

N° d'ordre :

THÈSES

présentées à la
Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

Laboratoire : AIME COTTON C.N.R.S.

par

René - Jean CHAMPEAU

1 ère THESE : Déplacement isotopique dans les spectres d'arc et d'étincelle
du cerium.

Influence du mélange de configurations. Effets d'écran.

Déplacement relatif des isotopes 136,138,140, et 142.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

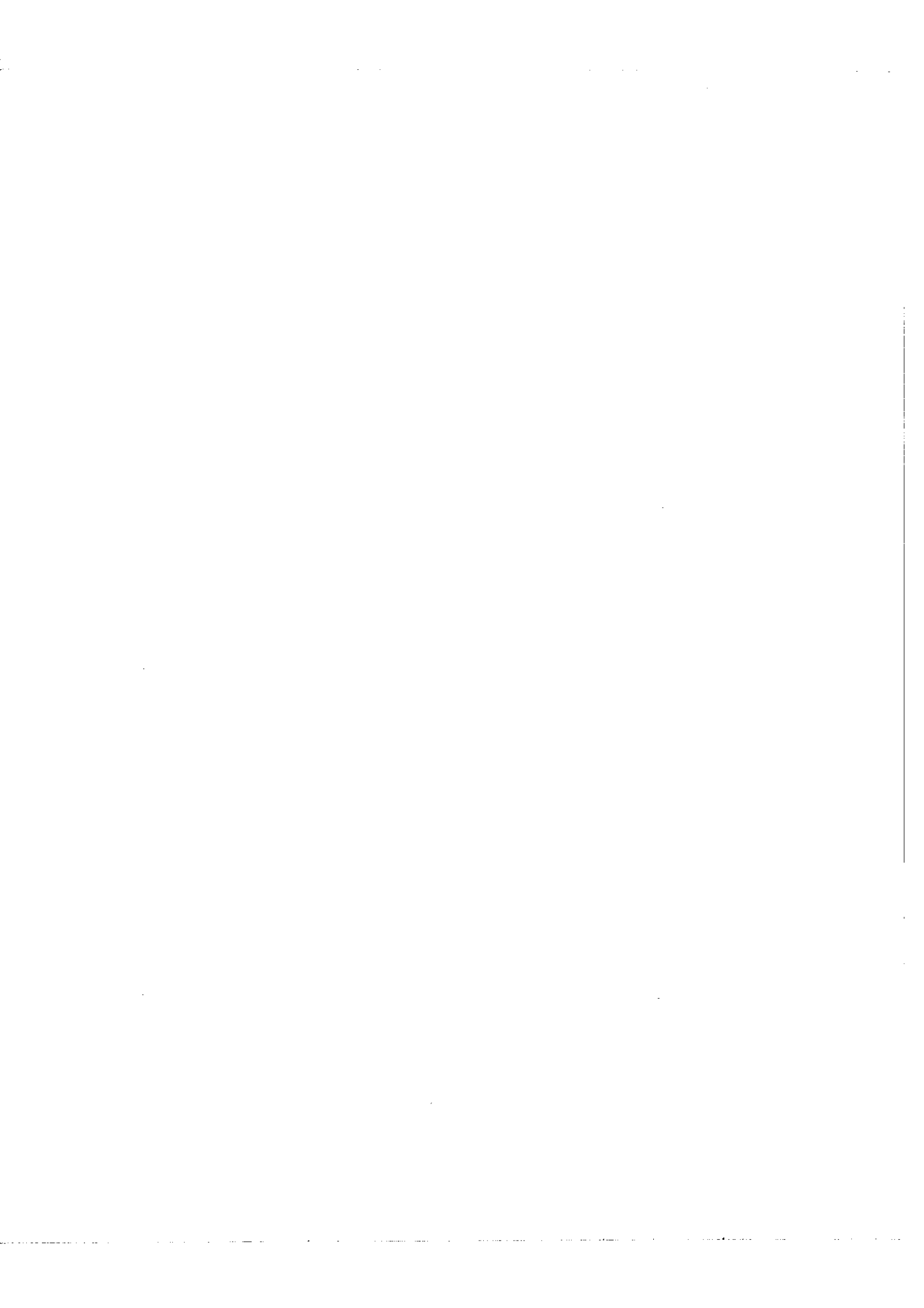
Soutenues

le 1969 devant la Commission d'Examen

M. JACQUINOT.....Président

MM. BROCHARD..... }
COJAN..... } Examineurs
GERSTENKORN..... }

ORSAY 1969



Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à MM. les Professeurs P. JACQUINOT et R. CHABBAL qui m'ont accueilli au laboratoire Aimé Cotton et m'ont apporté leur soutien en toutes circonstances.

J'ai bénéficié constamment des conseils et de l'aide de M. S. GERSTENKORN qui a dirigé ces recherches : je lui exprime ici toute ma reconnaissance.

Certaines parties de ce travail n'auraient pas été possibles sans l'atmosphère de coopération amicale du laboratoire Aimé Cotton : je voudrais en remercier tous mes camarades chercheurs et techniciens, en particulier J. BAUCHE pour les calculs théoriques et J. L. VERGES pour les mesures au SISAM dans l'infrarouge.



ERRATA

page 8, ligne 8 : formule omise : $\frac{\delta(\Delta E_V)_{np_{1/2}}}{\delta(\Delta E_V)_{n\Delta}} = \frac{1-\sigma}{1+\sigma}$

page 9, ligne 10 : $\frac{\delta R_u}{R_u} = \frac{1}{2} \frac{\delta \langle r^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle}$ au lieu de $\frac{\delta R_u}{R_u} = \frac{1}{2} \delta \langle r^2 \rangle$

page 12, ligne 13 (formule incomplète) $\delta T = \frac{\pi a_n^3}{Z} \sum |\Psi(0)|^2 \times C$

page 16, ligne 6 : δT_A et δT_B au lieu de T_A et T_B

page 18, ligne 6 : $\delta R_u^{2\sigma} = 2\sigma R_A^{2\sigma} \left[\frac{\delta R_A}{R_A} + \frac{1}{2} \delta(\alpha^2) \right]$

ligne 8 : $\delta T = F C_{th} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{R_A}{\delta R_A} \delta(\alpha^2) \right]$

page 19, ligne 9 : $\delta T = F C_{th} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{R_A}{\delta R_A} \left(\frac{5}{4\pi} + \xi \right) \delta(\beta^2) \right]$

page 30: la légende du tableau 2, qui a été omise, est la suivante :

colonne 1 : longueur d'onde λ

colonne 2 : nombre d'onde σ

colonne 3 : intensité

colonne 4 : déplacement isotopique

colonnes 5 et 6 : classification $\left\{ \begin{array}{l} \text{colone 5 : niveau inférieur-niveau sup.} \\ \text{colonne 6 : J du niv. inf. -J du niv. sup.} \end{array} \right.$

page 34 : tableau 4 : la composition du niveau 3100 est :

70 28 2 et non : 28 70 2

page 53 b : tableau 12^{bis} : il n'a pas été tenu compte de l'effet de masse normal, contrairement à ce qui est exposé dans le texte (page 53a). Il y a donc lieu de rectifier comme suit les colonnes 4 et 5 du tableau 12 bis :

Configuration	Effet de masse total	Effet de volume
4f5d6s ²	-8,2	120
4f5d ² 6s	-4,3	60
4f ² 6s ²	+27,9	30

le reste du tableau est sans changement.

page 54 , ligne 8 : dans la formule, lire : $\delta T (4f^2 5d)$

au lieu de : $\delta T (4f^2 6d)$

ligne 22 : $n_a^3 \frac{dn_a}{dn}$ au lieu de $n_a^3 \frac{dn_a}{dn}$

page 69 , fig. 18 : +10 et non -10 sur l'axe horizontal

page 74 , ligne 18 : quant au noyau ^{142}Ce , ... au lieu de :

quant au noyau ^{140}Ce

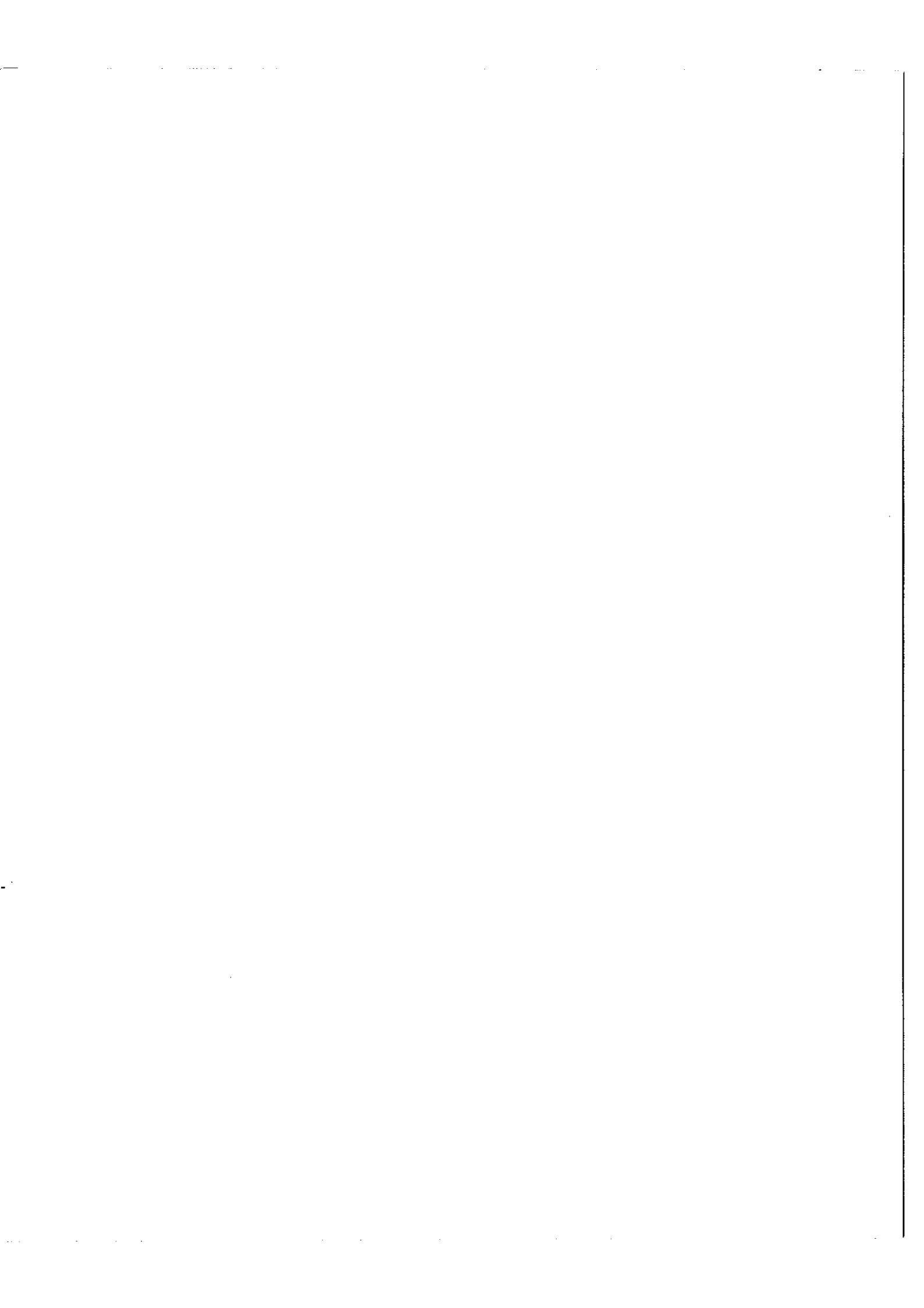
INTRODUCTION

L'étude du déplacement isotopique des éléments lourds et moyens a été marquée ces dernières années par la découverte de la variation du déplacement isotopique relatif dans le spectre du samarium. Cette découverte a suscité de nombreuses études et a entraîné un perfectionnement des méthodes instrumentales ; dans certains cas, la précision des mesures a été décuplée. Ces travaux ont montré que la variation du déplacement isotopique relatif était un phénomène très général et qu'on pouvait l'interpréter en faisant intervenir l'effet de masse, effet qu'on supposait négligeable auparavant.

D'autre part, la puissance accrue des méthodes théoriques d'analyse des spectres a ouvert la voie au calcul a priori des effets de masse et de volume par la méthode de Hartree-Fock et à l'étude paramétrique des déplacements isotopiques des niveaux présentant un mélange de configurations. Des résultats prometteurs ont déjà été obtenus.

La conjugaison de ces divers facteurs permettra d'accéder avec beaucoup plus de précision et de sécurité que par le passé aux paramètres qui décrivent la forme et la dimension des noyaux.

C'est dans cette perspective que se place l'étude que nous avons entreprise sur le cérium. Les deux premiers chapitres de ce mémoire sont consacrés à des rappels sur les données théoriques et les méthodes expérimentales. Le déplacement isotopique du couple ^{140}Ce , ^{142}Ce fait l'objet des deux chapitres suivants : déplacement isotopique des niveaux des spectres d'arc et d'étincelle, influence de l'interaction de configurations, évaluation des effets d'écran et de la constante expérimentale de déplacement isotopique. Enfin, l'étude des deux isotopes rares ^{136}Ce et ^{138}Ce et l'analyse du déplacement isotopique relatif sont exposées dans le dernier chapitre.



CHAPITRE - I -

PRINCIPAUX RESULTATS

DE L'ETUDE THEORIQUE DU DEPLACEMENT ISOTOPIQUE

I - DEFINITION ET ORIGINE DU DEPLACEMENT ISOTOPIQUE.

Les longueurs d'onde des raies spectrales émises par les différents isotopes d'un même élément ne sont pas exactement égalés (°°). Ce phénomène, appelé déplacement isotopique, a deux causes :

- la différence de masse des noyaux,
- la différence de répartition de la charge nucléaire.

Pour cette raison, on a l'habitude de distinguer deux termes dans le déplacement isotopique : l'effet de masse et l'effet de volume. Cependant, l'étude expérimentale du phénomène fournit seulement la somme de ces deux termes et ne permet pas de les séparer. Dans le cas où il a été possible d'étudier plus de deux isotopes, il est toutefois possible de déduire des résultats expérimentaux certaines propriétés de l'un ou de l'autre des deux effets isolément (par exemple la différence entre les effets de masse intervenant dans deux raies différentes).

Comme le déplacement isotopique fait intervenir les propriétés nucléaires, l'intérêt de son étude est double :

- comme les autres effets de la spectroscopie optique (effet Zeeman, structure hyperfine), il est une source de renseignements sur les niveaux électroniques des atomes considérés.

(°°) Tout l'exposé qui va suivre est relatif aux noyaux de spin nul (en particulier aux noyaux des atomes de nombre de masse et de numéro atomique pairs) Cependant, on peut appliquer les résultats qui vont être cités au "centre de gravité" de la structure hyperfine des raies (ou des niveaux) des atomes dont le spin nucléaire est différent de zéro.

- de plus, il donne accès à des paramètres qui décrivent la forme et la dimension des noyaux.

C'est, bien entendu, ce dernier aspect qui est, en général, considéré comme le plus intéressant.

Mais seul l'effet de volume fait intervenir des paramètres qui décrivent la répartition de charge nucléaire ; l'effet de masse dépend d'une propriété du noyau toujours bien connue : sa masse. Comme de plus, l'effet de masse interdit la mesure expérimentale directe de l'effet de volume, on cherche à l'éliminer par des évaluations théoriques ou semi-empiriques.

II - EFFET DE MASSE.

Si on appelle H_0 l'hamiltonien qui décrit un atome dont on suppose la masse du noyau infinie et H celui de l'atome réel de masse M . on a : $H = H_0 + \frac{1}{2M} \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2$ (où p_i désigne la quantité de mouvement de l'électron i).

Soit E_0 l'énergie d'un niveau de l'atome de masse infinie. L'énergie du niveau correspondant de l'atome réel est alors :

$$E = E_0 + \Delta E.$$

La somme à effectuer dans l'expression de H porte sur tous les électrons de l'atome ; elle se décompose en deux termes :

$$\sum_i p_i^2 \quad \text{et} \quad 2 \sum_{i,j > i} \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j$$

L'effet du premier de ces deux termes appelé effet de masse normal est très facile à calculer exactement ; il suffit de remplacer dans les formules la masse m de l'électron par la masse réduite $\mu = \frac{mM}{m+M}$: les niveaux d'énergie de l'atome sont multipliés par le rapport μ/m .

Au contraire, l'effet du second terme, appelé effet de masse spécifique, est très difficile à évaluer. Il a été étudié par Hughes et Eckart (1) et par Vinti (2). Plus récemment divers auteurs -(Nicklas et Treanor (3), Bauche (4), Elbel et Hühnermann(5)) ont calculé l'effet de masse spécifique sur divers atomes en utilisant des fonctions radiales de Hartree-Fock. Malheureusement, la méthode ne peut-être appliquée aux éléments lourds et même aux éléments moyens que si on utilise des fonctions d'onde relativistes; étant donné la très grande comple-

xité de ces calculs relativistes, ils n'ont pas encore été tentés à notre connaissance.

Cependant, on démontre en toute rigueur que la différence des effets de masse de deux atomes de nombres de masse respectifs A_1 et A_2 peut se mettre sous la forme du produit de deux termes, l'un : $\frac{A_1 - A_2}{A_2 A_1}$, fonction des seules propriétés nucléaires, l'autre, noté K , fonction des seules propriétés électroniques.

De cette loi découlent les deux remarques suivantes :

- Pour un élément lourd ou moyen, les effets de masse des divers couples d'isotopes sont très sensiblement proportionnels à la différence de masse de ces isotopes, le facteur $A_1 A_2$ pouvant être considéré comme constant.

- Si on fait l'hypothèse que le facteur K n'augmente pas de façon systématique lorsque le nombre atomique croît, on doit s'attendre à une diminution de l'effet de masse lorsqu'on passe des éléments légers aux éléments lourds. Ainsi, on avait cru pouvoir admettre que l'effet de masse était négligeable pour les lanthanides et les éléments de numéro atomique plus grand. Cependant, à la suite des travaux de Striganov et de ses collaborateurs (6) sur le Samarium, et de leur interprétation par King (7), cette hypothèse simplificatrice a été mise en doute. De nombreux travaux ont été alors entrepris sur ce sujet (8) (9) (10) (11) ; et on considère maintenant que l'effet de masse ne peut-être négligé pour aucun élément, même lourd ; cependant, dans le cas des éléments lourds, et pour certaines transitions, (celles, par exemple, où les deux configurations n'ont pas le même nombre d'électrons) on continue d'estimer que l'effet de volume est prépondérant.

III - EFFET DE VOLUME.

La théorie de l'effet de volume doit résoudre deux problèmes :

- Evaluer l'effet produit par l'extension finie du noyau sur l'énergie d'un électron, dans le champ central.

- Evaluer ensuite l'effet résultant sur les niveaux d'énergie de l'atome.

Le premier de ces problèmes a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux dont il n'est pas possible de faire une revue exhaustive ici.

On trouve un exposé d'ensemble de la question dans l'ouvrage de Kopfermann sur les moments nucléaires (12), dans un article de Breit (13) et, en ce qui concerne les développements les plus récents, dans un article de Stacey (14). Nous nous contenterons donc de donner un aperçu historique des premières recherches sur ce sujet et un exposé des principales lois qui ont été établies. Le second problème a été abordé par des procédés plus ou moins empiriques (effet d'écran) et récemment par une méthode paramétrique analogue à celle qu'on utilise pour interpréter les niveaux d'énergie des atomes.

III - 1 Effet de volume pour un électron.

On étudie la fonction d'onde d'un des électrons de l'atome (électron optique) dans le champ central qui décrit l'essentiel de l'action du noyau et des autres électrons.

On calcule la variation ΔE_v des niveaux d'énergie de cet électron quand on passe d'un noyau fictif dont la charge serait concentrée en un point au noyau réel dont la charge est répartie dans un certain volume.

On suppose de plus que le potentiel électrostatique créé par le noyau a une symétrie sphérique : la densité de charge $\rho(r)$ dont il sera question plus loin est une moyenne angulaire de la densité de charge réelle du noyau considéré.

III - 1 a. Aperçu historique

Une première estimation de l'effet fut donnée par Bartlett (15) en 1931 à l'aide de fonctions d'onde non relativistes. Cependant pour les éléments lourds ou moyens qui sont les seuls à présenter un effet de volume important, il est nécessaire de faire un calcul relativiste; en 1932, Racah (15) d'une part et Rosenthal et Breit (17) d'autre part firent la première évaluation complète de l'effet de volume en utilisant la méthode classique des perturbations. Mais Rosenthal et Breit firent observer que la méthode des perturbations ne fournit pas un mode de calcul convenable de l'effet de volume ; ils apportèrent donc une correction à cette méthode : le facteur correctif qu'ils obtinrent ainsi est compris entre 0,5 et 1 ..

En 1945, les fondements d'une méthode plus rigoureuse furent données par Broch (18).

III - 1 b. Formule de Broch.

En utilisant les équations de Darwin-Gordon, Broch aboutit à la formule suivante qui donne l'écart d'énergie ΔE_v :

$$\Delta E_v = N \frac{1}{4\sigma \Gamma^2(2\sigma)} \frac{Z\alpha - (k - \sigma) K(x_0)}{Z\alpha - (k + \sigma) K(x_0)} x_0^{2\sigma}$$

où Z désigne le numéro atomique de l'atome considéré

α la constante de structure fine,

k le nombre quantique de Dirac.

$$\sigma = \sqrt{k^2 - Z^2 \alpha^2}$$

$$x = \frac{2Zr}{a_H} \quad (\text{où } r \text{ désigne la distance du point considéré au centre du système et } a_H \text{ le rayon de la première orbite de Bohr de l'atome d'hydrogène}).$$

(Le point correspondant à $x = x_0$ est situé hors du volume nucléaire mais à une distance du centre de l'ordre de grandeur des dimensions nucléaires).

$K(x_0)$ représente la valeur que prend en x_0 le rapport de la petite composante à la grande composante de la fonction d'onde de Dirac (°°)

Enfin, pour les électrons s :

$$N = 4\pi R_\infty \frac{a_H^3}{Z} |\psi(0)|^2$$

où R_∞ désigne la constante de Rydberg et $\psi(0)$ la valeur à l'origine de la fonction d'onde de Schrödinger. Pour les électrons de nombre quantique orbital $\ell \neq 0$:

$$N = 4\pi R_\infty \frac{a_H^3}{Z} 2\ell(\ell+1)(2\ell+1) \langle r^{-3} \rangle$$

Par différentiation de la formule ci-dessus, on obtient l'écart $\delta(\Delta E_v)$ entre les niveaux d'énergie de deux isotopes d'un atome :

$$\delta(\Delta E_v) = N \frac{1}{2\Gamma^2(2\sigma)} \frac{x_0^{2\sigma} \delta K(x_0)}{[\alpha + (1 - \sigma) K(x_0)]^2}$$

(°°) Il n'y a aucune relation entre cette fonction $K(x)$ et la fonction K de l'effet de masse.

III 1. c. Cas des électrons de nombre quantique orbital $l \neq 0$

L'étude de la formule donnée au paragraphe III . 1 b montre que seuls les électrons s et les électrons $p_{1/2}$ ont un déplacement isotopique non négligeable. On montre également (19) que le rapport du déplacement isotopique d'un électron $np_{1/2}$ au déplacement isotopique d'un électron ns (n désignant le nombre quantique principal) est donné par la relation :

Pour le cérium ($Z = 58$), la valeur numérique de ce rapport est 0,048.

Le déplacement isotopique de l'électron $p_{1/2}$ vaut ainsi 5 % du déplacement isotopique de l'électron s .

Comme, dans les calculs de déplacement isotopique s'introduisent en général, des causes d'erreur bien supérieures à 5 %, on se contente le plus souvent de faire intervenir seulement les électrons s .

III 1. d. Cas des électrons s . Notion de noyau équivalent (Bodmer)

Tout le problème du calcul du déplacement isotopique réside donc dans le calcul de $K(x_0)$ et de $\delta K(x_0)$.

Pour cela, Bodmer (20) introduit le concept de couple de noyaux "équivalent" au couple de noyaux étudié. Les noyaux équivalents considérés sont des noyaux sphériques à distribution de charge uniforme. Par définition, on suppose que les noyaux du couple équivalent présentent le même déplacement isotopique que les noyaux du couple étudié : par conséquent, pour les deux couples les valeurs de $K(x_0)$ et de $\delta K(x_0)$ sont les mêmes. Bodmer montre ainsi qu'avec une excellente approximation, le rayon R_u des noyaux du couple équivalent est donné par :

$$\frac{3}{5} \frac{Ze^2}{4\pi} R_u^2 = \int_0^{+\infty} \rho(r) r^4 dr$$

(rappelons que la densité de charge $\rho(r)$ est la moyenne angulaire de la densité de charge nucléaire) et la différence δR_u des rayons des noyaux du couple équivalent est telle que :

$$\frac{3}{5} \frac{Ze}{4\pi} R_u^2 \frac{\delta R_u}{R_u} = \int_0^{+\infty} \delta \rho r^4 dr$$

On relie très simplement R_u au carré moyen $\langle r^2 \rangle$ du rayon de la charge nucléaire. En effet, par définition :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi}{Ze} \int_0^{+\infty} \rho(r) r^4 dr \quad \text{et} \quad R_u = \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle}$$

Et, en désignant par $\delta \langle r^2 \rangle$ la différence des carrés moyens des charges nucléaires des deux noyaux étudiés :

$$\frac{\delta R_u}{R_u} = \frac{1}{2} \delta \langle r^2 \rangle$$

Remarque.

On remplace ainsi le noyau réel, dont la densité de charge $\rho(r)$ peut être quelconque et même ne s'annuler qu'à l'infini (pourvu que l'essentiel de la charge soit concentré dans un volume de l'ordre de grandeur des "dimensions nucléaires"), par un noyau dont la charge est tout entière concentrée dans une sphère de rayon R_u , avec la densité $\rho_0 = \frac{3}{4} \frac{Ze}{R_u^3}$ (figure 1). Bien entendu, la densité n'a pas la même valeur pour les deux isotopes du couple (à moins que les deux isotopes aient la même valeur de R_u).

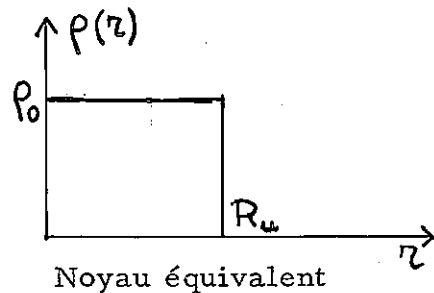
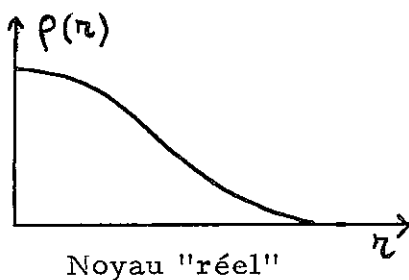


Figure 1

Les valeurs $K(x_0)$ et $\delta K(x_0)$ et, partant, le déplacement isotopique du couple d'atomes considéré dépendent seulement de $\langle r^2 \rangle$ et de $\delta \langle r^2 \rangle$ et sont indépendants de tous les autres paramètres qui décrivent la répartition de la charge nucléaire, dans la mesure où $\langle r^2 \rangle$ ne dépend pas de ces paramètres. L'évaluation précise du déplacement isotopique des noyaux réels peut se faire en travaillant sur les noyaux équivalents. Bodmer obtient ainsi l'expression du déplacement isotopique des électrons s :

$$\delta(\Delta E_v) = 4\pi R_\infty \frac{a_H^3}{Z} |\psi(0)|^2 \frac{1}{2\Gamma^2(2\sigma)} \frac{Z\alpha + (1+\sigma)K(R_u)}{Z\alpha + (1-\sigma)K(R_u)} R_u^{2\sigma} \frac{\delta R_u}{R_u}$$

On montre de plus que $K(R_u)$ est indépendant de R_u , c'est-à-dire qu'il a la même valeur pour les deux isotopes considérés. Par conséquent $\delta(\Delta E_v)$ est simplement proportionnel à $R_u^{2\sigma} \frac{\delta R_u}{R_u}$ c'est-à-dire à $\delta(R_u^{2\sigma})$

III - 1 - e Conclusions et remarques.

- En procédant par intégration numérique, on peut calculer, pour une distribution de charge nucléaire donnée à priori, le rapport de la valeur du déplacement isotopique donnée par la méthode de Bodmer à la valeur obtenue par la théorie des perturbations. Les résultats numériques de Bodmer montrent que ce rapport dépend très peu de la distribution de charge envisagée et qu'il est fonction décroissante du numéro atomique : très voisin de 1 pour les éléments légers, il atteint la valeur 0,9 pour le cérium ($Z = 58$) et la valeur 0,77 pour le plomb ($Z = 82$).
- R_u et $\frac{\delta R_u}{R_u}$ sont respectivement proportionnels à $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ et à $\frac{\delta \langle r^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} R_u$: le déplacement isotopique d'un couple d'isotopes dépend donc uniquement des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ de chacun de ces deux isotopes.

Or, pour les éléments légers et moyens, σ est peu différent de 1 (pour le cérium par exemple, $\sigma = 0,91$). On peut alors admettre que

$\delta(R_u^2)$ est peu différent de $\delta(R_u^{2\sigma})$ et que le déplacement isotopique est proportionnel à $\delta(R_u^2)$, c'est-à-dire à la variation du carré moyen $\langle r^2 \rangle$ du rayon de la charge nucléaire.

- La valeur du déplacement isotopique fournie par la théorie des perturbations est proportionnelle à $\delta(\langle r^{2\sigma} \rangle)$ (par définition :

$$\langle r^{2\sigma} \rangle = \frac{4\pi}{Ze} \int_0^{+\infty} \rho(r) r^{2\sigma+2} dr)$$

Les calculs numériques du rapport de la valeur du déplacement isotopique donnée par la méthode de Bodmer à la valeur déduite de la théorie des perturbations ont été repris par Ford et Hill (21). Ces auteurs confirment la conclusion de Bodmer selon laquelle ce rapport dépend très peu de la répartition de la charge nucléaire et en déduisent que le déplacement isotopique est proportionnel à $\delta \langle r^{2\sigma} \rangle$ à une excellente approximation, bien que cette propriété ne semble pas pouvoir être démontrée d'une manière générale. La mesure du déplacement isotopique $\delta(\Delta E_{\bar{\nu}})$ apparaît ainsi comme une mesure de $\delta \langle r^{2\sigma} \rangle$ pour les noyaux des isotopes considérés (13).

Cependant outre l'effet de masse, l'évaluation de $\delta \langle r^{2\sigma} \rangle$ se heurte à d'autres difficultés dues au fait que les atomes étudiés ont en général plusieurs électrons optiques.

III - 2. Déplacement isotopique d'un niveau.

Nous examinerons d'abord, dans ce paragraphe, le cas des niveaux ne présentant pas de mélange de configurations. L'influence de l'interaction de configuration sera envisagée par la suite.

III. 2. a. Constance du déplacement isotopique à l'intérieur d'une configuration.

L'opérateur qui décrit le déplacement isotopique étant purement radial, son effet doit être le même sur tous les niveaux d'une configuration. Cependant, ce raisonnement s'appuie sur des considérations non relativistes et sur la validité de la théorie des perturbations ; on a vu que ces deux hypothèses ne peuvent pas être retenues. En toute rigueur

la propriété n'est donc pas démontrée. Malgré cela, et, en particulier grâce au fait que seuls les électrons s sont à l'origine du déplacement isotopique, on peut considérer qu'elle reste vraie à une bonne approximation, ce qui est bien confirmé par l'expérience (22)

III - 2 b. Invariance du déplacement isotopique relatif.

La valeur commune du déplacement isotopique de tous les niveaux d'une configuration s'obtient alors en utilisant la formule du paragraphe III - 1 c. et en faisant la somme pour tous les électrons optiques s que comporte la configuration envisagée, (bien entendu, les électrons autres que les électrons optiques participent aussi au déplacement isotopique mais on peut, dans une première étape considérer que leur contribution est la même pour tous les niveaux d'un atome) :

$$\delta T = \frac{\pi a_H^3}{Z} \sum |\psi(0)|^2$$

δT apparaît ainsi comme le produit de deux facteurs, l'un qui ne dépend que des propriétés électroniques de la configuration considérée :

$$F = \frac{\pi a_H^3}{Z} \sum |\psi(0)|^2$$

l'autre, C, qui ne dépend que des propriétés nucléaires du couple d'isotope considéré. Il en résulte une propriété très importante:

si un atome possède plus de deux isotopes, par exemple, trois isotopes que nous désignerons par leurs nombres de masse respectifs A_1, A_2, A_3 , on dispose de deux déplacements isotopiques $\delta T(A_1, A_2)$ et $\delta T(A_2, A_3)$. Comme la fonction électronique F a la même valeur pour les trois isotopes (pour une configuration donnée), le rapport

$$\frac{\delta T(A_1, A_2)}{\delta T(A_2, A_3)}$$

a la même valeur pour toutes les configurations. Dès lors, si l'effet de masse est négligeable, le déplacement isotopique observé dans les raies a la même propriété, connue sous le nom de "constance du déplacement isotopique relatif" (on appelle déplacement isotopique relatif le rapport $\frac{\delta \sigma(A_1, A_2)}{\delta \sigma(A_2, A_3)}$ des déplacements isotopiques du couple d'isotopes (A_1, A_2) et du couple d'isotopes (A_2, A_3)). On a longtemps admis que

cette propriété était très bien vérifiée dans les spectres des atomes de numéro atomique supérieur à 50 environ. Elle a été mise en défaut dans le spectre du Samarium ($Z = 62$) par Striganov et ses collaborateurs (6) ce qui a conduit à abandonner l'hypothèse que l'effet de masse était négligeable (cf. Paragraphe II).

III. 2. c. Effets d'écran.

La formule donnant δT en fonction de $\sum |\psi(0)|^2$ semble indiquer que le déplacement isotopique des niveaux d'une configuration ne dépend pas du tout des électrons de nombre quantique orbital $l \neq 0$ qu'elle comporte. En fait il est évident expérimentalement que ce n'est pas vrai et que les configurations ayant les mêmes électrons s et ne différant que par les autres électrons ont des déplacements isotopiques différents.

Deux effets sont à envisager :

- La modification, par les électrons optiques, de la probabilité de présence à l'origine des électrons s des couches complètes, étudiée en détail par Crawford et Schawlow (23). Comme cet "effet d'écran" des électrons optiques dépend de la configuration considérée, la contribution des électrons des couches complètes au déplacement isotopique total est différente pour des configurations différentes. Il est ainsi possible d'observer des déplacements isotopiques importants dans des transitions entre des configurations dont aucune ne possède d'électrons s en dehors des couches complètes.

- La modification, par les électrons optiques autres que l'électron s considéré de la probabilité de présence à l'origine de ce dernier. Ce phénomène a été mis en évidence depuis longtemps (24) et a fait l'objet de nombreuses études, comme celles de Kopfermann, Steudel et Thulke sur le ruthénium (25), de von Siemens sur l'iridium (26), de Blaise sur le mercure, le plomb et le cadmium (22), de Gerstenkorn sur le plutonium (27), de Diringer sur l'uranium (28), de Gluck sur le tungstène et l'osmium (29). L'ensemble de ces travaux montre que

ces effets d'écran sont très analogues dans les différents spectres et peuvent être décrits par des coefficients dits "facteurs d'écran" qui ont des valeurs sensiblement constantes pour tous les spectres. L'exposé le plus récent et le plus systématique sur ce sujet se trouve dans un article de J. Blaise et A. Steudel (30).

Il est possible de rendre compte de ces effets d'écran et de trouver leur valeur numérique dans chaque cas particulier en calculant les valeurs de

$$|\Psi(0)|^2 \text{ par la méthode de Hartree-Fock (31)}$$

En raison de ces divers effets d'écran et aussi pour éliminer l'essentiel de la contribution des couches complètes, on fait d'habitude la différence du déplacement isotopique d'une configuration comportant un électron ns, soit $n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu ns$, et du déplacement isotopique de la configuration correspondant à la limite de la série, soit $n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu \infty s$, ou si l'on préfère $n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu$. Pour une configuration comportant deux électrons ns, soit $n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu ns^2$, on procède de même en faisant la différence de son déplacement isotopique et de celui de la configuration $n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu$. En réalité dans les spectres complexes il n'est pas possible d'accéder aux limites de série. Mais, d'après J. Blaise et A. Steudel, il est en général légitime d'écrire, en notant par ΔT le déplacement isotopique des configurations:

$$\begin{aligned} \Delta T[n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu n'l'] - \Delta T[n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu] &= 0 \\ \Delta T[n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu n'l'n''l''] - \Delta T[n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu] &= 0 \end{aligned}$$

pourvu que les électrons $n'l'$ et $n''l''$ soient des électrons p ou d.

Par exemple, dans le cas du spectre d'étincelle du cérium, on écrira :

$$\Delta T[4f^3 5d] - \Delta T[4f^3] = 0$$

Cette approximation revient à considérer comme négligeable les effets d'écran des électrons p et d sur les électrons s des couches complètes.

III - 2. d. Constante du déplacement isotopique expérimentale C_{exp} .

On appelle ainsi le rapport du déplacement isotopique d'un électron ns,

$\delta(\Delta E_V)$ (ns), au facteur électronique $\frac{\pi a_H^3}{Z} |\Psi_{ns}(0)|^2$. La donnée expérimentale étant le déplacement isotopique δT d'une configuration, il s'agit d'abord de relier δT à $\delta(\Delta E_V)$ ns.

Dans le cas où la configuration utilisée possède un seul électron optique s, on devrait avoir :

$$\delta(\Delta E_V)(ns) = \delta T [n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu ns] - \delta T [n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu]$$

Mais la contribution des électrons s des couches complètes n'est pas rigoureusement la même dans les deux configurations :

Dans la première ils subissent l'effet d'écran de l'électron ns qui n'est pas présent dans la seconde.

Pour tenir compte de cet effet, on a l'habitude d'écrire :

$$\delta T [n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu ns] - \delta T [n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu] = \beta \delta(\Delta E_V)(ns)$$

Finalement donc :

$$\beta C_{exp} = \frac{\delta T [n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu ns] - \delta T [n_\alpha l_\alpha \dots n_\nu l_\nu]}{(\pi a_H^3 / Z) |\Psi_{ns}(0)|^2}$$

La valeur de β semble être très voisine de 1 pour tous les éléments lourds (12) : l'effet d'écran de l'électron ns sur les électrons s des couches complètes serait donc négligeable (ce qui est aussi le cas des électrons p et d comme nous l'avons vu au paragraphe III. 2. c.). L'évaluation de $|\Psi_{ns}(0)|^2$ peut se faire par exemple, en utilisant la formule de Landé-Goudsmit - Fermi - Segrè. Nous y reviendrons plus loin dans le cas particulier du cérium.

