

Série A, n° 4232
N° d'ordre :
5083

T H È S E S

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Michèle DIRINGER née LOUVEGNIES

1^{re} THÈSE

Étude du déplacement isotopique de l'uranium (235-238).
Contribution à la classification
des spectres d'arc et d'étincelle de l'uranium

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 21 Janvier 1964 devant la Commission d'examen :

MM. JACQUINOT	<i>Président</i>
LENNUIER	} <i>Examineurs</i>
BLAISE	

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
P A R I S — 1 9 6 4

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY

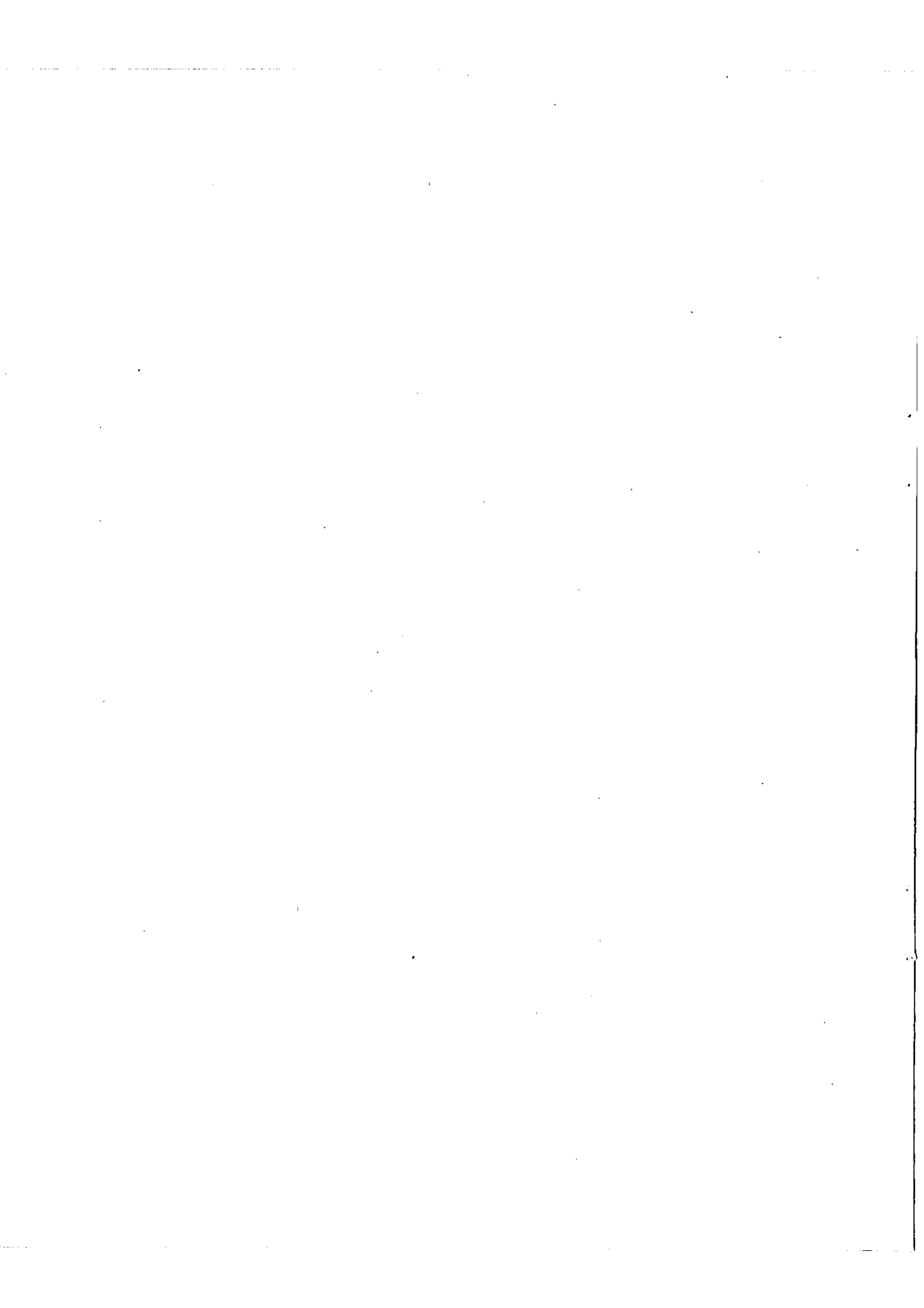
PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure	JUNG	T	Pétrographie.	PISOT	I	Techniques mathématiques de la physique
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	ROCH	T	Géologie.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	TERNIER	T	Paléontologie stratigraphique.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
THEISSIER	T	Zoologie.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.	LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay)	AMIEL	T	Chimie générale.	RIZET	T	Génétique (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
MONNIER	T	Physiologie générale	J.-P. MATHIEU	T	Physique (Optique).	M ^{me} TONNELAT	T	Physique théorique.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	COUPEAUX	T	Cytologie.	DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	MAY	T	Zoologie (Orsay).	SOUGHAY	T	Chimie générale.
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.	AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
LAPFITTE	T	Chimie générale	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.	BRUSSET	T	Chimie systématique.
FAYARD	T	Géométrie supérieure.	GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).	M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
COULOMB	T	Physique du Globe.	JOST	T	Physiologie comparée.	M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.
M ^{me} COUBIN	T	Biol animale (S.P.C.N.).	FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	M ^{me} HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.	PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
DRACH	T	Zoologie.	CHOUARD	T	Physiologie végétale	BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).	LEDERER	T	Chimie biologique.
EPHROSSI	T	Génétique.	BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.).
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et Sédim.	NORMANT	T	Synthèse organique générale.	M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	BÉNAUD	T	Chimie minérale.	BELLAIR	T	Zoologie (S.P.C.N.).
R. LUCAS	T	Recherches physiques.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).	COTTE	T	Physique électricité
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	DUCUÉ	T	Statistiques mathématiques.	J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
ARNULF	T	Optique appliquée.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MORAND	T	Physique Enseignement.	ULRICH	T	Physiologie végétale.	A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay)
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.	OLMER	T	Energétique générale.
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.	KIRDMANN	T	Théories chimiques.	ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
DANJON	T	Astronomie.	CHADEFAUD	T	Botanique.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
PETIT	T	Biologie maritime.	M ^{me} LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.	BARCHIEWITZ	T	Chimie physique.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.	BROSSEL	T	Physique atomique.
GALLIEN	T	Embryologie.	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.	BUSER	T	Physiologie comparée.
EICHHORN	T	Botanique.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.	CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.).
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).	CASTAING	T	Physique (Orsay).
M ^{me} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
THELLIER	T	Physique du Globe.	GOBEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)	MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).				NOIHOT	T	Evolution des êtres organisés.
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)				PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.				POSSOMES	T	Zoologie.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.				PULLMAN	T	Chimie théorique.
QUELET	T	Chimie organique.				TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée				TONNELAT	T	Biologie physico-chim
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire				VILLE	T	Econométrie.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.				WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
						DOBE	T	Chimie (Orsay).
						FREYMANN	T	Recherches physiques.
						GUINOCHE	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS (suite)

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).	M ^{me} COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
M ^{me} JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).	ELLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le terr.	HOUILLON	Biologie animale (P.C.B.)
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.	FRANC		Biol. animale (P.C.B.).	J. JULLIEN	Chimie (P.C.B.).
ARNOULT	T	Électronique (Orsay)	SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).	MALGRANGE	T Techn. math. de la Phys
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	STOLKOWSKI		Physiologie générale	OLIVIER	Anthropologie.
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).	ACHER		Chimie biol. (Orsay).	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).	BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).	BLANC-LAPIERRE ..	T Phys. E.N.S. (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.	BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).	GREVAUGRON	T Botanique (Orsay).
G. LUCAS	T	Géologie.	BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
ALLARD	T	Chimie physique.	BOURREAU		Botanique.	SAMUEL	T Math. (E.N.S. féminine)
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).	D. CURIE	T	Physique (M.G.P.).	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
BRIGARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.	DURAND-DELGA ...	T	Géologie.	THIRY	T Mécanique céleste.
M ^{me} ALBE-RESSAUD.	T	Psychophysiologie.	FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).	ABÈLES	T Physique (S.P.S.C.N.).
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).	HELLER	T	Physiologie végétale.	AMAT	T Physique (P.C.B.).
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.	TORTRAT	T	Calcul des probabilités.	AUBOIN	Géologie.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).	CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).	M ^{me} BENOIT-GUEU-	
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.	MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).	TAL	Physique nucl. et radio-
M ^{me} QUINTIN	T	Electrochimie.	DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.	BOUGIS	activité.
MONOD	T	Chimie du métabolisme	M ^{me} FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.)	BRUHAT	T Biologie marine (Ville-
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay)	M ^{me} CHOQUET-			BRUNN	T Mathématiques (M.P.C.).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.	BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	CHABBAL	T Géologie historique (Orsay).
CHARLOT	T	Chimie analytique.	M ^{me} VEIL		Physiologie générale	DERHEUVELS	T Mathématique Propé
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).	LWOPF	T	Microbiologie.	D'ESPAGNAT	Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay)	SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.	FURON	Physique théor. (Orsay).
M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).	LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.	M ^{me} GANS	T Géologie (S.P.C.N.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).	BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay).	GENEVÈS	T Génétique.
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).	CADANNES	T	Mécanique générale.	GUILBERT	T Biologie végétale (P.C.B.).
L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).	LESIEUR	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay).	HUPE	Physique (G.U.S., Or-
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).	MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).	HOLLANDE	léans).
BERTIN	T	Électronique (Orsay)	CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.	LIENS	T Analyse numérique.
ROUSSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).	COMOLET	T	Mécanique des fluides	MAITTE	Chimie (P.C.B.).
			CORABOEUF		Physiologie animale	MEYER	Physique propédeutique.
			DELLOUE		Physique de l'exosphère.	NICOLAS	Géologie appliquée.
						PANIGEL	Biologie générale.
						RAVIER	Pétrographie.
						ROSEAU	T Mécanique théor. des fluides.
						ROUBINE	Électronique.
						SILBER	T Chimie (P.C.B.).
						UEBERSFELD	T Electronique.
						YVON	T Théories physiques.

Secrétaire Général R. POULLAIN.

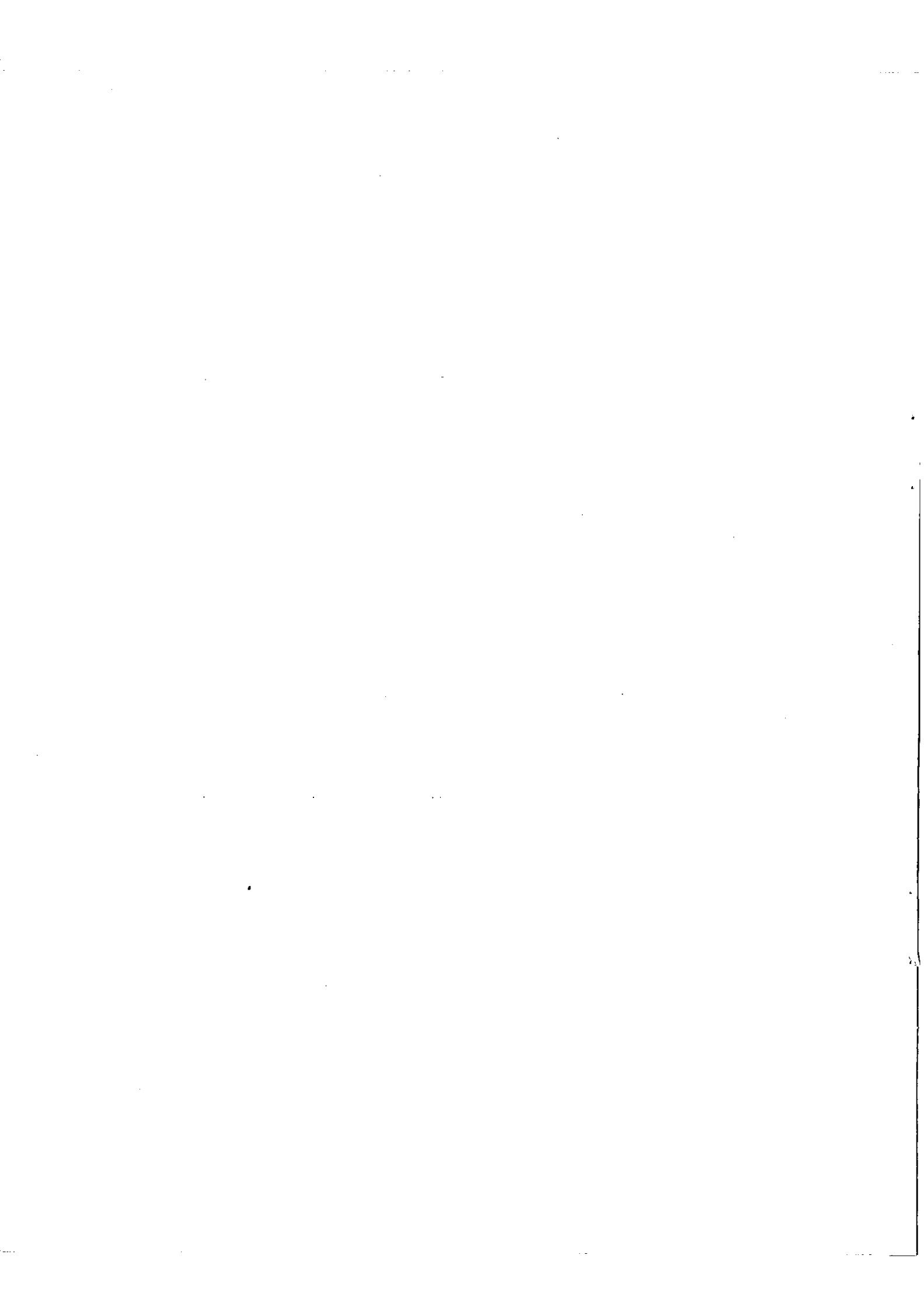


A MONSIEUR PIERRE JACQUINOT,
Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris

En témoignage de respectueuse gratitude.

A MONSIEUR JEAN BLAISE,
Maître de Recherches au C. N. R. S.

En témoignage de toute ma reconnaissance.



Ce travail a été effectué au Laboratoire Aimé Cotton, sous la direction de M. le Professeur Jacquinet : c'est pour moi un agréable devoir de lui exprimer toute ma gratitude pour son accueil et pour l'orientation qu'il a donnée à mes recherches.

Que M. Jean Blaise, Maître de Recherches au C. N. R. S., qui a dirigé ma tâche depuis mon arrivée au laboratoire, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour ses conseils qui m'ont été d'un précieux secours à toutes les étapes de ce travail et pour la libre disposition qu'il m'a laissée des résultats de déplacement isotopique obtenus à Argonne National Laboratory.

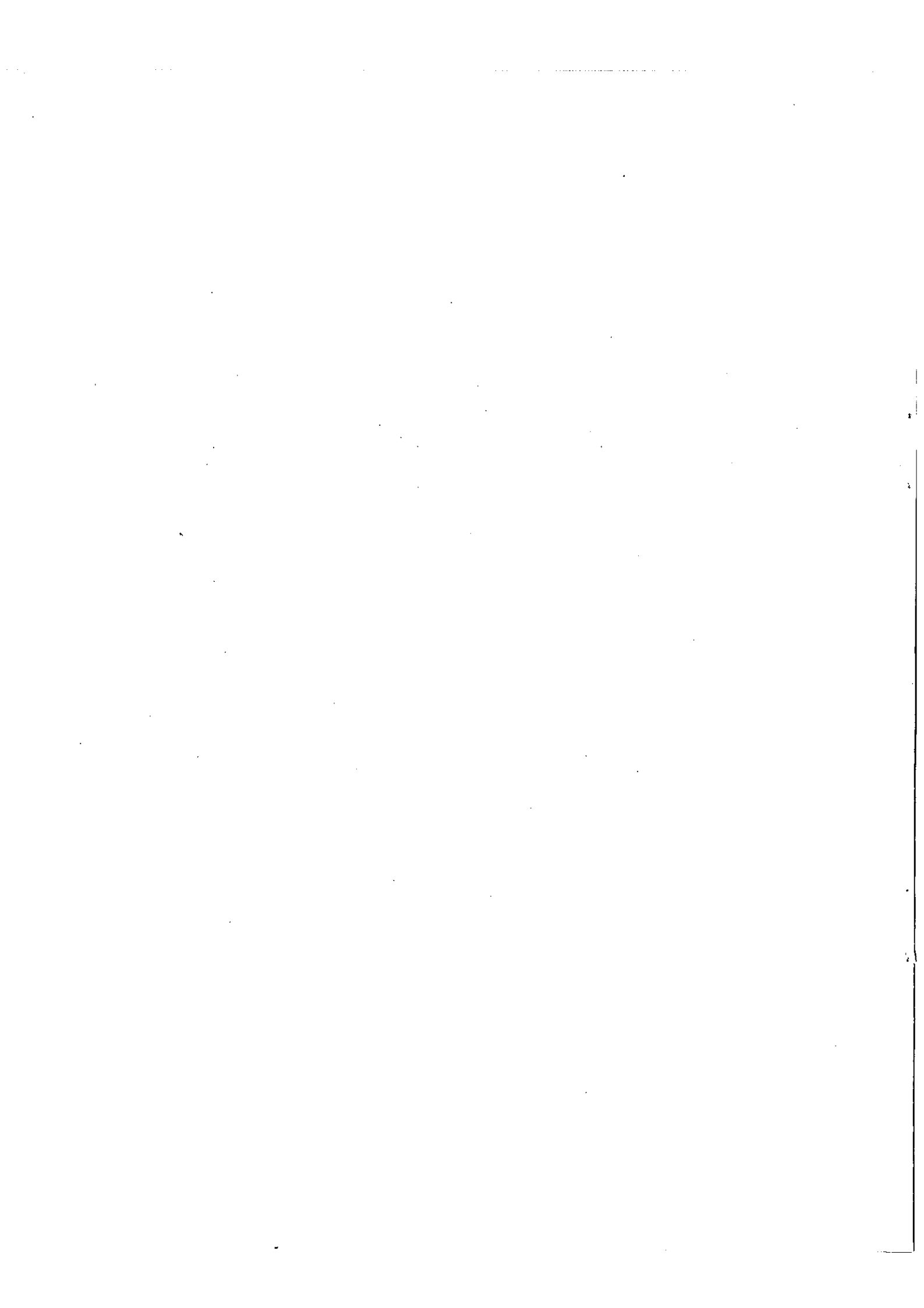
Le Docteur D. W. Steinhaus de Los Alamos Scientific Laboratory a considérablement facilité la progression de la classification en mettant à notre disposition les résultats de ses mesures très précises de longueurs d'onde de l'uranium : qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour cette étroite collaboration.

