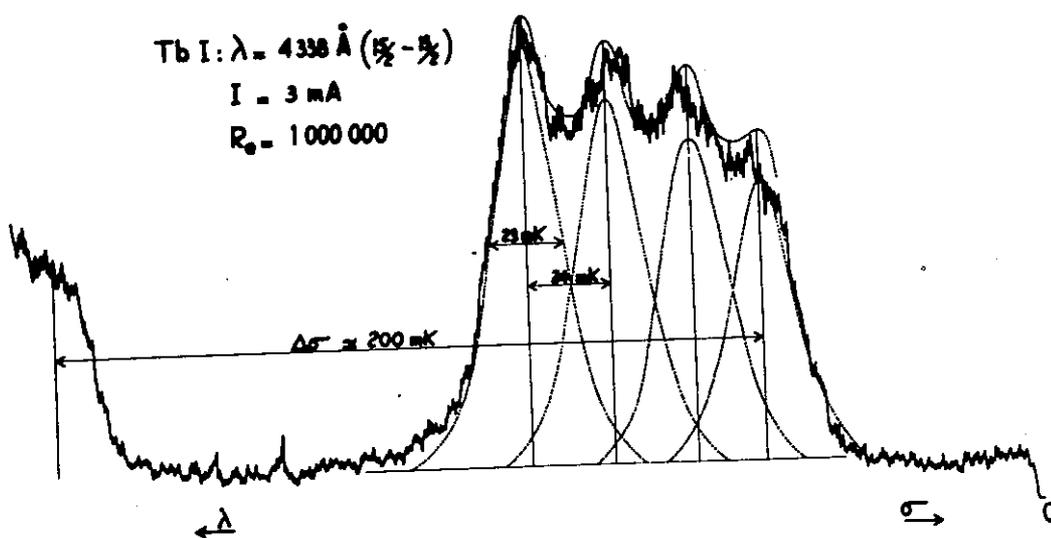


FIGURE 3

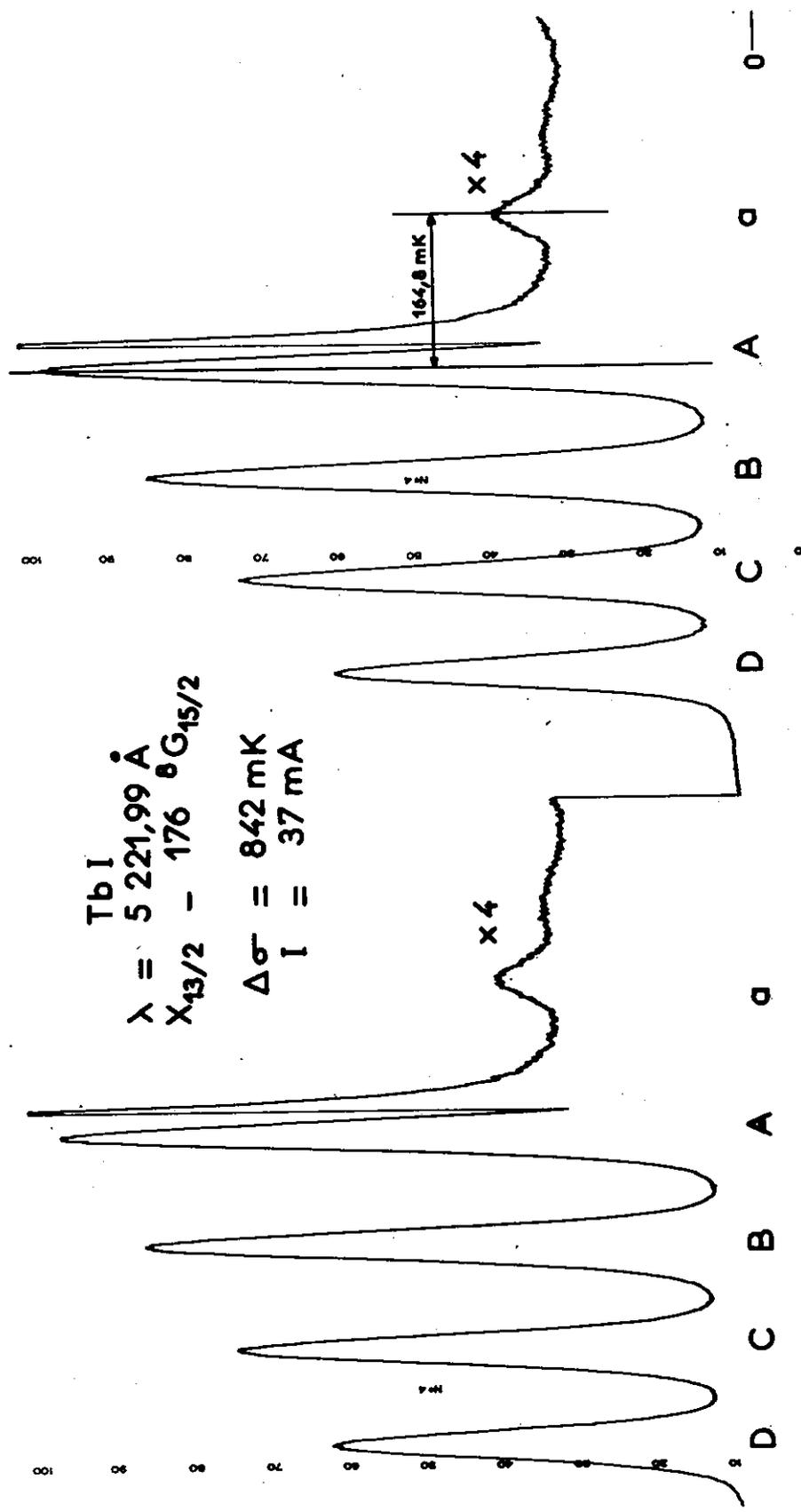




(N° 1)



(N° 2)



TbI
 $\lambda = 5221,99 \text{ \AA}$
 $X_{13/2} - 176 \text{ } ^6G_{15/2}$

$\Delta\sigma = 842 \text{ mK}$
 $I = 37 \text{ mA}$

x4

x4

164,8 mK

D C B A 0 —
 D C B A 0 —