III. 2. c. Influence de l'interaction de configuration.

Dans les spectres complexes, les fonctions d'onde de la plupart des niveaux sont la somme de composantes relatives à plusieurs configurations. Toutefois, il arrive très souvent que la contribution de l'une d'elles soit beaucoup plus importante que les autres et qu'on puisse encore grouper les niveaux qui ont la même configuration prépondérante. Mais les divers niveaux d'un groupe n'ont pas alors des déplacements isotopiques (de volume) égaux.

Ce phénomène a été observé pour la première fois par Jones (32) dans le spectre du plomb. Il a également été observé par J. Blaise (22), M. Diringier (28) en particulier.

Une "règle de partage" a été énoncée (cf. par exemple (22)) :

on considère deux configurations A et B dont on connaît les déplacements isotopiques respectifs T_A et T_B . De plus deux niveaux N_A et N_B pour lesquels les configurations prépondérantes sont respectivement A et B sont mutuellement perturbés : leurs déplacements isotopiques δT_{N_A} et δT_{N_B} sont différents de δT_A et δT_B mais vérifient la relation :

$$\delta T_{N_A} + \delta T_{N_B} \simeq \delta T_A + \delta T_B$$

Cette règle a été généralisée dans une étude de Brix et Lindenberger sur le gadolinium (33). Ces auteurs admettent que si la fonction d'onde d'un niveau N s'écrit :

$$\psi = \alpha \psi_A + \beta \psi_B$$

(Les fonctions d'onde ψ_A et ψ_B correspondant respectivement aux configurations A et B) on doit avoir :

$$\delta T_N = \alpha^2 \delta T_A + \beta^2 \delta T_B$$

La règle de partage énoncée plus haut est un cas particulier de cette loi.

Enfin, une étude paramétrique de l'influence de l'interaction de configuration a été réalisée par J. Bauche, tant pour ce qui est de l'effet de masse que ^{de} l'effet de volume. En ce qui concerne l'effet de volume, les travaux de J. Bauche montrent que la loi

$$\delta T_N = \alpha^2 \delta T_A + \beta^2 \delta T_B$$

est convenablement vérifiée dans les spectres qui ont été analysés (Osmium et Samarium).

III - 3 La constante du déplacement isotopique théorique C_{th} et les modèles nucléaires.

L'intérêt essentiel du déplacement isotopique étant de fournir des renseigne-

ments sur les noyaux, il est utile de confronter les résultats expérimentaux et les paramètres qu'on peut en déduire comme la constante de déplacement isotopique expérimentale C_{exp} aux prévisions théoriques fondées sur un modèle déterminé de noyau.

L'hypothèse la plus simple consiste à considérer les noyaux comme des sphères uniformément chargées dont le volume est proportionnel au nombre de masse A . Le rayon suit alors la loi :

$$R_A = R_0 A^{1/3}$$

La valeur actuellement admise de la constante R_0 est $R_0 = 1,20 \times 10^{-13}$ cm.

Par définition, pour ce type de noyaux, le rayon R_u est égal à R_A et la constante théorique C_{th} est définie par la formule :

$$C_{th} = \frac{4 R_0}{2 \pi^2 (2\sigma)} \frac{Z\alpha + (1+\sigma) K(R_A)}{Z\alpha + (1-\sigma) K(R_A)} R_A^{2\sigma} \frac{\delta R_A}{R_A}$$

En 1952, Humbach (34) a calculé les valeurs numériques de C_{th} pour les atomes dont le numéro atomique est compris entre 31 et 99. La valeur R_0 adoptée par Humbach est $1,40 \times 10^{-13}$ cm, conformément aux données de l'époque ; pour obtenir les valeurs de C_{th} en accord avec les données actuelles, il suffit de multiplier les résultats de Humbach par le facteur $\left(\frac{1,2}{1,4}\right)^{2\sigma}$.

D'autre part, certaines valeurs de C_{th} sont données par Ionesco-Pallas (35) sous le terme $C_{izo}^{standard}$, et par Babouchkine (36) sous le terme C_{unif} .

III. 3. a. Coefficients de déformation.

Pour rendre compte de manière plus satisfaisante des résultats expérimentaux, on considère ensuite les noyaux comme des volumes uniformément chargés mais limités par une surface de révolution dont la courbe méridienne a pour équation polaire :

$$R(\theta) = a_0 [1 + \alpha P_2(\cos \theta)] \quad \text{où } P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1)$$

Comme pour le cas des noyaux sphériques, on suppose que le volume nucléaire a la valeur $V = R_A^3 = R_0^3 A$, ce qui fixe a_0 .

Si on admet ensuite que la "déformation" est assez faible pour que l'on ait $\alpha \ll 1$, on trouve la valeur de R_u

$$R_u = R_A \left(1 + \frac{1}{2} \alpha^2\right)$$

Le déplacement isotopique cherché est proportionnel à $\delta R_u^{2\sigma}$. Tenant compte du fait que pour les deux isotopes considérés $\frac{\delta R_A}{R_A} \ll 1$,

et supposant que leurs coefficients α sont très inférieurs à 1, on obtient la formule approximative :

$$\delta R_u^{2\sigma} = 2\sigma R_A^{2\sigma} \left[\frac{\delta R_A}{R_A} + \frac{3}{2} \delta(\alpha^2) \right]$$

et pour le déplacement isotopique :

$$\delta T = F C_{th} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{R_A}{\delta R_A} \delta(\alpha^2) \right]$$

Le premier terme correspond à l'effet de volume pur, l'autre à l'effet de déformation.

Cette théorie a été améliorée et généralisée par plusieurs auteurs, en particulier Grechoukhine (37) qui l'a étendue aux noyaux n'ayant pas une distribution de charge uniforme et qui a donné d'autre part la formule du déplacement isotopique dans le cas où le coefficient α ne peut pas être négligé devant l'unité.

Remarque :

Le coefficient que nous avons utilisé ci-dessus n'est pas ce que l'on appelle d'habitude le "coefficient de déformation". Ce dernier, β , est relié à α par la formule :

$$\beta^2 = \frac{4\pi}{5} \alpha^2$$

III - 3. c. Compressibilité des noyaux.

Bien que la loi $R_A = R_0 A^{1/3}$ semble correctement vérifiée par les expériences de physique nucléaire (diffusion des électrons par exemple), pour l'ensemble des noyaux, les constantes théoriques calculées en III. 3. a. sont, en général, trop fortes. Pour rendre compte de cette anomalie, on peut penser que la variation du rayon nucléaire est moins rapide à l'intérieur d'une série d'isotopes : c'est

ce qu'on traduit par le terme de compressibilité. Cet effet a été particulièrement étudié par Fradkin (19) qui introduit de plus la notion de "compressibilité sous déformation", selon laquelle la déformation serait accompagnée d'une réduction du volume nucléaire. Par une analyse systématique des résultats expérimentaux sur le déplacement isotopique, Fradkin introduit deux constantes empiriques η et ξ . Dans le cas des déformations faibles ($\alpha \ll 1$), la formule qui donne le déplacement isotopique s'écrit

$$\delta T = F C_{th} \eta \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\delta R_A}{R_A} \left(\frac{5}{4\pi} + \xi \right) \delta(\beta^2) \right]$$

Fradkin ajuste ensuite les valeurs de η et de ξ de façon à obtenir, pour l'ensemble des couples d'isotopes étudiés, le meilleur accord possible entre les déplacements isotopiques et les valeurs calculées. Il trouve ainsi : $\eta = 0,7$ et $\xi = -\frac{5}{8\pi}$ l'effet de volume pur est donc réduit de 30 % ; de plus, le rapport de l'effet de déformation à l'effet de volume pur est divisé par le facteur 2.

III. 3. d. Correction de la loi de variation du rayon nucléaire.

Enfin, en analysant les résultats de diffusion des électrons, Elton a montré que la loi $R_A = R_0 A^{1/3}$ devait être remplacée par une formule plus compliquée.

$$R_A = (1,115 A^{1/3} + 2,151 A^{-1/3} - 1,742 A^{-1}) 10^{-13}.$$

Divers auteurs (Meligy (38), Ionesco-Pallas (35), Fradkin (19), Babouchkine (36)) ont tenu compte de ce résultat et trouvé qu'on devait multiplier les valeurs du déplacement isotopique par un facteur ζ , approximativement égal à 0,88 pour les éléments de nombre de masse compris entre 125 et 218.

Conclusion.

En fin de compte, il résulte des travaux de tous les auteurs, que le déplacement isotopique de volume peut, dans tous les cas, être

décrit par un seul paramètre nucléaire : le carré moyen $\langle r^2 \rangle^{(*)}$ du rayon de la charge nucléaire. Si on parvient à évaluer l'effet de masse, l'étude du déplacement isotopique permet d'atteindre avec une précision satisfaisante la différence des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ des divers isotopes considérés. Mais l'étude du déplacement isotopique ne permet pas d'aller plus loin et d'obtenir d'autres paramètres nucléaires sans faire d'hypothèses supplémentaires : ainsi, il n'est pas possible de déduire de la différence $\delta \langle r^2 \rangle$ les coefficients de déformation des noyaux sans supposer par exemple que la compressibilité est nulle, ou au moins, qu'elle a la même valeur pour tous les noyaux.

(*) en toute rigueur $\langle r^{2\sigma} \rangle$.

CHAPITRE - II -
METHODES EXPERIMENTALES.

Parmi les raies étudiées, les raies visibles ont été produites dans une lampe à cathode creuse et analysées par un spectromètre Fabry-Pérot ; pour les raies infra-rouges, la source était un tube à décharge sans électrodes et le dispositif d'analyse un spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation (SISAM). Tous ces éléments sont classiques et ont été décrits dans la littérature. Nous nous bornerons à signaler pour chacun d'eux les particularités intéressantes et, éventuellement, les modifications que l'étude du cérium a nécessité.

I - DISPOSITIFS D'ANALYSE DES SPECTRES.

I. 1. Spectromètre Fabry-Pérot.

Cet appareil a été imaginé et mis au point par Jacquinet et Dufour (39) ; l'étude approfondie des divers paramètres qui entrent en jeu dans son fonctionnement se trouve dans les travaux de R. Chabbal (40).

I. 1. a. Caractéristiques optiques.

L'appareil dont nous avons disposé est le plus ancien construit au laboratoire Aimé Cotton. De nombreux éléments ont dû être remplacés pour améliorer les performances : ainsi l'objectif et les fentes du prémonochromateur Littrow ont été changés et un réseau Bausch et Lomb de 60 x 80 mm. à 2 100 traits par millimètre a été monté.

Enfin, un "circuit de référence" a été mis en place à la sortie du prémonochromateur : une lame à faces parallèles prélève une petite fraction du flux émergent et l'envoie sur un photomultiplicateur. On peut ainsi, en cours d'enregistrement, contrôler la stabilité de la source. Le dispositif est également très utile pour chercher les raies à analyser.

I. 1. b. Exploration du spectre.

Cependant, les modifications les plus importantes concernent l'exploration du spectre par variation de la pression dans l'enceinte du Fabry-Pérot. Pour les mesures courantes, l'air est introduit par un simple robinet à pointeau Edwards.

Mais ce procédé comporte des défauts de linéarité qui ne permettent pas d'atteindre la précision que le rapport signal sur bruit autoriserait. Pour pallier ces défauts, un interféromètre à deux ondes muni d'un prisme de Kösters a été adjoint au spectromètre Fabry-Pérot. Cet appareil qui permet un étalonnage en nombre d'onde du spectre enregistré a été décrit par Duong, Gerstenkorn et Helbert (41).

Nous avons également, dans certains cas, remplacé la fuite par une pompe à doigts où à rotor : le principe de ces pompes est d'injecter, à chaque cycle de fonctionnement, le volume d'air pris à la pression atmosphérique et contenu dans un tronçon de tube souplé (tube au silicone); pour que le débit soit constant, il suffit d'une part d'actionner la pompe par un moteur synchrone, ce qui se fait sans difficultés et d'autre part que le tube reprenne exactement la même forme à chaque cycle, ce qui est beaucoup plus difficile à obtenir. Néanmoins, si l'on prend quelques précautions, ce type de pompe fournit une exploration du spectre beaucoup plus linéaire que le robinet à pointeau. Bien entendu, on utilise les franges d'étalonnage même avec ce type de pompe.

I. 1. c. Récepteurs.

Trois types de photomultiplicateurs ont été utilisés :

- RCA 1P 21 pour les raies visibles de longueur d'onde inférieure à 6 000 Å.
- RCA 7102 pour les raies du proche infra-rouge (au-dessus de 7 000 Å).
- EMI 9 558 B (à photocathode trialkaline) pour les raies visibles de longueur d'onde inférieure à 7 000 Å.

Les photomultiplicateurs R. C. A. 1P 21 sont refroidis à l'azote liquide, les autres par un mélange d'acétone et le carboglace .

I. 1. d. Dépouillement des spectres.

Pour les mesures courantes, le spectre était enregistré par un enregistreur à plume à deux voies (l'une pour le spectre proprement dit, l'autre pour les franges de référence de l'interféromètre d'étalonnage, ou pour contrôler le flux émergent du prémonochromateur) et le dépouillement effectué à la main. Cependant pour augmenter la précision et afin d'exploiter au mieux toutes les données contenues dans l'enregistrement, un voltmètre digital connecté à une perforatrice de bandes de papier a été mis en place. L'enregistrement sur bande perforée qui contient à la fois le spectre proprement dit et le signal des franges de référence est ensuite analysé par un ordinateur. Malheureusement ce dispositif n'a pas été mis au point assez tôt pour être largement utilisé ; seuls quelques enregistrements ont pu être faits et ont montré que le fonctionnement du système était satisfaisant

I. 2. Le S. I. S. A. M.

Le "spectromètre à sélection par l'amplitude de modulation" dont la partie optique est essentiellement constituée d'un interféromètre à réseaux a été inventé en 1957 par P. Connes (42). Les mesures de déplacement isotopique ont été faites en collaboration avec J. Vergès sur le S. I. S. A. M. à haute résolution dont il a réalisé la mise au point et dont il donne une description approfondie dans sa thèse (43).

II - LES SOURCES.

I - 1. La lampe à cathode creuse.

Il s'agit d'une source très classique, décrite dans de nombreuses publications. Le déplacement des deux isotopes ^{140}Ce - ^{142}Ce a été mesuré, le plus souvent, avec le mélange isotopique naturel. Nous dispo-

sions de métal très pur dans lequel il était possible d'usiner des cylindres creux ; la luminance de la source était alors très élevée. Pour mesurer le déplacement des isotopes ^{136}Ce et ^{138}Ce (qui sont très rares dans le mélange naturel) par rapport à l'isotope ^{140}Ce , nous avons utilisé des mélanges enrichis ; il s'agissait alors d'oxyde CeO_2 . Le spectre est encore excité de manière convenable mais la luminance des sources est plus faible et leur "durée de vie" plus courte. De plus, pour mesurer les déplacements isotopiques inférieurs à la largeur des raies, nous avons utilisé la méthode classique des changements de source : la source est alors une lampe à cathodes creuses multiples (quatre). Par le jeu d'un système de miroirs, on envoie à tour de rôle dans le spectromètre, la lumière émise par chacune de ces cathodes (les diverses cathodes contiennent des mélanges isotopiques différents).

I - 2. Tube à décharge sans électrodes.

Ce type de source excité dans une cavité par un champ de haute fréquence (2 450 M Hz) a une luminance très supérieure. à la cathode creuse. Malheureusement, il présente deux défauts : la largeur des raies émises qui est très supérieure à celle obtenue avec une cathode creuse (pour des longueurs d'onde voisines de 5 000 Å, cette largeur atteint 80 mK dans le cas du cérium, alors qu'elle ne dépasse guère 15 mK dans une cathode creuse) et une certaine instabilité de fonctionnement. Malgré cela, dans l'infra-rouge, la largeur des raies reste raisonnable (de l'ordre de 30 mK pour des longueurs d'onde voisines de 2 μ) et c'est la seule source qui soit utilisable : la cathode creuse a une émission très faible dans cette région spectrale surtout en ce qui concerne les raies d'étincelle que nous désirions analyser. Comme la plupart des déplacements isotopiques à mesurer dans ce domaine étaient inférieurs ou peu supérieurs à la largeur

de raie, nous avons opéré le plus souvent par la méthode de l'échange des sources déjà évoquée à propos de la cathode creuse. Pour cela, un dispositif à miroir supportant trois cavités a été mis en place dans le S I S A M.

Les tubes contiennent quelques milligrammes d'iodure de cérium $Ce I_3$.

o o o o o o o o o

CHAPITRE - III -

DEPLACEMENT ISOTOPIQUE ^{140}Ce - ^{142}Ce DES NIVEAUX DE Ce I.

I - CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DU SPECTRE DU CERIUM.

I. 1. Composition isotopique du cérium naturel.

Le cérium possède quatre isotopes stables, tous pairs, de nombres de masse respectifs : 136, 138, 140, 142. La composition du mélange naturel, déterminée par Inghram et ses collaborateurs (44) est donnée dans le tableau 1.

Tableau - 1 -

Masse de l'isotope	:	:	:	:
	:	136	:	138
	:	:	:	140
	:	:	:	142
Pourcentage	:	:	:	:
	:	0,193	:	0,250
	:	:	:	88,48
	:	:	:	11,07

Les isotopes ^{136}Ce et ^{138}Ce ont une abondance très faible. D'autre part, comme on le verra ultérieurement, les déplacements isotopiques ^{136}Ce - ^{140}Ce et ^{138}Ce - ^{140}Ce sont très petits (inférieurs à la largeur des raies émises par une lampe à cathode creuse) de sorte que l'enregistrement de la structure d'une raie du cérium comporte au plus deux composantes (fig 2) : l'une simple, due à l'isotope ^{142}Ce , l'autre complexe résultant de la superposition des composantes des isotopes ^{136}Ce , ^{138}Ce et ^{140}Ce . Mais, vu les abondances respectives des divers isotopes, on peut assimiler la composante complexe à la composante de l'isotope ^{140}Ce : le centre de gravité de la composante complexe et celui de la composante de l'isotope ^{140}Ce ne peuvent en aucun cas être distants de plus de 0,1 mK.

Tous les déplacements ^{140}Ce - ^{142}Ce mesurés dans le spectre visible sont compris entre 0 et 100 mK. De nombreux déplacements isotopiques sont donc peu différents de la largeur des raies : dans ce cas,

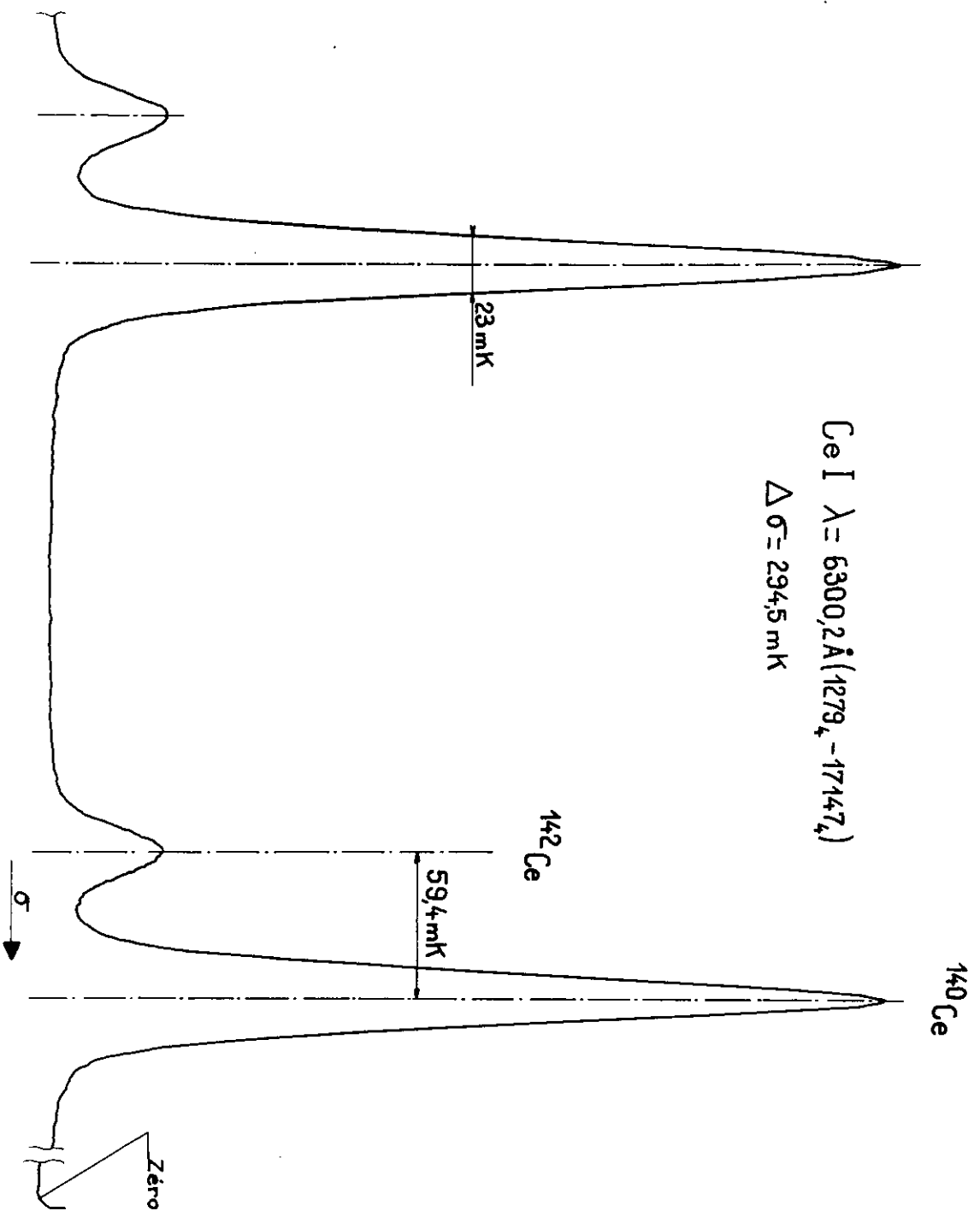
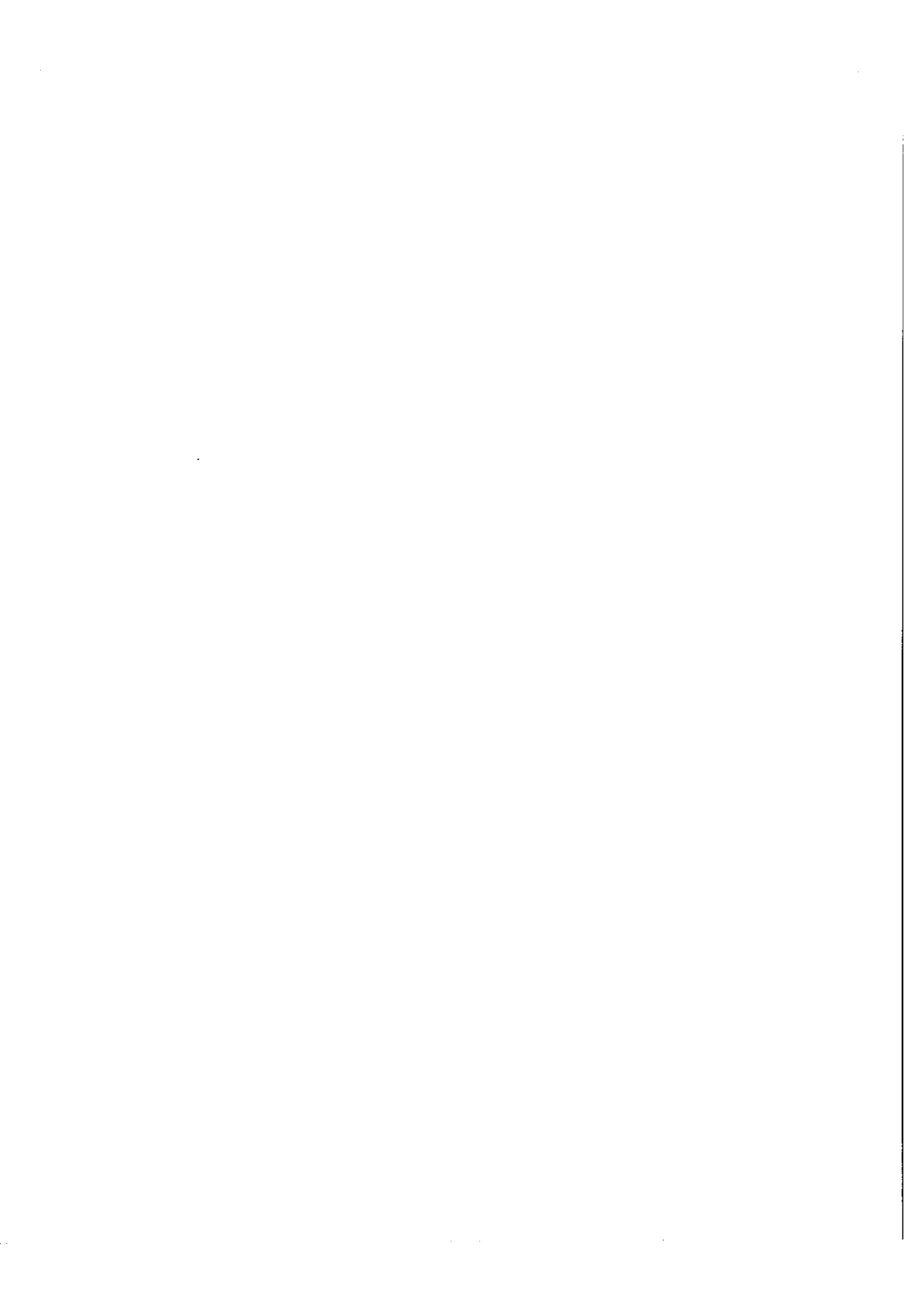
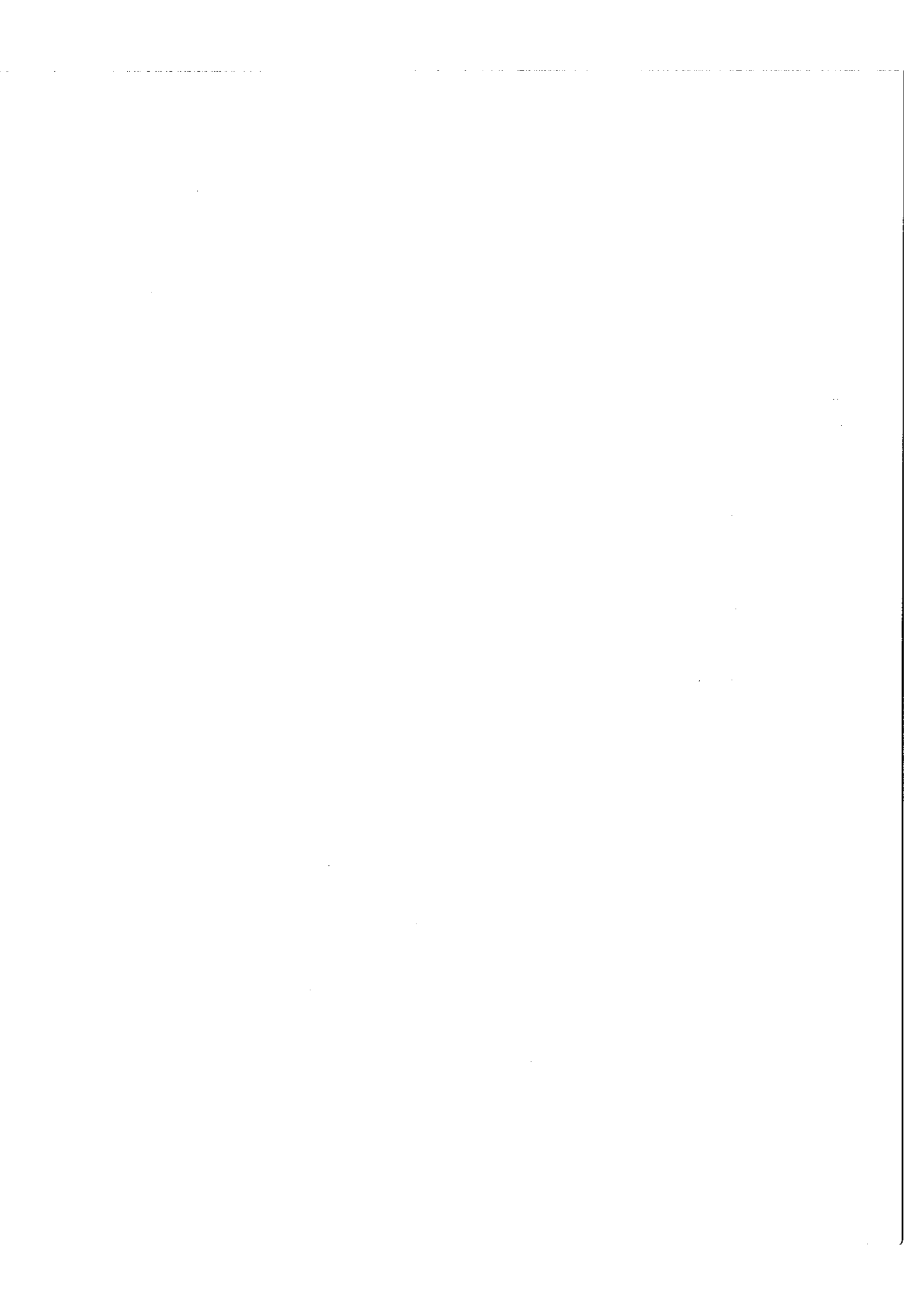


Fig. 2 : Enregistrement d'une structure isotopique parfaitement résolue.





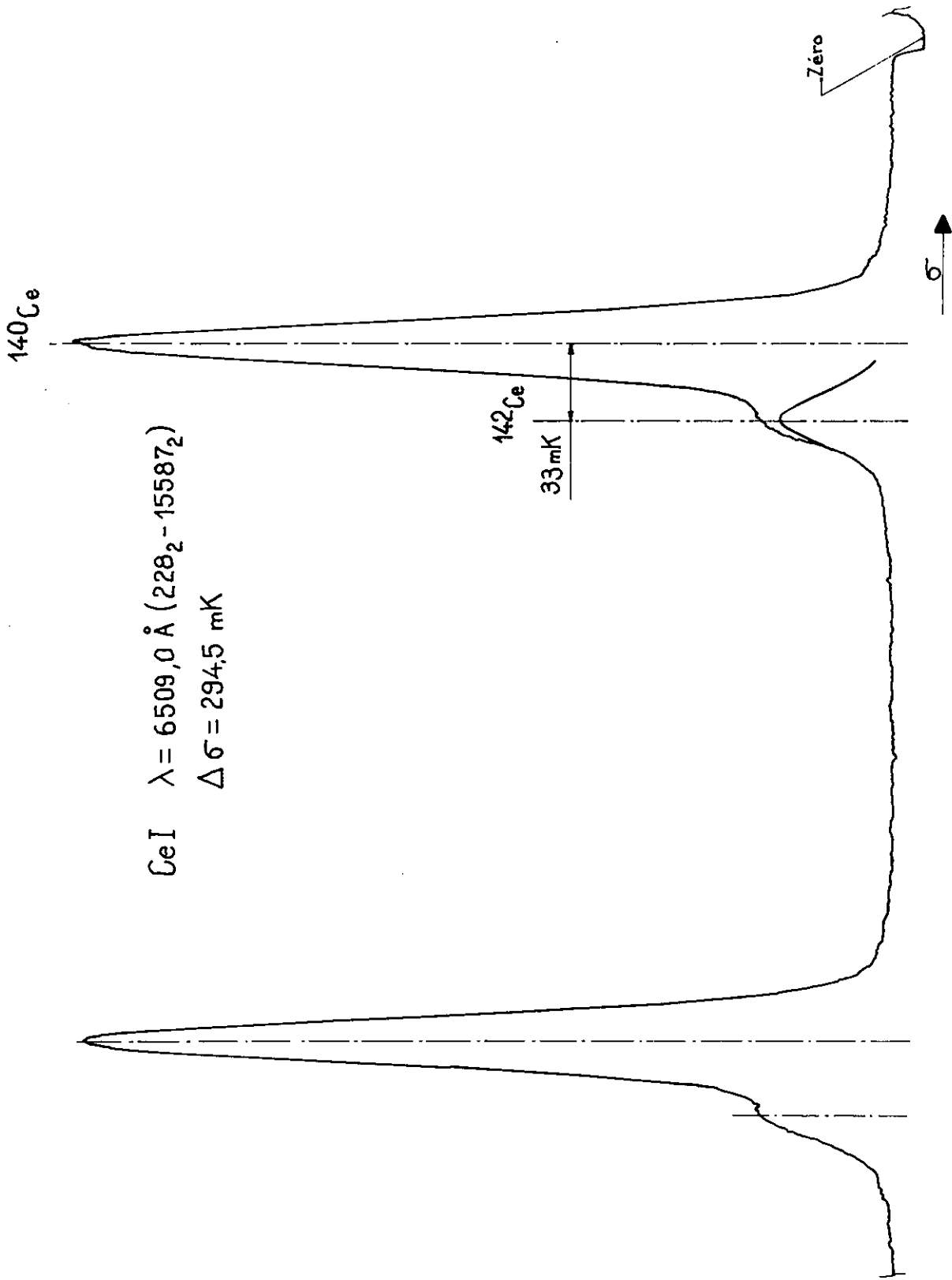


Fig.3 : Enregistrement d'une structure isotopique partiellement résolue.

l' enregistrement ne présente plus deux composantes nettement séparées (fig. 3). Néanmoins, on peut encore obtenir le déplacement isotopique par une analyse graphique de l'enregistrement. La précision est, bien entendu, plus mauvaise què lorsqu'on a affaire à de grands déplacements isotopiques et, pour certaines raies particulièrement intéressantes, nous avons dû utiliser des mélanges isotopiques enrichis respectivement en ^{140}Ce et ^{142}Ce et procéder par la méthode de l'échange des sources décrites au chapitre II.

I. 2. Structure fine du spectre d'arc du cérium.

Le spectre d'émission du cérium est très riche et très complexe.

La classification du spectre d'étincelle a été commencée par Harrisson, Albertson et Hosford (45) en 1942 et complétée par Racah (46) qui a établi en 1955 que le plus profond des niveaux pairs était situé à $3\ 854\ \text{cm}^{-1}$ au dessus du niveau fondamental impair. Mais, les premiers résultats concernant la classification du spectre d'arc ont été publiés en 1963 seulement par W. C. Martin (47) ; Martin a ensuite poursuivi la classification de ce spectre qui se trouve maintenant très avancée ; il en donne la description suivante (48) :

"Le spectre est dominé par des transitions entre des niveaux supérieurs pairs et des niveaux inférieurs impairs appartenant aux configurations $4f\ 5d\ 6s^2$, $4f\ 5d^2\ 6s$ et $4f\ 5d^3$. Quelque 18 000 raies (entre $3\ 000\ \text{Å}$ et $24\ 000\ \text{Å}$) sont maintenant classées par de telles transitions... Les positions (par rapport au niveau fondamental $4f\ 5d\ 6s^2\ ^1G^{\circ}_4$) des niveaux fondamentaux respectifs des trois configurations paires les plus basses sont :

$4f^2\ 6s^2\ ^3H_4$ à $4\ 762,718\ \text{cm}^{-1}$; $4f^2\ 5d\ 6s\ ^5I_4$ à $12\ 114,115\ \text{cm}^{-1}$,
 $4f\ 5d\ 6s\ 6p\ ^5G_2$ à $12\ 992,115\ \text{cm}^{-1}$.

Les travaux de W. C. Martin s'appuient sur une liste de longueurs d'onde établie avec beaucoup de soin et de précision et sur des données d'effet Zeeman. W. C. Martin a eu l'obligeance de nous communiquer ses listes de longueurs d'onde; ce travail sur le déplace-

ment isotopique n'aurait pu être mené à bien, sans ces tables'

II - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES RAIES D'ARC.

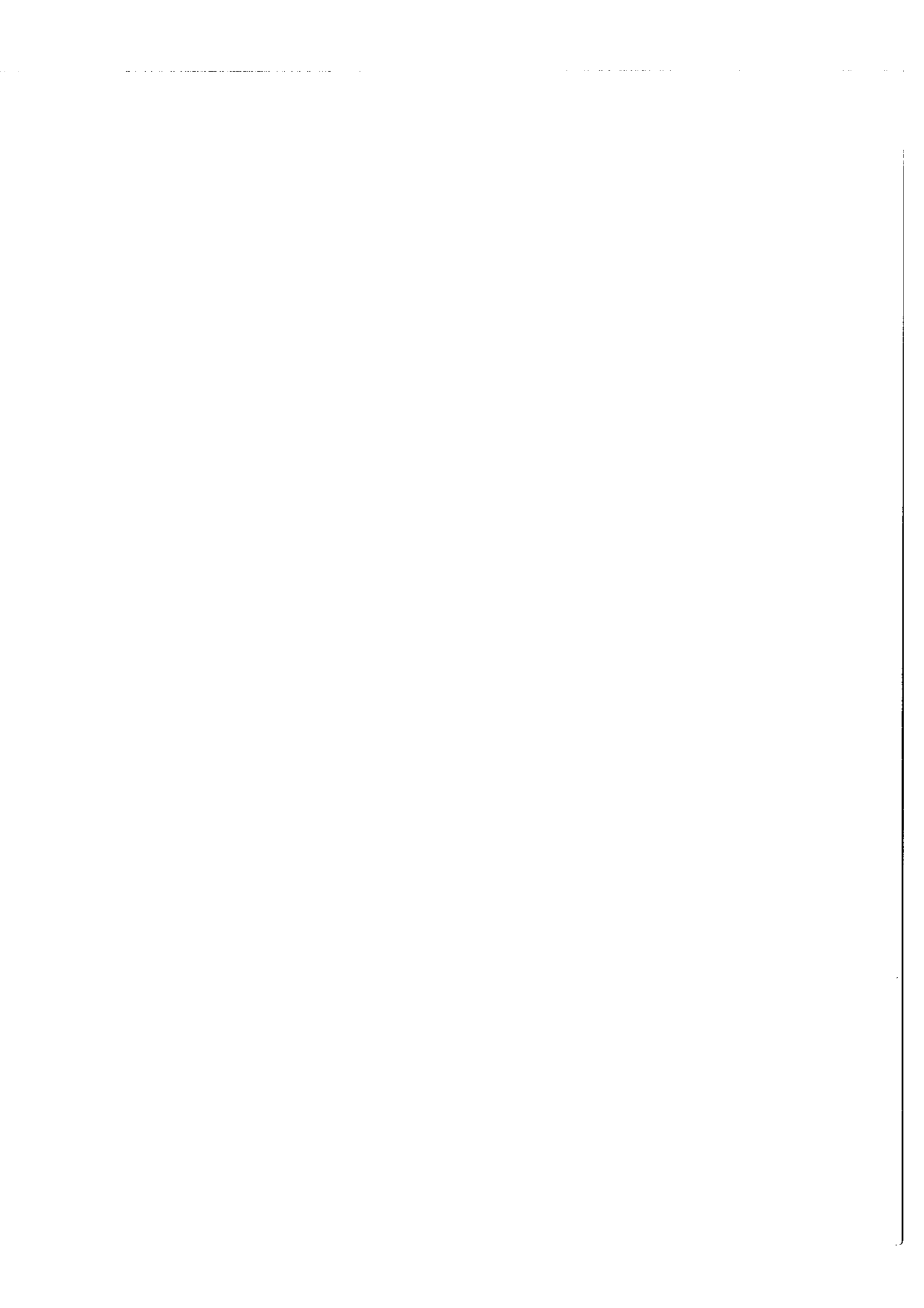
II. 1. Spectre visible.