Mes remerciements s'adressent aussi au Docteur B. R. Judd, Professeur Associé à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, qui a calculé les positions des niveaux de différentes configurations électroniques.

M. le Professeur Maréchal, mon parrain de recherches au C. N. R. S., voudra bien trouver ici l'expression de toute ma gratitude.

Je ne saurais enfin terminer sans remercier tous mes camarades du laboratoire, tout particulièrement S. Gerstenkorn, pour tous les échanges qu'ils m'ont permis d'avoir.

C'est grâce à une allocation d'Attachée de Recherches, accordée par le Centre National de la Recherche Scientifique, que ce travail a pu être mené à bien.



LABORATOIRE AIMÉ-COTTON. CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

(Professeur P. JACQUINOT)

1, place Aristide-Briand, Bellevue (S.-et-O.)

ÉTUDE DU DÉPLACEMENT ISOTOPIQUE DE L'URANIUM (235-238)

CONTRIBUTION A LA CLASSIFICATION DES SPECTRES D'ARC ET D'ÉTINCELLE DE L'URANIUM

Par

MICHÈLE DIRINGER

INTRODUCTION

La spectroscopie des éléments des deux familles des terres rares et des actinides offre actuellement un domaine de recherches très étendu : les problèmes de classification y sont nombreux, et il existe plusieurs éléments pour lesquels aucune transition n'est encore interprétée. C'est donc dans cette voie que s'orientent les recherches ; déjà, au laboratoire même, des progrès récents ont été apportés à la classification du thulium (9) et du plutonium (3) (6) (27), l'étude de ce dernier élément étant encore actuellement en cours.

Parmi les éléments de la famille de l'actinium ($Z > 89$), l'uranium fait partie de ceux dont la classification est, semble-t-il, la plus avancée : C. E. Moore (42) a, en effet, présenté au Congrès International de Spectroscopie de Moscou, en 1958, un mémoire dans lequel elle donne pour l'ensemble des actinides, le nombre de raies classées dans les différents spectres par rapport au nombre de raies observées ; le pourcentage pour le spectre d'arc de l'uranium est relativement élevé (2 000 sur 9 000). Cependant, trois ans plus tard, au Congrès International de Spectroscopie d'Argonne, D. W. Steinhaus (56) estimait, en tenant

compte de toutes les raies, y compris les plus faibles, que leur nombre moyen par angström était voisin de trente, soit près de vingt-sept fois supérieur à celui indiqué par C. E. Moore : cette simple remarque suffit pour constater que même en tenant compte des différents spectres dont la différenciation n'est d'ailleurs pas toujours chose facile, et en se limitant de plus aux raies assez intenses, le nombre de transitions à interpréter reste très important. Il en résulte que sur l'ensemble des niveaux, beaucoup sont encore à trouver ; de plus, pour ceux déjà donnés, se pose le problème de leur identification : sans doute, pour les configurations impaires, les premiers niveaux de plusieurs multiplets sont-ils identifiés sans ambiguïté, aussi bien dans le spectre d'arc que dans le spectre d'étincelle, mais il n'en reste pas moins qu'aucun multiplet n'est complet, et que bon nombre d'entre eux ne sont même pas amorcés ; en ce qui concerne les configurations paires, rien n'est encore proposé.

Les principales méthodes de classification des spectres ont déjà été appliquées à l'uranium, partiellement du moins, que ce soit la recherche systématique des différences

constantes entre nombres d'onde des transitions, les classes de température, l'étude du spectre d'absorption, l'effet Zeeman, le déplacement isotopique... Les quelques résultats obtenus relatifs au déplacement isotopique montrent, comme on le verra au chapitre II, une incompatibilité certaine entre les valeurs attribuées aux deux configurations impaires les plus profondes du spectre d'arc ; nous nous sommes donc proposée de reprendre cet aspect de la question en utilisant le spectromètre Fabry-Perot photoélectrique qui permet d'atteindre des pouvoirs de résolution élevés. Les mesures ont été effectuées avec des échantillons d'oxyde d'uranium enrichi en isotope 235, ces échantillons nous ayant été obligeamment fournis par le Commissariat à l'Énergie Atomique.

Par la suite, nous avons pu utiliser les déplacements isotopiques mesurés sur plusieurs milliers de transitions par J. Blaise pendant son séjour au Laboratoire National d'Argonne. L'ensemble de ces résultats a permis d'entre-

prendre une extension systématique de la classification des spectres I et II de l'uranium, utilisant ainsi pour la première fois, à grande échelle, le déplacement isotopique à des fins de classification pure.

Le travail se répartit de la façon suivante : après avoir rappelé dans le premier chapitre les résultats de la théorie du déplacement isotopique, on montre de façon générale comment ils s'appliquent aux problèmes de classification. On résume ensuite dans le chapitre II l'ensemble des travaux antérieurs traitant du déplacement isotopique dans les spectres I et II de l'uranium. Les chapitres III et IV sont relatifs à la méthode expérimentale utilisée et aux résultats obtenus. Les chapitres V et VI sont consacrés à la classification respective des spectres d'arc et d'étincelle. Dans le dernier chapitre enfin, on essaie, à partir des résultats précédents, d'évaluer l'ordre de grandeur de la constante de déplacement isotopique expérimentale caractéristique du couple ^{235}U - ^{238}U .

CHAPITRE PREMIER

THÉORIE DU DÉPLACEMENT ISOTOPIQUE DES ÉLÉMENTS LOURDS

Le déplacement isotopique et ses applications, étude de la déformation des noyaux, classification des spectres, mesure des abondances isotopiques, ont fait l'objet d'études systématiques. Nous allons en rappeler les résultats théoriques essentiels, puis, une fois les conclusions dégagées, voir plus en détail comment ils s'appliquent à la classification des spectres complexes, but de ce travail.

I.1. Effet de masse

On le signalera pour mémoire seulement, car il est négligeable pour les éléments lourds.

— *Effet de masse simple.* — L'entraînement du noyau de masse finie M par l'électron optique autour de leur centre de gravité commun conduit à remplacer la masse m de l'électron par sa masse réduite $\mu = \frac{mM}{m+M}$ dans l'expression de la constante de Rydberg qui devient :

$$R_M = R_\infty \frac{M}{m+M} \sim R_\infty \left(1 - \frac{m}{M}\right)$$

entraînant un déplacement des niveaux spectraux différents pour chaque isotope, le niveau correspondant à l'isotope le plus lourd étant le plus profond. Ce qui conduit pour une transition de nombre d'onde σ à la séparation suivante entre les deux isotopes :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma &= m \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} \cdot \sigma = \frac{m}{m_p} \cdot \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} \cdot \sigma \\ &= 5,49 \times 10^{-4} \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} \sigma \end{aligned}$$

avec $M = Am_p$ où m_p est la masse du proton et A le nombre de masses (protons + neutrons) de l'isotope considéré.

— *Effet spécifique de masse.* — Dans le cas des atomes à plusieurs électrons, et seulement pour les niveaux spectraux dont les nombres quantiques orbitaux diffèrent d'une unité, un effet supplémentaire dû au couplage de ces électrons (Hugues et Eckart [29]) s'ajoute ou se retranche de l'effet de masse simple. L'expérience permet de dire que l'ensemble des deux effets, inversement proportionnel au carré de la masse atomique devient négligeable à partir des terres rares ($A = 140$).

I.2. Éléments lourds

On observe dans ce cas un effet de déplacement isotopique pour les seules transitions dont un niveau au moins appartient à une configuration comportant un ou deux électrons s (ou à un moindre degré, un électron $p_{1/2}$). C'est en général le niveau correspondant à l'isotope le plus léger qui est le plus profond. La théorie du déplacement isotopique des éléments lourds a fait l'objet d'études systématiques : ce sont les travaux de G. Racah [45], de G. Breit [12], de J. E. Rosenthal et G. Breit [47] et surtout, le traité de H. Kopfermann sur les moments nucléaires [38], ainsi que l'exposé de S. Gerstenkorn [27] ; nous allons en rappeler les résultats essentiels.

I.2.1. *Effet de volume : cas d'un électron s .* — Le noyau des éléments lourds n'est plus assimilable à un point de charge Ze , qui créerait à toute distance r

le potentiel $\frac{Ze}{r}$; il s'agit d'un volume fini, qu'on peut considérer, en première approximation, comme une sphère incompressible, de rayon r_0 pour l'isotope A, et $r_0 + \delta r_0$ pour l'isotope A + δA .

En supposant la charge répartie uniformément dans tout le volume du noyau, le potentiel en un point intérieur au noyau est donné par :

$$\varphi(r) = \left[-\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \frac{Ze}{r_0} \quad (1)$$

D'un isotope à l'autre, il existe en un point $r < r_0$ la différence de potentiel :

$$\delta\varphi(r) = \frac{3}{2} \frac{Ze}{r_0^2} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \delta r_0 \quad (2)$$

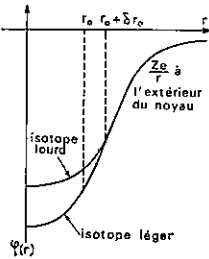


FIG. 1. — Allure de la variation du potentiel nucléaire pour deux isotopes supposés sphériques.

entraînant l'énergie perturbatrice $\delta W_v(ns)$, qui a pour un électron ns la forme suivante :

$$\delta W_v(ns) = \int_0^{r_0} e\rho_e(r) \delta\varphi(r) 4\pi r^2 dr \quad (3)$$

$e\rho_e(r)$, densité de charge de l'électron s à l'endroit du noyau est donnée d'après Racah [45] par :

$$e\rho_e(r) = e \frac{2(\rho + 1) \psi_s^2(0)}{[\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot \left(\frac{2Z}{a_0} \right)^{2\rho-2} \cdot r^{2\rho-2} \quad (4)$$

Γ fonction factorielle.

$\psi_s^2(0)$ densité de probabilité non relativiste de l'électron s à l'endroit du noyau.

α étant la constante de structure fine, $\rho = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$. a_0 rayon de la 1^{re} orbite de Bohr.

En portant (2) et (4) dans (3), il vient, après intégration :

$$\delta W_v(ns) = \frac{24\pi(\rho + 1)}{(2\rho + 1)(2\rho + 3)} \cdot \frac{1}{[\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot \psi_s^2(0) \cdot Ze^2 \cdot \left(\frac{2Z}{a_0} \right)^{2\rho-2} \cdot r_0^{2\rho} \frac{\delta r_0}{r_0} \quad (5)$$

$\psi_s(0)$ est évalué à l'aide de la formule de Goudsmit-Fermi-Segré :

$$\psi_s^2(0) = \frac{1}{\pi a_0^3} \frac{Z Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} \quad (6)$$

où Z_a est la charge nucléaire effective agissant sur un électron à grande distance du noyau et n^* le nombre quantique principal effectif de la configuration électronique ; on obtient finalement pour le déplacement du niveau $\delta T_v(ns) = \frac{\delta W_v(ns)}{hc}$ en portant dans (5) l'expression de $\psi_s^2(0)$ et en tenant compte de l'identité

$$R_\infty a_0 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{hc}$$

la valeur suivante :

$$\delta T_v(ns) = \frac{12R_\infty(\rho + 1)}{(2\rho + 1)(2\rho + 3)[\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot \left(\frac{2Zr_0}{a_0} \right)^{2\rho} \cdot \frac{\delta r_0}{r_0} \cdot \frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} \quad (7)$$

expression dans laquelle on remplace $\frac{\delta r_0}{r_0}$ par $\frac{1}{3} \frac{\delta A}{A}$, le rayon du noyau variant comme la racine cubique de sa masse. $\delta T_v(ns)$ peut alors être considéré comme le produit de deux facteurs dont le premier $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$ ne dépend que du terme spectral considéré, et l'autre C_v ne dépend que du noyau, C_v étant défini par :

$$C_v \left(Z, r_0, \frac{\delta A}{A} \right) = \frac{4R_\infty(\rho + 1)}{(2\rho + 1)(2\rho + 3)[\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot \left(\frac{2Zr_0}{a_0} \right)^{2\rho} \frac{\delta A}{A}$$

$\delta T_v(ns)$ se met en effet sous la forme :

$$\delta T_v(ns) = \left[\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} \right] \cdot C_v \left(Z, r_0, \frac{\delta A}{A} \right) \quad (8)$$

C'est là un résultat simple qui sera utilisé par la suite : pour un couple d'isotopes donnés, le déplacement isotopique ne dépend que du facteur $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$.

1.2.2. Cas d'un électron nl avec $l \neq 0$. — Dans le cas d'une configuration comportant, non plus un électron s , mais un électron p , d ou f , Breit [13] donne pour $\delta T_v(nl)$ la relation suivante, faisant intervenir la séparation du doublet de structure fine δ :

$$\delta T_v(nl) = \frac{1}{hc} \cdot \frac{2k(k - \rho')}{[\Gamma(2\rho' + 1)]^2} \cdot \frac{3}{(2\rho' + 1)(2\rho' + 3)} \cdot \left(\frac{2Zr_0}{a_0} \right)^{2\rho} \cdot \left\{ [(l + 1)^2 - Z^2 \alpha^2]^{1/2} - 1 - (l^2 - Z^2 \alpha^2)^{1/2} \right\} - \delta$$

avec $\rho' = \sqrt{k^2 - Z^2 \alpha^2}$ et $k = +1, -2, +2 \dots$ pour des électrons $p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2} \dots$. S. Gerstenkorn [27] a calculé pour les différentes valeurs de k le rapport $\frac{\delta T_v(nl)}{\delta T_v(ns)}$; avec $k = +1$, c'est-à-dire pour un élec-

tron $p_{1/2}$, le déplacement isotopique est de l'ordre de 5 à 10 p. 100 de celui qui serait dû à un électron ns .

Pour les autres valeurs de k , l'effet devient tout à fait négligeable, celui dû à un électron $p_{3/2}$ étant déjà plus de mille fois plus petit que celui dû à un électron $p_{1/2}$; cette décroissance, rapide quand k augmente, s'explique par le facteur $\frac{1}{[\Gamma(2\rho' + 1)]^2}$ qui intervient dans l'expression de $\delta T_\nu(nl)$.

En résumé, pour $l \neq 0$, les seuls électrons à considérer sont les électrons $p_{1/2}$ et dans une assez faible mesure.

1.2.3. Effet isotopique dû à la déformation du noyau. — Revenons au cas d'un électron ns . L'expérience montre que la relation (8) n'explique pas la totalité des déplacements observés : l'hypothèse qu'elle suppose, c'est-à-dire, des noyaux sphériques ne différant que par leurs rayons d'un isotope à l'autre, est donc insuffisante. Il s'ajoute à l'effet de volume simple $\delta T_\nu(ns)$ un effet $\delta T_D(ns)$ dû à la déformation du noyau d'un isotope à l'autre.

Nous reprendrons les calculs de P. Brix et H. Kopfermann [16] qui ont assimilé le noyau à un ellipsoïde de révolution uniformément chargé et de même volume que la sphère de rayon r_0 . Soient a et b les demi-axes de l'ellipsoïde ; α étant un paramètre caractérisant la déformation du noyau, on pose $a = r_0(1 + \alpha)$, où α est > 0 pour un ellipsoïde allongé suivant l'axe de révolution ; l'égalité des volumes de la sphère et de l'ellipsoïde qui se traduit par $r_0^3 = b^2 a$ entraîne $b = r_0(1 + \alpha)^{-1/2}$. Il s'agit d'évaluer la différence $\Delta\phi(r)$ entre le potentiel de la sphère et celui de l'ellipsoïde, c'est-à-dire entre le potentiel du noyau sphérique et celui du noyau déformé.

Pour $r \leq b$, le calcul conduit à un résultat qui n'est fonction que du seul carré de la déformation : $\frac{3}{10} \frac{Ze}{r_0} \alpha^2$, on peut donc admettre que $\Delta\phi(r)$ est représenté avec une bonne approximation par :

$$\begin{cases} \frac{3}{10} \frac{Ze}{r_0} \alpha^2 & \text{pour } 0 \leq r \leq r_0 \\ 0 & \text{pour } r > r_0. \end{cases}$$

La variation d'énergie de liaison ΔW_α est liée à $\Delta\phi(r)$ par :

$$\Delta W_\alpha = \int_0^a e\rho_e(r)\Delta\phi(r)4\pi r^2 dr$$

soit :

$$\Delta W_\alpha = \frac{12\pi}{5} \cdot \frac{\rho + 1}{(2\rho + 1) [\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot \psi_s^2(0) \cdot Ze^2 \cdot \left(\frac{2Z}{a_0}\right)^{2\rho-2} \cdot r_0^{2\rho} \cdot \alpha^2$$

le résultat étant identique pour un ellipsoïde aplati.

A partir de ΔW_α , un calcul analogue au précédent conduit au déplacement isotopique δT_D engendré par la déformation différente selon l'isotope :

$$\delta T_D(ns) = \frac{6}{5} \cdot \frac{\rho + 1}{(2\rho + 1) [\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot R_\infty \left(\frac{2Zr_0}{a_0}\right)^{2\rho} \cdot \delta(\alpha^2) \cdot \frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} \quad (9)$$

de la même façon apparaît une constante de déplacement isotopique dû à la déformation du noyau C_D :

$$C_D = \frac{6}{5} \cdot R_\infty \frac{\rho + 1}{(2\rho + 1) [\Gamma(2\rho + 1)]^2} \cdot \left(\frac{2Zr_0}{a_0}\right)^{2\rho} \delta(\alpha^2)$$

C_D étant > 0 ou < 0 , suivant que la déformation croît ou décroît d'un isotope à l'autre.

Si l'effet du volume et l'effet de déformation suffisent à expliquer le déplacement isotopique observé, on doit avoir $\delta T(ns) = \delta T_\nu + \delta T_D$:

$$\delta T(ns) = (C_\nu + C_D) \frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} = C_{ns} \frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} \quad (10)$$

la constante $C_{ns} = C_\nu + C_D$ ne dépend que du noyau.

1.2.4. Effet d'écran des électrons optiques entre eux. — Il a été tenu compte, jusqu'à présent, des électrons qui ont, seuls, un effet isotopique direct. Mais pour un atome ayant plusieurs électrons optiques, et c'est le cas des spectres complexes, il faut considérer l'effet d'écran que ces différents électrons exercent les uns sur les autres, cet effet venant généralement diminuer le déplacement $\delta T(ns)$ calculé précédemment.

On posera donc de façon formelle :

$$\delta T_{\text{exp}}(ns) = k\delta T(ns)$$

où $\delta T_{\text{exp}}(ns)$, déplacement isotopique mesuré expérimentalement, est généralement plus petit que $\delta T(ns)$.