II. 1. a. Difficultés inhérentes à l'identification des raies.

Quand on aborde l'analyse par le spectromètre Fabry-Pérot d'un spectre aussi dense que celui du cérium, l'identification des raies analysées pose un problème difficile. Pour le résoudre, on doit disposer d'une liste de raies complète donnant des longueurs d'onde précises et des intensités relatives à peu près conformes à celles qu'on observe dans une cathode creuse : toutes ces qualités sont réunies dans les tables de W. C. Martin ; les tables plus anciennes donnent souvent des longueurs d'onde assez précises mais de nombreuses raies sont omises et les données sur les intensités ne sont guère utilisables. De plus le dispositif d'entraînement du réseau du prémonochromateur doit être de qualité suffisante pour qu'on connaisse la longueur d'onde de la raie émergente avec précision, au moins sur un petit domaine de longueur d'onde. L'étalonnage du prémonochromateur se fait de proche en proche en utilisant certaines raies (émises soit par le gaz porteur de la décharge soit par le cérium lui-même) dont l'intensité est assez grande pour qu'on les identifie sans ambiguïté : on a ainsi un certain nombre de raies repères dont la différence de longueur d'onde est en moyenne de quelques dizaines d'angströms. Pour repérer les raies plus faibles, on procède alors par interpolation linéaire : sur le montage utilisé, l'incertitude sur les longueurs d'onde ainsi déterminées était de l'ordre de 0,1 Å.

II. 1. b. Superposition d'ondres.

Les déplacements isotopiques à mesurer n'étant jamais très grands, il faut que le pouvoir de résolution soit grand et, par conséquent, que l'intervalle spectral libre soit petit. Si on donne alors au



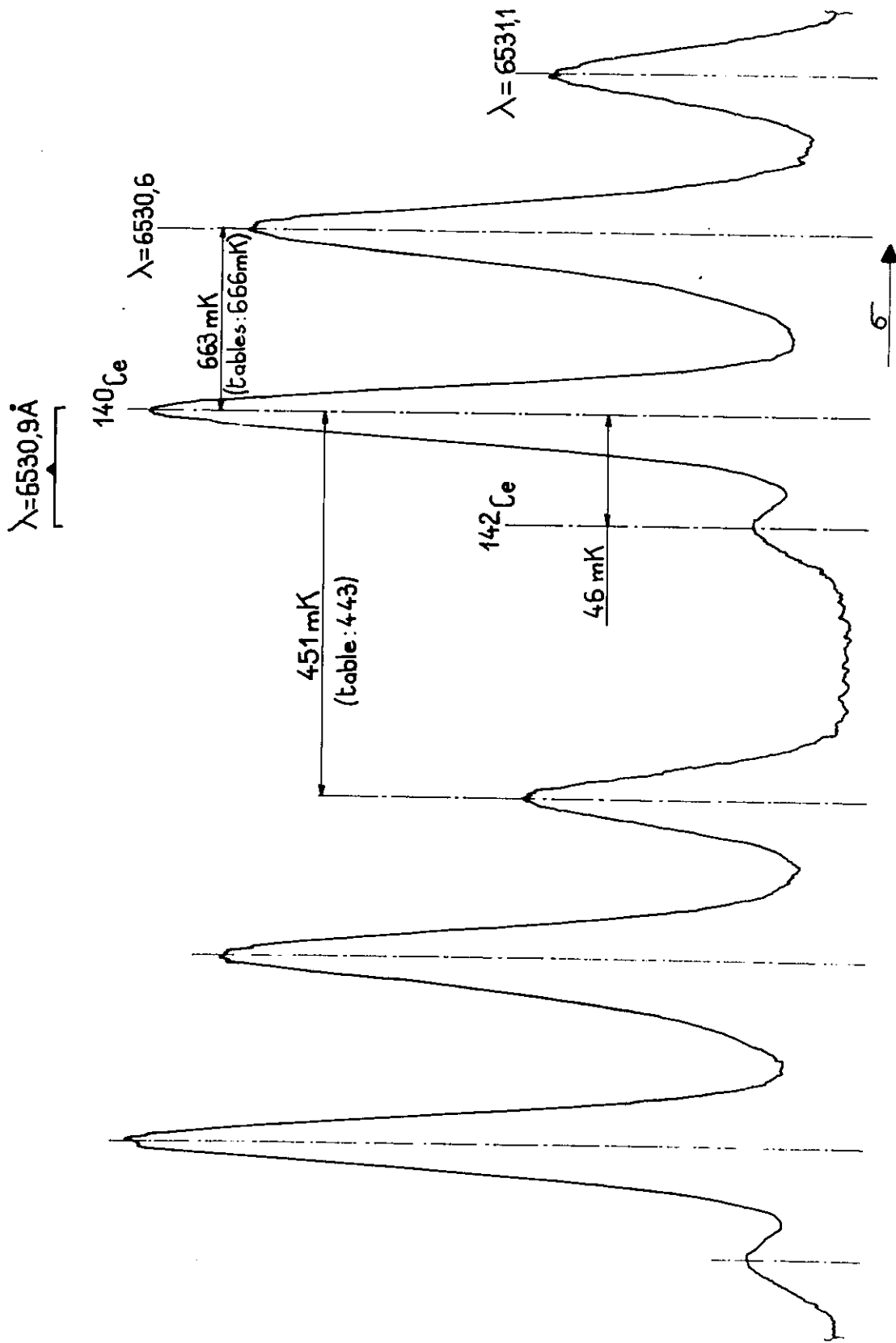


Fig. 4- Enregistrement de trois raies très voisines.
 (on distingue seulement la structure isotopique d'une de ces raies: $\lambda = 6530,9 \text{ \AA}$)

prémonochromateur une bande passante égale à l'intervalle spectral libre du Fabry-Pérot, on ne recueille pas assez de lumière pour analyser avec un rapport signal sur bruit convenable les nombreuses raies faibles dont l'étude est indispensable. On est donc conduit à donner au prémonochromateur une bande passante plus large : ainsi nous avons, en général, opéré avec une bande passante de l'ordre de $0,5 \text{ \AA}$ (soit 2 cm^{-1} pour $\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$) et des intervalles spectraux libres du Fabry-Pérot de quelques centaines de millikaysers (300 en moyenne).

Il faut alors examiner avec soin les cas de superposition d'ordres, le risque majeur étant d'interpréter la figure produite par deux raies voisines comme la structure isotopique d'une seule raie.

Il faut donc contrôler que les intensités relatives des composantes sont convenables (c'est à dire dans le rapport des abondances des deux isotopes ^{140}Ce et ^{142}Ce qui est égal à 8,0) et, naturellement étudier chaque raie avec plusieurs épaisseurs d'interféromètre ; cependant, dans le rouge ($\lambda > 6\,000 \text{ \AA}$) le spectre est moins dense et, dans de nombreux cas, l'enregistrement est assez clair pour qu'on puisse se contenter d'une seule épaisseur d'étalon. Dans tous les cas pour avoir un contrôle supplémentaire, nous nous sommes attachés à identifier toutes les composantes observées dans chaque enregistrement en mesurant leurs différences de nombres d'onde et en les comparant aux valeurs calculées à l'aide des tables de Martin (fig 4). Une liste comprenant les différences de nombre d'onde de 150 couples de raies très proches a été établie de cette manière et transmise à W. C. Martin. Pour étudier les écarts entre les mesures interférométriques et les mesures au spectrographe à réseau de ces différences nous avons construit l'histogramme de la figure 5. En négligeant

l'erreur commise sur les mesures interférométriques, la largeur à mi-hauteur de cet histogramme fournit l'erreur qui provient du pointé des raies sur les plaques du spectrographe, soit 9 mK, environ ; la racine carré de l'écart quadratique moyen est de 10,6 mK (ces résultats concernent des différences de raies très voisines : on ne peut donc pas en déduire la précision des nombres d'onde fournis par les tables de Martin). En conséquence de cette étude, nous avons estimé que la probabilité d'erreur d'identification était élevée lorsque l'écart dépassait 35 mK et nous avons rejeté les résultats de déplacement isotopique correspondants. Dans la partie visible du spectre, les déplacements isotopiques de 750 raies ont été mesurés (tableau 2 colonne 4) (°°).

II - 2. Spectre infra-rouge.

W. C. Martin pense avoir découvert tous les niveaux pairs (au nombre de 12) situés en dessous de $13\ 000\text{ cm}^{-1}$ et il propose une configuration prépondérante pour chacun de ces niveaux. Or, la plupart d'entre eux (tous ceux de la configuration $4f^2\ 6s^2$ en particulier) sont reliés au niveau fondamental ou aux niveaux impairs les plus bas par des raies infra-rouges ; en principe, on peut cependant accéder aux déplacements isotopiques de ces niveaux pairs très bas en n'utilisant que des raies visibles, mais certaines de ces raies sont très faibles et très difficiles à exciter dans les lampes à cathode creuse. Il est donc beaucoup plus indiqué d'analyser les raies infra-rouges. Pour cette étude, le spectromètre S I S A M est l'instrument de choix. Grâce à l'obligeante collaboration de J. Vergès, 7 raies d'arc infra-rouges ont été mesurées. Pour ces mesures, deux tubes à charge sans électrodes contenant un mélange très enrichi en ^{140}Ce pour l'un, en ^{142}Ce pour l'autre restent allumés en permanence et, grâce à un miroir, on envoie successivement la lumière émise par chacun des tubes dans le spectromètre, sans arrêter l'exploration du spectre (figure 6).

(°°) Dans le tableau 2, les déplacements isotopiques données à la colonne 4 sont tous négatifs (c'est à dire que l'isotope le plus lourd, ^{142}Ce , a la plus grande longueur d'onde) mais le signe - a été omis.

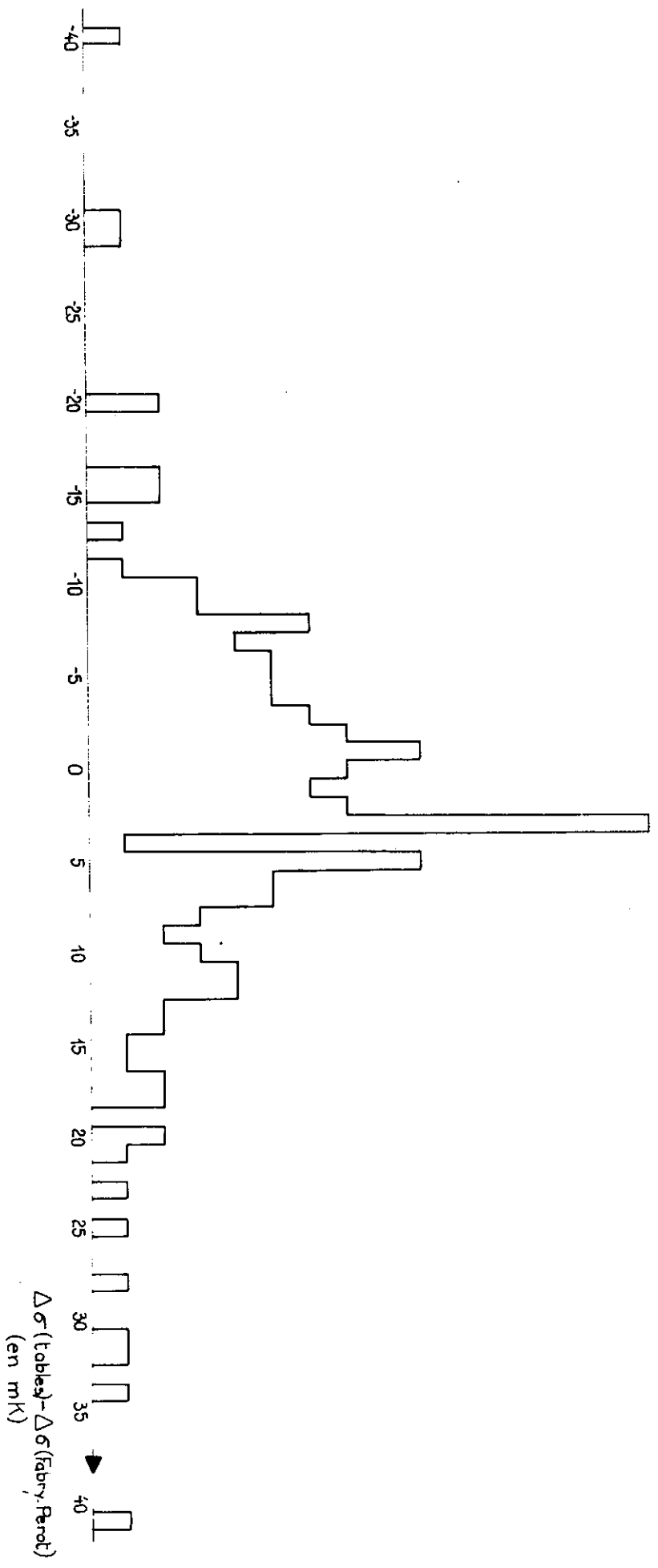


Fig. 5. - Histogramme des écarts entre les différences de nombres d'onde de raies très voisines mesurées d'une part au Fabry-Perot d'autre part au spectrographe à réseau



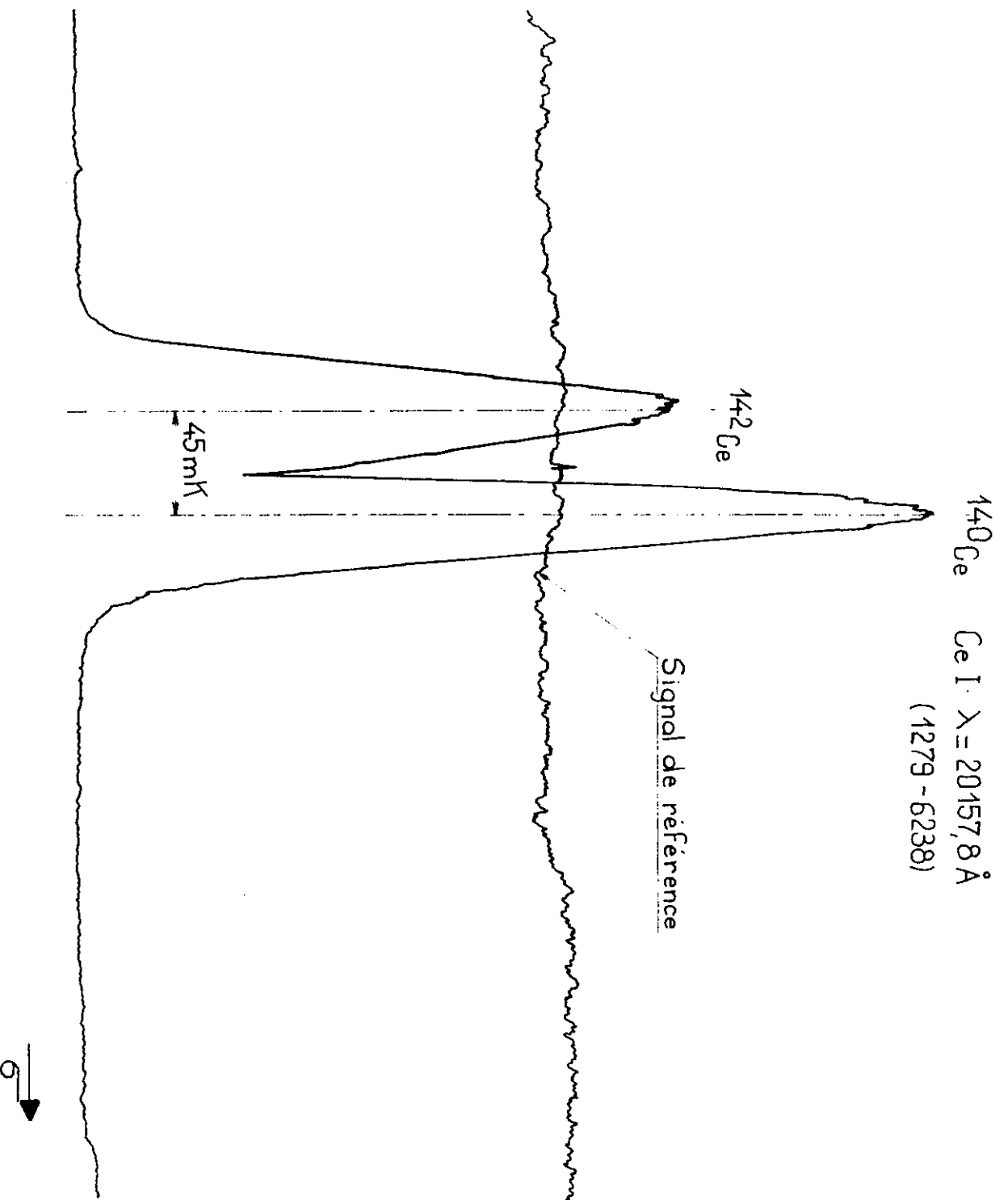


Fig. 6. Enregistrement au SISAM de la raie d'arc à 20157 Å.

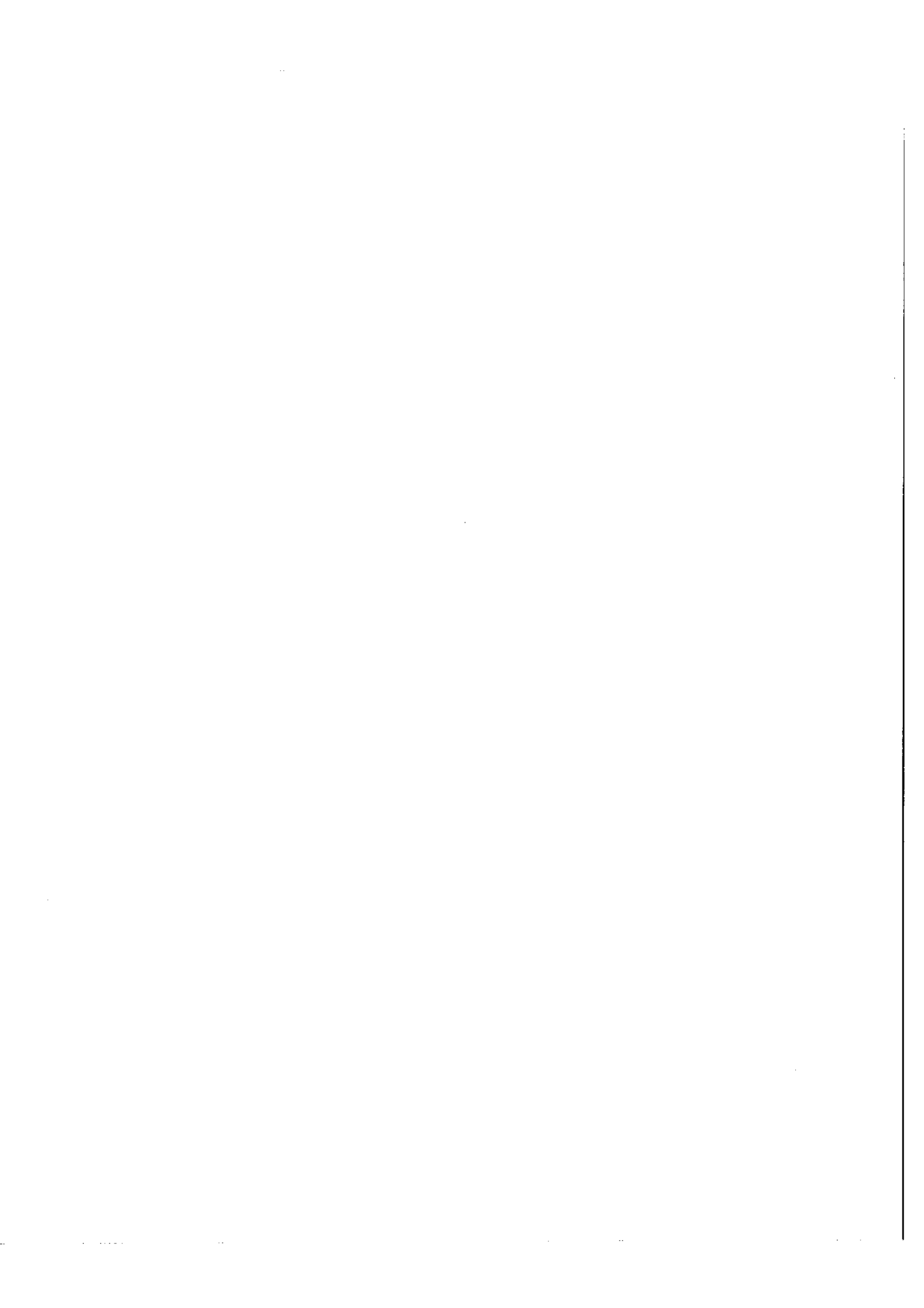


TABLEAU 2

-a

3823,70	26145,24	20	81		
3859,79	25900,75	25	83		
3865,40	25863,21	70	77		
3973,99	25156,45	30	58	1388-26545	3=4
3982,16	25104,86	50	101	2437-27539	4=4
3982,16	25104,86	50	101	2208-27313	5=6
4005,23	24960,28	60	83	0-24960	4=4
4007,42	24946,62	20	80	1279-26226	4=5
4055,83	24648,86	70	93	3312-27961	4=5
4055,83	24648,86	70	93	1279-25928	4=5
4066,91	24581,72	40	112	3976-28557	6=7
4093,28	24423,35	50	82	2208-26632	5=5
4095,11	24412,44	30	85	0-24412	4=5
4142,71	24131,93	25	77	0-24131	4=3
4209,19	23750,80	40	85	2378-26129	2=3
4254,67	23496,92	30	76	228-23725	2=2
4285,83	23326,09	25	76	228-23554	2=1
4305,41	23220,01	25	80	1663-24883	3=3
4324,59	23117,05	50	69	0-23117	4=5
4343,56	23016,11	40	78	228-23244	2=2
4351,80	22972,49	40	70	0-22972	4=3
4396,02	22741,44	40	72	228-22970	2=2
4396,17	22740,64	25	84	0-22740	4=5
4401,51	22713,07	30	68	0-22713	4=3
4403,05	22705,13	25	78	228-22933	2=1
4423,44	22600,48	35	58	0-22600	4=3
4439,50	22518,70	40	77	0-22518	4=5
4447,66	22477,38	25	74	0-22477	4=3
4467,30	22378,57	30	73	1663-24041	3=3
4493,41	22248,53	20	74	228-22477	2=3

4501,09	22210,58	25	75	0-22211	4=4
4505,11	22190,76	25	65	0-22191	4=3
4506,41	22184,37	60	78	0-22184	4=5
4514,05	22146,81	25	60	1388-23536	3=3
4518,01	22127,38	50	59	0-22127	4=3
4521,95	22108,11	40	61	3100-25208	4=4
4531,32	22062,39	35	67	228-22291	2=3
4536,20	22038,68	25	72	1663-23701	3=3
4540,62	22017,21	20	72	228-22246	2=1
4546,06	21990,90	35	67	228-22219	2=2
4548,88	21977,24	35	62	3100-25077	4=4
4552,06	21961,90	20	65	228-22191	2=3
4553,06	21957,07	25	79	1663-23620	3=2
4565,23	21898,54	50	58	228-22127	2=3
4570,64	21872,63	25	71	1663-23536	3=3
4583,08	21813,23	30	64	0-21813	4=3
4602,75	21720,02	30	67	228-21948	2=3
4608,48	21693,02	50	70	2378-24071	2=2
4610,46	21683,72	40	85	0-21684	4=5
4615,18	21661,53	60	78	0-21661	4=3
4632,32	21581,40	120	63	0-21581	4=5
4649,88	21499,91	50	75	0-21500	4=3
4650,50	21497,00	80	73	228-21725	2=1
4674,48	21386,74	30	74	1663-23049	3=2
4684,53	21340,86	50	73	0-21341	4=3
4688,89	21321,04	70	55	1279-22600	4=3
4690,71	21312,75	40	47	4417-25730	5=6
4691,94	21307,15	15	68	1663-22970	3=2
4696,49	21286,50	40	70	1663-22949	3=4

4705,56	21245,47	35	67	1663-22908	3-4
4706,47	21241,37	30	41	2378-23620	2-2
4706,99	21239,02	40	44	4199-25438	5-5
4707,24	21237,92	50	71	0-21238	4-3
4715,05	21202,72	25	68	228-21431	2-1
4719,74	21181,66	30	80	1663-22844	3-3
4724,83	21158,85	50	61	0-21159	4-3
4727,56	21146,62	20	61	228-21375	2-2
4733,96	21118,04	30	62	1663-22781	3-4
4734,69	21114,78	35	60	1388-22503	3-4
4740,60	21088,46	20	66	1388-22477	3-3
4743,29	21076,50	30	83	0-21076	4-4
4744,80	21069,80	30	52	7780-28850	6-5
4747,11	21059,52	40	77	0-21060	4-5
4750,22	21045,74	30	70	1279-22325	4-4
4750,82	21043,07	35	75	2208-23251	5-4
4751,39	21040,54	20	73	3312-24353	4-3
4752,57	21035,32	35	70	3100-24135	4-3
4757,89	21011,84	25	62	1279-22291	4-3
4764,71	20981,72	20	75	2208-23190	5-6
4773,86	20941,53	30	65	3100-24041	4-3
4775,03	20936,41	15	70	228-21165	2-1
4776,49	20929,98	30	63	228-21159	2-3
4780,75	20911,34	25	65	1279-22191	4-3
4781,72	20907,12	25	71	0-20907	4-4
4782,21	20904,95	40	77	1279-22184	4-5
4784,78	20893,76	25	50	4199-25093	5-5
4784,78	20893,76	25	50	8904-29798	3-3
4786,57	20885,93	40	70	1663-22549	3-2

4788,42	20877,84	40	37	3976-24853	6-5
4799,43	20829,96	15	43		
4801,35	20821,64	25	62	1388-22211	3-4
4803,09	20814,09	25	38	2437-23251	4-4
4805,92	20801,82	50	53	1388-22191	3-3
4807,66	20794,30	35	66	228-21023	2-2
4808,50	20790,67	25	48	4417-25208	5-4
4810,39	20782,52	20	60	0-20782	4-3
4817,49	20751,89	20	35	3210-23962	5-5
4820,02	20740,96	40	69	2208-22949	5-4
4820,61	20738,46	25	49	1388-22127	3-3
4822,54	20730,13	100	73	0-20730	4-5
4829,06	20702,17	20	42	2437-23139	4-3
4834,05	20680,80	30	32	2369-23049	3-2
4835,46	20674,77	15	53	5315-25990	7-7
4835,46	20674,77	15	53	1388-22063	3-4
4836,70	20669,45	60	64	1279-21948	4-3
4837,47	20666,16	30	60	3312-23978	4-4
4838,44	20662,04	20	66	1663-22325	3-4
4838,97	20659,78	25	53	4417-25077	5-4
4841,62	20648,44	12	34	3764-24412	5-5
4841,62	20648,44	12	34	4160-24808	3-2
4841,74	20647,92	20	76	6621-27269	3-3
4843,05	20642,35	30	72	2208-22851	5-6
4845,53	20631,79	80	70	0-20632	4-5
4847,77	20622,26	100	43	4762-25384	4-3
4849,57	20614,60	20	74	3710-24325	1-1
4849,91	20613,16	50	74	0-20613	4-3
4851,57	20606,12	15	65	1279-21886	4-4
4852,62	20601,65	40	63	6234-26836	3-4
4852,62	20601,65	40	63	3100-23701	4-3

4852,72	20601,22	30	30	2369-22970	3=2
4853,59	20597,54	30	61	3312-23909	4=3
4855,02	20591,46	25	68	2378-22970	2=2
4859,49	20572,51	60	62	2208-22781	5=4
4861,73	20563,02	40	66	228-20791	2=1
4863,12	20557,15	25	52		
4863,25	20556,63	60	66	1663-22219	3=2
4868,65	20533,83	30	61	1279-21813	4=3
4872,86	20516,06	20	50	4199-24715	5=5
4873,92	20511,62	20	37	3210-23722	5=4
4874,35	20509,81	30	60	0-20509	4=4
4875,01	20507,01	12	78	1663-22170	3=2
4881,53	20479,63	25	61	228-20708	2=2
4884,79	20465,96	15	56	2378-22844	2=3
4886,17	20460,19	25	52	9379-29839	4=3
4887,17	20456,02	15	54	4417-24873	5=4
4888,18	20451,77	15	81	3976-24427	6=6
4889,58	20445,92	40	81	1279-21725	4=5
4892,85	20432,27	25	73	228-20661	2=3
4893,23	20430,66	20	48	0-20430	4=3
4893,63	20428,99	15	65	1663-22092	3=2
4894,76	20424,30	20	49	1388-21813	3=3
4897,09	20414,58	30	25	5315-25730	7=6
4899,89	20402,89	70	43		
4901,66	20395,52	30	62	228-20624	2=2
4904,89	20382,11	30	77	1279-21661	4=3
4908,13	20368,64	20	73	4766-25134	2=3
4908,79	20365,92	15	38		
4914,08	20344,00	20	32	2369-22713	3=3

4915,31	20338,89	50	73	0=20339	4=5
4915,65	20337,47	40	45	6238=26576	5=4
4917,16	20331,23	15	76	5409=25740	2=1
4919,87	20320,04	25	44	0=20320	4=4
4920,79	20316,24	40	46	4762=25078	4=3
4923,79	20303,85	15	31	2437=22741	4=4
4924,25	20301,99	40	61	1279=21581	4=5
4926,73	20291,74	20	75	3100=23391	4=4
4928,34	20285,12	15	73	228=20513	2=2
4930,53	20276,10	20	55	0=20276	4=5
4935,89	20254,09	12	40		
4939,12	20240,86	60	71	1279=21520	4=4
4939,64	20238,71	20	49		
4940,38	20235,67	20	39	4455=24691	6=6
4943,62	20222,42	20	67	1663=21886	3=4
4950,26	20195,29	15	45	3196=23391	4=4
4950,36	20194,88	20	50	4762=24957	4=4
4951,94	20188,46	15	46	5802=25990	7=7
4953,69	20181,31	25	35	3210=23391	5=4
4954,02	20179,99	20	33	2369=22549	3=2
4955,37	20174,46	25	73	0=20174	4=4
4955,96	20172,08	20	84	3976=24148	6=7
4958,23	20162,85	20	25	2437=22600	4=3
4966,37	20129,80	30	67	7780=27910	6=5
4970,65	20112,44	35	77	2208=22321	5=6
4971,68	20108,31	25	38	2369=22477	3=3
4974,09	20098,56	30	74	2378=22477	2=3
4986,44	20048,77	30	52	6238=26287	5=5
4987,54	20044,36	40	39	3196=23240	4=3

-g

4987,66	20043,87	25	51		
4990,66	20031,83	30	50	1388#21420	3#2
4990,87	20030,98	20	68	0#20030	4#3
4992,39	20024,88	50	34	4173#24198	4#4
4994,62	20015,92	40	62	7780#27796	6#5
4996,27	20013,32	25	66	228#20242	2#3
4998,12	20001,91	50	72	2208#22211	5#4
4999,00	19998,40	20	78	1663#21661	3#3
4999,13	19997,86	15	73	9379#29377	4#4
5002,83	19983,07	15	63	3100#23083	4#5
5003,27	19981,32	25	73	2378#22360	2#2
5004,81	19975,20	20	33	4160#24135	3#3
5005,69	19971,65	35	28	4160#24131	3#3
5006,42	19968,77	25	36	6663#26632	5#5
5009,09	19958,10	200	38	3196#23154	4#3
5012,51	19944,50	30	44	5315#25260	7#7
5013,74	19939,61	30	46		
5013,78	19939,46	20	67	3312#23251	4#4
5016,55	19928,46	25	65	0#19928	4#3
5021,44	19909,04	70	72	3976#23885	6#5
5025,15	19894,34	20	71	4766#24660	2#2
5028,33	19881,76	25	86	1279#21161	4#4
5029,04	19878,95	10	63	1388#21267	3#4
5030,64	19872,64	20	34	3210#23083	5#5
5031,77	19868,18	40	29	4173#24041	4#3
5033,81	19860,11	20	40		
5033,85	19859,95	15	45	8603#28463	6#5
5034,77	19856,31	9	63	2208#22064	5#6
5036,51	19849,46	20	65	3100#22949	4#4

5036,64	19848,96	50	55	1388-21238	3-3
5037,97	19843,70	20	82	0-19843	4-5
5039,73	19836,79	25	75	1663-21500	3-3
5039,94	19835,96	25	45		
5040,84	19832,41	120	38	3764-23596	5-4
5042,08	19827,54	30	70	3312-23139	4-3
5043,19	19823,16	20	66	9379-29202	4-4
5047,86	19804,81	25	59	3312-23117	4-5
5048,55	19802,11	20	65	228-20030	2-3
5048,83	19801,04	70	38	2369-22170	3-2
5053,26	19783,67	30	74	2378-22162	2-1
5055,79	19773,77	40	64	3976-23749	6-5
5056,00	19772,94	25	40	2437-22211	4-4
5061,77	19750,40	15	41	6234-25985	3-2
5063,95	19741,89	40	43	5802-25543	7-6
5064,90	19738,18	15	74	2208-21947	5-5
5065,49	19735,89	10	45	1663-21399	3-3
5065,93	19734,20	60	49	6809-26543	8-7
5068,25	19725,14	15	31	5572-25297	4-3
5071,55	19712,34	25	61	1663-21375	3-2
5071,77	19711,46	80	51	7780-27491	6-6
5074,71	19700,04	60	40	4160-23860	3-2
5075,23	19698,03	20	27	8270-27968	3-3
5083,54	19665,81	25	39	4746-24412	6-5
5084,17	19663,40	30	46	4762-24426	4-4
5084,77	19661,05	20	80	0-19661	4-5
5084,98	19660,25	15	62	3312-22972	4-4
5089,62	19642,35	30	39	6856-26498	4-3
5091,73	19634,20	50	52	1388-21023	3-2

5093,37	19627,88	20	32	3764-23391	5-4
5097,26	19612,91	20	57	3100-22713	4-3
5098,26	19609,07	20	65	1388-20998	3-4
5099,37	19604,78	25	77	1663-21267	3-4
5107,18	19574,78	30	70	1663-21238	3-3
5107,48	19573,66	30	65	1388-20962	3-2
5108,30	19570,51	20	65	3312-22882	4-5
5108,42	19570,03	20	66	2378-21948	2-3
5110,84	19560,79	10	44	4417-23978	5-4
5111,61	19567,85	50	43		
5112,03	19556,25	15	33	2437-21993	4-4
5112,70	19553,67	120	38	4455-24009	6-5
5115,00	19544,86	50	56	4417-23962	5-3
5115,23	19543,98	80	35	4746-24290	6-5
5115,48	19543,06	15	57	5006-24549	3-4
5116,29	19539,94	25	48		
5116,60	19538,76	20	50	1388-20927	3-2
5118,88	19530,07	50	38	3210-22740	5-5
5120,77	19522,84	70	49	4199-23722	5-4
5122,39	19516,69	50	73	2208-21725	5-5
5122,45	19516,46	20	31	2369-21886	3-4
5122,68	19515,58	40	48		
5124,35	19509,23	12	38	2437-21947	4-5
5125,00	19506,72	70	31	4455-23962	6-5
5125,23	19505,87	15	57	1663-21168	3-2
5129,56	19489,38	150	50		
5134,44	19470,86	60	52	9379-28850	4-5
5135,32	19467,55	30	51	4417-23885	5-5
5135,47	19466,98	15	46	7933-27400	5-5

5137,78	19458,23	25	46	5802-25260	7-7
5138,00	19457,40	25	67	0-19457	3
5139,76	19450,71	25	72	1279-20730	4-5
5140,50	19447,93	40	30	2437-21886	4-4
5149,99	19412,09	100	50		
5157,70	19383,05	20	39	7696-27079	6-5
5158,06	19381,70	20	71	1279-20661	4-3
5159,68	19375,62	300	39	5315-24691	7-6
5161,48	19368,87	300	46	7780-27149	6-7
5165,88	19352,37	15	70	1279-20632	4-5
5167,05	19348,01	12	30	3210-22558	5-6
5167,30	19347,05	15	46	0-19347	4-5
5169,72	19338,01	40	63	228-19566	2-1
5174,55	19319,95	200	47		
5175,80	19315,29	20	39		
5176,15	19313,98	20	54	4199-23513	5-4
5177,72	19308,10	25	33	3210-22518	5-5
5178,67	19304,57	30	53	4417-23722	5-4
5180,88	19296,35	70	70	0-19296	4-4
5183,20	19287,72	40	41	2437-21725	4-5
5183,20	19287,72	40	41	5572-24859	4-3
5185,07	19280,77	20	35	3196-22477	4-3
5185,43	19279,40	12	35	7169-26449	3-2
5187,37	19272,19	30	60	1388-20661	3-3
5188,65	19267,43	60	46		
5191,71	19256,10	60	41	5802-25058	7-6
5191,78	19255,84	20	70	3100-22355	4-5
5193,92	19247,88	12	59	2208-21456	5-5
5194,76	19244,79	30	68	0-19245	4-4

5195,00	19243,90	15	42	8587-27831	7-6
5198,65	19230,38	25	59	1279-20509	4-4
5200,11	19225,00	30	60	3100-22325	4-4
5201,36	19220,37	70	52	0-19220	4-4
5202,45	19216,34	25	39	8055-27271	6-7
5202,58	19215,87	25	36	4746-23962	6-5
5204,26	19209,65	35	65	4417-23627	5-6
5204,71	19207,99	25	79	3976-23184	6-7
5205,13	19206,46	35	70	3312-22519	4-5
5207,33	19198,34	25	59	4746-23944	6-6
5208,70	19193,30	30	49	8400-27594	5-5
5211,03	19184,70	30	47	4762-23947	4-5
5211,87	19181,60	40	47	2437-21619	4-4
5211,92	19181,43	80	35	6809-25990	8-7
5214,61	19171,52	20	41	4455-23627	6-6
5216,37	19165,06	20	0	6475-25640	4-3
5220,14	19151,23	20	47	2369-21520	3-4
5221,65	19145,70	12	43	7933-27079	5-5
5221,90	19144,77	25	34	2437-21582	4-3
5222,94	19140,96	25	64	3976-23117	6-5
5223,46	19139,06	200	45	4762-23901	4-4
5229,74	19116,06	200	69	2208-21325	5-6
5230,84	19112,05	40	38	5315-24427	7-6
5233,77	19101,36	30	59	228-19330	2-2
5236,72	19090,59	15	57	3100-22191	4-3
5241,58	19072,89	20	63	0-19072	4-3
5243,07	19067,48	70	37	4173-23240	4-3
5244,50	19062,28	100	36	2437-21500	4-3
5245,27	19059,46	20	72	1279-20339	4-5

5245,91	19057,14	250	48	4762-23819	4-5
5247,41	19051,69	25	28	2369-21420	3-2
5249,16	19045,36	25	63	1663-20708	3-2
5249,60	19043,74	35	67	3312-22355	4-5
5250,11	19041,89	25	54	1388-20430	3-2
5250,47	19040,60	25	44	1279-20320	4-4
5251,99	19035,09	40	43		
5252,02	19034,99	15	72	5006-24041	3-3
5253,41	19029,94	25	0	2369-21399	3-3
5254,16	19027,24	12	50	3100-22127	4-3
5254,82	19024,84	60	50	5802-24826	7-7
5255,98	19020,65	30	27	9333-28353	6-6
5256,11	19020,17	12	38	2378-21399	2-3
5257,58	19014,86	15	72	0-19014	4-4
5259,92	19006,40	25	25	2369-21375	3-2
5261,69	18999,99	80	31	3210-22211	5-4
5262,56	18996,86	15	45	4455-23452	6-7
5262,61	18996,68	15	53	1279-20276	4-5
5262,61	18996,68	15	53	2378-21375	2-2
5264,18	18991,00	50	49	4199-23190	5-6
5264,21	18990,88	12	47		
5269,51	18971,80	30	29	2369-21341	3-3
5269,54	18971,69	12	68	5006-23978	3-4
5271,04	18966,29	35	34	4173-23139	4-3
5271,86	18963,35	30	57	4746-23709	4-6
5272,93	18959,48	20	38	3974-22934	0-1
5276,95	18945,05	25	61	2208-21154	5-5
5277,52	18943,01	30	73	0-18943	4-5
5279,79	18934,87	20	39	4762-23697	4-4
5281,35	18929,27	30	68	228-19158	2-2

5286,80	18909,74	30	29	4173=23083	4=5
5289,99	18898,34	15	64	3312=22211	4=4
5290,92	18895,04	50	71	1279=20174	4=4
5292,52	18889,32	12	0	5802=24691	7=6
5294,04	18883,88	40	43	4199=23083	5=5
5296,56	18874,91	120	71	3976=22851	6=6
5302,11	18855,15	15	46	5802=24657	7=8
5302,33	18854,37	12	22	3210=22064	5=6
5303,07	18851,72	20	47		
5308,52	18832,37	50	39	5315=24148	7=7
5314,84	18809,99	25	27	4160=22970	3=2
5323,28	18780,17	20	36	7933=26713	5=4
5323,33	18779,99	8	62	2378=21158	2=3
5323,40	18779,74	10	40	8762=27541	4=5
5328,08	18763,26	150	71	3976=22739	6=7
5329,55	18758,06	40	66	7780=26538	6=6
5332,33	18748,28	20	70	1663=20411	3=4
5335,76	18736,26	80	33	3210=21947	5=5
5336,22	18734,62	60	31	4455=23190	6=6
5337,78	18729,15	25	49		
5338,01	18728,34	15	35	4455=23184	6=7
5342,36	18713,09	12	53	3100=21813	4=3
5344,39	18705,99	25	45	4746=23452	6=7
5347,84	18693,92	40	58	7174=25868	4=5
5348,17	18692,78	30	51	0=18692	4=4
5349,27	18688,94	35	25	3196=21886	4=4
5351,36	18681,61	25	59	3312=21993	4=4
5353,27	18674,97	25	28	3764=22438	5=6
5355,17	18668,32	60	33	8603=27271	6=7

5355,58	18666,90	40	42	3210=21877	5=6
5355,95	18665,60	30	46	4417=23083	5=5
5357,19	18661,29	60	65	0=18661	4=5
5359,26	18654,08	25	28	2369=21023	3=2
5359,91	18651,81	10	32	228=18880	2=2
5359,96	18651,63	20	45	4199=22851	5=6
5362,72	18642,04	20	51	1388=20030	3=3
5369,07	18620,00	30	63	2378=20998	2=1
5369,16	18619,67	20	61	0=18619	4=5
5371,56	18611,38	25	54	0=18611	4=3
5379,91	18582,48	30	72	3976=22558	6=6
5382,57	18573,30	30	56	3312=21886	4=4
5385,19	18564,27	20	79	1279=19843	4=5
5386,32	18560,38	80	37	2437=20998	4=4
5391,87	18541,26	25	30	4199=22740	5=5
5392,65	18538,57	20	63	2208=20747	5=4
5392,81	18538,04	15	30	2369=20907	3=4
5393,24	18536,55	20	42	6337=24873	3=4
5395,25	18529,66	40	60	228=18758	2=3
5395,70	18528,10	30	39	4020=22549	1=2
5399,59	18514,75	25	33	3210=21725	5=5
5407,66	18487,12	25	42	3196=21684	4=5
5408,36	18484,73	20	25	6475=24960	4=4
5409,38	18481,25	25	52	3100=21581	4=5
5411,53	18473,89	20	52		
5411,76	18473,12	25	38	3210=21684	5=5
5412,79	18469,60	15	27	5572=24041	4=3
5414,10	18465,12	30	49	4417=22882	5=5
5418,69	18449,48	35	67	1663=20112	3=4

5420,38	18443,76	60	36	4746=23190	6=6
5422,26	18437,36	20	38	5572=24009	4=5
5423,43	18433,39	25	50	4417=22851	5=6
5426,37	18423,39	20	65	228=18152	2=3
5427,26	18420,37	25	30	3764=22184	5=5
5431,41	18406,30	25	32	5572=23978	4=4
5433,08	18400,65	12	59	1279=19680	4=4
5433,34	18399,76	20	65	3100=21500	4=3
5436,10	18390,40	15	29	5572=23962	4=5
5437,86	18384,47	20	30	6234=24619	3=4
5438,43	18382,53	25	54	228=18611	2=3
5445,43	18358,90	25	59	228=18588	2=2
5445,69	18358,02	15	68	7467=25825	5=6
5446,18	18356,37	25	50	3100=21456	4=5
5446,44	18355,49	25	36	7890=26245	4=5
5449,23	18346,09	100	40	5802=24148	7=7
5450,02	18343,43	25	27	4160=22503	3=4
5451,73	18337,68	35	23	5572=23909	4=3
5453,95	18330,21	40	28	4173=22503	4=4
5454,12	18329,64	10	62	2378=20708	2=2
5456,38	18322,05	40	56	1389=19711	4=3
5457,20	18319,32	40	51	4199=22518	5=5
5458,83	18313,85	30	59	0=18314	4=3
5465,33	18292,05	100	35	2369=20661	3=3
5471,46	18271,56	15	37	3974=22246	0=1
5473,53	18264,66	40	56	1279=19544	4=4
5478,62	18247,69	40	47	1388=19637	3=3
5491,04	18206,41	30	42		
5498,16	18182,85	40	32	3764=21947	5=5

5511,95	18137,36	8	59	2208-20346	5-6
5512,11	18136,82	100	43	5315-23452	7-7
5519,85	18111,38	15	38	2208-20320	5-4
5522,46	18102,84	40	26	4455-22558	6-6
5523,00	18101,07	20	54	4417-22518	5-5
5526,72	18088,87	20	60	3976-22064	6-6
5527,90	18085,02	25	60	228-18314	2-3
5533,22	18067,63	15	47	1279-19347	4-5
5535,23	18061,08	50	79	3100-21161	4-4
5535,28	18060,89	15	0	2437-20498	4-5
5537,53	18053,56	50	58	3100-21154	4-5
5539,27	18047,90	15	70	1663-19711	3-3
5544,62	18030,49	20	23	4160-22190	3-3
5546,51	18024,34	20	38	5572-23596	4-4
5548,78	18016,94	30	62	1663-19680	3-4
5548,79	18016,92	70	69	1279-19296	4-4
5551,40	18008,44	20	63	0-18008	4-5
5552,26	18005,65	15	50	0-18006	4-3
5554,33	17998,97	12	78	0-17999	4-4
5556,25	17992,74	60	33	4746-22739	6-7
5556,37	17992,33	20	64	228-18221	2-1
5559,20	17983,19	40	29	4455-22438	6-6
5562,20	17973,49	12	58	1663-19637	3-3
5564,96	17964,57	180	45	3196-21161	4-4
5565,96	17961,34	120	35	3764-21725	5-5
5567,81	17955,36	40	46	8587-26543	7-7
5572,19	17941,28	20	44	1388-19330	3-2
5577,04	17925,66	12	58	3312-21238	4-3
5577,28	17924,90	20	26	6234-24159	3-4

5578,89	17919,71	35	37	3764-21684	5=5
5582,68	17907,54	20	47	4417-22325	5=4
5582,73	17907,40	50	57	1388-19296	3=4
5584,65	17901,23	20	34	2437-20339	4=5
5588,32	17889,47	30	26	3210-21100	5=6
5590,53	17882,41	20	0	2437-20320	4=4
5594,95	17868,28	70	34	5315-23184	7=7
5595,87	17865,33	100	33	4455-22321	6=6
5598,85	17855,83	30	56	1388-19245	3=4
5601,28	17848,10	200	46	6809-24657	8=8
5604,43	17838,07	15	59	228-18067	2=1
5609,44	17822,12	15	55	2378-20200	2=2
5610,93	17817,40	35	21	3764-21581	5=5
5614,71	17805,38	80	34	2369-20174	3=4
5615,97	17801,40	20	33	3196-20998	4=4
5620,38	17787,45	20	34	3210-20998	5=4
5623,74	17776,81	20	50	228-18006	2=3
5624,83	17773,35	12	36	4173-21947	4=5
5633,03	17747,48	15	50	4199-21946	5=5
5633,09	17747,29	30	68	3312-21059	4=5
5634,44	17743,05	15	66	1663-19406	3=3
5638,20	17731,22	35	63	0-17731	4=4
5646,58	17704,90	15	38	4020-21725	1=1
5650,59	17692,35	30	29	4746-22438	6=6
5655,14	17678,12	150	60	4199-21877	5=6
5655,20	17677,93	25	87	3976-21654	6=7
5659,79	17663,58	20	73	1279-18943	4=5
5663,46	17652,14	20	68	2378-20030	2=3
5663,98	17650,52	60	42	5802-23452	7=7

5669,95	17631,91	250	46	3210=20842	5=6
5671,89	17625,91	40	60	1388=19015	3=4
5675,11	17615,89	30	54	0=17616	4=4
5677,75	17607,71	120	44	4455=22063	6=7
5682,76	17592,18	15	65	1279=18872	4=4
5692,12	17563,26	20	27	5409=22972	2=3
5692,94	17560,73	120	27	3764=21325	5=6
5695,66	17552,35	20	73	1279=18831	4=5
5695,98	17551,36	20	30	2437=19988	4=3
5696,99	17548,25	300	47	5315=22864	7=8
5699,22	17541,37	350	47	6809=24350	8=9
5699,26	17541,26	20	65	228=17770	2=2
5702,38	17531,64	25	60	3100=20632	4=5
5708,91	17511,61	15	65	0=17512	4=3
5709,36	17510,24	10	43	4173=21684	4=5
5712,28	17501,26	25	35	4160=21661	3=3
5714,33	17495,01	12	67	1663=19158	3=2
5718,36	17482,66	30	53	1388=18872	3=4
5719,03	17480,63	250	46	5802=23282	7=8
5719,53	17479,09	20	60	1279=18758	4=3
5721,96	17471,68	40	73	2208=19680	5=6
5725,83	17459,87	100	63	4417=21877	5=6
5733,93	17435,18	20	27	3196=20632	4=5
5741,12	17413,37	12	50	1279=18692	4=4
5742,34	17409,65	12	48	3100=20509	4=4
5743,52	17406,07	100	42	2437=19843	4=5
5748,93	17389,70	20	16	3764=21154	5=5
5760,59	17354,52	15	27	4020=21375	1=2
5765,33	17340,25	30	55	1279=18620	4=5

5769,93	17326,41	25	28	4173-21500	4-3
5770,39	17325,01	35	33	5519-22844	3-3
5772,21	17319,56	35	60	3312-20632	4-5
5772,21	17319,56	35	60	4746-22063	6-7
5772,88	17317,55	50	48	1388-18706	3-2
5773,12	17316,84	150	0		
5773,59	17315,43	25	47	0-17315	4-4
5774,33	17313,20	15	20	3196-20509	4-4
5774,98	17311,25	20	61	3100-20411	4-4
5784,51	17282,73	15	65	228-17512	2-3
5784,85	17281,72	50	60	6663-23944	5-6
5788,14	17271,90	120	44	8587-25859	7-8
5788,55	17270,66	20	64	1279-18550	4-4
5792,87	17257,80	12	57	2378-19637	2-3
5798,03	17242,44	20	21	2437-19680	4-4
5804,43	17223,44	100	41	2437-19661	4-5
5812,91	17198,30	70	43	4455-21654	6-7
5813,16	17197,55	12	49	3312-20509	4-4
5820,79	17175,02	20	19	2369-19544	3-4
5822,98	17168,56	60	37	5572-22740	4-5
5824,60	17163,79	20	39	4417-21581	5-5
5825,49	17161,16	10	49	1388-18550	3-4
5830,12	17147,53	35	60	0-17147	4-4
5831,91	17142,28	100	30	3196-20338	4-5
5834,24	17135,43	25	17	3210-20346	5-6
5838,15	17123,96	80	69	3976-21100	6-6
5839,36	17120,40	60	62	0-17120	4-5
5843,72	17107,62	30	32	4160-21267	3-4
5851,01	17086,31	30	55	1279-18366	4-5

5854,84	17075,12	20	84		
5855,20	17074,08	25	49	228=17302	2=3
5862,49	17052,87	100	31	4173=21226	4=5
5871,59	17026,43	80	71	2208=19235	5=6
5873,04	17022,22	30	49	1388=18411	3=4
5878,03	17007,78	20	34	3312=20320	4=4
5879,96	17002,19	20	33	4020=21023	1=2
5884,49	16989,10	15	65	1663=18652	3=3
5885,83	16985,24	20	28	5674=22660	1=2
5886,27	16983,95	25	29	5519=22503	3=4
5887,57	16980,20	20	27	4173=21153	4=5
5892,46	16966,11	25	28	3764=20730	5=5
5900,67	16942,51	15	60	0=16942	4=4
5905,06	16929,93	12	55	3312=20242	4=3
5905,98	16927,27	30	31	2369=19296	3=4
5909,86	16916,17	60	34	4160=21076	3=4
5910,12	16915,44	60	63	1279=18195	4=5
5912,91	16907,43	50	46	4746=21654	6=7
5914,81	16902,01	30	22	3210=20112	5=4
5920,41	16886,01	50	30	4173=21060	4=5
5923,54	16877,10	15	53	4199=21076	5=4
5924,03	16875,70	25	30	2369=19245	3=4
5926,30	16869,24	50	72	0=16869	4=4
5928,35	16863,42	50	68	2208=19072	5=6
5929,82	16859,23	30	42	4455=21314	6=7
5932,62	16851,27	10	0	2369=19220	3=4
5937,72	16836,80	100	53	3976=20812	6=7
5938,43	16834,78	20	23	4746=21581	6=5
5940,85	16827,92	250	34	3764=20591	5=6

5942,67	16822,78	30	66	228=17052	2=3
5947,63	16808,73	25	50	4417=21226	5=5
5950,60	16800,35	25	57	3312=20112	4=4
5951,21	16798,64	15	51	4199=20998	5=4
5960,18	16773,37	12	47	1388=18162	3=4
5966,18	16756,49	15	24	5802=22558	7=6
5966,33	16756,07	30	33	5904=22660	2=2
5970,25	16745,05	10	0	3764=20509	5=6
5972,78	16737,96	15	0	5210=21948	2=3
5973,46	16736,08	8	41	4417=21153	5=5
5975,98	16729,01	40	63	1279=18008	4=5
5979,37	16719,53	15	78		
5981,84	16712,62	15	44	7715=24427	5=6
5989,38	16691,58	50	67	3100=19791	4=5
5992,66	16682,44	40	48	4417=21100	5=6
5997,79	16668,18	7	63	0=16668	4=3
6000,18	16661,55	15	59	1663=18325	3=2
6006,20	16644,83	20	44	228=16873	2=1
6010,44	16633,09	12	37	3210=19843	5=5
6011,54	16630,05	10	21	3210=19840	5=4
6013,41	16624,87	60	40	2437=19062	4=5
6016,58	16616,11	20	77	1279=17895	4=5
6020,60	16605,02	12	14	4160=20765	3=4
6024,19	16595,13	120	31	3196=19791	4=5
6025,39	16591,81	8	0	4173=20765	4=4
6027,16	16586,95	15	19	4160=20747	3=4
6028,95	16582,02	8	0	3764=20346	5=6
6030,69	16577,23	12	30	2437=19015	4=4
6033,92	16568,37	9	46	4746=21314	6=7

6034,40	16567,04	12	32	5097=21664	1=0
6036,64	16560,92	10	70	3100=19661	4=5
6047,39	16531,46	50	71	3312=19843	4=5
6057,50	16503,87	25	67	1388=17892	3=4
6057,99	16502,54	40	26	2369=18872	3=4
6059,22	16499,20	15	59		
6069,48	16471,30	20	44	7696=24167	6=6
6072,00	16464,47	30	35	3196=19661	4=5
6077,15	16450,50	20	33	3210=19661	5=5
6081,28	16439,34	15	62	228=16668	2=3
6089,67	16416,69	12	27	3210=19627	5=6
6099,79	16389,44	15	22	2369=18758	3=3
6101,55	16384,73	8	43	0=16384	4=3
6103,43	16379,68	9	59	2378=18758	2=3
6114,69	16349,52	12	5	4160=20509	3=4
6115,45	16347,50	12	13	3196=19544	4=4
6117,71	16341,44	10	62	2208=18550	5=4
6118,90	16338,27	20	43	5315=21654	7=7
6119,81	16335,85	15	79	1663=17999	3=4
6123,67	16325,55	30	39	7841=24167	5=6
6125,42	16320,88	9	18	2437=18758	4=3
6131,16	16305,60	10	57	228=16534	2=2
6146,42	16265,10	30	24	6475=22740	4=5
6147,84	16261,37	25	47	5802=22063	7=7
6150,18	16255,17	10	0	2437=18692	4=4
6151,71	16251,12	25	22	4160=20411	3=4
6155,04	16242,33	12	19	2369=18611	3=3
6156,72	16237,91	15	25	4173=20411	4=4
6159,82	16229,73	25	64	7715=23944	5=6

6162,13	16223,64	20	67	0=16223	4=5
6165,72	16214,20	12	44	4417=20631	5=5
6170,94	16200,50	12	35	0=16200	4=3
6177,96	16182,07	15	0	2437=18620	4=5
6178,35	16181,05	15	25	2369=18550	3=4
6186,16	16160,62	25	45	8400=24561	5=6
6187,97	16155,91	12	41	228=16384	2=3
6192,29	16144,64	20	61	3100=19245	4=4
6195,23	16136,97	25	21	3210=19347	5=6
6195,53	16136,19	25	31	4455=20591	6=6
6202,09	16119,13	15	27	228=16347	2=2
6208,98	16101,24	40	33	9333=25434	6=7
6209,55	16099,75	15	29	3196=19246	4=4
6211,04	16095,89	15	45	4746=20842	6=6
6223,25	16064,31	15	57	1279=17344	3=5
6228,23	16051,47	20	78	0=16051	4=4
6237,45	16027,75	20	27	3764=19791	5=5
6238,71	16024,51	25	25	3210=19235	5=6
6241,87	16016,40	20	49	0=16016	4=5
6244,82	16008,83	10	45	0=16008	4=3
6253,65	15986,23	20	61	2208=18195	5=5
6259,36	15971,63	12	36	228=16200	2=3
6273,74	15935,02	20	58	2378=18314	2=3
6276,47	15928,10	15	18	2437=18366	4=5
6277,10	15926,50	15	33	1388=17315	3=4
6295,57	15879,77	50	71	0=15879	4=5
6300,20	15868,10	40	59	1279=17147	4=4
6306,63	15851,92	20	36	3210=19062	5=5
6308,01	15848,47	15	68	1663=17512	3=3

6310,01	15843,44	50	55	0#15843	4#4
6327,45	15799,76	12	60	2208#18008	5#5
6331,97	15788,50	15	58	228#16017	2#3
6335,40	15779,95	20	45		
6337,21	15775,44	15	44	1663#17439	3#4
6366,60	15702,62	9	63	3312#19015	4#4
6372,99	15686,88	12	0	2208#17895	5#5
6390,32	15644,34	12	51	4199#19843	5#5
6396,21	15629,91	9	38	2369#17999	3#4
6434,39	15537,19	25	61	228#15766	2#3
6436,39	15532,35	25	22	3764#19296	5#4
6439,96	15523,74	12	41	2369#17892	3#4
6441,00	15521,23	12	68	6663#22184	5#5
6456,83	15483,18	9	61	1663#17146	3#3
6458,03	15480,31	35	59	1388#16869	3#4
6461,88	15471,09	12	23	3764#19235	5#6
6467,39	15457,90	30	38	2437#17895	4#5
6468,53	15455,18	9	40	2437#17892	4#4
6482,00	15423,07	12	14	3196#18620	4#5
6485,93	15413,72	10	62	1279#16693	4#4
6488,72	15407,10	9	46	2378#17785	2#3
6490,97	15401,75	20	23	6663#22064	5#6
6507,70	15362,15	7	23	2369#17731	3#4
6509,00	15359,07	12	33	228#15587	2#2
6517,22	15339,71	10	73	0#15339	4#5
6517,31	15339,51	10	21	3211#18550	5#4
6522,56	15327,15	9	60	228#15555	2#3
6525,32	15320,67	8	24	2369#17689	3#2
6530,68	15308,11	9	23	3764#19072	5#6

6530,96	15307,44	8	46	3312	18619	4-5
6542,94	15279,41	2	60	1663	16942	3-4
6543,01	15279,24	7	49	1388	16668	3-3
6543,61	15277,85	9	58	0	15277	4-3
6551,70	15258,98	20	68	3976	19235	4-6
6559,59	15240,62	7	48	0	15240	4-4
6574,47	15206,13	8	73	1663	16869	3-4
6577,45	15199,25	7	61	1388	16588	3-4
6590,52	15169,10	7	0	3196	18366	4-5
6599,63	15148,17	8	39	4199	19347	5-6
6605,34	15135,06	7	55	2208	17344	5-5
6606,35	15132,76	15	67	2378	17512	2-3
6622,99	15094,73	15	54	3100	18195	4-5
6628,93	15081,22	9	81	2208	17289	5-6
6641,14	15053,48	7	44	3312	18366	4-5
6643,12	15048,99	6	57	228	15277	2-3
6651,43	15030,22	6	20	5315	20346	7-6
6651,51	15030,02	5	63	1663	16693	3-4
6651,51	15030,02	5	63	8400	23430	5-5
6655,51	15020,99	7	22	4199	19220	5-4
6661,41	15007,68	15	25	7348	22355	4-5
6662,57	15005,07	8	62	1663	16668	3-3
6665,58	14998,28	20	20	3196	18195	4-5
6679,87	14966,20	8	27	4020	18987	1-2
6689,70	14944,21	10	65	1279	16223	4-5
6700,66	14919,78	35	37			
6704,27	14911,74	50	58	2208	17120	5-5
6705,82	14908,29	8	54	3100	18008	4-5
6710,09	14898,81	8	69	3100	17999	4-4
6713,47	14891,30	10	0	4455	19347	6-5

6728,71	14857,58	20	43	2208=17066	5=6
6729,57	14855,68	20	0	3764=18619	5=5
6749,49	14811,83	9	28	3196=18008	4=5
6767,67	14772,04	12	76	1279=16051	4=4
6775,59	14754,78	15	39	1214=26868	4=5
6778,27	14748,95	15	44	0=14749	4=4
6780,71	14743,64	9	45	4199=18943	5=5
6803,28	14694,72	8	59	2208=16903	5=5
6808,82	14682,77	12	22	2437=17120	4=5
6818,22	14662,52	20	64	1388=16051	3=4
6826,44	14644,88	10	55	4417=19062	5=5
6899,06	14490,72	15	64	2208=16699	5=6
7832,83	12763,26	30	68	228=12992	2=2
7842,59	12747,38	100	26	1388=14136	3=3
7864,49	12741,88	80	0	5315=18027	7=7
7866,04	12709,38	70	44	1388=14098	3=2
7927,71	12610,50	80	0	4455=17066	6=6
8001,77	12493,79	100	34	4199=16586	5=5
8031,44	12447,63	100	13	4455=16903	6=5
8070,71	12387,07	100	17	4199=16586	5=5
8094,42	12350,78	100	5	3210=15561	5=5
8223,60	12156,77	100	17	4746=16903	6=5
8252,56	12114,11	50	89	0=12114	4=4
8261,09	12101,60	100	16	2437=14539	4=3
8495,81	11767,26	100	1	2369=14136	3=3
8523,34	11729,26	90	18	2369=14098	3=2
8564,58	11672,78	90	68	2208=13881	5=5
8567,47	11668,84	70	43	3976=15644	6=6
8615,96	11603,17	60	54	1388=12992	3=2

Les résultats sont donnés dans le tableau 3 (colonne 4) :

λ (en Å) :	σ (en cm^{-1}) :	I :	D. I. :	Classification :
10 659, 03	9 379, 15	5	- 42	0 - 9 379 4 - 4
12 342, 73	8 099, 72	5	- 43	1 279 - 9 379 4 - 4
12 956, 49	7 716, 03	3	- 44	1 663 - 9 379 3 - 4
13 253, 37	7 543, 19	5	- 45	1 663 - 9 206 3 - 3
17,943, 43	5 571, 55	2	- 46	2 208 - 7 780 5 - 6
20 157, 82	4 959, 50	5	- 45	1 279 - 6 238 4 - 5
20 990, 50	4 762, 76	5	- 47	0 - 4 762 4 - 4

Tableau - 3 -

la longueur d'onde, le nombre d'onde et l'intensité sont tirés des listes du spectre infra-rouge du cérium établies par J. Vergès, à l'aide d'un spectromètre S I S A M à moyenne résolution (49).

La précision des mesures de déplacement isotopique des raies infra-rouges est limitée par deux sources d'erreur.

- les défauts du système d'entraînement des réseaux du spectromètre S I S A M (dans l'état actuel, le S I S A M à haute résolution n'est pas équipé d'un dispositif d'étalonnage en nombre d'onde). L'erreur sur une mesure isolée peut atteindre 4 mK,

- Les déplacements instrumentaux et les autres déplacements parasites dûs, par exemple, à l'effet Stark ou à l'effet de pression, qui peuvent apparaître toutes les fois qu'on utilise la méthode de l'échange des sources. On peut, dans une certaine mesure, contrôler l'absence de déplacements instrumentaux en mesurant la distance de deux composantes hyperfines de la raie de l'iode $\lambda = 13\,148\text{ Å}$, émise l'une par le tube contenant l'isotope ^{140}Ce , l'autre par le tube contenant l'isotope ^{142}Ce : on

compare la valeur ainsi mesurée à celle obtenue d'autre part avec un seul tube (50). Enfin, la raie d'étincelle à 17 080 Å présente un grand déplacement isotopique qui a pu être mesuré à la fois par la méthode de l'échange des tubes et à l'aide d'un tube contenant un mélange de ^{140}Ce et de ^{142}Ce ; par la première méthode, on trouve $108,1 \pm 2$ mK, par la seconde $108,7 \pm 2$ mK : les déplacements instrumentaux sont donc inférieurs aux autres erreurs. Pour ce qui est des autres déplacements parasites (effet Stark, effet de pression), aucun moyen de contrôle n'est possible. On peut cependant raisonnablement estimer qu'ils ne dépassent pas 1 ou 2 mK et éliminer partiellement les causes d'erreur en répétant les mesures dans des conditions variées. On peut finalement estimer à 2 mK l'erreur commise sur la détermination des déplacements isotopiques des raies

III - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES NIVEAUX IMPAIRS PROFONDS DE Ce I.

III - 1. Détermination des déplacements isotopiques des niveaux.

Pour déduire des données brutes des tableaux 2 et 3, les déplacements isotopiques des niveaux bas, on construit un tableau rectangulaire dans lequel on porte "en abscisse" les niveaux supérieurs (pairs) et "en ordonnée" les niveaux inférieurs (impairs) ; à la croisée d'une ligne horizontale et d'une ligne verticale se trouve une raie (si les règles de sélection sont respectées). Les déplacements isotopiques des niveaux ne peuvent être déterminés (cf. chapitre I.) qu'à une constante additive près ; on choisit d'abord un niveau "origine" O, auquel on attribue le déplacement isotopique X ; on cherche ensuite les différences

Δ_i entre les déplacements isotopiques des niveaux N_i et le déplacement isotopique du niveau origine O, le déplacement isotopique du niveau N_i s'écrit ainsi $X + \Delta_i$. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir des "connections" entre le niveau N_i et le niveau O : on dit qu'on a une "connection" lorsqu'on a mesuré les déplacements isotopiques d'un



Niveau

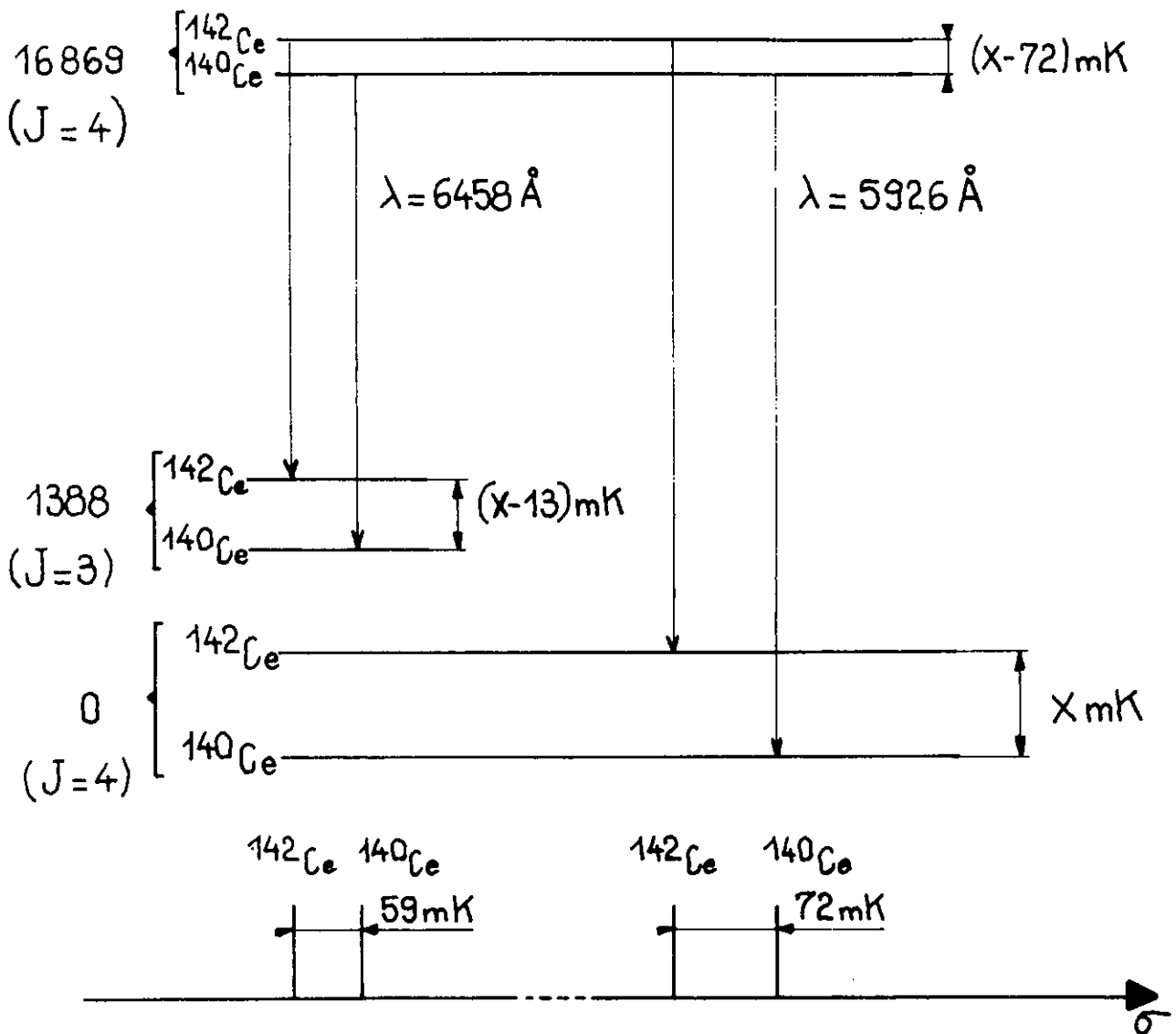


Fig:7- Evaluation de la différence des déplacements isotopiques des niveaux 0 et 1388 cm^{-1} à l'aide des raies à 6458 \AA et à 5926 \AA .

couple de raies ayant le même niveau supérieur et dont les niveaux inférieurs sont le niveau 0 et le niveau N_i respectivement : la différence

Δ_i est égale à la différence des déplacements isotopiques des deux raies du couple, d'après le principe de combinaison (fig. 7). Il est évidemment facile de découvrir les connections en consultant le tableau rectangulaire évoqué plus haut.

Mais, si on se borne à utiliser les connections entre les niveaux N_i et le niveau 0, on exploite très mal le matériel expérimental et, en particulier, on laisse de côté les niveaux qui n'ont pas de connections avec le niveau origine (parce que les valeurs de J de ces niveaux et du niveau fondamental ont une différence supérieure à 2 par exemple). Pour éviter cela, on est donc amené à évaluer d'abord les déplacements isotopiques de quelques niveaux présentant de nombreuses connections avec le niveau origine 0; ces niveaux, solidement établis, constituent alors autant d'origines secondaires et on procède de proche en proche de façon à utiliser toutes les connections entre niveaux disponibles dans les données expérimentales. On conçoit que ce travail soit très complexe quand il porte sur près d'un millier de raies.

Naturellement, le choix du niveau origine 0 n'est pas indifférent : on doit prendre le niveau qui, dans l'ensemble, est le mieux relié (au sens des connections définies plus tard) aux autres niveaux. Dans le cas de Ce I le choix du niveau fondamental s'imposait : ce niveau a en effet une valeur de J (J=4) moyenne et il fournit le plus grand nombre de raies intenses. Finalement, les déplacements isotopiques de 26 niveaux impairs profonds ont pu être établis à une constante additive près. Les résultats sont donnés dans le tableau 4. Toutes les valeurs données reposent sur au moins trois connections sauf celle du niveau $3\ 974\ \text{cm}^{-1}$ qui repose sur deux connections seulement. Pour vingt des niveaux, l'incertitude ne doit pas excéder 1 mK ; pour les six niveaux restant (distingués par un astérisque dans la dernière colonne du tableau 4) l'erreur estimée est de 2mK.

Tableau - 4 -
Niveaux impairs de Ce I.

Niveau	J	D. I. en mK.	Composition		
			f d s ²	f d ² s	f d ³
0	4	X	85	12	3
228	2	X	89	9	2
1 279	4	X - 1	80	17	3
1 388	3	X - 13	74	24	2
1 663	3	X	85	13	2
2 208	5	X - 3	72	25	3
2 369	3	X - 38	14	86	0
2 378	2	X	82	15	3
2 437	4	X - 39	28	70	2
3 100	4	X - 9	28	70	2
3 196	4	X - 43	6	94	0
3 210	5	X - 45	11	88	1
3 312	4	X - 10	63	35	2
3 764	5	X - 47	4	96	0
* 3 974	0	X - 37	27	70	3
3 976	6	X - 4	69	29	2
* 4 020	1	X - 34	28	69	3
* 4 160	3	X - 46	6	93	1
4 173	4	X - 44	9	91	0
4 199	5	X - 28	55	43	2
4 417	5	X - 25	22	77	1
4 455	6	X - 48	0	99	1
4 746	6	X - 44	8	92	0
* 5 315	7	X - 48	0	100	0
* 5 572	4	X - 48	6	94	0
5 802	7	X - 48	0	100	0

III - 2 Interprétation des résultats.

L'analyse théorique des niveaux impairs profonds de Ce I par Z. B. Goldschmidt (50) a montré que ces niveaux appartiennent aux trois configurations $4f 5d 6s^2$, $4f 5d^2 6s$ et $4f 5d^3$. Mais la composante de la configuration $4f 5d^3$ dans les fonctions d'onde des 26 niveaux que nous avons étudiés est négligeable. Les fonctions d'onde de ces niveaux résultent donc du mélange des deux configurations $4f 5d 6s^2$ et $4f 5d^2 6s$ seulement et on peut tenter d'appliquer la règle de partage (cf. chapitre I, paragraphe III. 2e). Pour cela, on construit le graphique de la figure 8 : étant donné un niveau N_i , dont la fonction d'onde est :

$$|\psi(N_i)\rangle = \alpha |fd s^2\rangle + \beta |f d^2 s\rangle$$

on porte en abscisse α^2 (°°) et en ordonnée le déplacement isotopique du niveau. Si la règle de partage était exacte, les points représentatifs des niveaux seraient alignés. On constate en fait qu'ils sont assez bien groupés autour d'une droite moyenne, à l'exception des deux niveaux à $4 199 \text{ cm}^{-1}$ et $4 417 \text{ cm}^{-1}$ qui s'en écartent nettement ; plusieurs autres niveaux sont également situés en dehors de la droite moyenne. Il n'est pas possible de tirer de conclusions de ces écarts : en effet, les résultats théoriques dont nous disposons sont ceux de la première étude de Z. B. Goldschmidt : cette étude repose sur un petit nombre de niveaux expérimentaux et on constate que les valeurs théoriques des énergies et des facteurs de Landé ne sont pas en très bon accord avec les valeurs expérimentales. Il est donc possible que certains des écarts que nous constatons soient dûs à l'erreur sur les valeurs de α^2 . De plus, tant qu'on ne dispose pas de meilleures fonctions d'onde, une étude paramétrique du déplacement isotopique selon la méthode de J. Bauche (51) est dépourvue d'intérêt ; cette étude sera tentée dès que les résultats d'une étude théorique plus précise seront disponibles.