L'effet d'écran a été mis en évidence pour la première fois par P. Brix et H. Kopfermann [17] sur le spectre du mercure : ils ont montré que la présence de deux électrons $6s$ multipliait par 1,6 au lieu de 2 le déplacement isotopique relatif au seul électron $6s$; de même, la présence d'un électron $6p$ ou $5d$ diminue le déplacement isotopique de l'électron s de respectivement 10 p. 100 ou 25 p. 100, et il est probable que celle d'un électron f le diminue encore plus ; nous utiliserons les rapports suivants :

m , effet d'écran mutuel de deux électrons ns :

$$m = \frac{\delta T(ns^2)}{\delta T(ns)}$$

p , effet d'écran d'un électron np :

$$p = \frac{\delta T(ns6p)}{\delta T(ns)}$$

r , effet d'écran d'un électron $(n-1)d$:

$$r = \frac{\delta T[(n-1)d^n nsnp]}{\delta T[(n-1)d^{n-1} nsnp]}$$

On a observé la constance de ces effets d'écran dans les spectres bien classés du mercure et du plomb tout d'abord, puis pour un certain nombre d'éléments, dont l'euporium, le gadolinium, l'ytterbium (P. Brix [15]), le néodyme, l'osmium (J. Blaise [4]), les valeurs de m , p et r étant très proches de :

$$m = 1,6; \quad p = 0,9; \quad r = 0,8.$$

Il semble légitime d'étendre l'ordre de grandeur de ces résultats ($n = 6$) aux spectres des éléments lourds, comme l'ont fait F. S. Tomkins et M. Fred pour l'américium [25]. Nous les utiliserons pour l'uranium.

1.2.5. Effet d'écran des électrons optiques sur les couches saturées. — Les électrons s et $p_{1/2}$ des couches saturées contribuent également au déplacement isotopique, mais cet effet, étant le même pour tous les termes spectraux, s'élimine. Ils n'interviennent qu'indirectement, par l'effet d'écran des électrons optiques sur ces couches saturées; M. F. Crawford et A. L. Schawlow [20] d'une part, W. Humbach [30] [32] d'autre part, ont tenté d'en évaluer l'ordre de grandeur; leurs résultats divergent assez nettement. Il semble, d'après P. Brix et H. Kopfermann [17] qu'il est justifié de considérer cet effet comme pratiquement négligeable, au moins en première approximation.

1.2.6. Choix d'un niveau de référence. — Compte tenu des effets d'écran, on a exprimé le déplacement isotopique d'un niveau: or, expérimentalement, les mesures se font sur des transitions, c'est-à-dire sur les différences entre deux niveaux. Pour atteindre le déplacement isotopique des niveaux à partir de celui des transitions, on est conduit, comme l'ont montré H. Kopfermann [38] et J. Blaise [4], à faire choix d'un niveau de référence, auquel on pourra attribuer un déplacement isotopique nul: ce sera, en général, un niveau à n ou l élevés, échappant, dans la mesure du possible, aux interactions de configurations et ne comportant ni électron s , ni électron $p_{1/2}$. Un tel choix est difficile dans un spectre complexe et il n'est tout à fait définitif que lorsque la connaissance du spectre est déjà fort avancée.

1.3. Application du déplacement isotopique à la classification des spectres

Le but de ce travail étant la classification des spectres de l'uranium à partir des résultats expérimentaux apportés par le déplacement isotopique, on va voir comment celui-ci s'applique à la recherche des différents niveaux.

Reprenons les relations 10 et 11 :

$$\delta T_{\text{exp}}(ns) = k\delta T(ns) = [kC_{ns}] \cdot \frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} \quad (12)$$

Comme on l'a déjà mis en évidence, le déplacement isotopique d'un niveau est le produit de deux facteurs :

— kC_{ns} , constante du déplacement isotopique expérimentale, ne dépendant que du noyau de l'isotope considéré, à l'exclusion de l'état d'ionisation de l'atome et de la configuration électronique du niveau considéré. Les mesures de kC_n et, par là, l'étude de la déformation des noyaux, ont fait l'objet des travaux de plusieurs auteurs: citons H. Kopfermann [38], P. Brix [15], J. Blaise [4], A. Steudel [23], W. von Siemens [53], H. G. Kuhn et ses coll. [40] pour différents éléments.

— $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$, facteur sur lequel est basée la recherche des niveaux spectraux. Z_a est la charge nucléaire effective agissant sur un électron à grande distance du noyau (1 pour l'atome neutre, 2 pour l'atome une fois ionisé, etc.) et n^* le nombre quantique principal effectif du niveau considéré. Avant de rappeler l'expression de n^* , il est nécessaire de revenir sur les deux définitions possibles des niveaux dont le spectroscopiste dispose :

— la première définition prend pour origine unique des énergies celle du niveau fondamental, le plus profond: le nombre d'onde d'une transition s'obtient par simple différence entre les énergies des deux niveaux qu'elle fait intervenir; c'est la définition employée le plus souvent et la seule qui soit utile tant que l'étude du spectre n'est pas très avancée;

— la seconde définition considère séparément les différentes séries de niveaux construites à partir des configurations électroniques, et rapporte à l'intérieur de chaque série l'énergie d'un niveau à la limite propre de cette série. Soit θ le niveau ainsi défini. A l'intérieur d'une même série, on a pour deux niveaux quelconques 1 et 2: $T_1 + \theta_1 = T_2 + \theta_2$.

Cette seconde définition est couramment utilisée dans les diagrammes de Grotrian; c'est avec elle que les valeurs des énergies sont représentées à l'intérieur de chaque série par une formule de Rydberg-Ritz: on a la relation suivante entre θ et n^* :

$$\theta = R_\infty \frac{Z_a^2}{n^{*2}}$$

n^* différant du nombre quantique principal n par le défaut quantique $n - n^*$, lui-même fonction du niveau:

$$n^* = n - \alpha(l) + \frac{\beta(l)}{\theta}$$

où α et β sont sensiblement constants pour une série donnée.

La recherche des niveaux spectraux à partir du déplacement isotopique est basée sur le fait que n^* , et par suite, le facteur $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$, restent très sensiblement constants pour une configuration électronique donnée;

c'est là une constatation empirique qui se trouve bien vérifiée, comme on va le voir tout d'abord sur l'exemple du palladium étudié par A. G. Shenstone [52].

Chaque configuration $4d^9ns$ du spectre d'arc Pd I comprend les niveaux ${}^3D_{3,2,1}$ et 1D_2 ; ${}^3D_{3,2}$ étant construits sur $4d^9 {}^2D_{5/2}$, et 3D_1 , 1D_2 sur $4d^9 {}^2D_{3/2}$; les deux limites $4d^9 {}^2D_{5/2}$ et $4d^9 {}^2D_{3/2}$ du spectre Pd II sont distantes de 3 539 K; on a reporté dans le tableau I pour les trois cas $4d^9 5s$, $4d^9 6s$ et $4d^9 7s$ les valeurs des niveaux en T et θ , ainsi que les valeurs correspondantes de n^* calculées par Shenstone.

les positions des niveaux élevés $4d^9 8s {}^3D_3$ et $4d^9 9s {}^3D_3$, positions qui ont été vérifiées expérimentalement par la suite.

Dans le cas des éléments lourds, nous avons fait un calcul analogue (tableau II) pour les configurations $6s^2 6pns$ du spectre d'arc du plomb; les deux limites sur lesquelles ils sont construits sont $6s^2 6p {}^2P_{1/2}^0$ et $6s^2 6p {}^2P_{3/2}^0$ de PbII, distants de 14 081 K. Les positions de $6s^2 6p 8s {}^1P_1^0$ et $6s^2 6p 9s {}^1P_1^0$ ne sont pas connues. Les valeurs relatives à ${}^3P_2^0$ sont systématiquement un peu plus faibles,

TABLEAU I

Palladium

	$4d^9 5s$		$4d^9 6s$		$4d^9 7s$	
	T	n^*	T	n^*	T	n^*
3D_3	T = 6 564,11 θ = 60 671,89	1,3446	T = 48 804,2 θ = 18 431,8	2,4594	T = 58 064,1 θ = 9 171,9	3,4581
3D_2	T = 7 754,99 θ = 59 481,01	1,3579	T = 49 019,5 θ = 18 216,5	2,4537	T = 58 138,3 θ = 9 097,7	3,4721
3D_1	T = 10 093,94 θ = 60 681,06	1,3445	T = 52 336,3 θ = 18 438,7	2,4395	T = 61 602,8 θ = 9 172,2	3,4581
1D_2	T = 11 721,77 θ = 59 053,23	1,3629	T = 52 487,7 θ = 18 287,3	2,4490	T = 61 638,6 θ = 9 136,4	3,4649

TABLEAU II

Plomb

	$6s^2 6p 7s$		$6s^2 6p 8s$		$6s^2 6p 9s$	
	T	n^*	T	n^*	T	n^*
${}^3P_0^0$	T = 34 959,90 θ = 24 861,10	2,1009	T = 48 726,16 θ = 11 094,84	3,1394	T = 53 475,42 θ = 6 345,58	4,1583
${}^3P_1^0$	T = 35 287,24 θ = 24 533,76	2,1148	T = 48 686,87 θ = 11 134,13	3,1449	T = 53 511,24 θ = 6 309,76	4,1703
${}^3P_2^0$	T = 48 188,67 θ = 25 712,33	2,0660	T = 62 620,9 θ = 11 280,1	3,1184	T = 67 481,6 θ = 6 419,4	4,1344
${}^1P_1^0$	T = 49 439,57 θ = 24 461,43	2,1180				

A l'intérieur de chaque configuration, qu'on considère l'une ou l'autre des deux séries, les valeurs de θ ne subissent que de petites fluctuations et celles de n^* qui varient comme $\theta^{-\frac{1}{2}}$ sont sensiblement constantes; le défaut quantique est légèrement plus grand pour les niveaux les plus bas, ceci étant dû au facteur $\frac{1}{\theta}$ qui intervient dans l'expression de Rydberg-Ritz, les valeurs de n^* calculées pour les configurations $4d^9 8s$ et $4d^9 9s$ ont ensuite permis à Shenstone de prévoir

mais on observe là encore la constance de n^* . Ces deux exemples se rapportent à des configurations simples; il est cependant légitime d'en généraliser les résultats, car l'expérience le confirme pour les spectres connus. En résumé, pour tous les niveaux d'une même configuration, n^* et $\frac{dn^*}{dn}$ ne varient pratiquement pas.

Il en est donc de même du facteur $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$, ce qui entraîne le résultat suivant, tout à fait fondamental.

Pour un couple d'isotopes donné, le déplacement isotopique d'un niveau quelconque ne dépend que de sa configuration électronique : c'est-à-dire que tous les niveaux de même configuration ont le même déplacement isotopique. Par suite, si on peut mettre en évidence la différence de déplacement isotopique entre deux niveaux de configuration électronique différente, on disposera d'une constante caractéristique du couple de ces configurations.

On peut remarquer qu'il n'a pas été tenu compte des mélanges de configurations, dont l'effet est de perturber les déplacements isotopiques ; nous en rencontrerons plusieurs exemples dans la suite.

Revenons aux résultats précédents : en tenant compte des effets d'écran, pour lesquels il a été montré qu'une généralisation à partir des spectres du mercure et du plomb était tout à fait justifiée, ils permettent, ayant déjà déterminé les déplacements isotopiques de quelques configurations, de prévoir celui d'autres configurations et de les identifier, venant ainsi compléter les données des principales méthodes de classification des spectres : recherche systématique des différences constantes entre nombres d'ondes des transitions, classification des raies par leur classe de température, spectre d'absorption, étude des structures hyperfines des isotopes impairs, effet Zeeman... La première utilisation de ce rapport étroit entre déplacement isotopique et configuration électronique a été faite par Schüller et Westmeyer [48] qui ont identifié le niveau $4d^9 5s^2$ du spectre d'étincelle du cadmium grâce au grand déplacement isotopique de la raie 4416 \AA , ensuite un travail de P. Brix [14] sur le samarium et sur lequel nous reviendrons. Blaise [4] également a pu améliorer la classification du spectre de l'osmium ; citons enfin le travail de Gerstenkorn [27] sur le plutonium.

Le déplacement isotopique est un moyen de contrôle tout particulièrement intéressant pour vérifier les classifications proposées, dans les spectres dont l'étude est assez peu avancée : Fred et Tomkins [24] l'ont utilisé pour l'analyse de l'américium, et sur l'uranium, un tel contrôle nous a permis de partir sur une base solidement établie pour une progression ultérieure de la classification. Enfin, les résultats précédents permettent une recherche systématique des niveaux spectraux, pourvu que les déplacements isotopiques d'un nombre important de transitions non classées aient été mesurés : cette recherche constitue une bonne partie du présent travail.

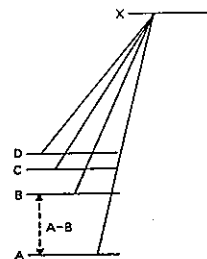


FIG. 2. — Recherche des niveaux de déplacement isotopique connu.

Le problème se pose de la façon suivante : on a d'une part quelques niveaux profonds, bien identifiés A, B, C ... (fig. 2) classant un certain nombre de raies (pour fixer les idées, nous les supposons impairs et de même configuration électronique, donc ayant le même déplacement isotopique) et d'autre part, les déplacements isotopiques de transitions non classées. On va chercher à mettre en évidence les niveaux pairs X se combinant avec A, B, C ... : de tels niveaux donnent avec A, B, C, compte tenu des valeurs de J, les transitions A - X, B - X, C - X ..., qui, d'après ce qui précède, présentent le même déplacement isotopique ; on va donc chercher dans une famille de transitions de même déplacement isotopique les couples de raies dont les nombres d'onde diffèrent de B - A, ... Si un tel couple existe, il reste à s'assurer de la réalité physique de X car les coïncidences fortuites sont fréquentes dans les spectres riches en raies ; on recherche pour cela si les autres transitions C - X, D - X ... existent, avec le même déplacement isotopique. Les vérifications sont de plus en plus nombreuses et de plus en plus faciles, au fur et à mesure que l'analyse du spectre est plus avancée. Si les niveaux de base A, B, C appartiennent à des configurations électroniques différentes, le problème consiste à trouver des transitions présentant une différence convenable de déplacement isotopique.

Un travail de cette nature a été fait, pour la première fois, par P. Brix [14] sur le samarium : il a mesuré les déplacements isotopiques de quatre-vingts transitions, dont beaucoup avaient déjà été classées par Albertson ; après avoir partiellement modifié la classification proposée, il a pu mettre en évidence quatre niveaux, classant ou reclassant neuf transitions.

Les chapitres V et VI de ce travail donnent les résultats que nous avons obtenus pour l'uranium.

CHAPITRE II

RÉSULTATS ANTÉRIEURS SUR L'URANIUM

Avant d'aborder l'étude du déplacement isotopique dans les spectres de l'uranium, rappelons les résultats des travaux antérieurs.

Pour le spectre d'arc, la première classification est due à C. C. Kiess, C. J. Humphreys et D. D. Laun [37] : à partir de l'effet Zeeman des raies les mieux décomposées dans le champ magnétique, ils ont déterminé quelques niveaux impairs de basse énergie, appartenant aux configurations $5f^36d7s^2$ et $5f^36d^27s$, le niveau fondamental étant $5f^36d7s^2 \ ^5L_6^0$, ainsi qu'un bon nombre de niveaux pairs ; Schuurmans et ses coll. [51] ont confirmé cette analyse.

Le spectre d'étincelle a été étudié par Schuurmans [49] [50] [51] et Van den Bosch [10] [11], et d'autre part, par McNally et Harrison [44]. Deux systèmes de niveaux sont proposés : le spectre U II A bâti sur la configuration $5f^47s$ dont les niveaux inférieurs pairs appartiennent à $5f^47s$ et $5f^46d$, et le spectre U II B, beaucoup plus riche, bâti sur la configuration $5f^37s^2$ dont les niveaux inférieurs, impairs, appartiennent aux trois configurations $5f^37s^2$, $5f^36d7s$ et $5f^36d^2$, le niveau fondamental étant $5f^37s^2 \ ^4I_{9/2}^0$.

Plusieurs auteurs ont étudié le déplacement isotopique dans ces trois spectres : Burkhart, Stukenbrocker et Adams [18], Smith [54], Smith, Stukenbrocker et McNally [55], Richards et Crew [46], McNally [43], Striganov et Korostyleva [59] [60] [61].

Les derniers articles [43] et [59] sont les plus importants du point de vue de l'interprétation des résultats, interprétation sur laquelle il semble nécessaire de revenir. En effet, dans un travail comme dans l'autre, les auteurs ont groupé entre elles les transitions aboutissant à tous les niveaux connus d'une même configuration inférieure ; puis à l'intérieur de chaque famille ainsi formée, ils ont pris la moyenne des déplacements isotopiques mesurés : or, d'après les résultats rappelés au chapitre précédent, les déplacements isotopiques de toutes les transitions de même configuration inférieure ne diffèrent que par ceux des niveaux supérieurs. Une telle moyenne n'est donc relative qu'aux déplacements isotopiques des niveaux supérieurs connus se combinant à une configuration inférieure donnée, et qu'à ceux-là seulement ; elle dépend du nombre des niveaux mis en évidence, ainsi que des perturbations dues aux mélanges de configurations.

Nous avons réuni (tableau III) ces moyennes rapportées aux différentes configurations fondamentales. Les résultats, exprimés en millikaysers, sont donnés avec la même convention de signe : le déplacement isotopique est > 0 si la fréquence de l'isotope le plus léger est la plus petite.

TABLEAU III

Différents spectres	Référence [43]	Référence [59]
U I $\left\{ \begin{array}{l} 5f^36d7s^2 \dots \\ 5f^36d^27s \dots \end{array} \right.$	$- 300$ mK $- 100$ mK	$- 400$ mK $- 440$ mK
U II B $\left\{ \begin{array}{l} 5f^37s^2 \dots \\ 5f^36d7s \dots \\ 5f^36d^2 \dots \end{array} \right.$	$- 900$ mK $- 200$ mK $+ 200$ mK	$- 840$ mK $- 510$ mK $+ 510$ mK
U II A $\left\{ \begin{array}{l} 5f^47s \dots \\ 5f^46d \dots \end{array} \right.$	$- 300$ mK $+ 400$ mK	$- 760$ mK $+ 430$ mK

Dans la première colonne, McNally indique une variation de 200 mK entre f^3ds^2 et f^3d^2s dans le spectre d'arc, alors qu'il indique 700 mK entre f^3s^2 et f^3ds dans le spectre d'étincelle : ces deux groupes de configurations ne diffèrent l'un de l'autre que par la présence de l'électron $6d$ dans le spectre d'arc, électron dont l'effet d'écran, bien que considérable, ne semble pas pouvoir expliquer une telle variation ; on verra plus loin que si l'écart des déplacements isotopiques entre f^3s^2 et f^3ds dans le spectre U II B est de 800 mK, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des 700 mK indiqués par McNally, la valeur à adopter entre f^3ds^2 et f^3d^2s dans le spectre U I est au minimum de 550 mK au lieu de 200.