(°°) Les valeurs de α^2 et β^2 nous ont été communiquées par Z. B. Goldschmidt.

En conclusion, en raison du grand nombre de niveaux mesurés, le tracé de la droite moyenne de la figure 7 garde un sens : par extrapolation, on obtient une valeur assez précise de la différence des déplacements isotopiques des deux configurations $4f\ 5d\ 6s^2$ et $4f\ 5d^2\ 6s$.

$$\delta T(4f\ 5d\ 6s^2) - \delta T(4f\ 5d^2\ 6s) = 56\ \text{mK}.$$

L'erreur commise sur l'évaluation de cette différence est difficile à déterminer ; en examinant la figure 8, on peut l'estimer à 3 mK environ.

On peut également donner, en fonction de X, les déplacements isotopiques de ces deux configurations, soit :

$$\delta T(4f\ 5d\ 6s^2) = (X + 8) \pm 2\ \text{mK}$$

$$\delta T(4f\ 5d^2\ 6s) = (X - 48) \pm 1\ \text{mK}$$

IV - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES NIVEAUX PAIRS DE Ce I.

Quand on a déterminé les relations entre les déplacements isotopiques des niveaux impairs, qui sont les niveaux inférieurs des transitions étudiées, il est facile d'évaluer les déplacements isotopiques des niveaux supérieurs (pairs) par simple différence : le déplacement isotopique observé sur une raie est en effet égal au déplacement isotopique du niveau supérieur diminué du déplacement isotopique du niveau inférieur. Nous avons ainsi évalué les déplacements isotopiques de 267 niveaux pairs de Ce I (tableau 5) ; chaque valeur repose sur deux raies au moins, mis à part pour six niveaux profonds dont les déplacements isotopiques ont été déterminés à partir d'une seule raie intense et bien isolée (oo).

L'incertitude est de 1 à 2 mK environ.

IV - 1. Répartition des valeurs des déplacements isotopiques.

Pour étudier la distribution des déplacements isotopiques, nous avons construit un histogramme (figure 9) : cet histogramme ne fait pas appa-

(oo) Ces niveaux sont désignés par un astérisque dans le tableau 5.

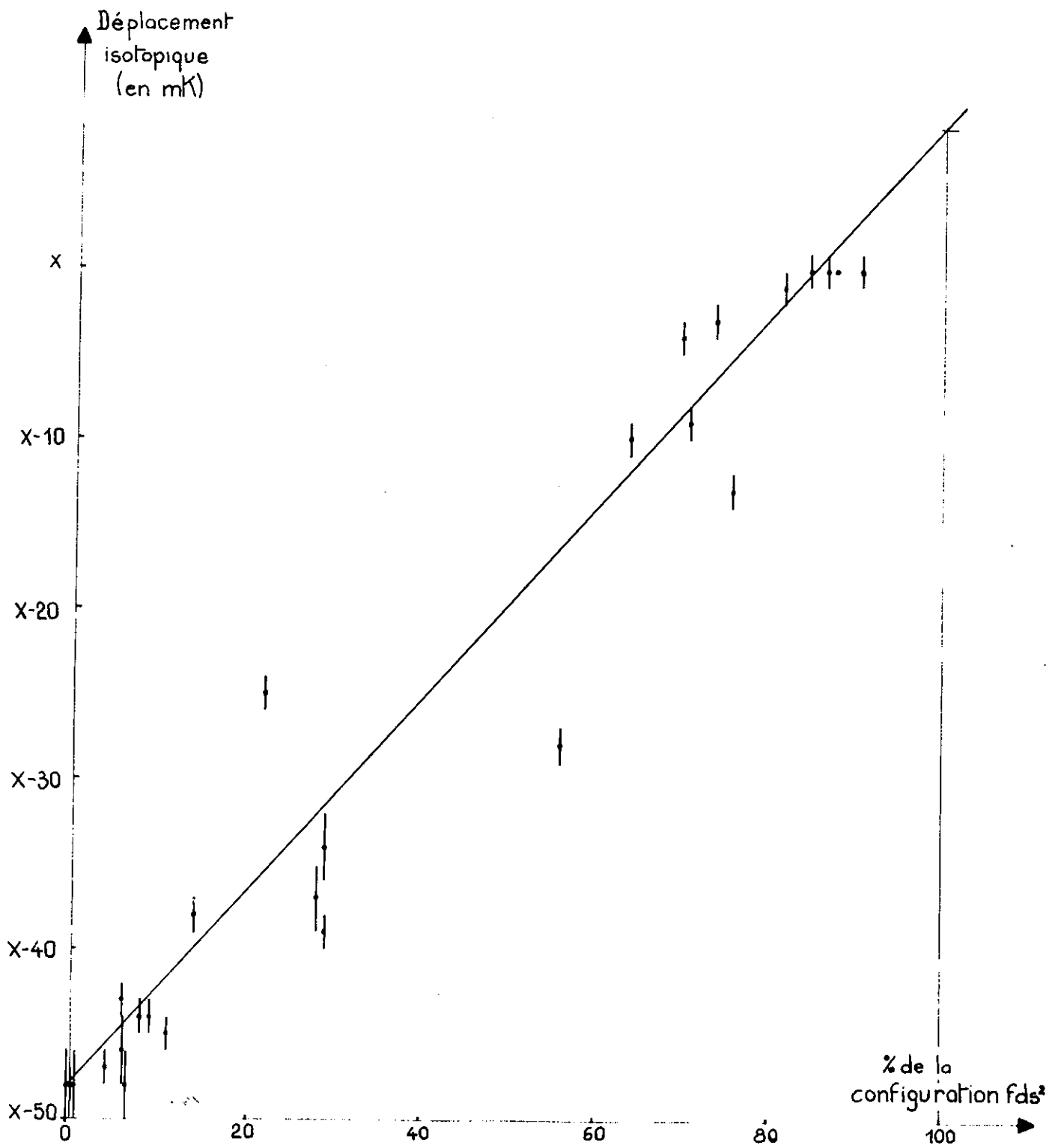
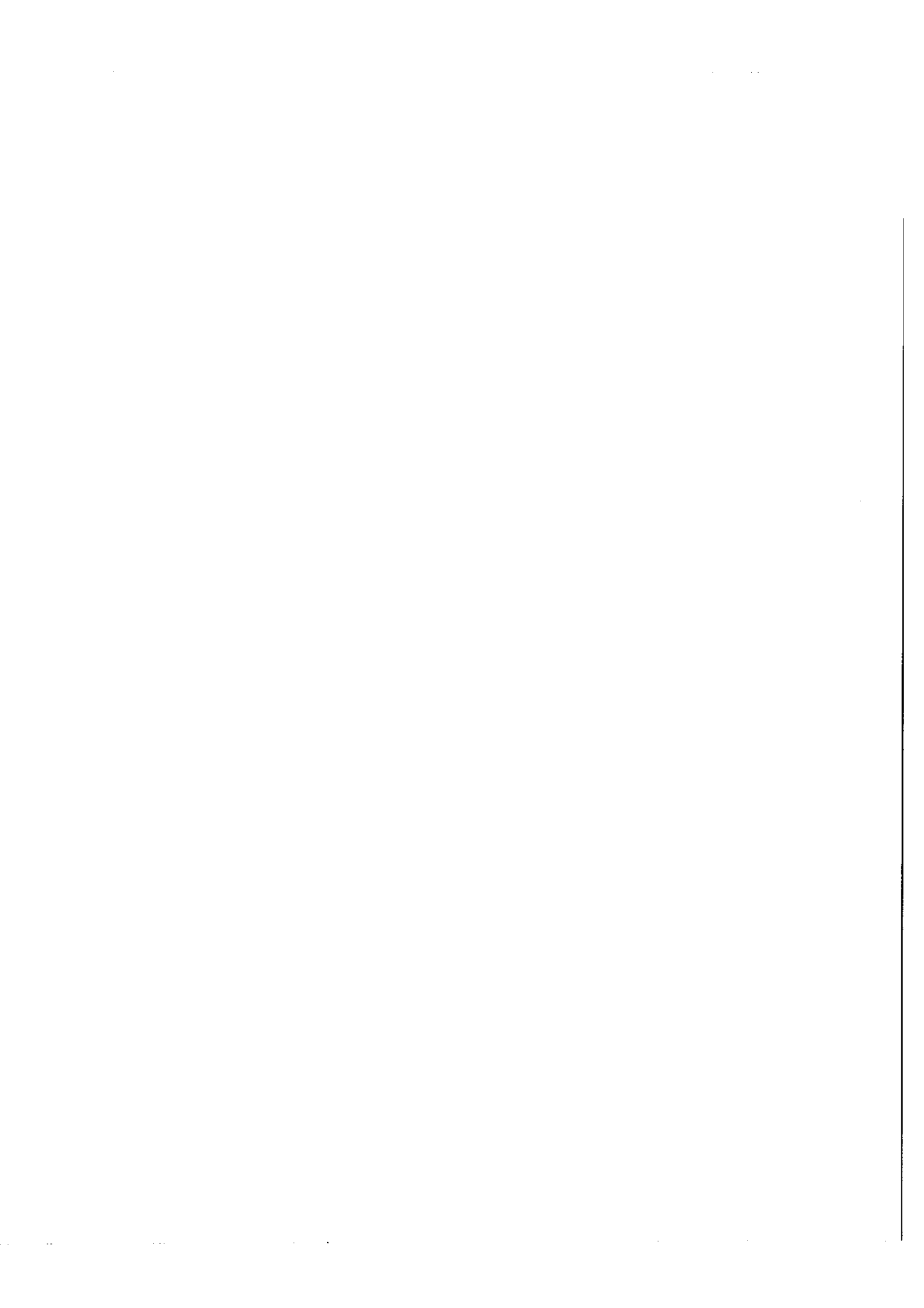
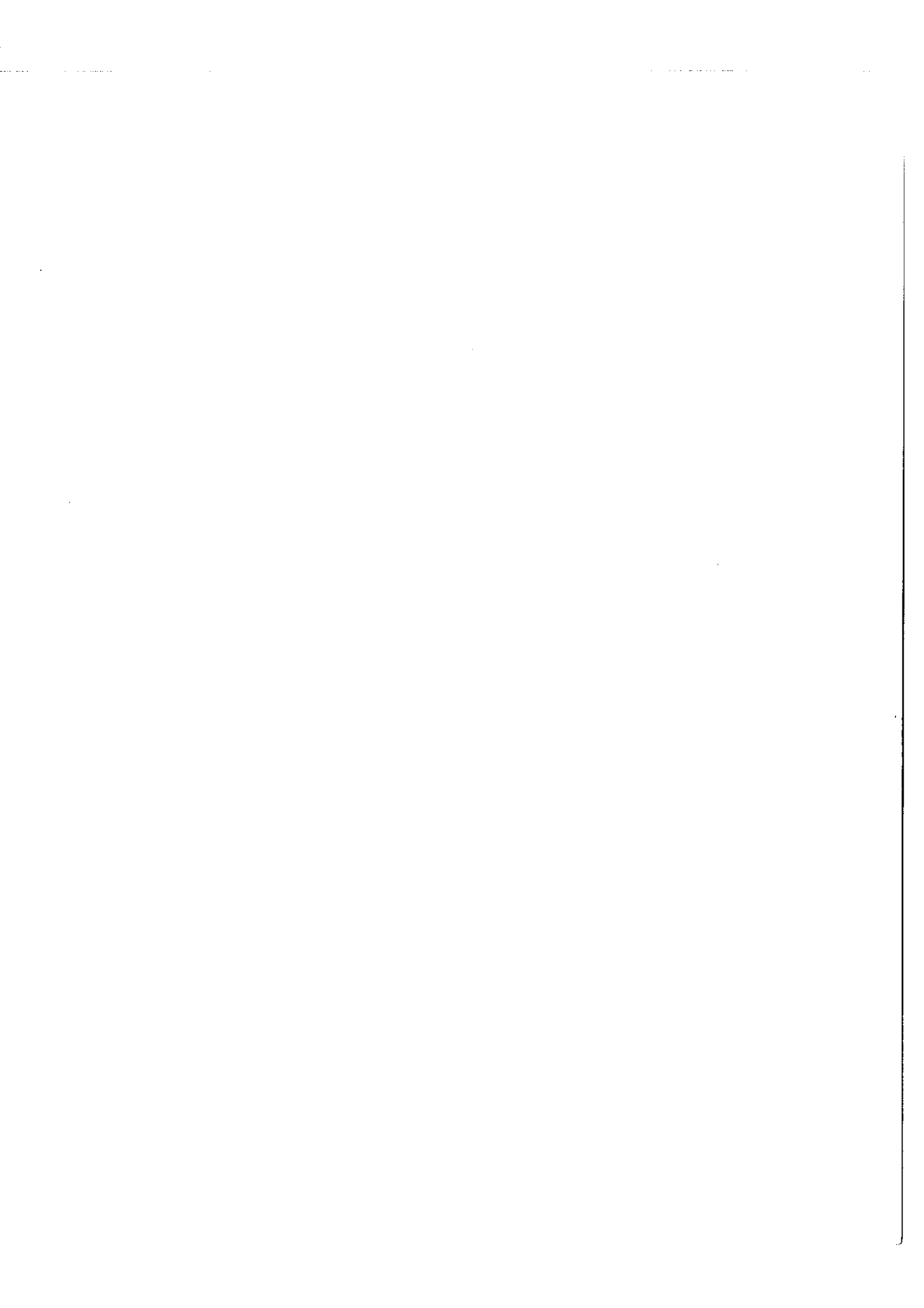


Fig 8 - Niveaux impairs profonds de Ce I ("règle de partage").





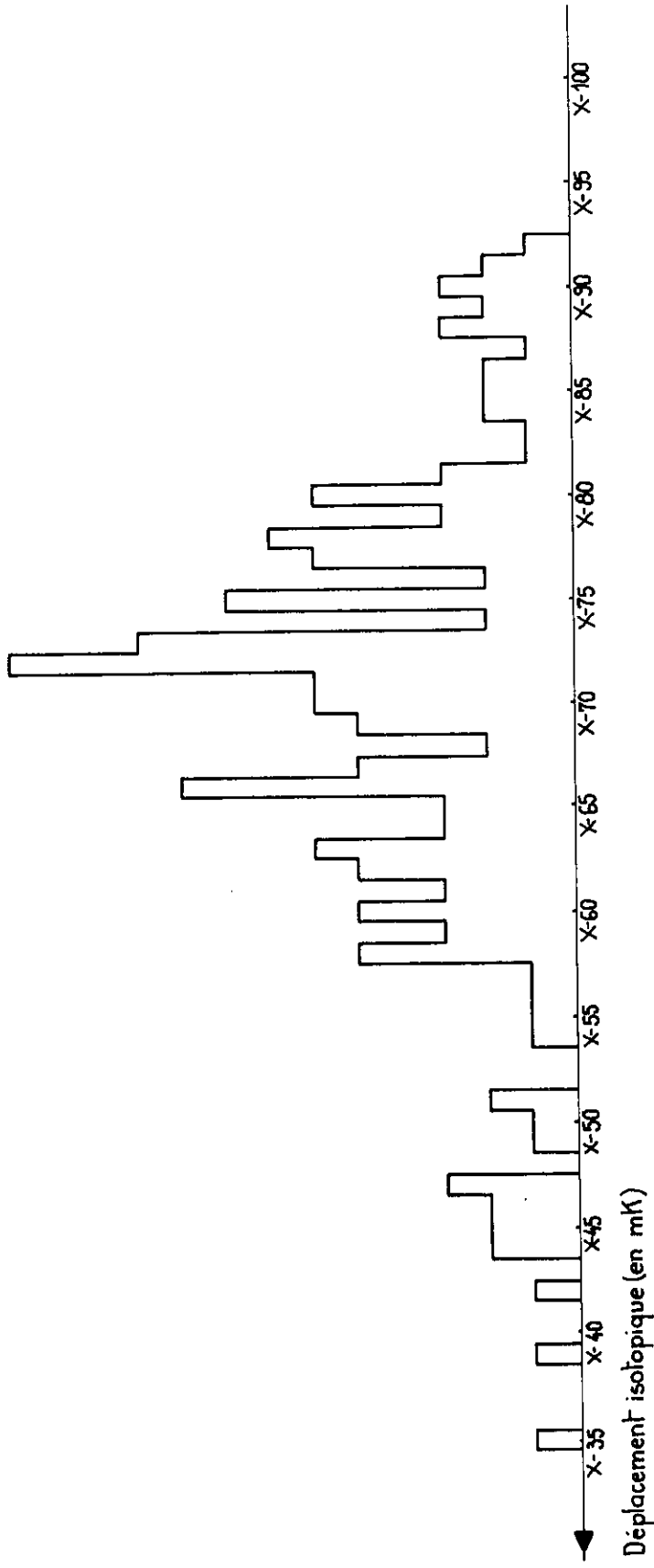


Fig.9.- Histogramme. (Déplacements isotopiques des niveaux pairs de Ce I).-

Tableau - 5 -

	Niveau	J	Configuration prépondérante	D. I. en mK
*	4 762	4	4f ² 6s ²	X - 47
*	6 238	5	- " -	X - 46
*	7 780	6	- " -	X - 49
*	9 206	3	- " -	X - 45
	9 379	4	- " -	X - 44
*	12 114	4	4f ² 5d 6s	X - 89
*	12 366	5	- " -	X - 91
	12 992	2	4f 5d 6s 6p	X - 68
	15 277	3		X - 58
	16 008	3		X - 45
	16 051	4		X - 77
	16 200	3		X - 35
	16 223	5		X - 67
	16 384	3		X - 42
	16 668	3		X - 62
	16 869	4		X - 72
	16 693	4		X - 63
	16 869	4		X - 72
	16 903	5		X - 61
	16 942	4		X - 60
	17 120	5		X - 61
	17 147	4		X - 60
	17 315	4		X - 46
	17 343	5		X - 58
	17 511	3		X - 66
	17 731	4		X - 63
	17 895	4		X - 80
	17 895	5		X - 77

.../...

Tableau - 5 - (suite)

Niveau	J	Configuration	D. I.
:	:	prépondérante	:
18 005	: 3	:	: X - 50
18 008	: 5	:	: X - 63
18 162	: 4	:	: X - 60
18 194	: 5	:	: X - 64
18 313	: 3	:	: X - 59
18 365	: 5	:	: X - 55
18 550	: 4	:	: X - 64
18 611	: 3	:	: X - 54
18 619	: 5	:	: X - 56
18 652	: 3	:	: X - 65
18 692	: 4	:	: X - 51
18 758	: 3	:	: X - 60
18 871	: 4	:	: X - 66
18 943	: 5	:	: X - 73
19 014	: 4	:	: X - 73
19 062	: 5	:	: X - 80
19 158	: 2	:	: X - 68
19 220	: 4	:	: X - 51
19 235	: 6	:	: X - 72
19 244	: 4	:	: X - 69
19 296	: 4	:	: X - 70
19 330	: 2	:	: X - 58
19 347	: 5	:	: X - 47
19 347	: 6	:	: X - 67
19 544	: 4	:	: X - 57
19 636	: 3	:	: X - 58
19 661	: 5	:	: X - 79
19 711	: 3	:	: X - 69

.../....

Tableau - 5 - (suite)

Niveau	J	Configuration	D. I.
:	:	prépondérante	:
19 791	5		X - 75
19 843	5		X - 81
20 030	3		X - 66
20 112	4		X - 67
20 174	4		X - 72
20 242	3		X - 66
20 320	4		X - 44
20 338	5		X - 73
20 346	5		X - 62
20 411	4		X - 70
20 498	5		X - 47
20 509	4		X - 60
20 591	6		X - 80
20 631	5		X - 70
20 661	3		X - 73
20 708	2		X - 62
20 730	5		X - 73
20 747	3		X - 66
20 842	6		X - 90
20 907	4		X - 70
20 998	4		X - 78
21 023	2		X - 66
21 059	5		X - 77
21 076	4		X - 82
21 100	6		X - 73
21 153	5		X - 65
21 158	3		X - 62
:	:		:

Tableau - 5 - (suite).

Niveau	J	Configuration Prépondérante	D. I.
21 161	4		X - 88
21 226	5		X - 75
21 237	3		X - 69
21 267	4		X - 71
21 314	7		X - 90
21 324	6		X - 72
21 340	3		X - 72
21 375	2		X - 61
21 399	3		X - 39
21 420	2		X - 63
21 456	5		X - 59
21 499	3		X - 75
21 520	4		X - 72
21 581	5		X - 63
21 654	7		X - 91
21 661	3		X - 78
21 683	5		X - 85
21 725	1		X - 73
21 725	5		X - 81
21 813	3		X - 62
21 877	6		X - 88
21 885	4		X - 67
21 946	5		X - 78
21 948	3		X - 66
21 993	4		X - 70
22 063	7		X - 92
22 064	6		X - 66
22 127	3		X - 59

.../...

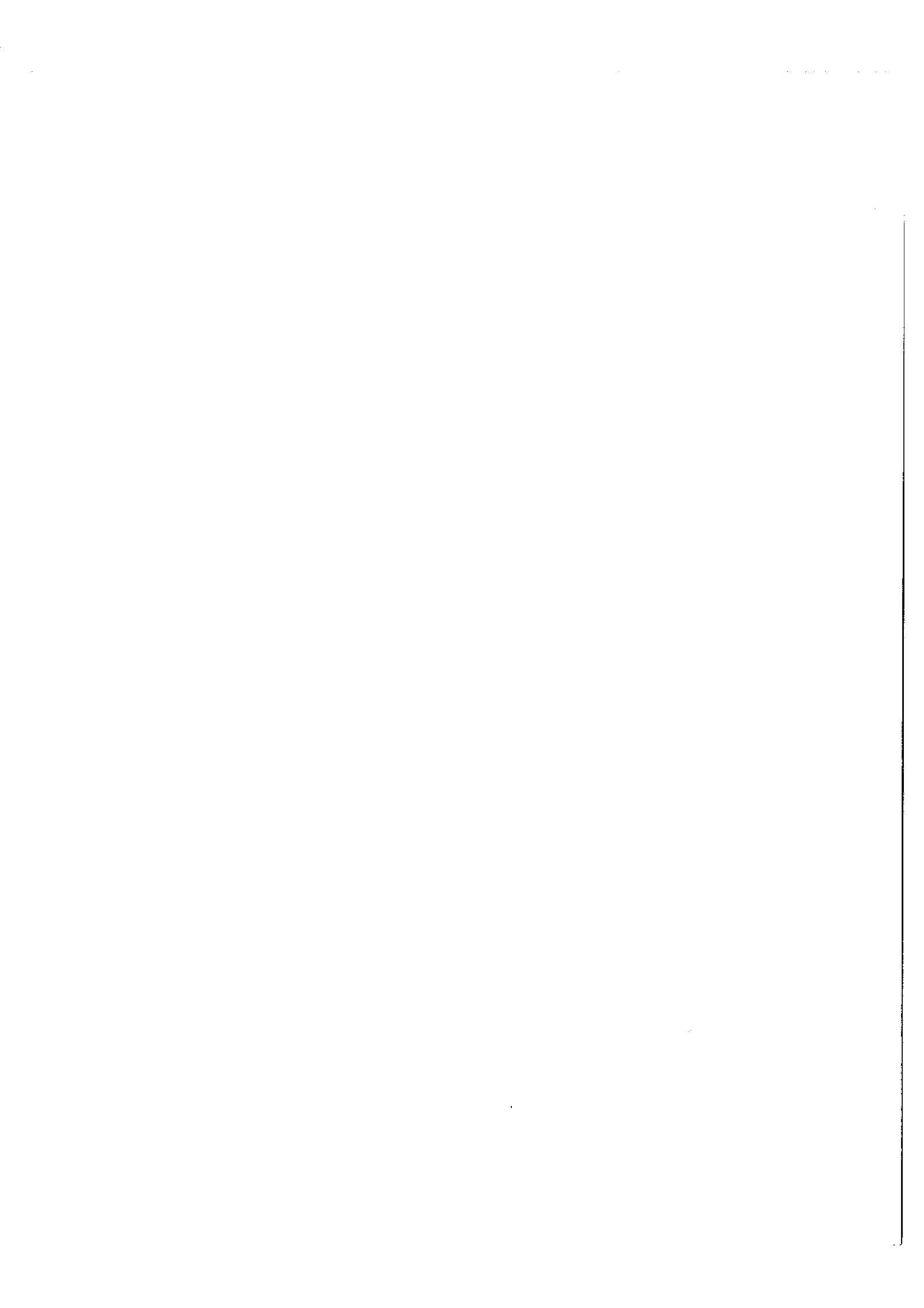
Tableau 5-- (suite)

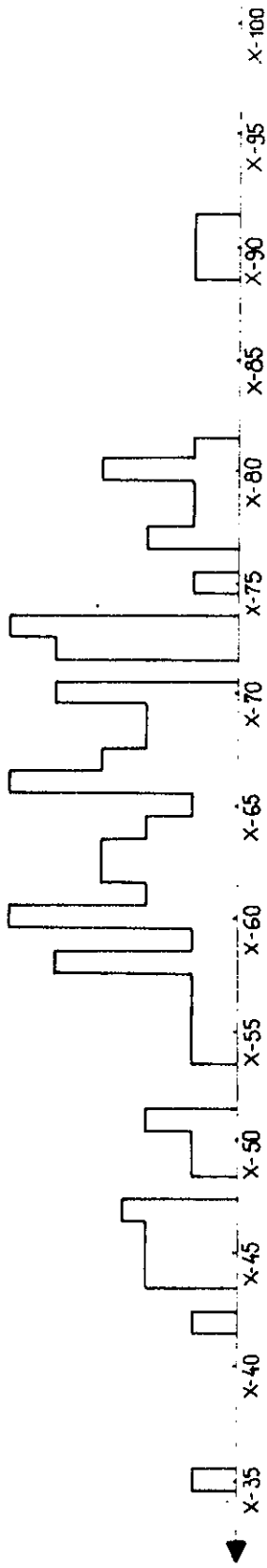
Niveau	J	Configuration prépondérante	D. I.
22 170	2		X - 77
22 184	5		X - 78
22 190	3		X - 65
22 210	4		X - 75
22 219	2		X - 66
22 246	1		X - 72
22 291	3		X - 64
22 321	6		X - 80
22 325	4		X - 69
22 355	5		X - 78
22 438	6		X - 74
22 477	3		X - 75
22 503	4		X - 73
22 518	5		X - 79
22 549	2		X - 70
22 558	6		X - 76
22 600	3		X - 58
22 713	3		X - 67
22 739	7		X - 75
22 740	5		X - 84
22 781	4		X - 63
22 851	6		X - 75
22 882	5		X - 75
22 933	1		X - 77
22 949	4		X - 71
22 970	2		X - 71

.../...

Tableau 5 - Suite -

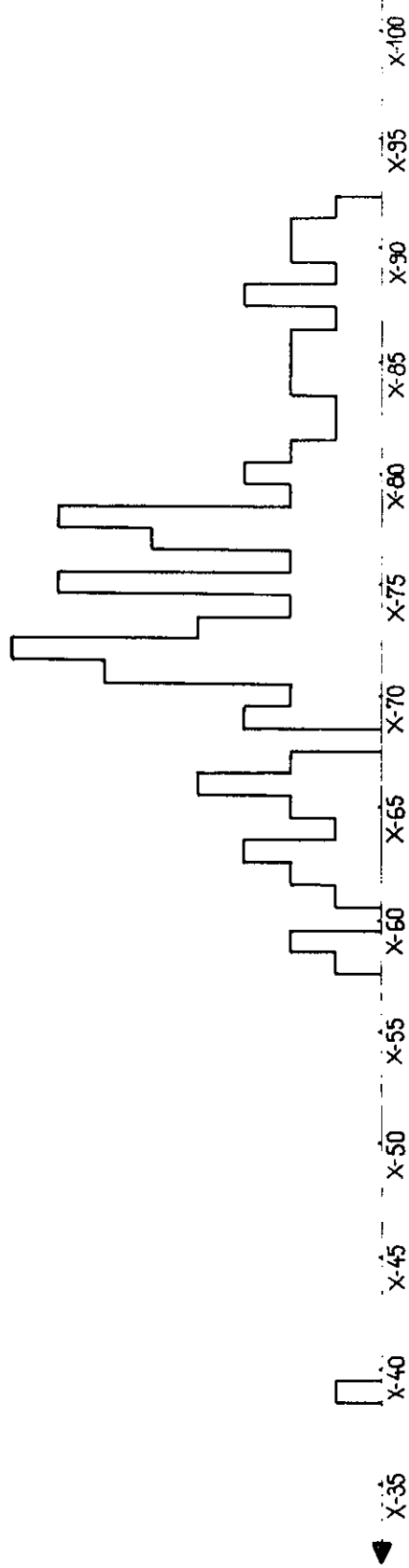
Niveau	J	Configuration	D. I.
:	:	Prépondérante	:
22 972	3	:	X - 71
23 049	2	:	X - 73
23 083	5	:	X - 72
23 117	5	:	X - 69
23 139	3	:	X - 80
23 184	7	:	X - 83
23 190	6	:	X - 78
23 240	3	:	X - 81
23 244	2	:	X - 78
23 251	4	:	X - 77
23 391	4	:	X - 89
23 452	7	:	X - 91
23 535	3	:	X - 72
23 596	4	:	X - 86
23 627	6	:	X - 90
23 701	3	:	X - 72
23 722	4	:	X - 78
23 885	5	:	X - 76
23 962	5	:	X - 80
24 009	5	:	X - 86
24 041	3	:	X - 74
24 131	3	:	X - 77
24 135	3	:	X - 79
24 148	7	:	X - 88
24 412	5	:	X - 84
24 427	6	:	X - 85
24 691	6	:	X - 87
25 077	4	:	X - 71
25 208	4	:	X - 71
25 730	6	:	X - 72





Déplacement isotopique (en mK)

Fig.10. Histogramme. (Niveaux pairs de Ce I situés au dessous de 21000 cm⁻¹).



Déplacement isotopique (en mK)

Fig.11. Histogramme. (Niveaux pairs de Ce I situés au dessus de 21000 cm⁻¹).

raître de répartition des niveaux en plusieurs groupes distincts à chacun desquels on pourrait attribuer une configuration ; la quasi totalité des niveaux se trouve au contraire concentrée dans un seul maximum très large dans lequel les valeurs du déplacement isotopique varient de X -55 à X -80 environ; tout au plus, peut-on distinguer deux maximums secondaires assez peu nets, l'un autour de la valeur X -90 (comme nous le verrons, la configuration prépondérante de certains niveaux de ce groupe pourrait être $4f^2 5d 6s$), l'autre autour de la valeur X -46 (plusieurs de ces niveaux appartiennent à la configuration $4f^2 6s^2$). Une telle situation ne doit pas nous étonner et la plus grande circonspection est de rigueur lorsqu'on doit interpréter un graphique de ce type : dans les spectres complexes comme ceux des lanthanides, le mélange de configurations est, en effet, la règle, mis à part pour quelques niveaux profonds : les déplacements isotopiques des niveaux résultant de ce mélange peuvent ainsi prendre toutes les valeurs comprises entre celles des déplacements isotopiques de chaque configuration pure. Malgré cela, nous avons tenté de préciser cette étude en répartissant les niveaux en deux groupes à peu près égaux composés respectivement des niveaux situés en dessous et au dessus de $21\ 000\text{ cm}^{-1}$; avec le premier groupe, nous avons construit l'histogramme de la figure 10, avec le second, celui de la figure 11. On constate ainsi que, dans l'ensemble, les niveaux élevés ont un déplacement isotopique plus faible que les niveaux bas, ce qui traduit le fait que les configurations possédant des électrons s sont en général plus profondes. De plus l'histogramme des niveaux élevés (fig. 11) ne présente aucun maximum secondaire autour de la valeur X -46 (les niveaux qui présentent cette valeur élevée du déplacement isotopique sont donc des niveaux bas) et le maximum autour de la valeur X -90 est moins nettement séparé que sur l'histogramme d'ensemble, ce qui rend douteuse sa signification.

IV - 2. Déplacement isotopique des configurations paires

W. C. Martin a attribué une configuration prépondérante aux niveaux pairs

les plus profonds (tableau 5) (52). Mais comme les configurations paires n'ont pas encore fait l'objet d'une étude théorique, il n'est pas possible de déterminer avec précision leurs déplacements isotopiques ; on peut seulement tenter une évaluation approximative :

- pour la configuration $4f^2 6s^2$, les déplacements isotopiques des cinq niveaux mesurés sont bien groupés autour de la valeur $(X - 46)$. Il est donc raisonnable de penser que le déplacement isotopique de cette configuration est voisin de $(X - 46)$. Cependant, l'exemple de la configuration $4f 5d 6s^2$ dont plusieurs niveaux profonds ont un déplacement isotopique très voisin de X incite à la prudence puisque le déplacement isotopique de cette configuration est finalement $X + 8$.

Pour la configuration $4f^2 5d 6s$, le déplacement isotopique a été mesuré pour 2 niveaux seulement (tableau 5) et on trouve les valeurs $(X - 89)$ et $(X - 91)$ très voisines l'une de l'autre.

Enfin un seul niveau de la configuration $4f 5d 6s 6p$ a été mesuré : son déplacement isotopique vaut $X - 68$.

En résumé, les déplacements isotopiques des configurations $4f 5d 6s^2$ et $4f 5d^2 6s$ sont solidement établis, celui de la configuration $4f^2 6s^2$ est assez bien déterminé et on peut considérer qu'on a une idée approximative de celui de la configuration $4f^2 5d 6s$; mais le déplacement isotopique de la configuration $4f 5d 6s 6p$ reste à évaluer.

Les déplacements isotopiques des configurations du spectre d'arc du cérium, qui constituent le résultat essentiel de ce chapitre sont regroupés dans le tableau 6.

Configuration	:	Déplacement isotopique
$4f 5d 6s^2$:	$X + 8$
$4f 5d^2 6s$:	$X - 48$
$4f^2 6s^2$:	$X - 46$
$4f^2 5d 6s$:	$X - 90$

CHAPITRE - IV -

EFFETS D'ECRAN - CONSTANTE DE DEPLACEMENT ISOTOPIQUE.
EXPERIMENTALE DU COUPLE (^{140}Ce , ^{142}Ce)

I - DONNEES EXPERIMENTALES CONCERNANT LE SPECTRE
D'ETINCELLE.

Harrisson et ses collaborateurs ont jeté les bases de la classification du spectre d'étincelle en 1940 (45) ; leur travail a été complété par G. Racah qui a en particulier réussi à relier les deux systèmes de niveaux. Z. B. Goldschmidt a fait une analyse théorique approfondie de ce spectre : les niveaux pairs profonds appartiennent aux configurations $4f\ 5d^2$, $4f\ 5d\ 6s$ et $4f\ 6s^2$; les niveaux impairs profonds appartiennent aux configurations $4f^2\ 6s$ et $4f^2\ 5d$ (fig. 12).

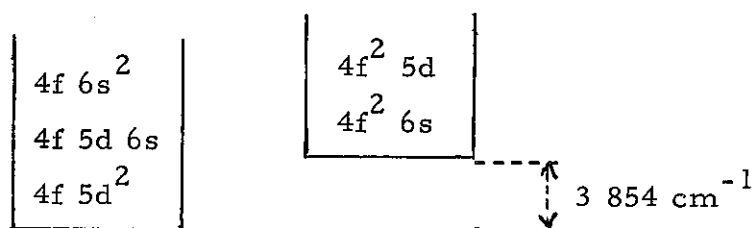


figure 12

La plupart des raies intenses observées dans le domaine visible correspondent à des transitions entre des niveaux supérieurs impairs et des niveaux pairs appartenant aux configurations $4f^2\ 6s$ et $4f^2\ 5d$; les raies dont les déplacements isotopiques ont été mesurés soit par Brix et Frank (53) ; soit par Korostyleva (54), appartiennent le plus souvent à ce type de transition et les résultats de ces auteurs ne fournissent aucune relation entre les déplacements isotopiques des niveaux impairs profonds et seulement deux relations entre les déplacements isotopiques des niveaux pairs profonds (tableau 7) ; encore, la précision est-elle médiocre : on peut estimer l'erreur à 3 mK environ.

Niveau	J	Configuration	D. I.
3 854	7/2	4f ² 6s	Z
4 165	9/2	4f ² 6s	Z - 2
5 616	11/2	4f ² 6s	Z + 2

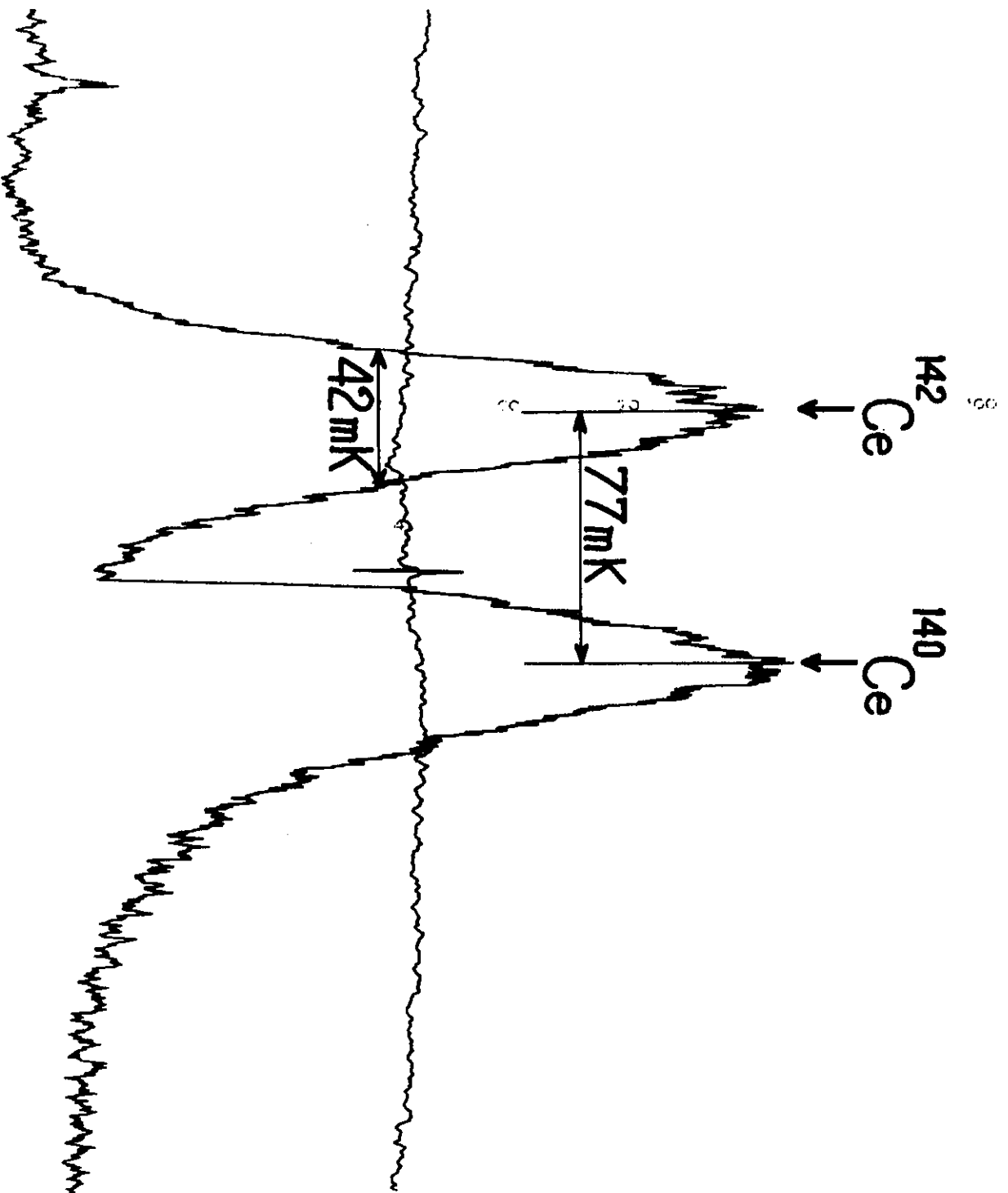
Tableau - 7 -

Comme pour le spectre d'arc, il nous a donc semblé utile d'analyser un certain nombre de raies infra-rouges à l'aide du S I S A M. A titre d'exemple, nous donnons (figure 13) l'enregistrement de la raie de nombre d'onde $\sigma = 4\,629,56\text{ cm}^{-1}$. L'ensemble des résultats obtenus est donné dans le tableau 8.