Korostyleva et Striganov (deuxième colonne) ont mesuré, dans le spectre d'arc, des déplacements isotopiques compris entre $- 560$ mK et $+ 710$ mK pour les transitions aboutissant à f^3d^2s : pour attribuer des déplacements isotopiques aux deux configurations, ils ont respectivement pris, comme McNally, la moyenne de leurs résultats, mais cela, sans tenir compte des variations de signe, et en adoptant, pour signe moyen, celui de la majorité des raies du groupe. Ce procédé les conduit à prendre pour les deux configurations des déplacements isotopiques sensiblement égaux de $- 400$ mK et $- 440$ mK :

« Les valeurs moyennes des déplacements isotopiques des raies des deux configurations électroniques de U I ($5f^36d7s^2$, $5f^36d^27s$) diffèrent légèrement l'une de l'autre », p. 282 de la traduction anglaise.

Un tel résultat est tout à fait contraire à la théorie du déplacement isotopique. Dans tout le travail, du reste, il semble que les résultats aient été généralisés un peu vite : en particulier, se basant sur les déplacements généralement plus grands dans le spectre d'étincelle que dans le spectre d'arc, ils ont systématiquement attribué toute transition de déplacement isotopique

supérieur à -560 mK au spectre d'étincelle, or nous verrons que des valeurs beaucoup plus grandes appartiennent au spectre d'arc.

Il n'a donc pas semblé superflu de reprendre l'étude

complète du déplacement isotopique dans les spectres de l'uranium, en commençant par préciser les différences de déplacements isotopiques entre les configurations les plus profondes.

CHAPITRE III

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

III.1. Spectromètre de Fabry-Perot photoélectrique

Toutes les mesures ont été faites à l'aide d'un spectromètre enregistreur Fabry-Perot photoélectrique. Ce spectromètre, créé par P. Jacquinet et C. Dufour [32] est conçu pour l'étude des problèmes spectroscopiques à haute résolution. Nous n'en rappellerons pas le principe, l'appareil ayant déjà été décrit en détail [5]. Un peu plus tard, R. Chabbal et P. Jacquinet [19] ont mis au point une forme plus perfectionnée, c'est l'hyperfinomètre Aimé Cotton ou Hypeac. On se contentera de donner les caractéristiques essentielles du spectromètre utilisé :

— le monochromateur, précédant l'étalon, est monté avec un réseau à 2 160 traits au millimètre, blazé dans le premier ordre pour $6\,000$ Å ; il n'y a donc pas à craindre, dans le spectre visible, de superpositions d'ordres dues au réseau ;

— les lames semi-réfléchissantes des étalons sont des lames sept couches sulfure de zinc, cryolithe, réalisées au laboratoire par les soins de S. Roizen et G. Golman. Nous avons utilisé principalement des montures de lames type Dufour [22] qui laissent beaucoup de souplesse pour le choix de la distance entre les lames, et, plus rarement, des montures à cales fixes, obligeamment prêtées par D. A. Jackson ;

— le seul récepteur utilisé est un photomultiplicateur R. C. A. 1 P 21 refroidi à l'azote liquide, la tension entre dynodes variant de 80 à 100 V suivant l'intensité des raies étudiées ; une telle cellule a permis de couvrir le spectre visible de $3\,800$ Å à $6\,000$ Å.

III.2. Source

On a utilisé exclusivement une cathode creuse, type Schuler, à joint d'indium, refroidie à l'azote liquide. Ce modèle de lampe a déjà été décrit en détail [26] et nous n'y reviendrons pas. L'uranium, qu'il soit naturel ou enrichi en ^{235}U , est introduit directement dans la cathode sous forme d'oxyde UO_3 en poudre. Aux faibles courants employés, toujours inférieurs à 50 mA pour réduire le plus possible l'élargissement des raies dû à l'effet Doppler, la durée de vie d'une lampe chargée au départ de quelques milligrammes d'oxyde est de 30 à 40 heures environ.

Comme gaz porteur de la décharge, c'est le néon qui a été utilisé le plus souvent possible ; un simple piège à charbon activé permet de le purifier en quelques minutes et il n'est pas utile d'établir une circulation de gaz dans la cathode. Le réglage de la pression est assez critique ; une fois atteint le régime qui favorise l'émission des raies d'uranium, la lame reste stable plusieurs heures.

Dans les quelques cas où la coïncidence entre deux raies du néon et de l'uranium nous y a contrainte (surtout entre $5\,000$ Å et $5\,500$ Å), il a fallu utiliser l'argon, mais celui-ci, plus lourd que le néon, se condense à température plus élevée : il n'est donc pas possible de le purifier avec le piège à charbon activé, d'où la nécessité d'avoir un vide excellent dans la lampe avant d'y introduire le gaz ; il y a lieu, de plus, de maintenir la cathode en communication permanente avec une réserve d'argon de grande capacité pour compenser la baisse de pression due à la condensation dans la cathode. Malgré ces précautions, la stabilité de la lampe reste toujours un peu moins bonne.

III.3. Abondance isotopique des échantillons utilisés

Les deux échantillons enrichis le sont dans les rapports suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} 20 \text{ p. } 100 : 235 \\ 80 \text{ p. } 100 : 238 \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} 2,5 \text{ p. } 100 : 235 \\ 97,5 \text{ p. } 100 : 238 \end{array} \right.$$

les mesures d'abondance ayant été faites au laboratoire même, par enregistrement des raies $4\,516$ Å et $5\,027$ Å.

Outre l'uranium naturel (contenant 0,7 p. 100 d'isotope 235) c'est surtout le premier échantillon qui a été utilisé, essentiellement parce qu'il donne avec les transitions qui n'ont pas de structure hyperfine un rapport d'intensité commode (1 à 4) entre les deux composantes.

III.4. Spectre émis par la source dans les conditions d'utilisation

La lampe n'ayant fonctionné qu'avec des intensités de courant inférieures à 50 mA, il n'a été observé que des raies d'arc, à l'exclusion de toute raie d'étincelle : ceci s'est trouvé confirmé après avoir recherché

systématiquement, sans succès, plusieurs raies d'étincelle signalées comme très intenses par Meggers [41] dont en particulier la raie 4 050,04 Å d'intensité 120 ; les deux raies d'arc les plus proches 4 042,76 Å et 4 047,62 Å, bien que d'intensités beaucoup plus faibles, respectivement 75 et 45 dans la même échelle, ont pu être étudiées sans aucune difficulté ; or cette région de 4 000 Å est tout particulièrement propice à de bonnes mesures, puisqu'il n'y a pratiquement pas de raies de néon et que la réponse du photomultiplicateur y est maximale.

Pour le spectre d'arc, les raies faciles à observer sont celles qui aboutissent aux niveaux les plus profonds, jusqu'à 6 000 K en pratique ; au-delà, seuls quelques résultats ont pu être obtenus, et toujours difficilement, avec des transitions aboutissant aux niveaux compris entre 6 000 K et 8 000 K. Ces conditions restrictives ont été imposées au début du travail pour prolonger la durée de vie des lampes, car on ne disposait alors que de faibles quantités d'oxyde d'uranium enrichi. Pour une première étude du spectre, le nombre des transitions à étudier reste néanmoins important et on verra au prochain paragraphe que même ainsi, nous avons été souvent gênée au cours d'un enregistrement par une autre raie d'uranium de longueur d'onde très voisine. Par la suite, et surtout quand il a été possible de disposer des résultats d'autres auteurs, ces conditions de travail ont servi à différencier de façon certaine les spectres I et II, et de plus, à l'intérieur du spectre d'arc, celle des transitions qui aboutissent aux niveaux les plus profonds.

III. 5. Difficultés expérimentales

Elles sont dues, dans la majorité des cas, aux raies voisines des transitions étudiées. Pour les raies du gaz porteur de la décharge, on a vu que si le réglage de la pression dans la lampe ne permettait pas de les éliminer, il était en général possible de changer de gaz. Dans les cas les plus fréquents, ce sont d'autres raies d'uranium, en général plus faibles, provenant d'autres transitions et dont il est souvent difficile de distinguer l'isotope 238 de l'isotope 235 de la transition étudiée ; en modifiant l'épaisseur de l'étalon, on parvient à identifier les isotopes qui correspondent à la même transition. On peut également utiliser, dans les mêmes conditions, une lampe à uranium naturel et superposer les deux enregistrements, le second ne comportant pas les composantes ^{235}U . Voyons plus en détail le cas des raies 5 329 Å à titre d'exemple :

Les tables, et en particulier la classification de Kiess *et al.* [37] indiquent à 5 329,26 Å une seule raie forte classée $f^3ds^2 \ ^5L_6^0 - 1875_6$ pour laquelle Striganov et Korostyleva [60] ont mesuré un déplacement isotopique négatif de - 420 mK ; cette valeur est incompatible avec le résultat de + 133 mK que nous avons obtenu pour la raie 5 511,49 Å, classée $f^3ds^2 \ ^5K_6^0 - 1875_6$,

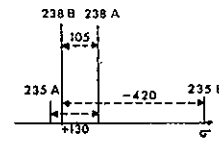


FIG. 3. — Schéma de niveaux des raies 5 329 Å de U I.

puisqu'elle fait intervenir le même niveau supérieur et que la configuration impaire est la même. On a donc repris les mesures à 5 329 Å pour mettre tout d'abord en évidence l'existence de deux raies d'uranium, d'intensités sensiblement égales, au moins dans les conditions d'excitation de la lampe, les deux composantes de l'isotope 238 étant distantes de 105 mK ; après avoir localisé les deux composantes de l'isotope 235, en comparant un enregistrement fait avec de l'oxyde enrichi à 20 p. 100 à un autre fait avec de l'oxyde naturel (fig. 4), on a retrouvé les deux résultats + 130 et - 420 mK, correspondant aux deux raies A et B :

A	$^5L_6^0 - 1875_6$	+ 130 mK
B	$^5I_4^0 - 2321_5$	- 420 mK

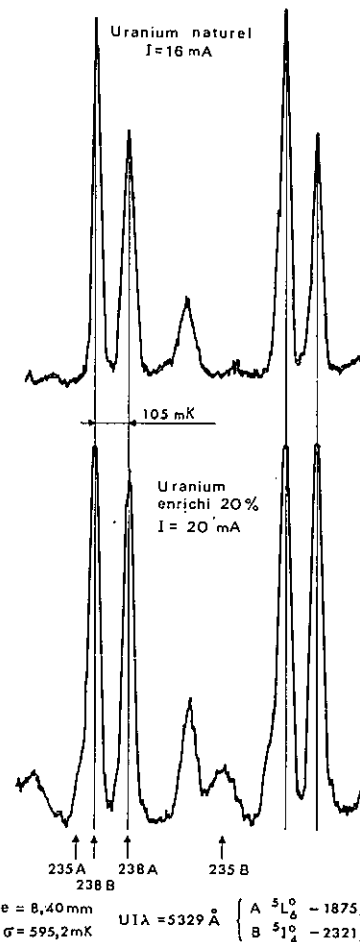


FIG. 4. — Enregistrements des raies 5 329 Å de U I avec deux abondances isotopiques différentes.

$$e = 8,40 \text{ mm} \quad \Delta G = 595,2 \text{ mK} \quad UTA = 5329 \text{ \AA} \quad \left\{ \begin{array}{l} A \ ^5L_6^0 - 1875_6 \\ B \ ^5I_4^0 - 2321_5 \end{array} \right.$$

cette dernière classification ayant été donnée ultérieurement ; l'interprétation est schématisée figure 3, la figure 4 reproduisant les enregistrements correspondants.

Il en a été de même entre autres avec la raie $5\ 322,78\ \text{\AA}\ ^5K_6^0 - 2\ 305,7$: son étude a mis en évidence à $140\ \text{mK}$ la raie $5\ 322,82\ \text{\AA}$ se classant $^5L_7^0 - 2\ 258,6$.

CHAPITRE IV

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

IV.1. Précisions

Les enregistrements obtenus avec le spectromètre Fabry-Perot à balayage par variation de pression sont linéaires en longueur d'onde ; on peut apprécier facilement sur le papier de l'enregistrement la position des raies simples et bien résolues à $1/10\ \text{mm}$ près, c'est-à-dire $0,5\ \text{mK}$ environ, pour la vitesse d'enregistrement employée le plus souvent. C'est bien la précision avec laquelle on repère la position de l'isotope 238. Celle avec laquelle on détermine le centre de gravité de l'isotope 235 dépend de la structure hyperfine de la transition : si celle-ci est pratiquement nulle, la précision est la même que pour ^{238}U ; si au contraire, elle est assez grande pour que plusieurs composantes soient résolues, on peut calculer la position du centre de gravité (rapelons que pour la raie $5\ 915\ \text{\AA}$, les deux premières composantes 235, totalement résolues, ont permis par mesure directe d'intensité, de déterminer la valeur $7/2$ du spin de l'isotope 235 [8]).

Dans la majorité des cas, la structure reste non résolue et n'entraîne qu'un élargissement plus ou moins important ; elle peut enfin chevaucher sur l'isotope 238. L'estimation du centre de gravité est donc entachée d'erreur. Comme la largeur de la structure dépend des types de transitions et que ceux-ci sont en nombre relativement limité, il est possible de classer les résultats par catégorie de la façon suivante :

	Centre de gravité déterminé à
a) La structure est pratiquement négligeable	± 1 mK
b) L'élargissement reste faible et ne modifie pas sensiblement la symétrie de la composante . . .	± 3 mK
c) L'élargissement, plus important, entraîne une dissymétrie nette	± 6 mK
d) La structure, très large, reste toutefois non résolue.	± 20 mK
e) La structure, très large, est telle que trois composantes sur les huit soient résolues, partiellement au moins ; on peut alors calculer la position du centre de gravité	± 1 mK

Quelques enregistrements sont reproduits pour illustrer ce choix (fig. 5 a, c, d, p. 12).

IV.2. Résultats

Les résultats sont groupés dans le tableau IV. On y donne, par ordre, la longueur d'onde de la raie, le déplacement isotopique mesuré et la classification ; quand celle-ci est nouvelle, elle est repérée par un astérisque. Les niveaux supérieurs sont désignés par leur J en indice à droite et les quatre premiers chiffres de la valeur de leur énergie, pour éviter toute ambiguïté. Quelques transitions restent non classées. La convention du signe est toujours la même : le signe est < 0 si la fréquence de l'isotope le plus léger est la plus grande.

Le résultat est donné sans indication de précision pour la raie $5\ 406,39$, les conditions expérimentales ayant été particulièrement défavorables.

IV.3. Interprétation des résultats

IV.3.1. Relations entre déplacements isotopiques des configurations impaires. — Nous nous proposons de trouver les relations existant entre les déplacements isotopiques des configurations impaires (niveaux inférieurs). Sur les classifications données tableau IV, cinquante-trois d'entre elles font intervenir deux fois ou plus le même niveau supérieur : elles sont réunies dans un tableau à double entrée (tableau V) (p. 15) avec leurs déplacements isotopiques ; les niveaux inférieurs sont portés par colonne et les niveaux supérieurs par ligne. Parmi ceux-ci, dix-huit ont deux transitions communes, quatre en ont trois, et un, particulièrement peuplé, en a cinq. La comparaison des déplacements isotopiques par ligne, éliminant la participation variable du niveau supérieur, met immédiatement en évidence les deux configurations électroniques impaires, entre lesquelles existe une différence de déplacement isotopique de $550\ \text{mK}$

$$\left\{ \begin{array}{l} 5f^36d^27s^2 \text{ à laquelle appartiennent } ^5L_6^0, ^5K_5^0, ^5L_7^0, ^5H_3^0, \\ \quad ^5K_6^0, ^5I_4^0, ^5I_5^0, ^5K_7^0 \text{ et } ^5L_8^0 ; \\ 5f^36d^27s \text{ à laquelle appartiennent } ^7M_6^0 \text{ et } ^7M_7^0 \end{array} \right.$$

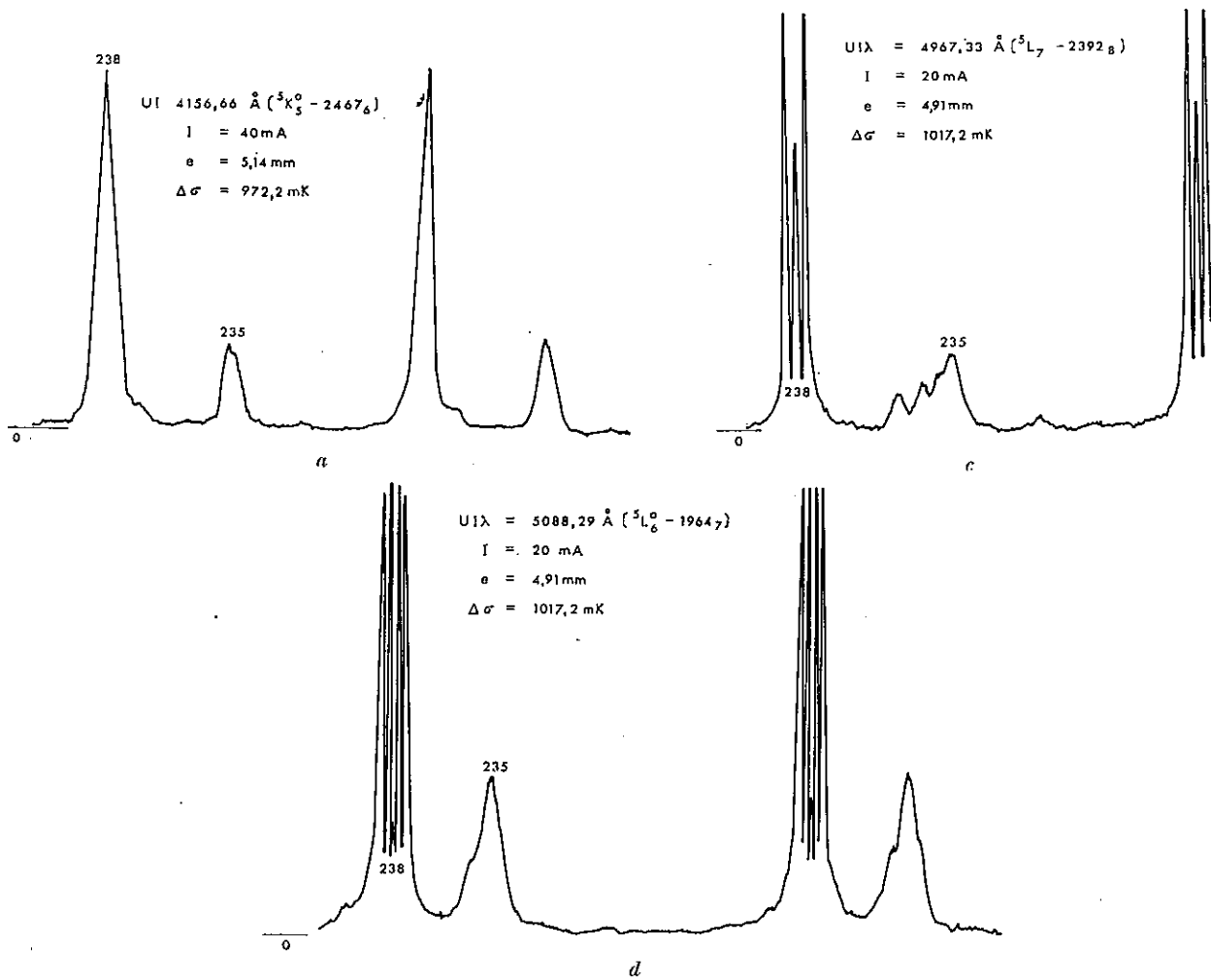


FIG. 5. — Enregistrements des raies 4 156 Å, 4 967 Å et 5 088 Å de U I.