En donnant la valeur Y au déplacement isotopique du niveau $2\,382\text{ cm}^{-1}$ qui est le mieux relié à l'ensemble des autres niveaux, on déduit de ces résultats les déplacements isotopiques des niveaux impairs (tableau 9) et ceux des niveaux pairs (tableau 10 colonne 5)

Niveau	J	Composition		D. I. en mK
		4f 5d ²	4f 5d 6s	
(*) 0	7/2	96 %	4 %	Y - 42
987	9/2	95 %	5 %	Y - 40
1 410	9/2	96 %	4 %	Y - 35
(*) 1 873	7/2	80 %	20 %	Y - 26
2 382	9/2	38 %	62 %	Y
(*) 2 595	3/2	7 %	93 %	Y + 28

Tableau - 9 -



Ce II : $\sigma = 4629,56 \text{ cm}^{-1}$ (f d s 2382 - f² d 7011)

fig. 13



λ	σ	I	D.I.	Classification
11 833, 00	8 448, 63	6	- 77	0 - 8 448 7/2 - 5/2
12 644, 15	7 906, 62	3	- 36	1 410 - 9 316 9/2 - 7/2
13 431, 91	7 442, 92	2	- 46	1 873 - 9 316 7/2 - 7/2
13 712, 83	7 290, 45	4	- 37	987 - 8 278 9/2 - 11/2
14 416, 48	6 934, 61	3	- 77	2 382 - 9 316 9/2 - 7/2
15 205, 69	6 574, 69	3	- 53	1 873 - 7 011 7/2 - 9/2
16 376, 48	6 104, 65	7	- 37	987 - 7 092 9/2 - 11/2
16 595, 18	6 024, 20	7	- 42	987 - 7 011 9/2 - 9/2
16 956, 54	5 895, 82	2	- 82	2 382 - 8 278 9/2 - 11/2
17 080, 74	5 852, 95	3	- 108	2 595 - 8 448 3/2 - 5/2
17 594, 72	5 681, 97	6	- 43	1 410 - 7 092 9/2 - 11/2
17 847, 42	5 601, 52	4	- 43	1 410 - 7 011 9/2 - 9/2
19 457, 89	5 137, 90	4	- 52	1 873 - 7 011 7/2 - 9/2
21 225, 31	4 710, 07	2	- 78	2 382 - 7 092 9/2 - 11/2
21 594, 43	4 629, 56	2	- 77	2 382 - 7 011 9/2 - 9/2
21 596, 30	4 629, 16	2	+ 30	987 - 5 616 9/2 - 9/2
23 766, 36	4 206, 48	1	+ 25	1 410 - 5 616 9/2 - 9/2
23 999, 65	4 165, 59	2	+ 34	0 - 4 165 7/2 - 9/2

Tableau - 8 -

Niveau	J	Composition		D. I. (I. R.) en mK	D. I. en mK
		$4f^2 5d$	$4f^2 6s$		
(*) 3 854		0	99		Y - 9
(*) 4 165	9/2	0	98	Y - 9	Y - 10
5 616	9/2	0	98	Y - 10	Y - 9
7 011	9/2	100	0	Y - 78	Y - 78
7 092	11/2	100	0	Y - 78	Y - 78
8 278	11/2	100	0	Y - 79	Y - 79
(*) 8 448	5/2	100	0	Y - 80	Y - 80
(*) 9 316	7/2	99	0	Y - 74	Y - 75

Tableau - 10 -

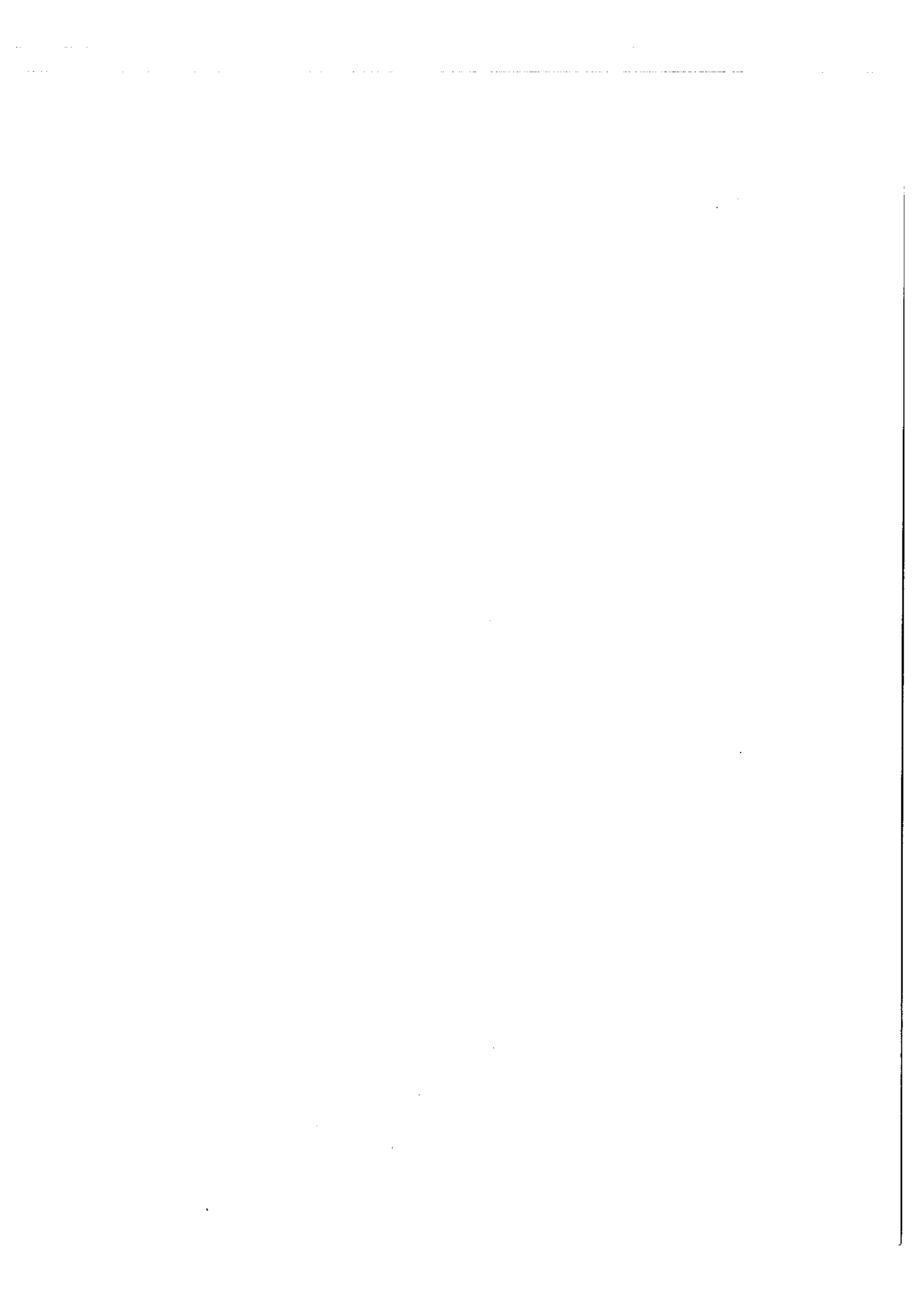
En ce qui concerne les niveaux pairs, en utilisant les résultats du tableau 7, on aboutit finalement aux valeurs de la colonne 6 du tableau 10.

La précision sur ces déplacements isotopiques est un peu moins bonne que pour les niveaux du spectre d'arc : en effet certaines des raies d'étincelle enregistrées sont de faible intensité et certains déplacements isotopiques petits, ce qui rend leur mesure délicate. Pour les niveaux les plus favorables l'erreur est du même ordre de grandeur que pour les niveaux du spectre d'arc, c'est-à-dire de 1 à 2 mK environ ; mais pour les niveaux désignés par un astérisque dans les tableaux 9 et 10, l'erreur atteint 3 mK. Nous devons à l'obligeance de Mme Z. B.

Goldschmidt la composition des niveaux données dans les colonnes 3 et 4 des tableaux 9 et 10.

II - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES CONFIGURATIONS DE Ce II.

Les déplacements isotopiques des deux configurations paires :



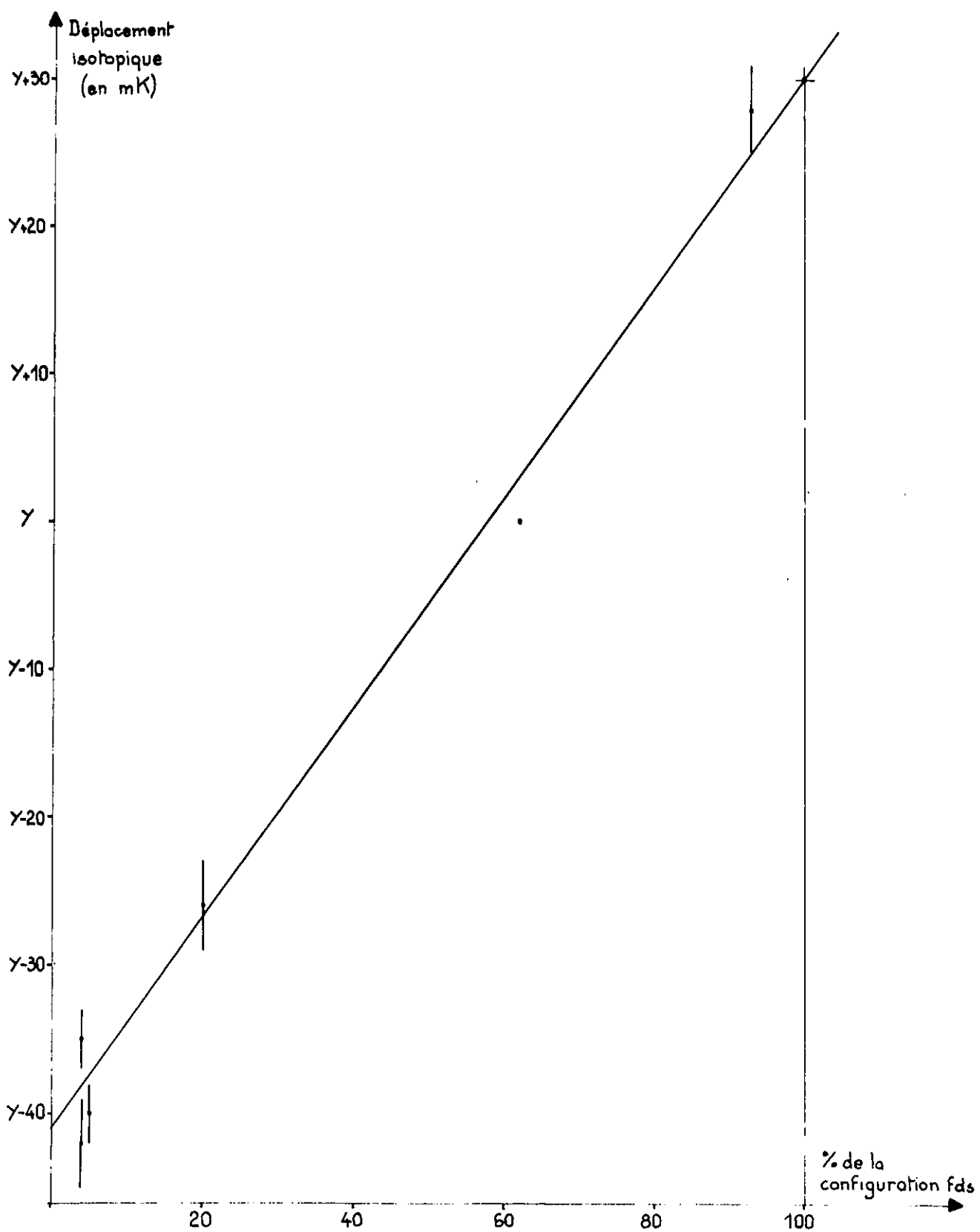


Fig. 14 - Niveaux impairs profonds de Ce II (règle de partage).

$4f^2 6s$ et $4f^2 5d$ sont très faciles à déduire de ceux des niveaux puisque le mélange de configurations est pratiquement négligeable. En consultant le tableau 9, on trouve ainsi que le déplacement isotopique de la configuration $4f^2 6s$ vaut $(Y - 9)$ mK et celui de la configuration $4f^2 5d$, $(Y - 78)$ mK, l'incertitude étant de 2 mK environ.

Pour les deux configurations impaires $4f 5d^2$ et $4f 5d 6s$, nous construisons un graphique (fig. 14) analogue à celui de la figure 8.

En extrapolant la droite moyenne, on obtient la différence des déplacements isotopiques des deux configurations $4f 5d^2$ et $4f 5d 6s$:

$$\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d^2) = (71 \pm 6) \text{ mK.}$$

On peut également exprimer, en fonction de Y, les déplacements isotopiques de chacune de ces configurations :

$$\delta T(4f 5d 6s) = Y + 30 \qquad \delta T(4f 5d^2) = Y - 41$$

Les valeurs des déplacements isotopiques de 4 configurations profondes de Ce II sont finalement regroupées au tableau 11. L'incertitude estimée sur chacune d'elles est de 3 mK.

Configuration	:	Déplacement isotopique
$4f 5d 6s$:	$Y + 30$
$4f 5d^2$:	$Y - 41$
$4f^2 6s$:	$Y - 9$
$4f^2 5d$:	$Y - 78$

Tableau - 11 -

III - EFFETS D'ECRAN.

III - 1. Electrons s et électrons d.

Les résultats du chapitre III (tableau 6) sur le spectre d'arc ne fournissent pas le déplacement isotopique des configurations sans électrons s. Il n'est donc pas possible de vérifier directement les relations qui

décrivent l'effet d'écran de l'électron 5d et l'effet d'écran mutuel des deux électrons 6s et dont les valeurs moyennes généralement admises (30) sont :

$$\frac{\delta T(4f 5d 6s^2) - \delta T(4f 5d)}{\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d)} = 1,60 \quad \text{et}$$

$$\frac{\delta T(4f 5d^2 6s) - \delta T(4f 5d)}{\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d)} = 0,80$$

Mais, il est possible de contrôler la relation suivante qui est une conséquence des deux précédentes soit :

$$\frac{\delta T(4f 5d 6s^2) - \delta T(4f 5d^2 6s)}{\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d)} = 0,80$$

En tenant compte du fait que $\delta T(4f 5d^2) = \delta T(4f 5d)$ (chapitre I, par. III 2. c et référence (30)), on trouve en effet la valeur numérique de ce rapport :

$$\frac{56}{71} = 0,79 \pm 0,10$$

en excellent accord avec la valeur moyenne.

De même, avec les configurations $4f^2 6s^2$, $4f^2 5d 6s$, $4f^2 6s$ et $4f^2 5d$, on devrait avoir :

$$\frac{\delta T(4f^2 6s^2) - \delta T(4f^2 5d 6s)}{\delta T(4f^2 6s) - \delta T(4f^2 5d)} = 0,80$$

On trouve en fait :

$$\frac{44}{69} = 0,64$$

Le mauvais accord de cette valeur avec la valeur moyenne ne doit pas surprendre : comme nous l'avons exposé au chapitre III, les résultats des configurations $4f^2 6s^2$ et surtout $4f^2 5d 6s$ ne sont pas sûrs puisque l'analyse théorique de ces configurations n'a pas été faite ; il suffirait, par exemple, que le déplacement isotopique de la configuration $4f^2 5d 6s$ soit diminué de 10 mK ou que celui de la configuration $4f^2 6s^2$ soit augmenté de 10 mK pour que l'accord soit rétabli (l'exemple de la configuration $4f 5d 6s^2$, déjà cité au chapitre III montre qu'un mélange de configurations même modéré peut provoquer des variations

de cette amplitude).

III - 2. Electrons f.

Pour les mêmes raisons que ci-dessus la relation donnant directement l'effet d'écran de l'électron f ne peut pas faire l'objet d'une vérification sérieuse ; si on cherche quand même à l'apprécier, on trouve :

$$\frac{\delta T(4f^2 5d 6s) - \delta T(4f^2 5d)}{\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d)} = \frac{44}{71} = 0,62$$

au lieu de 0,75, moyenne généralement admise.

Il faut remarquer qu'il suffit ici aussi de diminuer de 10 mK le déplacement isotopique de la configuration $4f^2 5d 6s$ ou d'augmenter d'autant celui de la configuration $4f^2 6s^2$ pour rétablir l'accord.

On peut obtenir l'effet d'écran de l'électron f d'une manière un peu moins directe en utilisant seulement le spectre d'étincelle et en supposant connu l'effet d'écran de l'électron d.

$$\begin{aligned} \text{On a en effet : } & \frac{\delta T(4f^2 6s) - \delta T(4f^2)}{\delta T(4f 6s) - \delta T(4f)} = \\ & = \frac{\delta T(4f^2 6s) - \delta T(4f^2)}{\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d)} \times \frac{\delta T(4f 5d 6s) - \delta T(4f 5d)}{\delta T(4f 6s) - \delta T(4f)} \\ & = \frac{69}{71} \times 0,8 = 0,77 \pm 0,10 \end{aligned}$$

La valeur moyenne est 0,75 ; l'accord entre cette moyenne et la valeur obtenue pour le cérium est donc excellent.

De plus, les électrons f ont un effet d'écran considérable sur les électrons s des couches internes : la traduction la plus directe de cet effet réside dans la différence des déplacements isotopiques des deux configurations $4f 5d^2$ et $4f^2 5d$, qui n'ont ni l'une ni l'autre d'électron s optique :

$$\delta T(4f^2 5d) - \delta T(4f 5d^2) = -(37 \pm 6) \text{ mK.}$$

Cette différence se manifeste par le déplacement isotopique négatif de certaines raies d'étincelle : $12\ 644 \overset{\circ}{\text{Å}}$, $13\ 712 \overset{\circ}{\text{Å}}$, $23\ 999 \overset{\circ}{\text{Å}}$, par exemple.

C'est également cet effet qui produit l'essentiel de la différence des déplacements isotopiques des deux configurations $4f\ 5d\ 6s$ et $4f^2\ 6s$ de Ce II ou $4f\ 5d\ 6s^2$ et $4f^2\ 6s^2$ de Ce I ou encore $4f\ 5d^2\ 6s$ et $4f^2\ 5d\ 6s$ de Ce I. Ce fait provient de ce que l'effet d'écran sur les électrons optiques de l'électron $4f$ est peu différent de l'effet d'écran de l'électron $5d$, ce qui se traduit dans le spectre d'étincelle par la relation :

$$\frac{\delta T(4f^2\ 6s) - \delta T(4f^2)}{\delta T(4f\ 5d\ 6s) - \delta T(4f\ 5d)} = 0,97 \pm 0,10$$

D'où il résulte que :

$$\begin{aligned} & (\delta T(4f\ 5d\ 6s) - \delta T(4f^2\ 6s)) = \\ & = (\delta T(4f\ 5d^2) - \delta T(4f^2\ 5d)) + 0,03(\delta T(4f^2\ 6s) - \delta T(4f^2)). \end{aligned}$$

Et pratiquement :

$$\delta T(4f\ 5d\ 6s) - \delta T(4f^2\ 6s) \simeq \delta T(4f\ 5d^2) - \delta T(4f^2\ 5d).$$

De même, dans le spectre d'arc, on devrait vérifier les relations :

$$\begin{aligned} & \delta T(4f\ 5d\ 6s^2) - \delta T(4f^2\ 6s^2) \simeq \delta T(4f\ 5d^2) - \delta T(4f^2\ 5d) \\ \text{et} & \delta T(4f\ 5d^2\ 6s) - \delta T(4f^2\ 5d\ 6s) \simeq \delta T(4f\ 5d^2) - \delta T(4f^2\ 5d) \end{aligned}$$

La première de ces relations est mal vérifiée puisque le premier membre vaut 54 mK, le second 37 mK seulement.

En revanche, l'accord est très convenable pour la seconde puisque le premier membre vaut 42 mK et le second 37.

Remarques et commentaires.
 =. =. =. =. =. =. =. =. =. =. =. =. =. =. =. =.

Pour toutes les configurations dont l'étude théorique a été faite et dont les déplacements isotopiques sont établis sur des bases solides, l'accord entre les effets d'écran mesurés dans le cérium et les valeurs moyennes déduites d'autres spectres est excellent ; on peut même être surpris d'une concordance aussi précise puisque les valeurs des facteurs d'écran sont purement empiriques et non pas déduites d'une loi théorique générale, valable pour tous les spectres (on peut seulement tenter une vérification théorique en calculant numériquement les valeurs des facteurs d'écran par la méthode de Hartree-Fock).

- Enfin, il faut observer que tous les désaccords qui se présentent disparaîtraient si le déplacement isotopique de la configuration $4f^2 6s^2$ était augmenté de 10 mK.

On peut penser que le déplacement isotopique de cette configuration est donc plutôt X -36 mais une telle prédiction reste hasardeuse. En donnant au déplacement isotopique de la configuration $4f 5d^2$ la valeur zéro, on peut évaluer les constantes X et Y ; en effet, on a alors :

$$\delta T(4f 5d 6s^2) - \delta T(4f 5d^2) = X + 8 = 112$$

Soit : $X = 104$

De même : $Y = 41$

Avec cette convention, on peut dresser le tableau 12 des déplacements isotopiques des configurations du cérium :

Configuration		Déplacement isotopique (en mK)
Ce I	$4f 5d 6s^2$	112
	$4f 5d^2 6s$	56
	$4f^2 6s^2$	58
	$4f^2 5d 6s$	14
Ce II	$4f 5d 6s$	71
	$4f 5d^2$	0
	$4f^2 6s$	32
	$4f^2 5d$	- 37

Tableau - 12 -

III-3 Interprétation théorique des résultats par la méthode de Hartree-Fock

Une analyse théorique des résultats précédents (tableau 12) a été tentée en collaboration avec J. Bauche et G. Couarraze. Les valeurs de

$$\sum_n q_{ns} |\psi_{ns}(0)|^2$$
 (où q_{ns} représente le nombre d'électrons ns que comporte la configuration étudiée) ont été calculées, en utilisant des fonctions radiales de Hartree-Fock, pour diverses configurations du spectre d'arc et du spectre d'étincelle (*); les effets de masse normaux des configurations du spectre d'arc sont pratiquement égaux puisque les niveaux de ces configurations sont situés dans le même domaine (toutes ces configurations sont profondes); il en est de même pour les configurations du spectre d'étincelle. On obtient une valeur approximative de la différence des effets de masse normaux des configurations du spectre d'arc et de celles du spectre d'étincelle en utilisant la valeur du potentiel d'ionisation du cérium (56) :

$$\delta T_{m.n.} (\text{Ce I}) - \delta T_{m.n.} (\text{Ce II}) = - 2,4 \text{ mK}$$

En prenant pour origine (arbitraire) l'effet de masse de la configuration $4f5d^2$ de ce II, on obtient les valeurs des effets de masse des configurations de Ce I et Ce II présentées à la colonne 4 du tableau 12 bis. En retranchant ces valeurs de celles du déplacement isotopique total données au tableau 12 on obtient les valeurs du déplacement isotopique de volume (colonne 5 du tableau 12 bis) des diverses configurations.

Pour contrôler la proportionnalité de l'effet de volume à la valeur de $\sum_n q_{ns} |\psi_{ns}(0)|^2$, nous avons construit le graphique de la figure 14 bis. On constate que l'alignement des points représentatifs des diverses configurations est assez satisfaisant (il faut observer à ce sujet que les points représentatifs du déplacement isotopique total,

(*) Ces calculs sont analogues à ceux de M. Wilson (31)

également portés sur le graphique, sont beaucoup plus dispersés et qu'il serait difficile de les grouper autour d'une droite moyenne).

Configuration :	$4\pi \sum \psi(0) ^2$	Effet de masse spécifique *	Effet de masse total *	Effet de volume *
4f5d6s ²	1737944	33700,6	- 5,8	118
4f5d ² 6s	1737864	33704,5	- 1,9	58
4f ² 6s ²	1737814	33736,7	+ 30,3	28
4f5d6s	1737859	33700,8	- 5,6	77
4f5d ²	1737813	33706,4	0	0
4f ² 6s	1737747	33736,9	+ 30,5	2
4f ² 5d	1737712	33740,8	+ 34,4	- 71

Tableau 12 bis

On remarque d'autre part que les effets de masse des configurations comportant le même nombre d'électrons 4f diffèrent seulement de quelques millikaysers ; au contraire les effets de masse des configurations qui possèdent deux électrons 4f sont supérieurs de 30 mK environ, ce qui est considérable vis à vis des déplacements isotopiques totaux.

De plus, ces calculs de Hartree-Fock confirment d'une façon qui semble indubitable l'effet d'écran de l'électron 4f sur les électrons s des couches internes.

* en mK

** à ceux des configurations qui n'ont qu'un seul électron 4f.

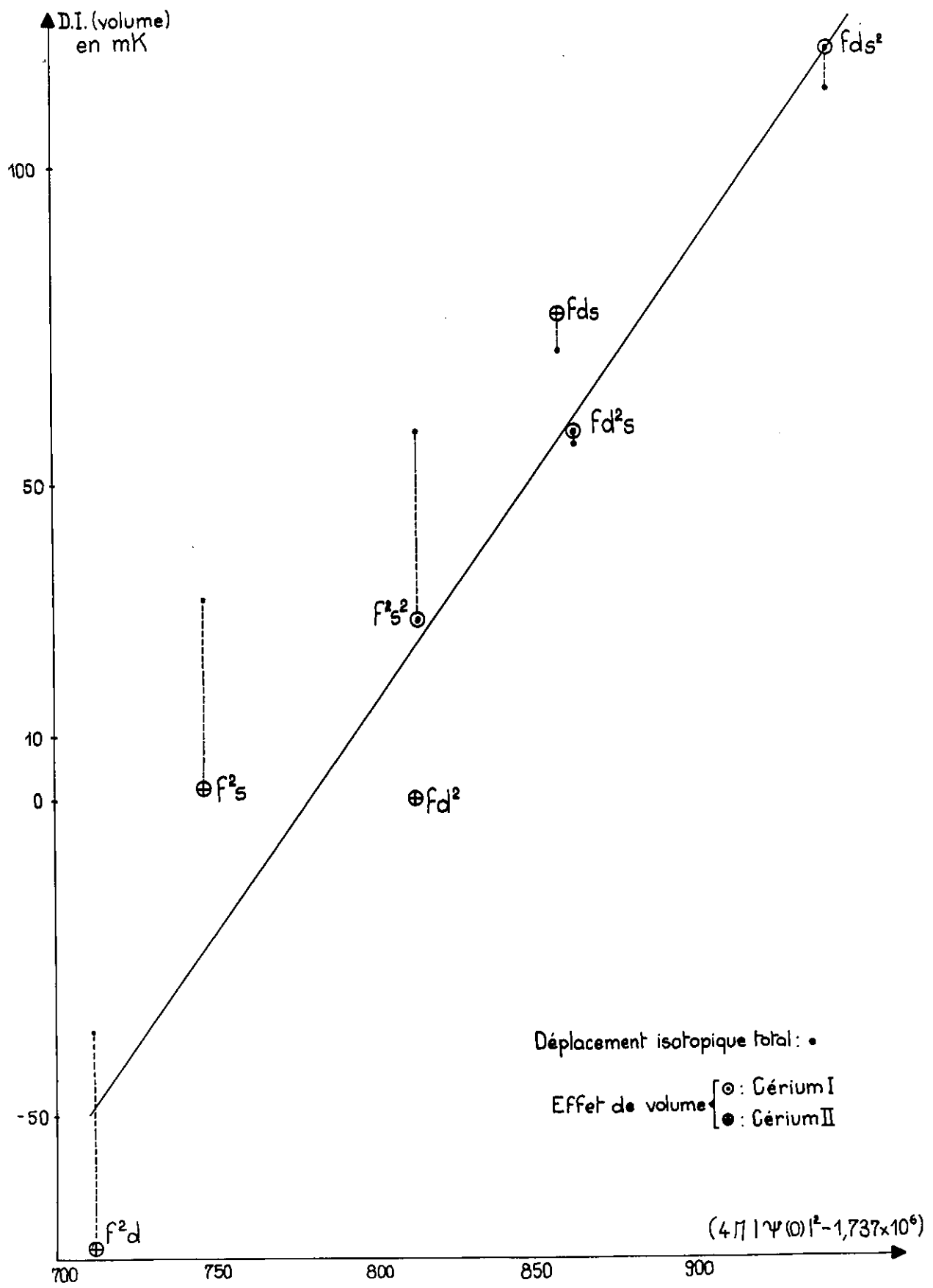


Fig: 14 bis

Enfin, la pente de la droite moyenne permet de calculer une valeur de la constante expérimentale C_{exp} :

$$\underline{\underline{C_{\text{exp}} = 167 \text{ mK}}}$$

Cette valeur est en accord raisonnable avec celle que nous calculerons au paragraphe IV en utilisant la formule de Fermi - Goudsmit - Segrè ; toutefois, comme cette formule est, en général, plus sûre que la méthode de Hartree-Fock, nous ne conserverons pas, par la suite la valeur ci-dessus.

IV - CONSTANTE DE DEPLACEMENT ISOTOPIQUE EXPERIMENTALE
DU COUPLE ^{140}Ce , ^{142}Ce .

IV - 1. Evaluation fondée sur les données du spectre d'étincelle.

Le déplacement isotopique de l'électron 6s dans Ce II est égal au déplacement isotopique de la configuration $4f^2 6s$ rapporté à la configuration $4f^2$ de Ce III, ou ce qui est la même chose (cf. chapitre I et référence (30)) à la configuration $4f^2 5d$ de Ce II :

$$\delta T_{6s} = \delta T(4f^2 6s) - \delta T(4f^2 6d) = 69 \text{ mK}$$

Pour en déduire la constante C_{exp} , il faut évaluer la valeur de $|\psi_{6s}(0)|^2$ par la formule de Fermi-Goudsmit-Segrè ; finalement :

$$C_{\text{exp}} = \delta T_{6s} \times \frac{n_a^3}{Z_a^2 \frac{dn_a}{dn}}$$

où n_a représente le nombre quantique effectif de l'électron 6s.

Z_a , la charge nucléaire effective (en prenant pour unité la charge élémentaire)

n , le nombre quantique total de l'électron 6s.

Pour les atomes ionisés une fois, Z_a est égal à 2 à une très bonne approximation. Les valeurs de n_a et $\frac{dn_a}{dn}$ se déduisent des travaux très précis de J. Sugar et J. Reader sur les énergies d'ionisation des atomes des lanthanides ionisés une fois (55) ; d'après ces auteurs, pour l'électron 6s de la configuration $4f^2 6s$ de Ce II :

$$n_a = 2,291 \text{ et } \frac{dn_a}{dn} = 1,05.$$

On obtient ainsi : $n_a^3 \frac{dn_a}{dn} = 11,47$

et :

$$C_{\text{exp}} = 198 \pm 30 \text{ mK}$$

IV - 2 Evaluation fondée sur les données du spectre d'arc.

Le déplacement isotopique de l'électron 6s est égal au déplacement isotopique de la configuration $4f 5d^2 6s$ rapporté à la configuration $4f 5d^2$; comme nous l'avons vu, les données expérimentales ne fournissent pas directement cette différence et nous avons dû faire une hypothèse sur les

facteurs d'écran pour l'obtenir au paragraphe III. 1 :

$$\delta T(4f 5d^2 6s) - \delta T(4f 5d^2) = 56 \text{ mK.}$$

La valeur de C_{exp} est ensuite donnée par la même formule que dans le cas du spectre d'étincelle en utilisant les données sur le spectre d'arc de J. Reader et J. Sugar (56) ; d'après ces auteurs le nombre quantique effectif de l'électron 6s de la configuration 4f 5d² 6s vaut $n_a = 1,617$

et $\frac{dn_a}{dn} = 1,084$. On trouve ainsi : $\frac{n_a^3}{dn_a} = 3,90$ et $\frac{dn_a}{dn}$

$$C_{\text{exp}} = 218 \pm 30 \text{ mK.}$$

IV - 3 Valeur de C_{exp} .

Les deux évaluations de C_{exp} sont complètement indépendantes tant en ce qui concerne les données expérimentales sur le déplacement isotopique que celles qui ont servi à déterminer $|\psi_{6s}(0)|^2$ dans le spectre d'étincelle puis dans le spectre d'arc.

La valeur de C_{exp} que nous adopterons finalement est une moyenne pondérée des deux valeurs qui viennent d'être obtenues, en attribuant le poids 2 à la valeur déduite du spectre d'étincelle et le poids 1 à celle déduite (moins directement) du spectre d'arc.

Dans les deux cas, l'effet de masse a été négligé.

Finalement :

$$C_{\text{exp}} ({}^{140}\text{Ce}, {}^{142}\text{Ce}) = 205 \pm 20 \text{ mK}$$

Il convient de comparer cette valeur de C_{exp} à celle que Brix et Frank avaient donné dès 1951 (53), soit :

$$C_{\text{exp}} = 164 \pm 33 \text{ mK.}$$

L'écart entre les deux valeurs est assez important ; il a deux origines :

- La valeur de δT_{6s} adoptée par Brix et Frank, déduite des déplacements isotopiques de quelques raies d'étincelle dont les niveaux inférieurs appartiennent à la configuration 4f² 6s est plus faible que la notre

(60 mK au lieu de 69) : Brix et Frank admettent, en effet, que les niveaux supérieurs de ces transitions appartiennent à la configuration $4f^2 6p$; en fait, on doit s'attendre à un mélange de configurations important et il est possible que le déplacement isotopique de ces niveaux soit plus grand que celui de la configuration $4f^2 6p$ pure.

La valeur de $n_a^3 / (dn_a / dn)$: 10,9 au lieu de 11,47) est un peu trop petite.

IV - 4 Etude de C_{exp} / C_{th}

La loi de croissance du rayon nucléaire $R_A = 1,2 \times 10^{-13} A^{1/3}$ donne la valeur de la constante C_{th} :

$$C_{th} = 116 \text{ mK.}$$

On en déduit le rapport :

$$\frac{C_{exp}}{C_{th}} = 1,76$$

Cette valeur est considérable, et elle augmente encore si on utilise les valeurs de la constante de déplacement isotopique pour des noyaux non déformés calculée par Ionesco-Pallas :

$$C_{izo} = S_1 C_{th} = 92 \quad \text{et} \quad \frac{C_{exp}}{C_{izo}} = 2,22$$

ou par Babouchkine (en prenant pour le coefficient de compressibilité η , la valeur 0,7 la plus favorable d'après cet auteur). : $\frac{C_{exp}}{C_{unif}} = 3,05$

Cette valeur élevée du rapport $\frac{C_{exp}}{C_{th}}$ peut provenir de l'effet de dé-

formation : l'isotope ^{142}Ce serait alors beaucoup plus déformé que l'isotope ^{140}Ce . Les valeurs des coefficients de déformation sont données par les formules suivantes :

$$\alpha_{142}^2 - \alpha_{140}^2 = \frac{2}{3} \frac{\delta A}{A} [(C_{exp}/C_{th}) - 1] \quad \text{en utilisant la théorie simple,}$$

$$\alpha_{142}^2 - \alpha_{140}^2 = \frac{2}{3} \frac{S_1}{S_2} \frac{\delta A}{A} \left(\frac{C_{exp}}{C_{izo}} - 1 \right) \quad \text{en utilisant la théorie de Ionesco-Pallas,}$$

$$\alpha_{142}^2 - \alpha_{140}^2 = \frac{4}{3} \frac{\delta A}{A} \left(\frac{C_{exp}}{C_{unif}} - 1 \right) \quad \text{en utilisant la théorie de Babouchkine (oo)}$$

(oo) Dans ce dernier cas on a donné au coefficient de compressibilité sous déformation la valeur $\xi = -\frac{5}{8\pi}$, valeur la plus favorable d'après Babouchkine.

Les valeurs numériques de la différence $\alpha_{142}^2 - \alpha_{140}^2$

obtenues à l'aide de ces formules ainsi que celle mesurée par les méthodes de la physique nucléaire sont présentées dans le tableau - 13 .

	$(\alpha_{142}^2 - \alpha_{140}^2) \times 10^3$
Théorie simple	7, 2
Ionesco-Pallas	11, 7
Babouchkine	39, 0
Physique nucléaire	1, 17

Tableau - 13 -

On constate de très grandes différences entre les résultats fournis par les diverses théories ; de plus, toutes les valeurs sont beaucoup plus élevées que le résultat de la physique nucléaire. Pour expliquer ce désaccord, on peut, soit mettre en cause la valeur de C_{exp} , soit les formules qui ont servi à en déduire $\alpha_{142}^2 - \alpha_{140}^2$.

Dans la première hypothèse, l'erreur sur C_{exp} proviendrait sans doute de l'effet de masse ; mais, C_{exp} a été déterminé à la fois à partir du spectre d'arc et du spectre d'étincelle qui ont conduit à deux valeurs concordantes ; de plus les facteurs d'écran ont des valeurs voisines des valeurs usuelles. Pour rétablir l'accord avec les données nucléaires, il faudrait supposer (en utilisant la théorie simple qui donne le plus faible écart) que la différence $\delta T(4f^2 6s) - \delta(4f^2 5d)$ comporte + 21 mK d'effet de masse ; ce qui est en désaccord avec les prévisions théoriques qui fournissent une valeur très faible pour cette différence.