- a) centre de gravité déterminé à $\pm 1 \text{ mK}$ près
 c) » » » à $\pm 6 \text{ mK}$ »
 d) » » » à $\pm 20 \text{ mK}$ »

et permet d'établir les relations suivantes entre les déplacements isotopiques (tableau VI), celui du niveau fondamental $^5L_6^0$, X, ayant été pris comme référence :

TABLEAU VI

$\delta T(^5L_6^0) \simeq \delta T(^6K_5^0) \simeq \delta T(^5L_7^0) \simeq \delta T(^5I_4^0) = X$	}	f^3ds^2
$\delta T(^5H_3^0) \simeq X + 20$		
$\delta T(^5K_6^0) \simeq X + 15$		
$\delta T(^5I_5^0) \simeq X + 20$		
$\delta T(^5K_7^0) \simeq X - 20$		
$\delta T(^5L_8^0) \simeq X + 15$		
$\delta T(^7M_6^0) \simeq X - 550$	}	f^3d^2s
$\delta T(^7M_7^0) \simeq X - 520$		

A la suite du travail publié précédemment [21], on confirme donc la désignation des niveaux $^5K_7^0$ et $^5L_8^0$, proposée par C. C. Kiess *et al.* [37], alors que celui qu'ils avaient désigné comme $f^3d^2s \ ^7K_5^0$ appartient à la configuration f^3ds^2 : c'est $f^3ds^2 \ ^5I_6^0$ dont la désignation, déjà signalée (6), s'est trouvée confirmée par la suite quand il a été possible de disposer de plaques obligeamment prêtées par le laboratoire Zeeman d'Amsterdam ; ces plaques avaient été prises par J.-C. van den Bosch en vue de compléter l'étude des spectres de l'uranium par l'effet Zeeman sans qu'il ait eu la possibilité de les exploiter lui-même.

IV. 3. 2. Influences mutuelles des configurations.
— A l'intérieur de chaque configuration, on observe,

TABEAU IV

λ	Dép. isot. mK	Classification
3 876,13	- 345 c	$^5L_6^0 - 2 578_6$
3 894,12	- 365 c	$^5L_6^0 - 2 567_7$
3 926,22	- 265 c	$^5L_6^0 - 2 546_6$
4 005,21	- 147 b	$^5K_5^0 - 2 558_6$
4 005,70	- 430 b	$^5K_5^0 - 2 557_4$
4 042,76	- 287 b	$^5K_5^0 - 2 534_6$
4 047,62	- 438 c	$^5K_5^0 - 2 531_6$
4 091,64	- 183 b	$^5L_6^0 - 2 443_6$
4 133,50	- 370 b	$^5L_6^0 - 2 418_7$
4 153,92	- 55 c	
4 153,97	- 430 c	$^5L_6^0 - 2 406_7$
4 156,66	- 375 a	$^5K_5^0 - 2 467_6$
4 160,95	- 132 c	$^5L_7^0 - 2 402_6$
4 162,43	- 372 c	$^5L_7^0 - 2 781_8$
4 180,31	- 255 c	$^5K_5^0 - 2 453_6$
4 191,94	- 290 c	$^5L_6^0 - 2 384_7$
4 198,22	- 187 b	$^5K_5^0 - 2 443_6$
4 217,79	≪ - 45 c	
4 222,37	- 350 b	$^5L_7^0 - 2 747_8$
4 288,84	o d	$^7M_6^0 - 2 955_6$
4 306,82	- 425 c	$^5L_6^0 - 2 321_6$
4 309,17	- 270 c	$^5K_5^0 - 2 747_7$
4 309,68	- 170 c	$^5L_6^0 - 2 319_7$
4 313,13	- 510 c	$^5L_7^0 - 2 697_7$
4 328,73	- 265 c	$^5K_5^0 - 2 371_6$
4 335,75	- 78 b	$^5L_6^0 - 2 305_7$
4 355,75	- 405 b	$^5K_5^0 - 2 357_6$
4 362,05	- 235 b	$^5L_6^0 - 2 291_7$
4 372,76	- 330 b	$^5L_6^0 - 2 286_6$
4 383,27	- 316 b	$^5L_7^0 - 2 660_7$
4 393,60	- 205 b	$^5L_6^0 - 2 275_6$
4 426,94	- 280 c	$^5L_6^0 - 2 258_6$
4 430,08	- 185 b	$^5K_5^0 - 2 318_4$
4 440,74	- 515 b	$^5L_7^0 - 2 631_8$

1 mK = 10⁻³ cm⁻¹.

TABEAU IV (suite)

λ	Dép. isot. mK	Classification
4 441,07	≪ - 50 c	
4 441,97	- 330 c	$^5G_3^0 - 2 961_4$
4 448,33	- 340 c	$^5L_7^0 - 2 627_7$
4 453,20	+ 135 c	$^5K_5^0 - 2 306_6$
4 458,70	- 195 c	$^5L_6^0 - 2 242_6$
4 461,44	- 515 c	
4 469,32	- 160 c	$^5L_6^0 - 2 236_7$
4 476,46	- 330 b	$^5K_5^0 - 2 660_7$
4 494,71	- 334 c	$^5K_5^0 - 2 286_6$
4 516,73	- 205 a	$^5K_5^0 - 2 275_6$
4 545,60	- 125 b	$^5L_6^0 - 2 199_6$
4 551,98	- 270 c	$^5K_5^0 - 2 258_6$
4 576,64	- 194 b	$^5K_5^0 - 2 246_6$
4 631,62	- 340 b	$^5L_6^0 - 2 158_6$
4 756,81	- 345 b	$^5K_5^0 - 2 163_6$
4 768,66	- 342 b	$^5K_5^0 - 2 158_6$
4 773,43	- 290 c	$^5L_6^0 - 2 094_6$
4 777,67	- 230 c	$^5K_5^0 - 2 154_4$
4 810,90	- 174 c	$^5L_7^0 - 2 458_8$
4 815,71	- 460 c	$^5L_7^0 - 2 456_7$
		au lieu de
		$B_8^0 - 3 144_8$
4 885,15	- 280 c	$^5L_6^0 - 2 046_7$
4 910,33	+ 240 d	$^7M_6^0 - 2 660_7$
4 928,44	- 475 c	$^5K_5^0 - 2 456_7$
4 933,06	- 420 c	$^5L_7^0 - 2 406_7$
4 944,52	- 380 c	$^5L_6^0 - 2 021_6$
4 967,33	- 322 d	$^5L_7^0 - 2 392_8$
5 011,42	- 360 b	$^5K_5^0 - 2 056_4$
5 027,38	- 411 a	$^5L_6^0 - 1 988_7$
5 053,35	≪ - 45 c	$^5L_6^0 - 1 978_6$
5 063,77	- 270 c	$^5L_7^0 - 2 354_7$
5 088,29	- 230 c	$^5L_6^0 - 1 964_7$
5 101,01	- 390 c	$^5K_5^0 - 2 021_6$

1 mK = 10⁻³ cm⁻¹.

TABLEAU IV (suite)

A	Dép. isot. mK	Classification
5 164,14	+ 170 b	${}^7M_7^0 - 2\ 747_8$
5 216,92	≤ - 40 c	${}^5K_5^0 - 1\ 978_6$
5 267,40	- 312 c	${}^5I_4^0 - 2\ 343_6$
5 267,46	- 290 b	${}^5I_5^0 - 2\ 474_6$
5 270,63	+ 290 c	${}^7M_7^0 - 2\ 708_8$
5 271,99	- 330 c	${}^5L_8^0 - 2\ 667$
5 275,93	- 319 b	${}^5K_7^0 - 2'$
5 280,38	- 230 d	${}^5L_6^0 -$
5 280,54	- 98 c	${}^5K_7^0 -$
5 283,58	- 185 c	5I
5 286,93	- 394 b	
5 297,44	- 265 b	
5 300,57	o d	
5 308,54	- 142 d	
5 315,27	- 389 b	
5 322,78	- 95 c	
5 322,82	- 280	
5 329,25	+ 12	
5 329,27	- d	
5 336,54	-	
5 341,50	-	
5 382,94	-	
5 406,87	-	
5 406,39	-	
5 410,24	-	
5 431,35	-	
5 496,43	-	
5 500,69	-	
5 511,49	-	
5 557,87	-	
5 564,17	-	
5 610,89	-	
5 620,78	-	
5 621,51	-	

1 mK = 1

E DU DÉPLACEMENT

TABLEAU V

${}^{51}_{13}Pd_{15}^0$ X	${}^{51}_{13}Pd_{15}^0$ X + 15	${}^{57}_{14}Pd_{15}^0$ X	${}^{57}_{14}Pd_{15}^0$ X + 15
1 840 ₆	5 431,35 - 222 c		
1 875 ₆	5 329,27 + 130		
1 978 ₆	5 216,92 - 40 c		
2 021 ₆	5 101,01 - 390 c		
2 056 ₆	5 011,42 - 360 b		
2 158 ₆	4 768,66 - 342 b	5 986,10 - 360 c	
2 216 ₆	4 631,62 - 340 b	5 621,51 - 345 c	
2 258 ₆	4 426,94 - 280 c		
2 275 ₆	4 393,60 - 205 b		
2 286 ₆	4 516,73 - 205 a	5 322,82 - 280 c	
2 305 ₇	4 372,76 - 78 b		5 496,43 - 210 c
2 318 ₆	4 401,33 - 334 c		
2 319 ₇	4 430,08 - 185 b		
2 321 ₅	4 309,68 - 170 c		5 322,78 - 95 c
2 354 ₇	4 306,82 - 425 c		
2 406 ₇			5 336,54 - 187 b
2 443 ₆	4 153,97 - 430 c	5 063,77 - 270 c	
2 456 ₇	4 091,64 - 183 b	4 933,06 - 420 c	
2 467 ₆			5 329,27 - 420 b
2 627 ₇		4 815,71 - 400 c	
2 660 ₇	4 156,66 - 375 a		
2 697 ₈			5 780,59 + 270 d
2 747 ₈			5 610,89 + 134 d

5 275,93
- 319 b

5 271,99
- 330 c

TABLEAU V

	$^5\text{L}_6^0$ f^3ds^2 X	$^5\text{K}_5^0$ f^3ds^2 X	$^5\text{L}_7^0$ f^3ds^2 X	$^5\text{H}_3^0$ f^3ds^2 X	$^5\text{K}_6^0$ f^3ds^2 X + 15	$^5\text{L}_4^0$ f^3ds^2 X	$^5\text{L}_5^0$ f^3ds^2 X + 25	$^7\text{M}_6^0$ f^3d^2s X - 55 ^o	$^5\text{K}_7^0$ f^3ds^2 X - 20	$^5\text{L}_8^0$ f^3ds^2 X + 15	$^7\text{M}_7^0$ f^3d^2s X - 52 ^o
1 84 ₆	5 431,35 - 222 c	5 620,78 - 234 c	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1 87 ₅	5 329,25 + 130 c	5 511,49 + 133 c	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1 97 ₈	5 053,35 - 45 c	5 216,92 - 40 c	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2 021 ₆	4 944,52 - 380 c	5 101,01 - 390 c	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2 056 ₄	—	5 011,42 - 360 b	—	5 986,10 - 360 c	—	—	—	—	—	—	—
2 15 ₈	4 631,62 - 340 b	4 768,66 - 342 b	5 621,51 - 345 c	—	—	—	—	—	—	—	—
2 24 ₆	—	4 576,64 - 194 b	—	—	5 496,43 - 210 c	—	—	—	—	—	—
2 25 ₈	4 426,94 - 280 c	4 551,98 - 270 c	5 322,82 - 280 c	—	—	—	—	—	—	—	—
2 27 ₅	4 393,60 - 205 b	4 516,73 - 205 a	—	—	5 410,26 - 220	—	—	—	—	—	—
2 28 ₆	4 372,76 - 330 b	4 494,71 - 334 c	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2 30 ₅	4 335,73 - 78 b	—	—	—	5 322,78 - 95 c	—	—	—	—	—	—
2 31 ₈	—	4 430,08 - 185 b	—	—	—	5 336,54 - 187 b	—	—	—	—	—
2 31 ₉	4 309,68 - 170 c	—	—	—	5 283,58 - 185 c	—	—	—	—	—	—
2 321 ₅	4 306,82 - 425 c	—	—	—	—	5 329,27 - 420 b	—	—	—	—	—
2 354 ₇	—	—	5 063,77 - 270 c	—	—	—	—	5 780,59 + 210 d	—	—	—
2 406 ₇	4 153,97 - 430 c	—	4 933,06 - 420 c	—	—	—	—	5 610,89 + 124 d	—	—	—
2 443 ₆	4 091,64 - 183 b	4 198,22 - 187 b	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2 456 ₇	—	—	4 815,71 - 460 c	—	4 928,44 - 475 c	—	—	—	—	—	—
2 467 ₆	—	4 156,66 - 375 a	—	—	—	—	5 286,93 - 394 b	—	—	—	—
2 627 ₇	—	—	4 448,33 - 340 c	—	—	—	—	—	5 275,93 - 319 b	—	—
2 660 ₇	—	—	4 383,27 - 316 b	—	4 476,46 - 330 b	—	—	4 910,33 + 240 d	—	5 271,99 - 330 c	5 406,87 + 207 c
2 697 ₈	—	—	4 313,13 - 510 c	—	—	—	—	—	—	—	5 300,57 o d
2 747 ₈	—	—	4 222,37 - 350 b	—	—	—	—	—	—	—	5 164,14 + 170 b

les niveaux d'énergie plus élevée, car les mélanges de configurations sont de plus en plus à considérer au fur et à mesure qu'on s'élève dans l'échelle des énergies, nous en verrons un exemple net au chapitre suivant avec ${}^5K_8^0$ et ${}^7M_8^0$.

Revenons maintenant à l'écart mesuré entre f^3d^2s et f^3d^2s : les déplacements isotopiques de ${}^7M_6^0$ et ${}^7M_7^0$, rapportés à celui de ${}^5L_6^0 = X$ sont :

$$\begin{aligned} X - 550 & \text{ pour } {}^7M_6^0 \\ X - 520 & \text{ pour } {}^7M_7^0 \end{aligned}$$

or, une perturbation mutuelle a toujours pour effet de

diminuer celui des niveaux qui, non perturbé, aurait la plus grande valeur, et inversement d'augmenter celui qui, non perturbé, aurait la plus petite, de sorte que les niveaux les moins perturbés appartenant à la configuration f^3d^2s sont ceux dont le déplacement isotopique est le plus petit, et par suite ${}^7M_7^0$ semble plus perturbé que ${}^7M_6^0$. On verra au chapitre suivant que les déplacements isotopiques des autres niveaux appartenant à f^3d^2s font adopter 600 mK au lieu de 550 pour la différence des valeurs entre les configurations f^3d^2s et f^3d^2s , ce dernier résultat étant lui-même à considérer comme un minimum assez proche de la valeur réelle.

CHAPITRE V

CLASSIFICATION DU SPECTRE D'ARC

La partie expérimentale de ce travail a permis de déterminer avec précision les relations entre les déplacements isotopiques des configurations impaires, et en particulier, la différence entre les configurations f^3d^2s et f^3d^2s . Ces résultats constituent une base de départ sur laquelle nous pourrions nous appuyer pour faire progresser la classification.

Pour toute cette partie, nous avons disposé, en plus de nos mesures, des déplacements isotopiques mesurés par J. Blaise pendant son séjour au laboratoire national d'Argonne, sur deux séries de plaques prises avec le grand réseau concave : les premières, dans le visible, par J. K. Brody avec une cathode creuse, et les secondes dans l'infra-rouge, par M. Fred avec un tube sans électrodes, excité par haute fréquence ; les deux séries d'expériences ayant été faites avec un mélange 50 p. 100 238 et 50 p. 100 235. L'incertitude est de l'ordre de 20 mK, elle va jusqu'à 30 mK pour les raies les plus faibles. Le grand nombre de ces résultats permet une étude systématique de la classification, étude dans laquelle on distinguera deux parties : tout d'abord, un prolongement des résultats du chapitre précédent, puis une recherche des niveaux, telle qu'elle a été exposée au chapitre premier.

V.1. Suite des résultats relatifs aux déplacements isotopiques des niveaux impairs

V.1.1. ${}^5K_8^0 = 10\,685,75$ K et ${}^7M_8^0 = 10\,347,30$ K. Les mesures faites à Argonne couvrent un domaine spectral étendu, jusque dans le proche infra-rouge, et elles ont permis d'atteindre les déplacements isotopiques de niveaux élevés, en particulier ${}^5K_8^0$ et ${}^7M_8^0$ qui montrent un exemple net du partage des déplacements isotopiques observé en cas d'interaction de configura-

tions. Les deux niveaux sont proposés dans la classification de C. C. Kiess *et al.* [37], avec l'identification probable suivante :

$$\begin{aligned} 10\,347,30 & \quad f^3d^2s \quad {}^7K_7^0 \\ 10\,685,75 & \quad f^3d^2s \quad {}^5K_8^0 \end{aligned}$$

On verra que les déplacements isotopiques correspondants confirment bien l'identification ${}^5K_8^0$ pour le second ; pour le premier, au contraire, l'absence systématique de transitions avec les niveaux pairs $J = 6$ montre qu'il s'agit de $J = 8$, ce qui est confirmé par l'existence de transitions avec les niveaux $J = 9$; nous l'avons identifié avec $f^3d^2s \quad {}^7M_8^0$ pour les raisons suivantes. Les déplacements isotopiques de ${}^5K_8^0$ et ${}^7M_8^0$ sont mis en évidence (tableau VII) à l'aide de quatre des niveaux pairs proposés par Kiess *et al.* [37], suivant la même présentation que plus haut. Les niveaux impairs sont portés horizontalement : ne figurent que ceux qui peuvent se combiner avec des niveaux pairs de $J = 7, 8$ ou 9 . Les transitions sont données par leur nombre d'onde et la longueur d'onde correspondante ; les déplacements isotopiques sont au-dessous des longueurs d'onde, si une transition prévue n'a jamais été observée, on donne, dans la case correspondante du tableau, le nombre d'onde calculé.

On déduit pour les déplacements isotopiques :

$$\begin{aligned} \delta T(10\,347,30 = {}^7M_8^0) & \simeq X - 300 \\ \delta T(10\,685,75 = {}^5K_8^0) & \simeq X - 200 \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \text{les valeurs étant don-} \\ \text{nées à 25 mK près.} \end{array} \right\}$$

A l'intérieur de chaque multiplet, on prévoit la position approximative des différents niveaux à partir de ceux déjà connus ; or, autour de 10 000 K, les seuls $J = 8$ attendus sont ${}^7M_8^0$ et ${}^5K_8^0$: il reste à les distinguer l'un de l'autre. L'écart de déplacement isotopique

TABLEAU VII

Les nombres d'onde en italique ont été mesurés par D. W. Steinhaus, voir § V.2.2.

	$^5L_6^0$ 000,00	$^5I_7^0$ 3 800,81	$^5K_6^0$ 4 275,69	$^7M_6^0$ 6 249,00	$^5K_7^0$ 7 326,10	$^5K_8^0$ 7 645,60	$^7M_7^0$ 8 118,60	$^7M_8^0$ 10 347,30	$^5K_8^0$ 10 685,75
20 528,88 J = 8	—	16 728,07 5 976,32 ~ - 175	—	—	13 202,82 7 572,06	12 883,26 7 759,88 - 170	12 410,30 8 055,61 + 365	10 181,56 9 818,98 + 150	9 843,12 10 156,60 0
23 779,24 J = 7	23 779,24 4 204,16 + 170	19 978,42 5 004,01 + 120	19 593,51 5 125,86 ?	17 530,24 5 702,85 ~ + 600	16 453,14 6 076,19 ?	16 133,64 6 196,52 + 174	15 660,64 ?	13 431,00 7 442,92 + 480	13 093,49 7 635,29 + 350
24 560,39 J = 7	24 560,39 4 070,45 - 485	20 759,57 4 815,71 - 460	20 284,72 4 928,44 - 475	18 311,39 5 459,56 ?	17 234,28 5 800,78 - 465	16 914,74 5 910,35 ?	16 441,78 6 080,39 + 100	14 213,08 7 033,84 - 140	13 874,63 7 205,42 - 200
31 270,29 J = 9	—	—	—	—	—	23 624,87 4 231,67 - 815	—	20 923,00 4 778,09 - 485	20 584,53 4 856,66 - 600

observé n'est que de 100 mK au lieu de 550 entre f^3ds^2 et f^3d^2s ; il y a donc entre eux une très forte interaction qui s'explique par leur proximité, ceux-ci étant à 338,45 K l'un de l'autre, comparé à 792,51 K entre $^7M_6^0$ et $^5K_6^0$ et 1 973,31 K entre $^7M_6^0$ et $^5K_6^0$. Si par ailleurs, on fait la somme des déplacements isotopiques, on obtient :

$$\delta T(10\ 347,30 = ^7M_8^0) + \delta T(10\ 685,75 = ^5K_8^0) = 2X - 500$$

soit à 50 mK près, $X + (X - 550)$ vérifiant ainsi le partage des déplacements isotopiques observé en cas d'interaction de configurations; l'écart restant de 50 mK, supérieur aux erreurs de mesure, s'explique par la nécessité de tenir compte en toute rigueur des autres $J = 8$, $^5L_6^0$, $^7L_6^0$, $^7K_8^0$, etc., mais l'interaction la plus forte est entre $^5K_8^0$ et $^7M_8^0$. D'autre part, si l'effet d'une perturbation est de tendre vers l'égalité de tous les déplacements isotopiques en diminuant la valeur de ceux des niveaux qui, non perturbés, auraient la plus grande et en augmentant inversement celle des niveaux qui, non perturbés, auraient la plus petite, les configurations correspondant aux désignations restent prédominantes : les désignations sont donc les suivantes :

$$^7M_8^0/f^3d^2s \quad 10\ 347,30 \text{ K} \quad X - 300$$

$$^5K_8^0/f^3ds^2 \quad 10\ 685,75 \text{ K} \quad X - 200.$$

V.1.2. $^5H_4^0 = 5\ 991,28 \cdot \text{K}$. $^5G_3^0 = 7\ 103,88 \text{ K}$. $^5I_6^0 = 7\ 005,50 \text{ K}$. — Leur déplacement isotopique X leur fait attribuer la configuration f^3ds^2 . Il s'agit pour deux d'entre eux de :

$$f^3ds^2 \ ^5H_4^0 = 5\ 991,28 \text{ K}$$

$$f^3ds^2 \ ^5G_3^0 = 7\ 103,88 \text{ K}$$

comme l'avait prévu Kiess, le troisième étant le niveau $f^3ds^2 \ ^5I_6^0 = 7\ 005,50 \text{ K}$ au lieu de $f^3d^2s \ ^7K_6^0$ [37].

V.2. Recherche de niveaux fondée sur le déplacement isotopique

La recherche d'un niveau se fait par l'intermédiaire des transitions qu'il donne avec les niveaux de parité différente dont les déplacements isotopiques sont connus : si l'on s'appuie par exemple sur la configuration f^3ds^2 , on cherchera entre transitions de même déplacement isotopique celles qui présentent une différence de nombre d'onde égale à l'une des différences existant entre niveaux impairs f^3ds^2 , dont les J diffèrent de deux unités au plus, pour tenir compte des règles de sélection ; en général, il ne correspond pas un niveau à tous les couples de telles transitions, car les coïncidences fortuites sont nombreuses ; il reste donc à vérifier l'existence des autres transitions que font intervenir ces niveaux éventuels, avec, si possible, leur déplacement isotopique. Ce dernier, qui sert de base de départ, est utilisé ensuite comme vérification.

V.2.1. Exemple. — Considérons à titre d'exemple la façon dont a été trouvé le niveau $2\ 321_5$, c'est-à-dire $23\ 212,48_{J=5}$. Les deux raies $4\ 306,81 \text{ \AA}$ et $5\ 329,27 \text{ \AA}$, de même déplacement isotopique $- 425 \text{ mK}$ et $- 420 \text{ mK}$, mesurés au Fabry-Perot, présentent une différence de nombre d'onde de $4\ 453,38 \text{ K}$, soit à $0,02 \text{ K}$ près, l'écart $^5I_4^0 - ^5L_6^0$; il était donc probable qu'elles provenaient d'un même niveau supérieur.

Outre les transitions

$$4\ 306,81 \text{ \AA} \quad ^5L_6^0 - 23\ 212,48_{J=5}$$

$$5\ 329,27 \text{ \AA} \quad ^5I_4^0 - 23\ 212,48_{J=5}$$

on devait trouver celles qu'il donnerait avec les autres niveaux impairs :

$$J = 4, 5 \text{ et } 6.$$

Quatre existent effectivement, avec ${}^5K_5^0$, ${}^5H_4^0$, ${}^5I_5^0$ et ${}^5I_6^0$, et Blaise avait pu mesurer des déplacements isotopiques de -465 mK et -435 mK pour celles aboutissant à ${}^5K_5^0$ et ${}^5H_4^0$; la convergence des résultats est telle qu'elle permet d'affirmer la réalité du niveau $232I_5$.

V.2.2. Méthode générale de recherches.

Dans la pratique, le premier problème qui se pose est de mettre en évidence les différences significatives entre raies non classées. De plus, sur l'exemple donné au paragraphe précédent, l'accord des nombres d'ondes et des déplacements isotopiques est bon; mais en général, on rencontre dans le spectre beaucoup de coïncidences fortuites, et les cas douteux sont nombreux. Pour les limiter au maximum, il est nécessaire de réduire les tolérances à admettre sur les différences de nombres d'onde, et de tenir compte du nombre de transitions observées aboutissant à un niveau éventuel, nombre variable avec la valeur de J de ce niveau.

C'est la pratique de la recherche qui a permis, d'une part de définir ces tolérances, d'autre part de faire choix de la méthode de calcul qui exploite au mieux les résultats proposés.

Au début de ce travail, nous avons eu la possibilité de faire faire quelques calculs sur machine IBM 650: il s'agissait alors d'essais, et on donnait à la machine, d'une part une liste des 44 différences possibles entre onze niveaux impairs connus de configuration f^3ds^2 , compte tenu des règles de sélection, et d'autre part, un choix de transitions assez fortes et de même déplacement isotopique, le travail de la machine étant d'extraire de la deuxième liste les couples de transitions entre lesquelles existe l'une des différences de la première.

Pour tenir compte, à la fois, des petits écarts de déplacement isotopique à l'intérieur d'une même configuration (30 mK au plus pour les niveaux considérés) et des incertitudes expérimentales (30 mK au maximum), il faut garder une certaine dispersion des déplacements isotopiques: dans ce but, les transitions ont été partagées en cinq groupes, une même transition pouvant appartenir à deux d'entre eux; ce sont les suivants:

Déplacements isotopiques compris entre:

- 50 et — 150 mK
- 150 et — 250 »
- 250 et — 350 »
- 350 et — 450 »
- 450 et — 550 »

Étant admis que les nombres d'onde des transitions sont mesurés à 0,05 K près, la précision demandée pour pouvoir considérer deux différences comme égales était

de 0,1 K; en fait, l'un des groupes de transitions (il s'agissait d'essais) a été comparé à la liste des différences possibles, à 0,1 K et 0,2 K près; or, toutes les coïncidences supplémentaires mises en évidence à 0,2 K près se sont révélées fortuites. Pour les résultats obtenus à 0,1 K près, un examen plus approfondi a montré que cette tolérance était elle-même trop grande, et que les recherches devaient être conduites à 0,05 K près; cet écart, égal à la précision des mesures, ne pouvait être réduit davantage.

Puis, au cours de ce travail, nous avons eu communication des mesures précises de nombres d'onde, réalisées sur les raies les plus fortes de 21 000 K à 27 000 K, à Los Alamos, par D. W. Steinhaus [57]; il ne s'agit d'ailleurs encore que de résultats préliminaires sur un travail de plus grande envergure, mais la précision est telle qu'il a été possible de retoucher légèrement les différences de base entre niveaux impairs, puis d'adopter 0,02 K comme écart maximum sur les différences de nombres d'onde. C'est sur cette base que sont donnés les niveaux mis en évidence.

Revenons sur le travail demandé à la machine: c'est une comparaison globale de deux listes, qui présentent au moins les deux inconvénients suivants. Tout d'abord, la nécessité de grouper entre eux les déplacements isotopiques: en effet, sous peine de laisser échapper les niveaux qui feraient intervenir deux transitions situées aux « frontières » de deux groupes « adjacents », il est nécessaire que les groupes se recouvrent complètement, de la façon suivante (fig. 6) ce qui revient

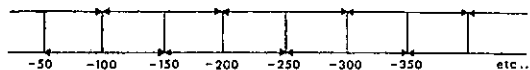


FIG. 6. — Groupements choisis pour les déplacements isotopiques.

à doubler le temps de fonctionnement, déjà long de la machine. D'autre part, la méthode suppose *a priori* que les deux transitions de départ sont assez fortes pour figurer parmi celles qui ont été choisies, or on sait pour des niveaux bien établis par ailleurs, que certaines transitions sont beaucoup plus faibles les unes que les autres; ce dernier argument perd un peu de poids, du fait que la comparaison se fait avec toutes les différences possibles entre niveaux connus.

C'est pour ces deux raisons, surtout pour la première, que cette recherche s'est poursuivie sans l'aide de la machine. La méthode consiste alors, à partir d'une des différences entre niveaux impairs, ajoutée ou retranchée aux transitions les plus intenses de déplacement isotopique quelconque, à rechercher si les nombres d'onde ainsi calculés correspondent à des transitions observées, avec un déplacement isotopique convenable. Le travail est un peu fastidieux, mais il donne de bons résultats, et sur les niveaux donnés plus loin, bon nombre ont été obtenus de cette manière.

On pourrait envisager de reprendre le problème à l'aide de la machine sous une forme un peu différente ; de nouvelles possibilités de l'IBM 7090 ont été récemment mises en évidence, et un programme actuellement au point permet d'effectuer et d'ordonner en peu de temps toutes les différences deux à deux, entre un nombre de transitions allant jusqu'à 250. On ne demande donc plus à la machine que d'effectuer puis d'ordonner les différences sans lui donner deux listes à comparer, lui évitant tout le travail d'appréciation que cette dernière étape suppose. La méthode aurait de plus l'avantage de mettre en évidence les points d'accumulation des différences de nombres d'onde, permettant de reprendre le procédé de classification basé sur le principe de combinaison de Ritz, en s'aidant des renseignements apportés par le déplacement isotopique.

V.2.3. **Résultats.** — Pour illustrer la question des tolérances à admettre sur les nombres d'onde et les déplacements isotopiques des transitions, le tableau VIII explicite le détail des classifications pour quelques-uns des niveaux mis en évidence. Suivant la disposition déjà utilisée, les transitions sont données par leur nombre d'onde, la longueur d'onde correspondante et leur déplacement isotopique ; ceux des nombres d'onde qui ont été mesurés par Steinhaus sont en italique. Les transitions dont le déplacement isotopique n'a pas été mesuré proviennent d'une compilation de l'ensemble des données sur l'uranium faite par Steinhaus [58]. On a remarqué qu'au-delà de 28 000 K, les nombres d'onde de transitions déjà classées étaient systématiquement trop grands, et que l'écart, de plus en plus important au fur et à mesure qu'on va vers l'ultra-violet, pouvait dépasser 0,15 K ; c'est ce qui explique les écarts observés dans ce domaine, car au-dessous de 28 000 K et surtout pour les transitions étudiées par Steinhaus, on peut constater l'accord excellent entre les nombres d'onde observés et calculés.

V.2.4. **Recherche des niveaux impairs.** — C'est le problème le plus difficile à résoudre, car c'est celui qui comporte le moins de solutions. Cependant, la position des premiers niveaux des multiplets apporte une aide précieuse pour déterminer approximativement celle des suivants ; ce qui permet de définir le domaine dans lequel on choisira les niveaux les plus peuplés, point de départ de la méthode de recherche exposée plus haut. C'est le procédé employé par J. Blaise pour compléter la classification de Kiess *et al.* (tableau XI) ; bon nombre de ces niveaux ont été présentés au Congrès d'Argonne [6]. Le procédé reste utilisable tant que les positions suivent au moins approximativement la règle des intervalles de Landé.

Parmi les niveaux profonds de la configuration f^3ds^2 , le seul qui avait échappé jusqu'à présent était le niveau ${}^5G_2^0$. Or, B. R. Judd a calculé au terme d'une analyse des niveaux les plus bas de certains actinides [35], la

position des niveaux $5f^36d7s^2$ qui proviennent du terme 4I du cœur $5f^3$; plus explicitement, ceux qui proviennent du couplage de ${}^4I_{9/2}$ avec le niveau ${}^2D_{3/2}$ de l'électron d , de ${}^4I_{9/2}$ avec ${}^2D_{5/2}$ et de ${}^4I_{11/2}$ avec ${}^2D_{3/2}$. En supposant que la séparation des niveaux de la couche interne $5f$ reste la même pour $5f^36d$ que pour $5f^3$, l'écart ${}^4I_{9/2}$ - ${}^4I_{11/2}$ est connu, il est de 4 421 K. Il reste à définir l'énergie

de séparation ${}^2D_{3/2}$ - ${}^2D_{5/2} = \frac{5}{2} \zeta_d$ où ζ_d est la constante de couplage spin-orbite de l'électron d . Le choix de ζ_d entre les deux limites 1 430 et 2 200 K correspondant respectivement à Th III ($5f, 6d$) et Cm I ($5f^7, 6d$) est plus difficile : la séparation ${}^2D_{3/2}$, ${}^2D_{5/2}$ restant de l'ordre de ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, B. R. Judd a tout d'abord choisi [35] ζ_d de telle façon que les deux énergies de séparation soient identiques. Les valeurs ainsi calculées sont reportées dans le tableau IX (colonne 1) avec les valeurs expérimentales correspondantes (colonne 2).

TABLEAU IX

J	1	Exp. 2	3
4	7 308	5 991,3	6 772
5	6 285	5 762,0	5 745
6	4 330	4 275,7	4 128
3	4 119	3 868,5	3 540
7	3 711	3 800,8	
4	3 510	4 453,4	
5	818	620,3	
6	0	0	
7	10 222	10 069,1	10 118
4	8 181	10 557,0	8 172
6	7 931	7 005,5	7 588
2	7 600		7 055
5	7 539	7 864,1	7 533
3	7 504	7 103,9	6 959

Seul le niveau $J = 2$, prévu à 7 600 K a échappé à toute recherche. Un peu plus tard, Judd a bien voulu nous communiquer [34] les résultats obtenus avec une valeur de ζ_d plus faible, car un travail récent de Worden *et al.* [62] indique dans Cm I, 1 610 K au lieu de 2 200 pour ζ_d ; on doit donc diminuer un peu ζ_d pour U I. C'est la troisième colonne du tableau IX. L'accord avec l'expérience est en moyenne amélioré ; il était donc intéressant de rechercher le niveau $J = 2$ autour de 7 055 K. La combinaison du niveau 7 191,63 $J = 2$ et des niveaux pairs $J = 2$ et $J = 3$ permet de classer les transitions suivantes (tableau X).

Les deux premières transitions ont été étudiées par Atherton et Bovey [1] : les déplacements isotopiques sont donnés à $\pm 0,1$ K près, et les nombres d'onde à $\pm 0,2$ K près pour la première et $\pm 0,1$ K près pour la seconde, ce qui explique les écarts observés.

Les deux mesures de déplacement isotopique sur les transitions 11 339,18 et 24 646,14 font attribuer à ${}^6G_2^0$ la valeur X, les erreurs de mesure ayant été évaluées à ± 30 mK au plus.