Dans la seconde hypothèse, on constate que la différence

$\langle r^2 \rangle_{142} - \langle r^2 \rangle_{140}$ est anormalement grande : si on la compare à la variation de $\langle r^2 \rangle$ pour des noyaux sphériques uniformément chargés dont les rayons suivent la loi $R_A = R_0 A^{1/3}$, on trouve en effet :

$$\frac{\langle r^2 \rangle_{142} - \langle r^2 \rangle_{140}}{R_{142}^2 - R_{140}^2} = \frac{C_{\text{exp}}}{C_{\text{th}}} = 1,76$$

Les coefficients de déformation nucléaire ne suffisent pas à rendre compte de cette différence et on doit invoquer des irrégularité dans la loi de croissance du volume nucléaire ; ces anomalies ne sont d'ailleurs pas très surprenantes puisque l'isotope ^{140}Ce est magique.

o o o o o o o o o o o o o o o o

CHAPITRE - V -

ETUDE DES DEPLACEMENTS ISOTOPIQUES DES QUATRE ISOTOPES
NATURELS DU CERIUM

I - INTERET ET DIFFICULTES DE L'ETUDE. EXAMEN DES RESULTATS
ANTERIEURS.

Comme nous l'avons vu au chapitre III, le cérium possède quatre isotopes naturels de nombres de masse respectifs : 136, 138, 140 et 142. Cette suite d'isotopes est particulièrement intéressante parce que l'un d'eux, ^{140}Ce , possède un nombre magique de neutrons (82) et qu'on dispose d'un isotope de masse plus élevée et de deux isotopes de masse plus faible que l'isotope ^{140}Ce ; grâce à cette circonstance, assez rare, on peut étudier l'évolution du volume nucléaire lorsqu'on franchit un nombre magique. On sait que cette évolution se traduit par un "saut" dans l'effet de volume : les déplacements isotopiques subissent un brusque accroissement lorsque la masse des isotopes dépasse celle de l'isotope "magique" ; ce phénomène a été mis en évidence sur les atomes qui présentent une suite d'isotopes analogue au cérium ; dans le plomb (nombre magique de neutrons 126 et nombre magique de protons 82 dans ^{208}Pb) par Brix, Buttlar, Houtermans et Kopfermann (58), dans le strontium (nombre magique de neutrons 50 dans ^{88}Sr) par K. Heilig (59) (fig. 15). La mise en évidence du "saut" de l'effet de volume dans le cas du cérium a donc été tentée depuis de longues années. Cependant, l'étude se heurte à de grandes difficultés. En effet, les isotopes ^{136}Ce et ^{138}Ce sont très rares dans la nature et les composantes spectrales qu'ils fournissent ne peuvent être détectées qu'en utilisant des mélanges enrichis artificiellement.

La première recherche fut entreprise par Murakawa et Ross (60). Ces auteurs analysèrent à l'aide d'un spectrographe Fabry-Pérot quelques raies d'étincelle dont le déplacement isotopique $^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$ avait été mesuré auparavant par Brix et Frank (53) ; comme les échantil-

lons dont ils disposaient étaient faiblement enrichis, ils purent seulement conclure que le déplacement isotopique $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ était inférieur ou égal en valeur absolue à la moitié du déplacement isotopique $^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$; le signe ne pouvait être précisé.

L'étude fut reprise en 1954 par Arroe (61). Les mélanges utilisés par Arroe ont la même composition que nos échantillons n°1 et n° 3 (tableau 14). Arroe mesura les positions des isotopes ^{136}Ce et ^{138}Ce pour quelques raies d'étincelle. Comme on admettait à l'époque que le déplacement isotopique relatif était constant et comme toutes les raies étudiées avaient le même déplacement isotopique $^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$, Arroe fit la moyenne sur toutes les raies observées des déplacements isotopiques $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$.

	: Masse de l'isotope :	136	: 138	: 140	: 142
	: Nombre de neutrons :	78	: 80	: 82	: 84
	: naturel :	0,193 %	: 0,250 %	: 88,48 %	: 11,07 %
Composition :	: échantillon n°1 :	29,97 %	: 0,69 %	: 65,19 %	: 4,15 %
des :	: enrichi en ^{136}Ce :				
divers :	: échantillon n°2 :	35,38 %	: 0,49 %	: 59,66 %	: 4,47 %
échantillons :	: enrichi en ^{136}Ce :				
	: échantillon n°3 :	0,28 %	: 13,10 %	: 83,88 %	: 2,74 %
	: enrichi en ^{138}Ce :				
	: échantillon n°4 :	0,09 %	: 67,73 %	: 30,72 %	: 1,56 %
	: enrichi en ^{138}Ce :				

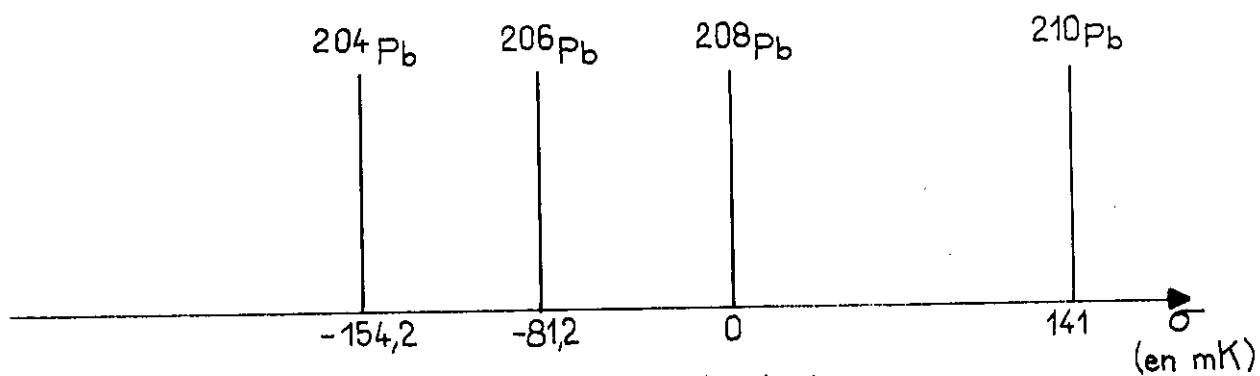
Tableau - 14 -

Il obtint ainsi :

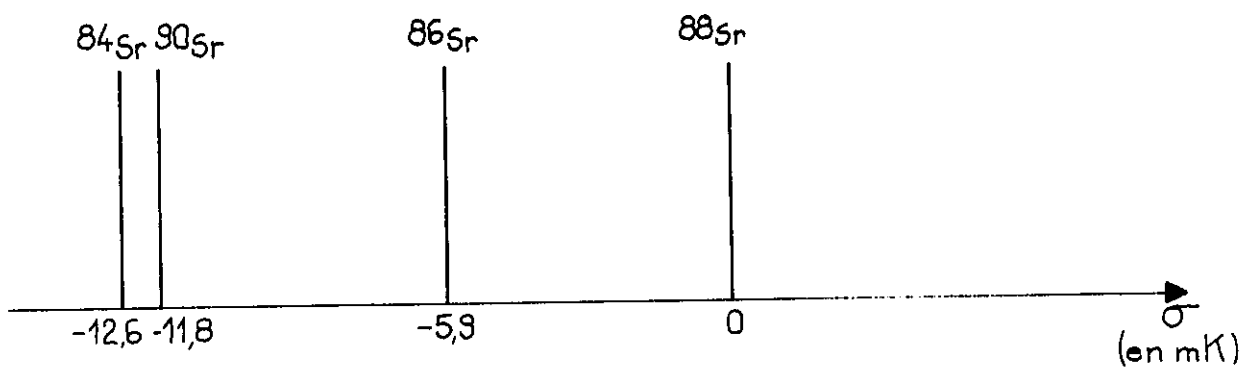
$$\delta T(^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) = -0,3 \pm 3,2 \text{ mK}$$

$$\delta T(^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) = -0,2 \pm 3,5 \text{ mK}$$

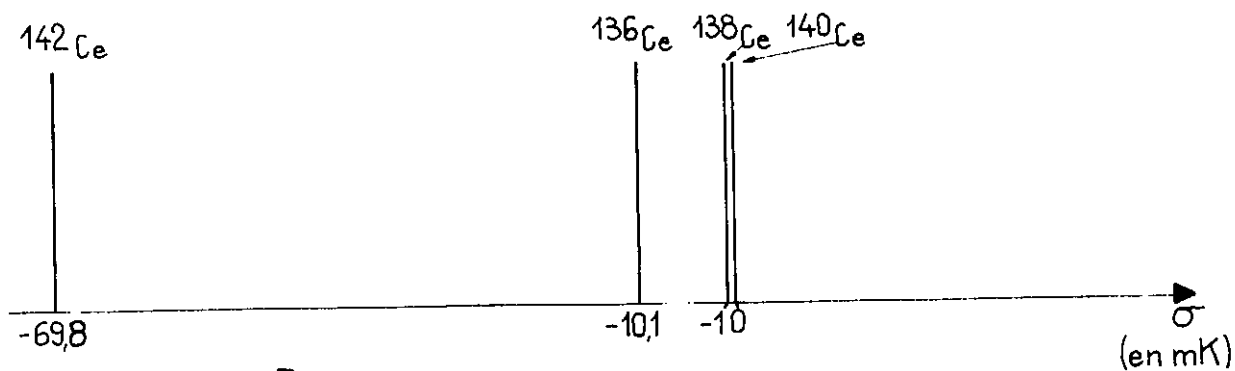
Les chiffres indiqués après le signe \pm ne représentent pas une incerti-



Position des isotopes pairs du plomb dans la raie d'arc à 4058 Å

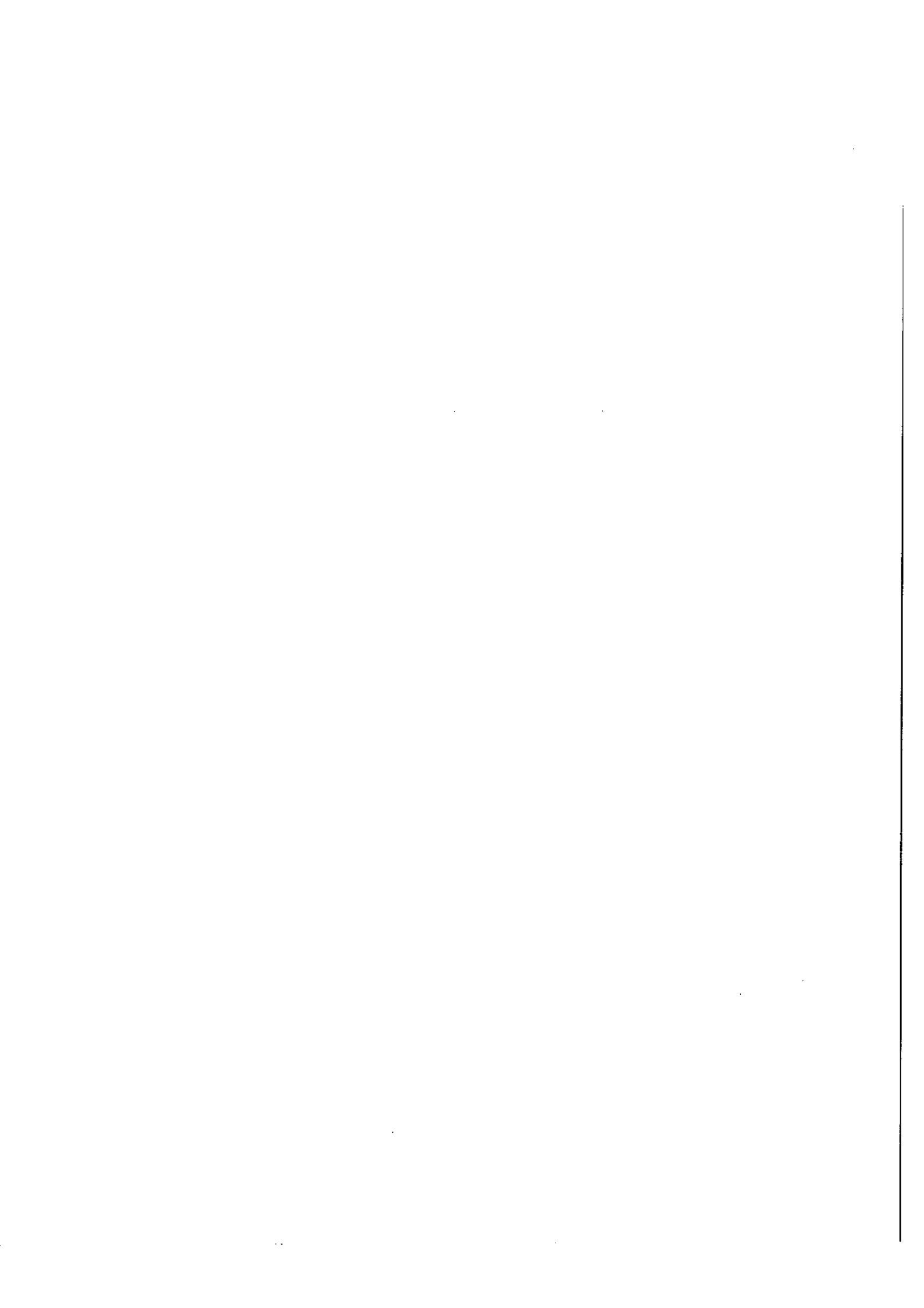


Position des isotopes pairs du strontium dans la raie d'étincelle à 4216 Å



Position des isotopes du cérium dans la raie d'arc à 4845 Å

Fig: 15 -



tude mais l'écart maximal à la moyenne des déplacements isotopiques mesurés sur les raies.

Arroe fut ainsi le premier à établir que les déplacements isotopiques $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ étaient très faibles. Mais on a montré par la suite que le déplacement isotopique relatif n'était pas constant même pour les éléments lourds, la moyenne effectuée par Arroe (seul résultat publié) n'a donc pas de sens ; d'autre part on n'a aucune indication sur les erreurs de mesures.

Enfin, en 1958, le problème fut repris, toujours à l'aide d'un spectrographe Fabry-Pérot par L. A. Korostyleva (54). Cet auteur utilise l'hypothèse arbitraire que les déplacements isotopiques $^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ sont égaux ; il emploie d'autre part la méthode de "reconstitution de profils" dont l'application à des courbes obtenues par photométrie photographique semble délicate ; la précision des mesures reste donc douteuse et les résultats, rappelés dans le tableau 15 ne sont pas en accord avec ceux d'Arroe.

	D.I. ($^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$)	D.I. ($^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$) = D.I. ($^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}$)
4 471,2	- 52	- 14 ± 2
4 460,2	- 54	- 14 ± 2
4 391,6	- 57	- 15 ± 1
4 289,9	- 39	- 10 ± 1,5

Tableau 15

Il nous a donc semblé nécessaire de reprendre l'étude à l'aide du spectromètre Fabry-Pérot qui permet d'obtenir des résultats plus précis en particulier parce que l'enregistrement photoélectrique donne une reproduction exacte du profil des raies, ce qui n'est pas le cas de l'enregistrement photographique.

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

II - 1 Choix des raies.

Le coût des échantillons enrichis étant très élevé , nous disposions seulement de quantités relativement faibles. Pour en tirer le meilleur parti possible, notre choix s'est donc porté sur un petit nombre de raies assez intenses, bien isolées et de classification connue.

Pour faire des mesures précises, le rapport signal sur bruit de l'enregistrement doit, en effet, être élevé : c'est pourquoi, on choisit des raies intenses. On conçoit d'autre part que les raies parasites, même de faible intensité (quelques centièmes de la raie principale) doivent être éliminées, soit en donnant au prémonochromateur un pouvoir de résolution assez élevé pour isoler complètement la raie utile, soit en donnant à l'interféromètre une épaisseur telle que les raies parasites n'empiètent pas du tout sur la structure étudiée; toutefois, le spectre du cérium est si dense que nous n'avons pu éviter certaines raies parasites très faibles, dont l'intensité ne dépassait pas 3 millièmes de la raie principale. Le déplacement qu'une telle raie parasite peut produire est au maximum de 5 centièmes de millikayser.

En raison des critères qui viennent d'être définis, aucune raie d'étincelle n'a pu être retenue ; dans le spectre émis par la cathode creuse, les raies d'arc les plus fortes sont en effet beaucoup plus intenses que les raies d'étincelle ; et surtout, les raies d'étincelle les plus favorables sont très mal isolées. Nous avons donc renoncé à étudier des raies d'étincelle, abandonnant ainsi la possibilité d'une confrontation directe de nos résultats et de ceux des auteurs précédents. Il serait, bien entendu, souhaitable de reprendre l'analyse des raies d'étincelle au spectromètre Fabry-Pérot, même si on ne peut espérer obtenir des résultats très précis.

Notre choix s'est finalement porté sur les trois raies d'arc données dans le tableau 16. Deux de ces raies d'arc ont pour niveau inférieur un niveau de la configuration $4f 5d 6s^2$, la troisième un niveau de la configuration

4f 5d² 6s. On remarque, de plus que les deux dernières raies ont même niveau supérieur.

II - 2 Analyse des enregistrements

Les déplacements isotopiques $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ sont inférieurs à la largeur de raie enregistrée. Comme les échantillons enrichis utilisés contiennent tous une proportion notable de ^{140}Ce (tableau 14), la raie émise se présente sous la forme d'une composante complexe résultant de la superposition des composantes de ^{140}Ce et de ^{136}Ce ou de ^{138}Ce suivant l'échantillon utilisé.

II - 2 a. Méthode de reconstitution des profils.

Une première méthode pour analyser un tel enregistrement est la méthode de reconstitution de profil : grâce à la source à cathodes multiples, on fait un enregistrement de la composante complexe, puis en conservant exactement les mêmes conditions expérimentales, de la composante simple donnée par une source contenant l'isotope ^{140}Ce presque pur (99,7 % de ^{140}Ce) ; on alterne ainsi les enregistrements de la composante simple et ceux de la composante complexe. Ensuite, on s'efforce de reconstituer le profil de la composante complexe en faisant la somme de deux composantes ayant pour profil celui de la composante simple, dont les intensités sont respectivement proportionnelles à l'abondance de l'isotope ^{136}Ce (ou ^{138}Ce) et ^{140}Ce dans l'échantillon analysé et dont les axes sont décalés ; le décalage des axes est précisément égal au déplacement isotopique $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ (ou $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$) à mesurer : on choisit la valeur qui donne la meilleure reconstitution de la composante complexe enregistrée. Cette méthode donne d'excellents résultats mais, pour avoir une précision convenable, on doit exécuter le travail de reconstitution sur un ordinateur. Malheureusement, la mise au point des enregistrements sur bande perforée et des programmes d'exploitation des données par ordinateur n'a pas été faite assez tôt pour être appliquée à ce problème.

Nous nous sommes contentés d'une reconstitution graphique peu précise mais intéressante néanmoins par la confrontation qu'elle permet avec les résultats acquis par la deuxième méthode dont le principe est très différent.

II - 2. b Pointé du "centre de gravité" de la composante complexe.

Si a et b désignent les pourcentages respectifs de ^{140}Ce et de ^{136}Ce dans l'échantillon analysé, et $\delta\sigma$ (136 - 140) le déplacement isotopique $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ à mesurer, la distance du centre de gravité de la composante complexe enregistrée au centre de gravité de la composante de l'isotope ^{140}Ce est, par définition du centre de gravité :

$$\delta\sigma' = \frac{a}{a+b} \delta\sigma (136-140)$$

(On obtient évidemment une formule analogue pour un échantillon enrichi en ^{138}Ce).

Pour mesurer $\delta\sigma'$, deux méthodes sont possibles : on peut procéder par la méthode classique de l'échange de sources : l'une des sources contient l'échantillon enrichi en ^{136}Ce (ou ^{138}Ce), l'autre, l'isotope ^{140}Ce très pur. On commence par enregistrer la composante ^{140}Ce pure, puis, l'exploration du spectre continuant, on change de source et on enregistre la composante complexe ; on revient alors à la première et ainsi de suite (fig. 16). Comme on le sait, cette méthode risque d'apporter des déplacements instrumentaux : avant d'enregistrer les raies du cérium on fait donc un contrôle en appliquant la méthode à une raie du gaz porteur (néon) : l'appareil ayant été au préalable réglé, nous n'avons jamais détecté de déplacements instrumentaux : la précision de ce contrôle est bien entendu limitée par les erreurs de pointé de la raie du néon : on pouvait affirmer en fin de compte que les déplacements instrumentaux étaient certainement infé-

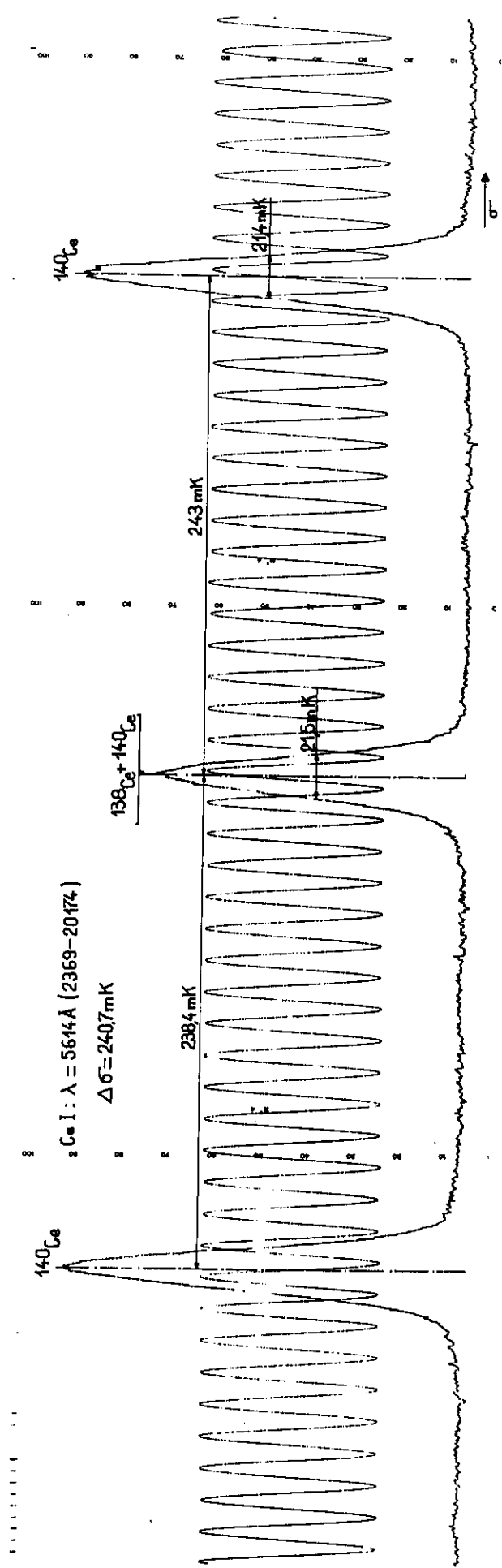
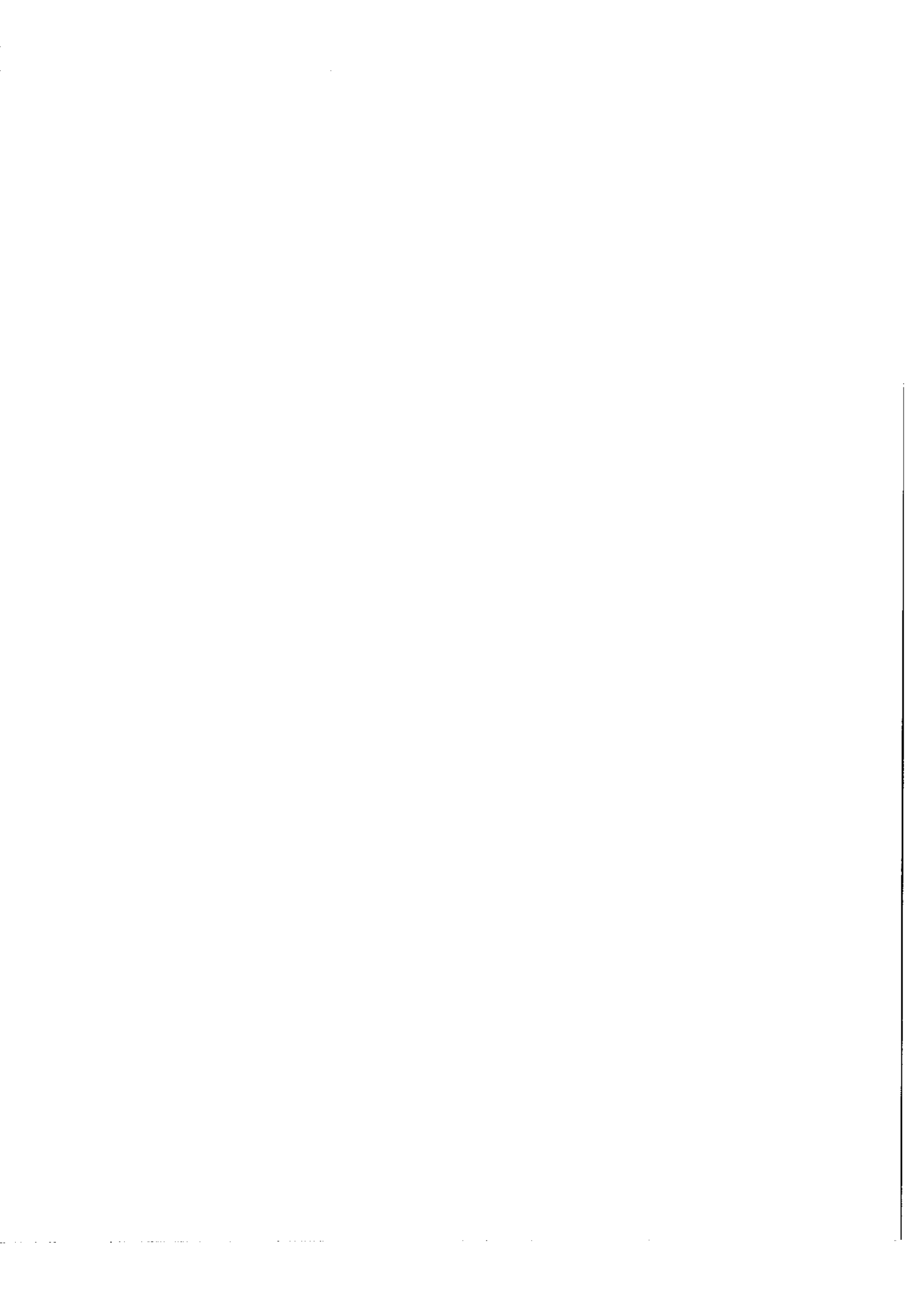
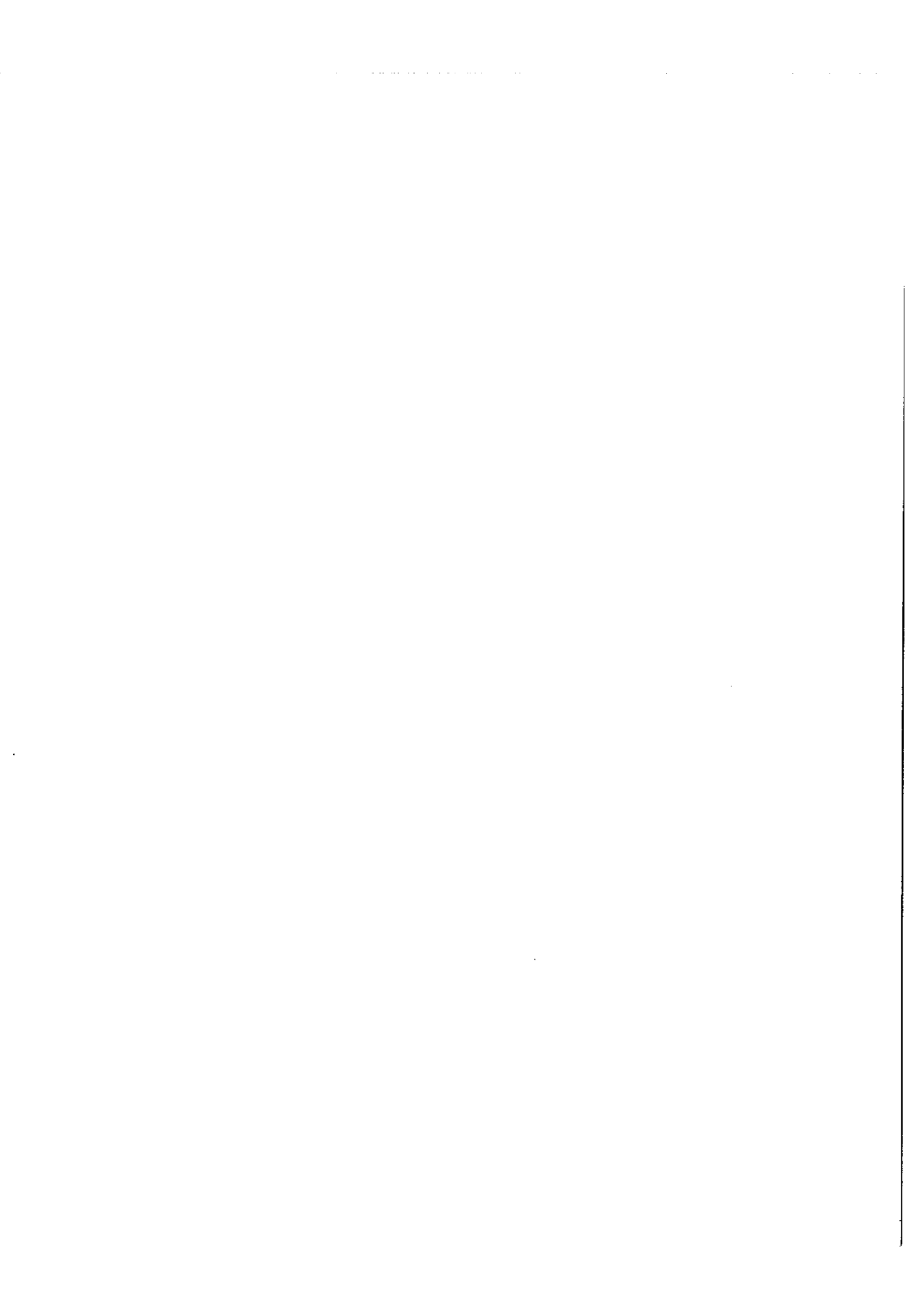


Fig. 16 - Déplacement isotopique $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ de la raie à 5614 Å de Ce I (Méthode de l'échange des sources).





Ce I $\lambda = 4845 \text{ \AA}$ (0-20631)

$\Delta \lambda = 199,0 \text{ m\AA}$

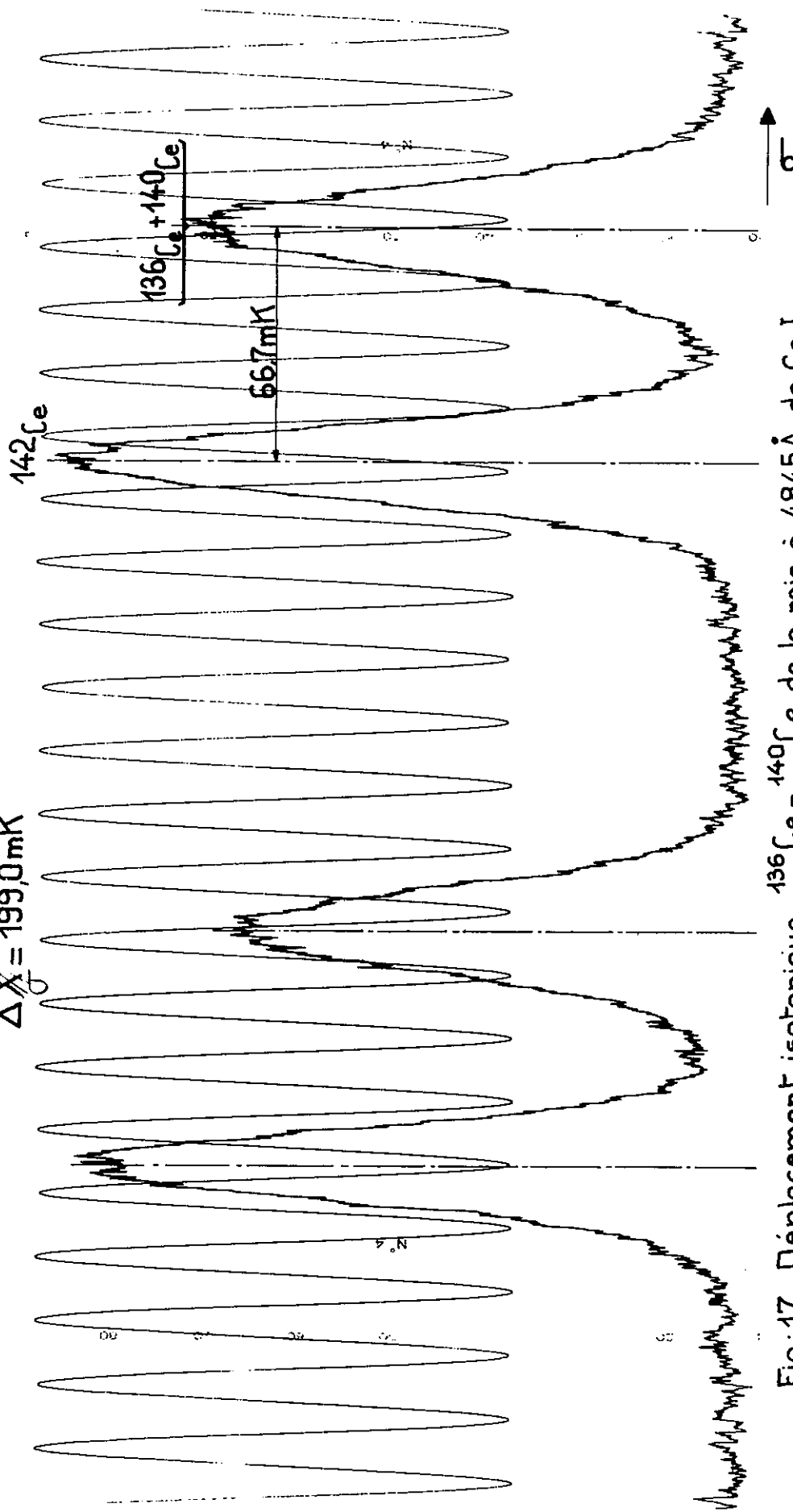


Fig.17. Déplacement isotopique $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ de la raie à 4845 \AA de Ce I
(source: mélange d'échantillons enrichis en ^{142}Ce et ^{136}Ce)

rieurs à 0,1 mK. Du fait qu'on travaille avec deux sources différentes, les déplacements par effet de pression ou par effet Stark peuvent aussi donner des erreurs systématiques ; cependant, il ne faut pas oublier que les diverses sources sont enfermées dans la même enceinte : en s'astreignant, de plus, à faire passer le même courant dans chacune d'elles, l'effet doit être très petit ; malheureusement il ne peut être contrôlé ; on peut seulement réduire l'erreur correspondante en répétant les mesures et en faisant des moyennes.

La deuxième méthode que nous avons utilisée évite tous ces inconvénients en ne mettant en jeu qu'une seule source : elle consiste à mesurer la distance entre la composante complexe due aux isotopes ^{140}Ce et ^{136}Ce (ou ^{138}Ce) et la composante de l'isotope ^{142}Ce . Pour cela, on place dans la même cathode, quelques milligrammes de l'échantillon enrichi en ^{136}Ce (ou ^{138}Ce) et une quantité à peu près égale de l'échantillon enrichi en ^{142}Ce . La méthode est aussi simple que possible puisqu'il s'agit de pointer la distance des centres de gravité des deux composantes émises par la source, mais elle ne peut être appliquée que si ces composantes sont complètement résolues c'est à dire si le déplacement isotopique $^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$ est suffisant, ce qui est le cas des raies à $4\ 845\ \text{Å}$ (fig. 17) et à $5\ 290\ \text{Å}$ mais non de la raie à $5\ 614\ \text{Å}$. Cette méthode a de plus un inconvénient : l'échantillon enrichi en ^{142}Ce n'est pas pur et contient 7,23 % de ^{140}Ce : la proportion relative de ^{136}Ce (ou de ^{138}Ce) et de ^{140}Ce n'est donc pas la même dans la source ainsi préparée que dans l'échantillon enrichi en ^{136}Ce (ou en ^{138}Ce) et on doit faire une correction des coefficients a et b qui interviennent dans la formule donnée au début du paragraphe II - 2. b ; cette correction, est petite et facile à calculer.

λ ⁰ (Å)	Classification (d'après W. C. Martin)	Position des isotopes (mK)			
		136	138	140	142
4 845,4	(f d s ²) 0,0 - 20 631,8	-10,1	-1,0	0	-69,8
5 290,9	(f d s ²) 1 279,5 - 20 174,5	-13,9	-2,2	0	-72,2
5 614,7	(f d ² s) 2 369,1 - 20 174,5	-10,7	-3,3	0	-34,4

Tableau -16--

Les résultats définitifs donnés dans le tableau 16 ont été acquis grâce à plusieurs épaisseurs d'étalon ; ces épaisseurs ainsi que les intervalles spectraux libres correspondants sont donnés dans le tableau 17.

Epaisseur (en mm)	Δσ (en mK)
33,58	148,9
25,12	199,0
20,77	240,7
16,98	294,5

Tableau -17-

III - ANALYSE DES RESULTATS.

III - 1. Disposition relative des quatre isotopes. Déplacement isotopique relatif.

On remarque d'abord que l'ordre des composantes isotopiques est le même dans les trois raies et que l'isotope ¹⁴⁰Ce, dont le nombre de neutrons est magique, occupe une position extrême dans la structure

(fig. 15). Cette situation de l'isotope "magique" est analogue à celle observée dans le strontium (59) et dans certaines raies du chrome (62). On constate ensuite que le déplacement isotopique $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ est très faible, beaucoup plus petit que le déplacement isotopique $^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}$, lui-même très inférieur au déplacement isotopique $^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$. L'ordre de grandeur du déplacement isotopique $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ est le même que celui publié par Arroe pour les raie d'étincelle ; l'accord ne subsiste pas pour le déplacement isotopique $^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$. Les deux déplacements isotopiques $^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ sont donc d'un ordre de grandeur différent, ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de base de L. A. Korostyleva.

Enfin, pour clore ces remarques qualitatives, il faut noter que les déplacements isotopiques $^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ ont des signes opposés à celui du déplacement isotopique $^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$. Pour préciser cette description, nous donnons dans le tableau 18 les valeurs de deux déplacements isotopiques relatifs : le premier fait intervenir l'isotope ^{136}Ce , le second l'isotope ^{138}Ce . On observe une très grande variation de ces deux grandeurs : la première varie d'un facteur supérieur à 2, la seconde d'un facteur 7 environ.

λ (en Å)	$(\text{D.I.R.})_1 = \frac{(^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce})}{(^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce})}$	$(\text{D.I.R.})_2 = \frac{(^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce})}{(^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce})}$
4 845, 4	- 7, 0 \pm 1, 5	- 70 \pm 40
5 290, 0	- 5, 2 \pm 1, 5	- 33 \pm 10
5 614, 7	- 3, 2 \pm 1	- 10 \pm 3

Tableau - 18 -

III - 2 Constante quadriisotopique -Diagramme de King.

Comme nous l'avons vu au chapitre I, si l'effet de masse est négligeable,

le déplacement isotopique relatif doit être le même pour toutes les raies. Les variations observées au tableau 18 laissent donc supposer que, dans le cérium, l'effet de masse n'est pas négligeable; on peut alors se demander si les déplacements isotopiques mesurés peuvent être interprétés, selon la formule usuelle, comme la somme de l'effet de masse et de l'effet de volume, chaque terme étant égal au produit d'un facteur électronique par un facteur nucléaire (chapitre I). Le déplacement isotopique d'une raie désignée par l'indice μ , entre deux isotopes i et j de masses respectives A_i et A_j , s'écrit en effet, d'après cette formule :

$$\delta\sigma_{ij}^{\mu} = F^{\mu} C_{ij} + K^{\mu} \frac{A_i - A_j}{A_i A_j}$$

F^{μ} et K^{μ} , constantes électroniques, ne dépendent que des niveaux de la transition considérée ; C_{ij} et $A_{ij} = \frac{A_i - A_j}{A_i A_j}$, constantes nucléaires ne dépendent que des propriétés nucléaires des deux isotopes i et j .

Les quantités :

$$\zeta_{ij}^{\mu} = \frac{\delta\sigma_{ij}^{\mu}}{a_{ij}} = F^{\mu} \times \frac{C_{ij}}{a_{ij}} + K^{\mu}$$

et

$$\zeta_{ij}^{\nu} = \frac{\delta\sigma_{ij}^{\nu}}{a_{ij}} = F^{\nu} \times \frac{C_{ij}}{a_{ij}} + K^{\nu}$$

relatives respectivement à la raie μ et à la raie ν sont alors reliées par la formule :

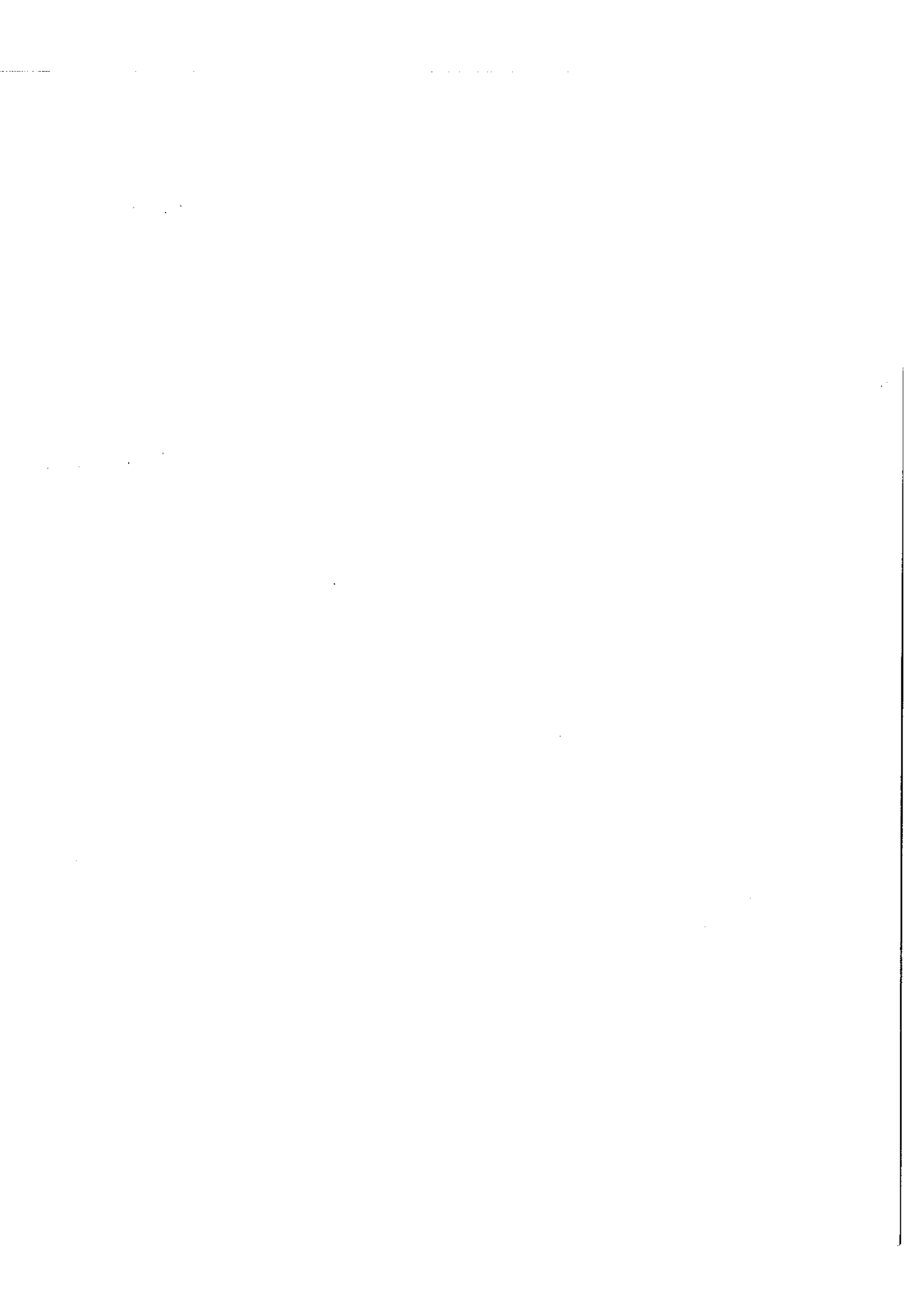
$$\zeta_{ij}^{\nu} = \frac{F^{\nu}}{F^{\mu}} \zeta_{ij}^{\mu} + (K^{\nu} - K^{\mu} \frac{F^{\nu}}{F^{\mu}})$$

Si on considère d'autres isotopes qui seront désignés par les indices k et l , les quantités ζ_{kl}^{μ} et ζ_{kl}^{ν} sont liées par la même formule :

$$\zeta_{kl}^{\nu} = \frac{F^{\nu}}{F^{\mu}} \zeta_{kl}^{\mu} + (K^{\nu} - K^{\mu} \frac{F^{\nu}}{F^{\mu}})$$

Si on porte en abscisse les quantités ζ_{ij}^{μ} relatives à une raie et en ordonnée les quantités ζ_{ij}^{ν} ; les points représentatifs des divers couples d'isotopes (i, j) doivent donc être alignés (*); pour contrôler cette loi, il

(*) Le diagramme ainsi obtenu est appelé quelquefois diagramme de King.



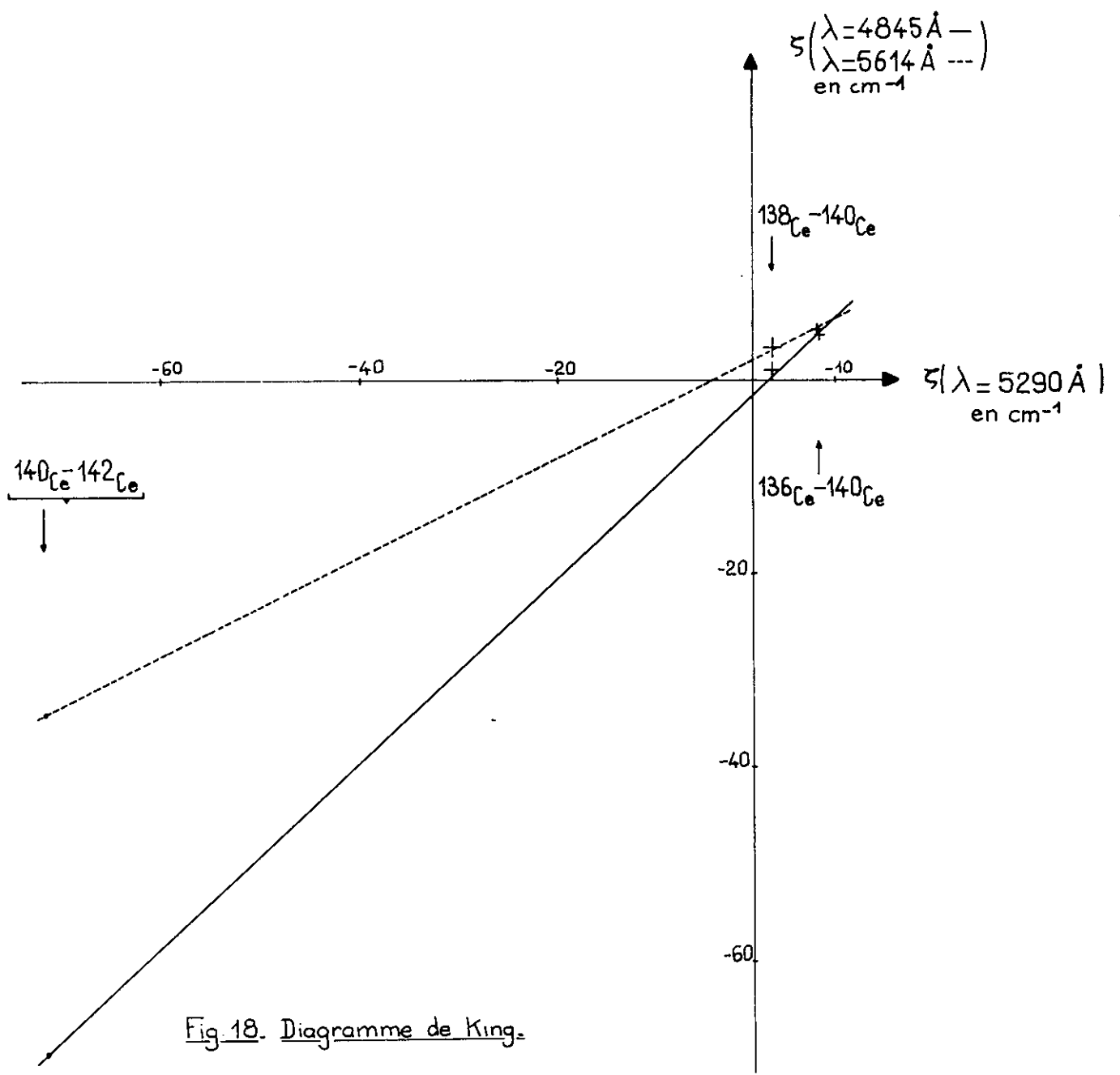


Fig. 18. Diagramme de King.

faut, bien sûr, avoir au moins trois déplacements isotopiques indépendants, ce qui est le cas dans le cérium pour les trois raies étudiées. Dans le diagramme de la figure 18, nous avons porté en abscisse les quantités ζ_{ij} relatives à la raie $\lambda = 5\,290 \text{ \AA}$; en ordonnée, d'une part, celles relatives à la raie $\lambda = 4\,845 \text{ \AA}$, d'autre part, celles relatives à la raie $\lambda = 5\,615 \text{ \AA}$. Compte tenu des erreurs expérimentales figurées sur le diagramme les points sont alignés, ce qui permet d'affirmer que les déplacements isotopiques observés peuvent être décrits par la formule rappelée au début de ce paragraphe III - 2.

On peut faire un contrôle analogue, sans faire de graphique. Considérons en effet les quatre couples d'isotopes désignés respectivement par les indices (i, j), (k, l), (p, q), (r, s) et formons la quantité :

$$I = \frac{\zeta_{ij}^{\mu} - \zeta_{kl}^{\mu}}{\zeta_{pq}^{\mu} - \zeta_{rs}^{\mu}} = \frac{\frac{C_{ij}}{a_{ij}} - \frac{C_{kl}}{a_{kl}}}{\frac{C_{pq}}{a_{pq}} - \frac{C_{rs}}{a_{rs}}}$$

Nous voyons que la valeur de I est indépendante de la raie considérée puisque sa valeur dépend seulement des propriétés nucléaires des quatre couples d'isotopes.

Nous avons porté dans le tableau 19, la valeur de I relative aux quatre couples d'isotopes ($^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}$), ($^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$), ($^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$), ($^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$).

$$I = \frac{\frac{142}{138} (^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}) - (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce})}{\frac{1}{2} \times \frac{136}{138} (^{136}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) - (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce})}$$

4845	- 20 ± 6
5290	- 17 ± 5
5615	- 20 ± 7

Tableau 19

On constate là aussi que les valeurs de I relatives aux trois raies étudiées concordent ; malheureusement, la précision expérimentale ne permet pas un contrôle très serré.

Pour les interprétations qui vont suivre, nous admettrons la validité de la formule du début du paragraphe.

III - 3 Relations entre les effets de volume et entre les effets de masse des raies étudiées.

La pente $\frac{F^{\nu}}{F^{\mu}}$ des droites du diagramme de King est égale au rapport de l'effet de volume de la raie dont le déplacement isotopique est porté en ordonnée à l'effet de volume de la raie dont le déplacement isotopique est porté en abscisse.

On a ainsi :

$$\frac{\delta\sigma_{vol}(4845)}{\delta\sigma_{vol}(5290)} = 1,00 \pm 0,02$$

$$\frac{\delta\sigma_{vol}(5615)}{\delta\sigma_{vol}(5290)} = 0,51 \pm 0,02$$

En utilisant les ordonnées à l'origine des droites du diagramme de King, on obtient les relations suivantes entre les paramètres K^{5290} , K^{4845} et K^{5615} :

$$K^{4845} - K^{5290} = (2 \pm 1) \text{ cm}^{-1}$$

$$K^{5615} - 0,51 K^{5290} = (-2 \pm 1) \text{ cm}^{-1}$$

On en déduit la différence des effets de masse pour le couple d'isotopes (^{140}Ce , ^{142}Ce) dans les deux raies 4845 \AA et 5290 \AA :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{masse}^{4845} - \delta\sigma_{masse}^{5290} &= \frac{2}{140 \times 142} \times (K^{4845} - K^{5290}) \\ &= (-2,0 \pm 1) \text{ mK} \end{aligned}$$

et la relation suivante entre les effets de masse des deux raies $\lambda = 5290 \text{ \AA}$ et $\lambda = 5615 \text{ \AA}$, pour le même couple d'isotopes :

$$\delta\sigma_{masse}^{5615} - 0,51 \delta\sigma_{masse}^{5290} = (+2,0 \pm 1) \text{ mK}$$

Ces deux relations concernent la totalité de l'effet de masse. Mais l'effet

de masse normal peut être calculé rigoureusement pour chacune des trois raies et on peut déduire des relations précédentes, d'autres relations concernant le seul effet spécifique :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{4845} - \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{5290} &= (-2,1 \pm 1) \text{ mK} \\ \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{5615} - 0,51 \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{5290} &= + (1,5 \pm 1) \text{ mK} \end{aligned}$$

Ces relations ne permettent pas de connaître les ordres de grandeur respectifs de chacun de ces effets de masse spécifiques. Cependant, on peut d'abord remarquer que les deux raies $\lambda = 4845 \text{ \AA}$ et $\lambda = 5290 \text{ \AA}$ ont des effets de masse spécifiques peu différents. De plus, les deux relations peuvent être satisfaites en attribuant aux trois effets de masse spécifiques des valeurs numériques du même ordre de grandeur que celle de l'effet de masse normal, par exemple :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{4845} &= -1,5 \text{ mK} ; & \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{5290} &= +0,6 \text{ mK}; \\ \delta\sigma_{\text{masse spéc.}}^{5615} &= +1,8 \text{ mK} \end{aligned}$$

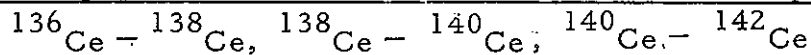
Les effets de masse normaux sont respectivement :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{\text{masse norm.}}^{4845} &= +1,1 \text{ mK} ; & \delta\sigma_{\text{masse norm.}}^{5290} &= +1,0 \text{ mK}; \\ \delta\sigma_{\text{masse norm.}}^{5615} &= +1,0 \text{ mK} \end{aligned}$$

Naturellement, aucun argument purement expérimental ne permet de penser que ces valeurs sont correctes mais leur ordre de grandeur est en accord avec les prévisions théoriques.

IV - CONCLUSIONS

IV - 1 Comparaison des effets de volume des trois couples



En reprenant la formule du paragraphe III 2 qui donne le déplacement isotopique et en effectuant la différence pour deux couples d'isotopes, on obtient :

$$\delta\sigma_{ij}^M - \delta\sigma_{kl}^M = F^M (C_{ij} - C_{kl}) + K^M a_{ij} \left(1 - \frac{a_{kl}}{a_{ij}}\right)$$

Pour les deux couples (^{138}Ce , ^{140}Ce) et (^{140}Ce , ^{142}Ce) ainsi que pour les deux couples (^{138}Ce , ^{140}Ce) et (^{136}Ce , ^{138}Ce), la valeur numérique du facteur $\left(1 - \frac{a_{kl}}{a_{ij}}\right)$ est 0,029, c'est-à-dire que pour ces trois couples d'isotopes les a_{ij} effets de masse sont égaux à 3 % près ; la différence des effets de volume est donc pratiquement égale à la différence des déplacements isotopiques totaux (l'écart de ces deux différences n'excède pas 1 mK, si l'effet de masse pour un des couples d'isotopes reste inférieur à 30 mK, ce qu'il est raisonnable de supposer).

Pour la raie $\lambda = 5290 \text{ \AA}$, on obtient ainsi :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{\text{vol}} (^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}) - \delta\sigma_{\text{vol}} (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) &= - 74,4 \text{ mK} \\ \delta\sigma_{\text{vol}} (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) - \delta\sigma_{\text{vol}} (^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}) &= - 11,7 \text{ mK} \end{aligned}$$

De même pour la raie $\lambda = 5615 \text{ \AA}$

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{\text{vol}} (^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}) - \delta\sigma_{\text{vol}} (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) &= - 37,7 \text{ mK} \\ \delta\sigma_{\text{vol}} (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) - \delta\sigma_{\text{vol}} (^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}) &= - 7,4 \text{ mK} \end{aligned}$$

En remarquant que les deux raies ont le même niveau supérieur et en appelant Y la différence des effets de volume des deux niveaux inférieurs ($Y = \delta T(1279) - \delta T(2369)$)

$$\begin{aligned} Y (^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}) - Y (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) &= + 36,7 \text{ mK} \\ Y (^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) - Y (^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}) &= + 4,3 \text{ mK} \end{aligned}$$

En utilisant la loi de partage, on en déduit la variation de la différence des déplacements isotopiques des deux configurations $4f5d6s^2$ et $4f5d^26s$ quand on passe du couple (^{138}Ce , ^{140}Ce) au couple (^{140}Ce , ^{142}Ce) :

$$\begin{aligned} &(\delta T[4f5d6s^2] - \delta T[4f5d^26s])_{140, 142} \\ &- (\delta T[4f5d6s^2] - \delta T[4f5d^26s])_{138, 140} \\ &= + 36,7 \times \frac{100}{68} = + 54 \text{ mK} \end{aligned}$$

et, de même, quand on passe du couple (^{136}Ce , ^{138}Ce) au couple (^{138}Ce , ^{140}Ce):

$$\begin{aligned}
 & (\delta T[4f5d6s^2] - \delta T[4f5d^26s])_{138, 140} \\
 - & (\delta T[4f5d6s^2] - \delta T[4f5d^26s])_{136, 138} \\
 = & 4,3 \times \frac{100}{68} = + 6 \text{ mK}
 \end{aligned}$$

Et de ces valeurs, par les mêmes calculs et en faisant les mêmes suppositions qu'au chapitre IV, par. III 2, on déduit les différences des constantes de déplacement isotopique :

$$\begin{aligned}
 C_{\text{exp}}(^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce}) - C_{\text{exp}}(^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) &= 209 \text{ mK} \\
 C_{\text{exp}}(^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) - C_{\text{exp}}(^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}) &= 23 \text{ mK}
 \end{aligned}$$

Remarque :

L'évaluation de ces différences des constantes de déplacement isotopique relatives aux divers couples d'isotopes n'exige pas d'hypothèses sur l'effet de masse aussi restrictives que celles que nous avons dû faire au chapitre III pour évaluer $C_{\text{exp}}(^{140}\text{Ce} - ^{142}\text{Ce})$. Si le matériel expérimental était aussi considérable que celui dont nous disposions pour évaluer cette dernière constante, les différences seraient donc établies sur des bases beaucoup plus solides. Malheureusement, ce n'est pas le cas et les valeurs ci-dessus reposent entièrement sur la différence des déplacements isotopiques de deux niveaux et sur la loi de partage ; or, nous avons vu au chapitre III que cette loi n'est pas vérifiée avec une grande précision.

IV - 2 Carrés moyens des rayons de la charge nucléaire et coefficients de déformation nucléaires des quatre isotopes du cérium

Si on fait une hypothèse un peu plus restrictive sur l'effet de masse en supposant qu'il est inférieur d'un ordre de grandeur au déplacement isotopique du couple (^{140}Ce , ^{142}Ce), c'est-à-dire en admettant que l'effet de masse des trois raies étudiées est inférieur à 10 mK environ pour chacun des couples (^{136}Ce , ^{138}Ce), (^{138}Ce , ^{140}Ce) et (^{140}Ce , ^{142}Ce), on trouve que l'effet de volume des deux premiers couples est lui aussi beaucoup plus faible que celui

du dernier et que les constantes expérimentales $C_{\text{exp}}(^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce})$ et $C_{\text{exp}}(^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce})$ sont inférieures en valeur absolue à 30 mK environ, soit :

$$\begin{aligned} C_{\text{exp}}(^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}) &= 0 \pm 30 \text{ mK} \\ C_{\text{exp}}(^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}) &= 0 \pm 30 \text{ mK} \end{aligned}$$

Il en résulte que les valeurs de $\langle r^2 \rangle$ des trois isotopes ^{136}Ce , ^{138}Ce , ^{140}Ce sont très voisines l'une de l'autre :

$$\langle r^2 \rangle_{136} \cup \langle r^2 \rangle_{138} \cup \langle r^2 \rangle_{140}$$

Les différences $(\langle r^2 \rangle_{138} - \langle r^2 \rangle_{136})$ et $(\langle r^2 \rangle_{140} - \langle r^2 \rangle_{138})$ sont beaucoup plus faibles que les valeurs qu'on obtiendrait en utilisant la loi $R_A = R_0 A^{1/3}$, en l'absence de déformation ; comme on a vu au chapitre IV, la différence $\langle r^2 \rangle_{142} - \langle r^2 \rangle_{140}$ est au contraire nettement supérieure à ce que donnerait cette loi.

On peut tenter d'interpréter ces résultats par la déformation des noyaux : pour les deux couples $(^{136}\text{Ce}, ^{138}\text{Ce})$ et $(^{138}\text{Ce}, ^{140}\text{Ce})$, l'effet de volume pur serait compensé par l'effet de déformation, la déformation du noyau ^{136}Ce étant supérieure à celle du noyau ^{138}Ce , elle même supérieure à celle du noyau ^{140}Ce ; quant au noyau ^{140}Ce , sa déformation est plus grande que celle du noyau ^{140}Ce et pour le couple $(^{140}\text{Ce}, ^{142}\text{Ce})$ l'effet de volume pur s'ajoute à l'effet de déformation : nous avons vu au chapitre IV que cette conclusion est valable qualitativement mais que les résultats quantitatifs sont en désaccord avec les valeurs de α^2 obtenues par les méthodes de la physique nucléaire. Bien qu'il soit probable que, dans la série des isotopes du cérium, la croissance du paramètre $\langle r^2 \rangle$ subisse des irrégularités que la déformation nucléaire ne suffit pas à expliquer, nous présentons dans le tableau 20 les valeurs de α^2 que devraient avoir les quatre noyaux pour interpréter les valeurs suivantes des constantes C_{exp} :

$$\begin{aligned} C_{\text{exp}}(^{136}\text{Ce}, ^{138}\text{Ce}) &= C_{\text{exp}}(^{138}\text{Ce}, ^{140}\text{Ce}) = 0 \\ C_{\text{exp}}(^{140}\text{Ce}, ^{142}\text{Ce}) &= 205 \text{ mK} \end{aligned}$$

Pour évaluer les valeurs de α^2 , nous avons procédé comme au chapitre IV, para. IV, 4 et utilisé successivement la théorie simple, selon laquelle

$\delta T_s = C_{th} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{A}{\delta A} \delta(\alpha^2) \right]$ et les théories de Ionesco-Pallas et de Fradkine - Babouchkine. On ne peut évidemment obtenir ainsi que les différences des coefficients α^2 : nous avons donc pris pour origine (arbitraire) le coefficient α^2 de l'isotope ^{140}Ce .

	Valeurs de $\alpha^2 \times 10^3$			
	^{136}Ce	^{138}Ce	^{140}Ce	^{142}Ce
Théorie simple	19	9,5	0	7,2
Ionesco-Pallas	19	9,6	0	11,7
Fradkine-Babouchkine	38	19	0	39,0
Physique Nucléaire	-	-	4,32	5,56

La comparaison de ces valeurs de α^2 et de celles obtenues par les méthodes de la physique nucléaire et données à la dernière ligne du tableau 20 n'est malheureusement possible que pour les noyaux ^{140}Ce et ^{142}Ce puisque les déformations des autres noyaux n'ont pas encore été mesurées par ces méthodes.

De ces résultats sur le cérium ainsi que de ceux obtenus sur les éléments voisins, comme le baryum (63), se dégage la règle suivante :

Au voisinage du nombre magique 82 (pour les neutrons), les isotopes de masse inférieure à celle de l'isotope magique (^{138}Ba ou ^{140}Ce) présentent de petits déplacements, les isotopes de masse supérieure de grands déplacements: la valeur de $\langle r^2 \rangle$ reste donc presque stationnaire lorsqu'on ajoute des neu-

trons jusqu'à atteindre le nombre magique pour subir une croissance plus rapide qu'en moyenne lorsque le nombre magique est dépassé. Il semble de plus, que les coefficients de déformation des divers noyaux ne permettent pas d'interpréter ces résultats si on admet que le volume nucléaire suit une loi de croissance régulière comme la loi $R_A = R_0 A^{1/3}$.

.....

CONCLUSION

Les résultats dont l'exposé fait l'objet de ce mémoire constituent un exemple d'étude d'ensemble du déplacement isotopique dans le spectre d'un élément, ici le cérium.

- Les déplacements isotopiques de nombreux niveaux ont été mesurés pour le couple (^{140}Ce , ^{142}Ce) et, dans un avenir proche, lorsque des fonctions d'onde suffisamment précises seront disponibles, on pourra appliquer la méthode paramétrique à l'analyse théorique de ces résultats ; cette méthode qui, faute de matériel expérimental, a rarement été employée, pourra ainsi être mise à l'épreuve une nouvelle fois.

- Grâce, en particulier, à l'étude du spectre infrarouge, les déplacements isotopiques de plusieurs configurations de Ce I et de Ce II ont été mesurés, les coefficients d'écran évalués et la constante de déplacement isotopique du couple (^{140}Ce , ^{142}Ce) établie sur des bases solides.

- Enfin, la position des quatre isotopes du cérium a été mesurée avec précision sur trois raies d'arc. Les résultats confirment les ordres de grandeur des déplacements $^{136}\text{Ce} - ^{138}\text{Ce}$ et $^{138}\text{Ce} - ^{140}\text{Ce}$ évalués par d'autres auteurs ; mais, pour la première fois, leur signe a pu être établi avec certitude et le repliement de la structure isotopique mis en évidence, les isotopes ^{136}Ce , ^{138}Ce et ^{142}Ce étant tous placés du même côté de l'isotope ^{140}Ce .

Quant aux propriétés nucléaires qu'on peut déduire de tous ces résultats, il semble probable qu'une loi de croissance régulière du volume nucléaire associée à l'effet de la déformation ne suffit pas pour expliquer les valeurs très voisines des carrés moyens $\langle r^2 \rangle$ des rayons nucléaires (protoniques) des trois isotopes ^{136}Ce , ^{138}Ce , ^{140}Ce ni la forte différence observée entre le paramètre $\langle r^2 \rangle$ de l'isotope ^{142}Ce et ceux des trois autres isotopes.

- BIBLIOGRAPHIE -

- (1) D. S. HUGHES et C. ECKART, Phys. Rev. , 36 , 694 (1930)
- (2) J. P. VINTI, Phys. Rev. , 56 , 1120 (1939) ; 58, 879 (1940)
- (3) J. P. NICKLAS et C. E. TREANOR, Phys. Rev. , 110, 370 (1958)
- (4) J. BAUCHE, comptes rendus, 263 , 685 (1966)
- (5) M. ELBEL et H. HÜHNERMANN, (Communication au colloque de spectroscopie atomique : Caen 1968.)
- (6) A. R. STRIGANOV, V. A. KATULIN, et V. V. ELISEEV .Optics and Spectroscopy, 12, 91 (1962)
- (7) W. H. KING, J. Opti Soc. Amer., 53, 638 (1963)
- (8) S. GERSTENKORN, J. M. HELBERT et R. CHABBAL, Comptes rendus, 261, 1232 (1965)
- (9) J. E. HANSEN, A. STEIJDDEL et H. WALTHER
Z. f. Physik, 203 , 296 (1967)
- (10) F. S. TOMKINS et S. GERSTENKORN, Comptes rendus, 265, 1311 (1967)
- (11) W. H. KING, Proc. Roy. Soc. , A 280 , 430 (1964)
- (12) H. KOPFERMANN, KERNMOMENTE, Akademische Verlagsgesellschaft.
Francfort/Main (1956)
- (13) G. BREIT, Rev. Mod. Phys. 30, 507 (1958)
- (14) D. N. STACEY, Rep. Progr. Phys., 29 , 171 (1966)
- (15) J. H. BARTLETT, Nature, 128, 408 (1931)
- (16) G. RACAH, Nature, 129, 723 (1932)
- (17) J. E. ROSENTHAL et G. BREIT, Phys. Rev. 41, 459 (1932)
- (18) E. K. BROCH, Arch. Math. Naturvidenskab 48 , 25 (1945)
- (19) E. E. FRADKIN, Soviet Physics J. E. T. P. , 15, 550 (1962)
- (20) A. R. BODMER, Proc. Phys. Soc., 66 , 1041 (1953), 67, 622 (1954)
- (21) K. W. FORD et D. L. HILL, Phys. Rev., 94, 1630 (1954)
- (22) J. BLAISE, Thèse, Ann. Phys., 3 , 1019 (1958)

- (23) M. F. CRAWFORD et A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. 76, 1310 (1949)
- (24) P. BRIX et H. KOPFERMANN, Zeitschrift Akad. Wiss. Göttingen 17 (1951)
- (25) H. KOPFERMANN, A. STEUDEL et D. THULKE, Z. f. Physik, 138, 309 (1954)
- (26) W. von SIEMENS Ann. Physik 13, 136 (1953)
- (27) S. GERSTENKORN, Ann. Phys., 7, 367 (1962)
- (28) M. DIRINGER, Ann. Phys., 10, 89 (1965)
- (29) G. GLUCK, Ann. Phys. 10, (1965)
- (30) J. BLAISE et A. STEUDEL, Z. f. Physik 209, 311, (1968)
- (31) M. WILSON, Communication à J. Blaise du manuscrit d'un article à paraître
- (32) E. G. JONES, Proc. Phys. Soc., A 45, 501 (1933)
- (33) P. BRIX et K. LINDENBERGER, Z. f. Physik, 141, 1 (1953)
- (34) W. HUMBACH, Z. f. Physik, 133, 589 (1952)
- (35) N. J. IONESCO-PALLAS, Ann. Physik, 8, 9 (1961) ; 10, 121 (1962)
- (36) F. A. BABUSHKIN, Soviet Physics J. E. T. P. 17, 1118 (1963)
- (37) D. P. GRECHUKHIN, Soviet Physics J. E. T. P. 11, 1359 (1960)
13, 261 (1961)
- (38) A. S. MELIGY, Nucl. Phys. 14, 248 (1959)
A.S. MELIGY, S. TADROS et M. A. EL WAHAB, 16, 99 (1960)
- (39) P. JACQUINOT et Ch. DUFOUR, J. Recherches C. N. R. S. 2, 91 (1948)
- (40) R. CHABBAL, Thèse, Rev. Opt., 37, 49 (1958)
- (41) H. T. DUONG, S. GERSTENKORN et J. M. HELBERT, Revue de Physique appliquée, 2, 249 (1967)
- (42) P. CONNES, Thèse, Rev. Opt. 38, 157 (1959)
- (43) J. VERGES, Thèse, Orsay (1969), a paraître.
- (44) M. G. INGRAM, R. J. HAYDEN et D. C. HESS, Phys. Rev. 72, 967 (1947)
- (45) G. R. HARRISON, W. E. ALBERTSON et N. F. HOSFORD,
J. Opt. Soc. Amer. 31, 439 (1941)
- (46) G. RACAH, Bull. Res. Council Israel 5A, 78 (1955)

- (47) W. C. MARTIN, J. Opt. Soc. Amer., 53, 1047 (1963)
- (48) W. C. MARTIN, communication au "Atomic Spectroscopy Symposium"
Washington (1967)
- (49) J. VERGES, Spectrochimica Acta (à paraître)
- (50) Z. B. GOLDSCHMIDT, communication au "Atomic Spectroscopy Symposium"
- (51) J. BAUCHE, Physica (1969) (sous presse)
- (52) W. C. MARTIN, communication personnelle.
- (53) P. BRIX et H. FRANK, Z. f. Physik, 127, 289 (1950)
- (54) L. A. KOROSTYLEVA, Optika y Spektroskopiia 3, 536 (1957)
- (55) J. SUGAR et J. READER, J. Opt. Soc. Amer., 55, 1286 (1965)
- (56) J. READER et J. SUGAR, J. Opt. Soc. Amer., 56, 1189 (1966)
- (57) P. H. STELSON, et L. GRODZINS, Nuclear Data, A1, (1965)
- (58) P. BRIX, H. v. BUTTLAR, F. G. HOUTERMANS et H. KOPFERMANN.
Z. f. Physik, 133, 192 (1952)
- (59) K. HEILIG, Z. f. Physik, 161, 252 (1961)
- (60) K. MURAKAWA et J. S. ROSS, Phys. Rev. 83, 1272 (1951)
- (61) H. ARROE, Phys. Rev., 93, 94 - (1954)
- (62) K. HEILIG et D. WENDLANDT, Phys. Letters 25 A, 277 (1967)
- (63) D. A. JACKSON et D. H. TUAN, Proc. Roy. Soc., A 274, 145 (1963)
A 291, 9 (1966)

.....

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION p. 1

CHAPITRE I : PRINCIPAUX RESULTATS DE L'ETUDE THEORIQUE DU
DEPLACEMENT ISOTOPIQUE p. 3

I - DEFINITION ET ORIGINE DU DEPLACEMENT ISOTOPIQUE p. 3

II - EFFET DE MASSE p. 4

III- EFFET DE VOLUME p. 5

III-1 Effet de volume pour un électron p. 6

III-1a. Aperçu historique p. 6

III-1b. Formule de Broch p. 7

III-1c. Cas des électrons de nombre quantique orbital $l \neq 0$ p. 8

III-1d. Cas des électrons s. Notion de noyau équivalent p. 8

III-1e. Conclusions et remarques p. 10

III-2 Déplacement isotopique d'un niveau p. 11

III-2a. Constance du déplacement isotopique à l'intérieur d'une
configuration p. 11

III-2b. Invariance du déplacement isotopique relatif p. 12

III-2c. Effets d'écran p. 13

III-2d. Constante du déplacement isotopique expérimentale
 C_{exp} p. 14

III-2e. Influence de l'interaction de configurations p. 15

III-3 La constante du déplacement isotopique théorique C_{th} et les
modèles nucléaires p. 16

III-3a. Coefficients de déformation p. 17

III-3b. Compressibilité des noyaux p. 18

III-3c. Correction de la loi de variation du rayon nucléaire p. 19

CHAPITRE II : METHODES EXPERIMENTALES p. 21

I - DISPOSITIF D'ANALYSE DES SPECTRES p. 21

I-1 Spectromètre Fabry-Perot p. 21

I-1a. Caractéristiques optiques p. 21

I-1b. Exploration du spectre p. 21

I-1c. Récepteurs p. 22

I-1d. Dépouillement des spectres p. 23

I-2 Le S I S A M.	p; 23
II - LES SOURCES	p. 23
I-1 La lampe à cathode creuse	p. 23
I-2 Tube à décharge sans électrodes.	p. 24
<u>CHAPITRE III</u> : DEPLACEMENT ISOTOPIQUE ^{140}Ce - ^{142}Ce DES NIVEAUX DE Ce I.	p. 26
I - CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DU SPECTRE DU CERIUM.	p. 26
I-1 Composition isotopique du cérium naturel.	p. 26
I-2 Structure fine du spectre d'arc du cérium.	p. 27
II - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES RAIES D'ARC.	p. 28
II-1 Spectre visible.	p. 28
II-1a. Difficultés inhérentes à l'identification des raies.	p. 28
II-1b. Superposition d'ordres.	p. 28
II-2 Spectre infrarouge.	p. 30
III - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES NIVEAUX IMPAIRS PROFONDS DE Ce I	p. 32
III-1 Détermination des déplacements isotopiques des niveaux.	p. 32
III-2 Interprétation des résultats.	p. 35
IV - DEPLACEMENTS ISOTOPIQUES DES NIVEAUX PAIRS DE Ce I.	p. 36
IV-1 Répartition des valeurs des déplacements isotopiques.	p. 36
IV-2 Déplacement isotopique des configurations paires.	p. 43
<u>CHAPITRE IV</u> : EFFETS D'ECRAN - CONSTANTE DE DEPLACEMENT ISOTOPIQUE EXPERIMENTALE DU COUPLE (^{140}Ce , ^{142}Ce)	p. 45
I - DONNEES EXPERIMENTALES CONCERNANT LE SPECTRE D'ETINCELLE	p. 45
II - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE DES CONFIGURATIONS DE Ce II	p. 48
III - EFFETS D'ECRAN	p. 49
III-1 Electrons s et électrons d.	p. 49
III-2 Electrons f	p. 51