TABLEAU VIII

21 993,14	J = 6	51 ₆ ⁰ 000,00	51 ₆ ⁰ 21 872,82 4 545,60 — 125	51 ₇ ⁰ 3 800,81	51 ₈ ⁰ 18 192,31 5 495,30 — 65	51 ₉ ⁰ ref. [47]	51 ₁₀ ⁰ —	51 ₁₁ ⁰ 3 868,47	51 ₁₂ ⁰ —	51 ₁₃ ⁰ —	51 ₁₄ ⁰ 5 991,30	71 ₆ ⁰ 6 249,00	81 ₆ ⁰ 15 744,14 ?	91 ₆ ⁰ 16 172,75 ?	101 ₆ ⁰ 17 221,19 16 963,48 ?	111 ₆ ⁰ 17 450,45 5 329,27 5 728,93 — 420	121 ₆ ⁰ 18 759,10 4 927,69 — 280	131 ₆ ⁰ 20 287,82 18 979,16 5 267,47 — 280	141 ₆ ⁰ 21 124,30 19 815,65 4 732,56 — 445	151 ₆ ⁰ 23 275,80 4 295,10 — 130	161 ₆ ⁰ 24 644,07 4 056,53 — 145	171 ₆ ⁰ 26 229,81 3 962,47 — 145	181 ₆ ⁰ 25 741,03 3 883,66 — 350	191 ₆ ⁰ 26 113,42 ?	201 ₆ ⁰ 28 243,31 3 539,65 — 430	211 ₆ ⁰ 28 814,44 3 469,49 — 330	221 ₆ ⁰ 29 057,49 ?	231 ₆ ⁰ 28 472,62 3 511,14 — 310	241 ₆ ⁰ 27 215,39 ?	251 ₆ ⁰ —	261 ₆ ⁰ 28 701,75 ?	271 ₆ ⁰ —	281 ₆ ⁰ —	291 ₆ ⁰ —	301 ₆ ⁰ —	311 ₆ ⁰ —	321 ₆ ⁰ —	331 ₆ ⁰ —	341 ₆ ⁰ —	351 ₆ ⁰ —	361 ₆ ⁰ —	371 ₆ ⁰ —	381 ₆ ⁰ —	391 ₆ ⁰ —	401 ₆ ⁰ —	411 ₆ ⁰ —	421 ₆ ⁰ —	431 ₆ ⁰ —	441 ₆ ⁰ —	451 ₆ ⁰ —	461 ₆ ⁰ —	471 ₆ ⁰ —	481 ₆ ⁰ —	491 ₆ ⁰ —	501 ₆ ⁰ —	511 ₆ ⁰ —	521 ₆ ⁰ —	531 ₆ ⁰ —	541 ₆ ⁰ —	551 ₆ ⁰ —	561 ₆ ⁰ —	571 ₆ ⁰ —	581 ₆ ⁰ —	591 ₆ ⁰ —	601 ₆ ⁰ —	611 ₆ ⁰ —	621 ₆ ⁰ —	631 ₆ ⁰ —	641 ₆ ⁰ —	651 ₆ ⁰ —	661 ₆ ⁰ —	671 ₆ ⁰ —	681 ₆ ⁰ —	691 ₆ ⁰ —	701 ₆ ⁰ —	711 ₆ ⁰ —	721 ₆ ⁰ —	731 ₆ ⁰ —	741 ₆ ⁰ —	751 ₆ ⁰ —	761 ₆ ⁰ —	771 ₆ ⁰ —	781 ₆ ⁰ —	791 ₆ ⁰ —	801 ₆ ⁰ —	811 ₆ ⁰ —	821 ₆ ⁰ —	831 ₆ ⁰ —	841 ₆ ⁰ —	851 ₆ ⁰ —	861 ₆ ⁰ —	871 ₆ ⁰ —	881 ₆ ⁰ —	891 ₆ ⁰ —	901 ₆ ⁰ —	911 ₆ ⁰ —	921 ₆ ⁰ —	931 ₆ ⁰ —	941 ₆ ⁰ —	951 ₆ ⁰ —	961 ₆ ⁰ —	971 ₆ ⁰ —	981 ₆ ⁰ —	991 ₆ ⁰ —	1001 ₆ ⁰ —	1011 ₆ ⁰ —	1021 ₆ ⁰ —	1031 ₆ ⁰ —	1041 ₆ ⁰ —	1051 ₆ ⁰ —	1061 ₆ ⁰ —	1071 ₆ ⁰ —	1081 ₆ ⁰ —	1091 ₆ ⁰ —	1101 ₆ ⁰ —	1111 ₆ ⁰ —	1121 ₆ ⁰ —	1131 ₆ ⁰ —	1141 ₆ ⁰ —	1151 ₆ ⁰ —	1161 ₆ ⁰ —	1171 ₆ ⁰ —	1181 ₆ ⁰ —	1191 ₆ ⁰ —	1201 ₆ ⁰ —	1211 ₆ ⁰ —	1221 ₆ ⁰ —	1231 ₆ ⁰ —	1241 ₆ ⁰ —	1251 ₆ ⁰ —	1261 ₆ ⁰ —	1271 ₆ ⁰ —	1281 ₆ ⁰ —	1291 ₆ ⁰ —	1301 ₆ ⁰ —	1311 ₆ ⁰ —	1321 ₆ ⁰ —	1331 ₆ ⁰ —	1341 ₆ ⁰ —	1351 ₆ ⁰ —	1361 ₆ ⁰ —	1371 ₆ ⁰ —	1381 ₆ ⁰ —	1391 ₆ ⁰ —	1401 ₆ ⁰ —	1411 ₆ ⁰ —	1421 ₆ ⁰ —	1431 ₆ ⁰ —	1441 ₆ ⁰ —	1451 ₆ ⁰ —	1461 ₆ ⁰ —	1471 ₆ ⁰ —	1481 ₆ ⁰ —	1491 ₆ ⁰ —	1501 ₆ ⁰ —	1511 ₆ ⁰ —	1521 ₆ ⁰ —	1531 ₆ ⁰ —	1541 ₆ ⁰ —	1551 ₆ ⁰ —	1561 ₆ ⁰ —	1571 ₆ ⁰ —	1581 ₆ ⁰ —	1591 ₆ ⁰ —	1601 ₆ ⁰ —	1611 ₆ ⁰ —	1621 ₆ ⁰ —	1631 ₆ ⁰ —	1641 ₆ ⁰ —	1651 ₆ ⁰ —	1661 ₆ ⁰ —	1671 ₆ ⁰ —	1681 ₆ ⁰ —	1691 ₆ ⁰ —	1701 ₆ ⁰ —	1711 ₆ ⁰ —	1721 ₆ ⁰ —	1731 ₆ ⁰ —	1741 ₆ ⁰ —	1751 ₆ ⁰ —	1761 ₆ ⁰ —	1771 ₆ ⁰ —	1781 ₆ ⁰ —	1791 ₆ ⁰ —	1801 ₆ ⁰ —	1811 ₆ ⁰ —	1821 ₆ ⁰ —	1831 ₆ ⁰ —	1841 ₆ ⁰ —	1851 ₆ ⁰ —	1861 ₆ ⁰ —	1871 ₆ ⁰ —	1881 ₆ ⁰ —	1891 ₆ ⁰ —	1901 ₆ ⁰ —	1911 ₆ ⁰ —	1921 ₆ ⁰ —	1931 ₆ ⁰ —	1941 ₆ ⁰ —	1951 ₆ ⁰ —	1961 ₆ ⁰ —	1971 ₆ ⁰ —	1981 ₆ ⁰ —	1991 ₆ ⁰ —	2001 ₆ ⁰ —
-----------	-------	--	--	--	---	---	------------------------------------	---	------------------------------------	------------------------------------	---	--	--	--	--	---	---	--	--	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	------------------------------------	---	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------	-------------------------------------

TABLEAU X

Transition nombre d'onde observé	Classification	$\sigma_{\text{obs}} - \sigma_{\text{calc}}$	Déplacement isotopique	
			prévu	observé
9 963,40	7 191,63 ₂ -17 154,82 ₂	+ 0,21	- 390	- 200
10 777,06	" 17 968,73 ₂	+ 0,04	+ 100	+ 100
11 068,92	" 18 260,52 ₂	+ 0,03	+ 60	-
11 339,18	" 18 530,86 ₂	- 0,05	- 20	- 40
11 928,15	" 19 119,77 ₂	+ 0,01	+ 225	-
12 476,75	" 19 668,44 ₂	- 0,06	0	-
13 870,68	" 21 062,34 ₂	- 0,03	+ 50	-
16 272,52	" 22 468,18 ₂	- 0,03	- 285	-
17 700,86	" 24 892,60 ₂	- 0,11	- 375	-
17 774,84	" 24 966,50 ₂	- 0,09	0	-
18 463,77	" 25 655,29 ₂	+ 0,11	- 410	-
18 602,22	" 25 793,86 ₂	- 0,01	- 220	-
19 591,44	" 26 783,11 ₂	- 0,04	- 600	-
20 801,84	" 27 993,43 ₂	+ 0,04	+ 85	-
21 064,60	" 28 256,25 ₂	- 0,02	- 300	- 345
22 453,04	" 29 644,63 ₂	+ 0,04	- 395	-
24 646,14	" 31 837,74 ₂	+ 0,03	- 330	- 365

Le tableau XI (reporté en appendice) donne l'ensemble des niveaux impairs connus, dans l'état actuel de la classification, avec leur énergie, leur J, leur déplacement isotopique, et leur désignation.

Les déplacements isotopiques sont donnés à ± 30 mK, sauf pour les niveaux les plus profonds (tableau VI) pour lesquels la précision est meilleure. Compte tenu des plus petites valeurs obtenues, il semble raisonnable d'adopter 600 mK pour la différence de déplacement isotopique entre les configurations f^3ds^2 et f^3d^2s .

A côté du partage des déplacements isotopiques entre ${}^5K_3^0$ et ${}^7M_3^0$ dont on a déjà parlé en détail, on a un second exemple de partage entre f^3d^2s ${}^7K_4^0$ ($X - 400$) et f^3ds^2 ${}^5G_4^0$ ($X - 200$), leur somme étant égale à $X + (X - 600)$.

V.2.5. Recherche des niveaux pairs. — Le tableau XII (reporté en appendice) donne l'ensemble des niveaux connus dans l'état actuel de la classification. Comme pour les niveaux impairs, les déplacements isotopiques sont rapportés à celui de $5f^36d7s^2$ ${}^6L_6^0 = X$, en se référant aux relations entre les déplacements isotopiques du tableau XI (fig. 7).

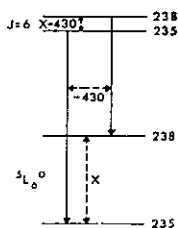


FIG. 7. — Déplacement isotopique des niveaux pairs rapporté à celui de f^3ds^2 ${}^5L_6^0 = X$.

Parmi les niveaux proposés par C. C. Kiess, les valeurs de J ont été modifiées plusieurs fois d'une unité (plus rarement de deux) en s'appuyant sur l'existence des transitions et sur leur déplacement isotopique : de telles modifications sont indiquées par un astérisque. Elles se sont toutes trouvées confirmées à l'aide de l'effet Zeeman.

S'il est pratiquement impossible, dans l'état actuel, de parler d'identification pour les niveaux pairs, le déplacement isotopique permet toutefois de donner quelques conclusions relatives aux configurations électroniques. En effet, malgré la diversité des résultats, on constate que les niveaux ont un déplacement isotopique d'autant plus grand qu'ils sont plus profonds : la dernière valeur plus grande que X apparaît à 27 993,43_{J=2}, et la dernière valeur du même ordre à 28 067,61_{J=5} ; au-delà, les déplacements isotopiques continuent à diminuer, le plus petit X - 950 étant observé à 35 032,59_{J=10}.

Bien que tous les niveaux du spectre soient loin d'être connus, le nombre de ceux dont on dispose est suffisant pour que ces quelques remarques gardent un sens ; elles vont permettre d'essayer de relier les déplacements isotopiques aux configurations.

A partir de f^3ds^2 , les configurations paires attendues sont f^3s^2p , f^3dsp et f^3d^2p , ainsi que f^4s^2 , f^4ds , etc., qui n'ont pas encore été identifiées. Nous allons nous intéresser aux trois premières.

En premier lieu, f^3s^2p qui ne diffère de la configuration fondamentale f^3ds^2 que par le passage d'un électron $6d$ à l'état $7p$: l'effet d'écran d'un électron d étant très supérieur à celui d'un électron p , on prévoit pour f^3s^2p un déplacement isotopique plus grand que X ; et c'est cette configuration qui est prépondérante pour les niveaux les plus bas ; elle est la plus pure pour les niveaux de déplacement isotopique maximum, soit pour ceux du tableau XII : 11 502,62_{J=6} avec X + 450, ainsi que 24 517,29_{J=9} avec X + 240 ; ce dernier est beaucoup moins profond, mais les niveaux de J grand, moins nombreux, sont les moins perturbés. C'est sensiblement autour de cette valeur ou légèrement plus haut, qu'on trouve les niveaux les plus élevés appartenant à cette configuration.

Ensuite f^3dsp : la configuration diffère de f^3ds^2 par le passage d'un électron s à l'état p ; compte tenu de l'effet d'écran de l'électron s d'une part, et de l'électron p d'autre part, le déplacement isotopique à attribuer à f^3dsp doit être de l'ordre de $\frac{X}{2}$; la configuration apparaît déjà à 14 643,88_{J=6} avec X - 390, mais elle est dans l'ensemble au-dessus de f^3s^2p .

Pour f^3d^2p enfin, qui ne comporte pas d'électron s , on prévoit un déplacement isotopique nul ; c'est la configuration la plus élevée, responsable des déplacements isotopiques les plus petits, en particulier pour 35 032,59_{J=10} avec X - 950, mais elle apparaît déjà mêlée à la configuration f^3dsp à 20 148,03_{J=5}. La plus

petite valeur mesurée pour f^3d^2p , $X - 950$ fait attribuer au déplacement isotopique X de la configuration f^3ds^2 un minimum de 950 mK ; comme on doit s'attendre, pour les niveaux plus élevés que ceux atteints, à trouver des déplacements isotopiques encore plus petits, 950 mK ne représentent qu'un résultat inférieur à la valeur réelle du déplacement isotopique de cette configuration. Nous y reviendrons à la fin de ce travail.

CHAPITRE VI

CLASSIFICATION DU SPECTRE D'ÉTINCELLE

Les mêmes procédés ont été appliqués au spectre d'étincelle : on a utilisé, en plus des mesures d'Argonne, quelques valeurs de déplacement isotopique publiées antérieurement par différents auteurs [46] [59] [60] [61].

Rappelons que deux systèmes de niveaux sont proposés : le spectre U II A construit sur la configuration $5f^47s$, et le spectre U II B sur $5f^37s^2$; c'est ce dernier, beaucoup plus important, qui sera étudié tout d'abord.

VI.1. État de la classification

La classification actuelle, établie d'abord par Schuurmans et van den Bosch [10] [11] [49] [50], puis reprise et complétée par McNally et Harrison [44], comprend vingt niveaux inférieurs et un peu plus de deux cents niveaux supérieurs. Les niveaux inférieurs appartiennent aux configurations f^3s^2 , f^3ds et f^3d^2 , le plus profond étant $f^3s^2 \ ^4I_{9/2}^0$; dix-sept d'entre eux sont identifiés. Parmi les niveaux supérieurs, un tout petit nombre seulement a pu être identifié par Schuurmans [49].

On a repris cette étude par les mêmes procédés que ceux utilisés pour le spectre d'arc. En opérant de proche en proche, les énergies des niveaux impairs ont tout d'abord été précisées : les résultats donnés plus loin (tableau XV) diffèrent peu de ceux de Van den Bosch [10] sauf pour $f^3d^2 \ ^7M_{15/2}^0$, pour lequel les mesures de Steinhäus font adopter 8 394,35 K au lieu de 8 394,40 K ; ils sont au contraire, pour la plupart d'entre eux, systématiquement plus petits que ceux de McNally.

VI.2. Déplacements isotopiques des configurations impaires

Les niveaux impairs ont été étudiés à l'aide de leurs transitions avec un même niveau supérieur, pair. A la précision des mesures (± 30 mK au plus), le déplacement isotopique est le même à l'intérieur de chaque configuration, du moins pour les niveaux les plus profonds. Celui du fondamental $5f^37s^2$, Y , étant pris comme référence, on a établi les relations suivantes entre les trois configurations impaires :

Les résultats du tableau XII portent sur un nombre suffisant de niveaux pour être généralisés : ils permettent de décider, dans la plupart des cas, de la configuration électronique prédominante à attribuer à un niveau quelconque à partir de la mesure de son déplacement isotopique.

TABLEAU XIII

$$\begin{cases} \delta T(f^3s^2) = Y \\ \delta T(f^3ds) \simeq Y - 800 \\ \delta T(f^3d^2) \simeq Y - 1250 \end{cases}$$

Sont ainsi confirmées les attributions suivantes proposées par Van den Bosch :

$$\begin{aligned} f^3s^2 &- \ ^4I_{9/2, 11/2}^0 ; \\ f^3ds &- \ ^6L_{11/2, 13/2, 15/2}^0 - \ ^6K_{9/2, 11/2, 13/2}^0 - \ ^6H_{5/2, 7/2}^0 - \ ^8I_{7/2, 9/2}^0 ; \\ f^3d^2 &- \ ^6L_{13/2, 15/2}^0 \end{aligned}$$

ainsi que la configuration f^3ds attribuée par McNally au niveau 5 790,63 K.

Pour les cinq niveaux restants, les conclusions sont les suivantes :

— 6 283,42_{13/2} : son déplacement isotopique, $Y - 1150$, lui fait attribuer la configuration f^3d^2 au lieu de f^3ds admise jusqu'ici : il s'agit de $f^3s^2 \ ^6L_{13/2}^0$ et non de $f^3ds \ ^4L_{13/2}^0$. Cependant le déplacement isotopique des deux autres niveaux f^3d^2 est de $Y - 1250$, soit 100 mK plus petit ; ce qui indique pour 6 283,42 un mélange de configurations sans doute avec f^3ds , plus proche en moyenne de f^3d^2 que f^3s^2 ; mais les seuls niveaux pouvant y contribuer sont $f^3ds \ ^6L_{13/2}^0$ et surtout $f^3ds \ ^6K_{13/2}^0$, dont le déplacement isotopique serait alors plus petit que $Y - 800$; comme il n'en est rien, il est probable qu'il existe autour de 6 300 K, un niveau $J = 13/2$, de configuration f^3ds et dont le déplacement isotopique est voisin de $Y - 900$.

— 8 510,91_{J=11/2} : le niveau ne donne que des transitions peu intenses, son énergie n'a pas pu être précisée par les mesures de D. W. Steinhäus. Il semble toutefois qu'il appartienne à f^3ds , confirmant la désignation $f^3ds \ ^6I_{11/2}^0$ proposée par McNally.

— 8 521,91_{J=15/2} : son déplacement isotopique $Y - 800$ lui fait attribuer la configuration f^3ds ; le niveau donne des transitions assez fortes ; il s'agit,

selon toute vraisemblance, de $f^3ds \ ^6K_{15/2}^0$ attendu autour de 8 500 K.

— 9 291,77_{J=15/2} et 12 645,67_{J=17/2} : il n'est pas possible, dans l'état actuel des données, de décider de la configuration de ces deux niveaux qui ne donnent qu'un tout petit nombre de transitions peu intenses.

Ces résultats sont donnés tableau XV avec l'ensemble des niveaux impairs.

L'étude des niveaux pairs a été faite simultanément : plus de deux cents sont actuellement proposés, de 15 600 K à 45 500 K ; jusqu'à 30 000 K, l'étude est relativement facile, les transitions se trouvant dans les régions bien étudiées ; au-delà, les conclusions ne sont nettes que pour les niveaux donnant des transitions très intenses, et ce, d'autant plus qu'ils sont plus élevés.

La proportion des niveaux qui se sont révélés faux est beaucoup plus grande que dans le spectre d'arc : il semble qu'une tolérance trop large ait été admise sur les nombres d'ondes, car les déplacements isotopiques de bon nombre de transitions sont tout à fait incompatibles avec les classifications proposées.

On conserve environ quatre-vingts niveaux, vérifiés par les deux critères, nombre d'onde et déplacement isotopique ; vingt autres sont considérés comme très probables : ce sont, pour la plupart d'entre eux, des niveaux assez élevés, pour lesquels il n'y a pas de données de déplacement isotopique, et donc basés sur la seule existence des transitions qu'ils font intervenir. Sur les niveaux restants, un peu plus de cinquante sont à rejeter, une trentaine d'entre eux restent très douteux, et les quelques autres, trop élevés, échappent à nos moyens de contrôle.

Le tableau XVI donnera la liste des niveaux conservés avec ceux mis en évidence dans les paragraphes suivants.

VI. 3. Résultats

La recherche des niveaux a été faite sans l'aide de la machine I B M.

VI. 3. 1. **Comparaison avec spectre UI.** — Si la méthode reste la même que pour le spectre d'arc, on remarque en pratique quelques différences.

D'une part, un nombre plus important de transitions prévues n'ont pas été observées : il s'agit sans doute de raies faibles, la source utilisée à Argonne avantagant légèrement le spectre d'arc. D'autre part, beaucoup de transitions aboutissant à la configuration f^3ds ont une structure hyperfine nette, dont est responsable l'électron s célibataire ; ce qui, en entraînant une précision plus faible sur les mesures de déplacement isotopique nécessite d'admettre une marge d'erreur plus grande : ceci est d'ailleurs compensé, dans beaucoup de cas, par l'existence de trois configurations impaires, au lieu de deux seulement dans le spectre d'arc, les recouvrements étant plus nombreux ; mais cette dernière remarque

n'est valable que pour les seuls $J \geq \frac{11}{2}$ puisque dans l'état actuel de la classification les premières valeurs de J sont respectivement pour les trois configurations impaires :

$$\begin{array}{ll} 5/2 & \text{pour } f^3ds \quad ({}^6H_{5/2}^0) \\ 9/2 & \text{pour } f^3s^2 \quad ({}^4I_{9/2}^0) \\ 13/2 & \text{pour } f^3d^2 \quad ({}^6M_{13/2}^0). \end{array}$$

Le tableau XIV explicite le détail des classifications pour quelques-uns des niveaux mis en évidence : en se reportant au tableau VIII, analogue pour le spectre d'arc, on voit qu'il a fallu admettre une tolérance beaucoup plus grande pour les déplacements isotopiques.

VI. 3. 2. **Niveaux impairs.** — Le tableau XV (reporté en appendice) donne l'ensemble des niveaux impairs connus dans l'état actuel de la classification, avec leur énergie, leur J , leur désignation et leur déplacement isotopique rapporté à celui de $5f^37s^2 \ ^4I_{9/2}^0 = Y$. Les deux niveaux $f^3d^2 \ 8\ 161,44_{11/2}$ et $f^3d^2 \ 8\ 356,12_{9/2}$ ont été calculés par B. R. Judd, respectivement à 8 161 K et 8 326 K [34] avec une marge d'erreur estimée à ± 20 K, à partir des niveaux de la configuration f^3d^2s .

VI. 3. 3. **Niveaux pairs.** — Le tableau XVI (reporté en appendice) donne l'ensemble des résultats obtenus. Les déplacements isotopiques sont toujours rapportés à celui de $5f^37s^2 \ ^4I_{9/2}^0 = Y$, en se référant aux relations entre les déplacements isotopiques du tableau XIII.

Les changements de valeur de J sont indiqués par un astérisque. Pour les niveaux les plus élevés, on a utilisé plusieurs fois les mesures de Korostyleva et Striganov [60] notées K. Enfin, quelques niveaux sont donnés sans indication de déplacement isotopique, les seuls nombres d'onde étant très concordants.

L'enchevêtrement des valeurs de déplacement isotopique est aussi important, sinon plus, que pour le spectre d'arc. Il reste net cependant, que le déplacement isotopique est en moyenne d'autant plus grand que les niveaux sont plus profonds : le dernier niveau dont les transitions avec f^3ds aient un déplacement isotopique positif est 29 936,43_{11/2} avec $Y - 520$, et celui dont le déplacement est actuellement le plus petit est : 38 681,86_{7/2} avec $Y - 1\ 570$ d'après Korostyleva et Striganov.

Bien que le nombre des niveaux atteints soit plus faible que pour le spectre d'arc, il est en partie possible de relier les déplacements isotopiques aux configurations électroniques. Les configurations paires attendues sont f^3sp , f^3dp , f^2ds^2 , f^2d^2s et f^2d^3 ainsi que f^4s et f^4d ; la liste de l'ensemble des niveaux appartenant à chacune d'elles est donnée dans la thèse de Schuurmans [49].

Voyons tout d'abord f^2ds^2 qui diffère de l'état fondamental par le passage d'un électron f à l'état d ; la partie principale du déplacement isotopique est due à s^2 : elle

TABLEAU XIV

	${}^4_9\text{I}^0$ 000,00	${}^6_{11}\text{L}^0$ 289,04	${}^8_9\text{K}^0$ 914,76	${}^6_{13}\text{L}^0$ 1 749,12	${}^8_{11}\text{K}^0$ 2 294,69	${}^4_{11}\text{I}^0$ 4 420,84	${}^6_{13}\text{M}^0$ 4 585,43	${}^6_{16}\text{H}^0$ 4 706,26	${}^6_{16}\text{L}^0$ 5 259,64
26 581,90 J = 7/2	26 581,90 3 760,89 - 1 070	—	25 667,14 ?	—	—	—	—	21 875,68 4 570,00 - 250	—
27 267,64 J = 11/2	27 267,64 ?	26 978,61 3 705,58 - 385	26 352,88 3 793,57 ~ - 285	25 518,53 3 917,61 ~ - 325	24 972,96 4 003,20 ~ - 375	22 846,78 4 375,75	22 682,21 ?	—	—
30 678,13 J = 17/2	—	—	—	—	—	—	—	—	25 418,49 3 933,93 ~ - 575
31 449,64 J = 7/2	31 499,79 3 173,70 - 1 080 (K)	—	30 584,89 3 268,65	—	—	—	—	26 793,38 3 731,20 - 375	—
32 226,06 J = 5/2 (ou 7/2)	32 226,06 ?	—	31 311,30 ?	—	—	—	—	27 519,80 3 632,71 - 190	—
32 775,19 J = 7/2	32 775,21 3 050,20 - 1 090 (K)	—	31 860,47 ?	—	—	—	—	28 068,97 ?	—
31 235,71 J = 15/2	—	—	—	29 485,59 ?	—	—	26 650,28 3 751,24	—	25 976,06 3 848,61 ~ - 140
	${}^6_{17}\text{I}^0$ 5 401,50	${}^8_{13}\text{K}^0$ 5 526,73	${}^6_{17}\text{I}^0$ 5 667,32	${}^4_{11}\text{K}^0$ 5 790,63	${}^6_{13}\text{L}^0$ 6 283,42	${}^6_9\text{I}^0$ 6 445,95	${}^6_{15}\text{M}^0$ 8 394,35	${}^6_{11}\text{I}^0$ 8 510,91	${}^6_{16}\text{K}^0$ 8 521,91
26 581,90 J = 7/2	21 180,41 4 720,02 0	—	20 914,63 4 780,01	—	—	20 136,86 4 964,64	—	—	—
27 267,64 J = 11/2	—	21 740,93 4 598,33 - 475	—	21 477,03 4 654,83 - 255	20 984,23 4 764,15 ~ + 39	20 822,62 ?	—	18 756,73 ?	—
30 678,13 J = 17/2	—	—	—	—	—	—	22 283,79 4 486,31 0	—	22 156,27 4 512,13
31 499,64 J = 7/2	26 098,11 3 830,61	—	25 832,31 3 870,02 - 265	—	—	25 054,31 3 990,15 ~ - 280	—	—	—
32 226,06 J = 5/2 (ou 7/2)	28 824,56 3 726,87 - 350	—	28 558,75 3 764,17 - 360	—	—	25 781,01 ?	—	—	—
32 775,19 J = 7/2	27 373,67 3 652,10 - 225	—	27 107,87 3 687,91 - 205	—	—	26 330,18 3 796,84 - 285	—	—	—
31 235,71 J = 15/2	—	25 708,98 ?	—	—	24 952,29 ?	—	22 841,37 4 376,79 + 450 réf. (47)	—	22 713,81 4 401,37

reste la même, mais l'effet d'écran de l'électron f étant très supérieur à celui de l'électron d , on prévoit pour f^2ds^2 un déplacement isotopique plus grand que celui de f^2s^2 ; c'est la configuration paire la plus basse, qui doit donner avec f^2s^2 des transitions dont le déplacement isotopique est positif; en fait, de telles transitions n'ont pas été observées jusqu'à présent, mais la classification actuelle ne débute qu'à 17 400 K, et les mélanges de configurations y sont déjà assez importants puisque la plus petite valeur mesurée avec f^2s^2 est de -360 mK.

En conclusion, disons que f^2ds^2 est la configuration prépondérante pour tous les déplacements isotopiques plus grands que $Y - 600$; au-delà de 30 000 K, elle n'est plus sensible. Il est probable que des mesures de déplacement isotopique sur des raies d'étincelle, dans l'infra-rouge, permettraient de la mettre en évidence, à l'état pur, avec des niveaux très profonds.

Au-dessus de f^2ds^2 , apparaît f^2sp , dont le déplacement isotopique, de l'ordre de $\frac{Y}{2}$, est probablement un peu supérieur à celui de f^2ds , l'effet d'écran de l'électron p étant plus petit que celui de l'électron d ; c'est à cette configuration que doivent appartenir les niveaux ayant un déplacement isotopique voisin de $Y - 800$; l'un d'eux apparaît encore à 34 885,46_{11/2} avec $Y - 980$.

Quand à f^2dp , sans électron s , son déplacement isotopique doit être pratiquement nul; c'est la configuration responsable des plus petites valeurs observées, prépondérante pour les niveaux élevés, mais elle appa-

rait déjà à 22 868,68_{9/2} avec $Y - 1400$. Le niveau 38 681,86_{7/2}, dont le déplacement isotopique $Y - 1570$ a la plus petite valeur observée (K), permet de donner 1 570 mK comme limite inférieure du déplacement isotopique Y de la configuration f^2s^2 .

VI 4 Étude du spectre U II A

Les mêmes procédés ont été appliqués au spectre U II A, construit sur la configuration f^4s . La classification actuelle comprend 25 niveaux inférieurs pairs, dont 7 sont identifiés, appartenant à $5f^47s$ et $5f^47d$, le fondamental étant $5f^47s^6I_{7/2}$, et 27 niveaux supérieurs impairs.

Pour les niveaux pairs les plus élevés, à partir de 50 000 K, les transitions prévues sont rarement observées, et parmi elles, plusieurs se classent sans ambiguïté possible dans le spectre d'arc, ou dans le spectre U II B, de sorte que tout ce groupe de niveaux est très douteux.

Pour les 9 niveaux les plus bas, l'accord des nombres d'onde est assez bon entre les trois premiers; au-delà, l'étude comparée des nombres d'onde des transitions met en évidence des divergences supérieures à 0,1 K, ce qui est beaucoup, étant donné la précision avec laquelle ont été faites les mesures. Néanmoins, entre les configurations f^4s et f^4d , apparaît à plusieurs reprises la différence de déplacement isotopique de 700 mK, valeur qui est bien celle prévue pour le passage d'un électron s à l'état d . On donne dans le tableau XVII

TABLEAU XVII

Spectre U II A

	$01_{7/2}^0$ f^4s 000,00	$01_{9/2}^0$ f^4s 1 052,64 (écart 0,02)	$01_{11/2}^0$ f^4s 3 683,92	$41_{9/2}^0$ f^4s 3 759,55 (écart 0,11)	$1B_{13/2}$ 6 853,46 (écart 0,12)	$2B_{11/2}$ 7 695,94 (écart 0,12)	$01_{11/2}^0$ f^4d 7 850,07	$01_{13/2}^0$ f^4d 10 728,00
25 869,43 J = 9/2	25 869,42 - 135	24 816,79	22 185,51 -	22 109,92 - 140	-	?	18 019,37	-
25 935,35 J = 9/2	25 935,35 - 325	24 882,71 - 265	?	?	-	Classée dans le spectre U I	18 085,28 + 350	-
26 092,28 J = 9/2	26 092,28 - 300	25 039,65 - 245	?	Classée dans le spectre U I	-	?	18 242,21 + 430	-
27 297,22 J = 7/2	27 297,22 - 155	26 244,59 - 120	-	23 537,62	-	-	-	-
27 721,12 J = 7/2	27 721,19 - 125	26 668,48 - 215	-	23 961,51 - 300	-	-	-	-
28 963,33 J = 11/2	-	27 910,65 - 450	25 979,41 - 410	25 203,88 - 150	22 109,92 - 140	21 267,45 0	?	18 234,64 + 340 (R)
29 289,47 J = 11/2	-	28 236,77 - 420	25 605,54 - 390	25 529,81 - 355	22 435,94	21 593,47	?	18 560,79 + 275 (R)

l'ensemble des niveaux probables avec les nombres d'onde et les déplacements isotopiques des transitions ; les énergies des niveaux pairs sont des moyennes prises sur les différences entre les nombres d'onde des transitions ; quand ce sont des raies mesurées par Steinhaus, on a donné l'écart observé entre les valeurs extrêmes ;

seul ${}^6I_{9/2}$ peut être donné avec la précision qui est atteinte pour le spectre U II B.

Pour les niveaux impairs plus élevés que 29 289,47 ${}_{11/2}$, beaucoup de transitions sont absentes, et il n'y a pratiquement pas de mesure de déplacement isotopique.

De sorte que toute conclusion est actuellement difficile.

CHAPITRE VII

CONSTANTE DE DÉPLACEMENT ISOTOPIQUE ${}^{235}\text{U}$ - ${}^{238}\text{U}$

VII.1. Introduction

On a vu au premier chapitre (relation 12) que la constante de déplacement isotopique pour un couple de deux isotopes est le rapport entre le déplacement isotopique $\delta T(ns)$ d'un niveau appartenant à une configuration ... ns , et le facteur $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$ relatif à cette configuration :

$$C_{ns} = \frac{\delta T(ns)}{\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}}$$

C_{ns} ne dépendant que du couple des noyaux 235 et 238, on peut, en principe, faire le calcul indifféremment avec le spectre d'arc ou avec le spectre d'étincelle.

Ce sont ici les valeurs numériques de $\delta T(ns)$ qui interviennent, et non plus, comme dans tout ce qui précède, ces valeurs rapportées à celles des niveaux fondamentaux X et Y, soit :

$$\begin{aligned} X & \text{ pour } 5f^3 6d 7s^2 {}^6L_6^0 \text{ dans U I} \\ Y & \text{ pour } 5f^3 7s^2 {}^4I_{9/2}^0 \text{ dans U II B} \end{aligned}$$

VII.2. Valeurs numériques des déplacements isotopiques des configurations impaires

Les résultats obtenus sont rappelés dans le tableau XVIII.

TABLEAU XVIII

Configurations	δT mK
U I $\left\{ \begin{array}{l} f^3 d s^2 \\ f^3 d^2 s \end{array} \right.$	X X — 600
U II B $\left\{ \begin{array}{l} f^3 s^2 \\ f^3 d s \\ f^3 d^2 \end{array} \right.$	Y Y — 800 Y — 1 250

De toutes les configurations possibles dans les deux spectres, ce sont celles qui servent de référence qui ont un déplacement isotopique maximum : on leur attribue donc pour minimum les valeurs les plus grandes mesurées sur les transitions, c'est-à-dire :

pour U I $X \geq 950$ mK provenant d'un déplacement isotopique de — 950 mK mesuré à Argonne sur la raie ${}^6L_6^0 - 35\,032,59_{J=10}$ (tableau XII) ;

pour U II B $Y \geq 1\,600$ mK provenant d'un déplacement isotopique de — 1 570 mK mesuré par Korostyleva et Striganov sur la raie ${}^4I_{9/2}^0 - 38\,681,86_{7/2}$ (tableau XVI) ;

d'où on déduit les limites inférieures des déplacements isotopiques pour les autres configurations :

Il peut paraître inattendu que les déplacements isotopiques des deux niveaux $f^3 d^2 {}^6M_{13/2}^0$ et ${}^6M_{15/2}^0$ soient ≥ 350 mK (celui de $f^3 {}^6L_{13/2}^0 = Y - 450$ étant même ≥ 450 mK) alors qu'on prévoit pour $f^3 d^2$ une valeur pratiquement nulle : cela indique qu'ils sont fortement perturbés par les niveaux $f^3 d s$ voisins ; le déplacement isotopique de ces derniers serait alors trop petit. Il sera donc préférable de choisir la configuration $f^3 d^2 s$ du spectre d'arc pour calculer C_{ns} .

Effet d'écran des électrons 7s et 6d. — Les valeurs du tableau XIX permettent de donner les effets d'écran des électrons 7s et 6d, effets d'écran qu'il est intéressant de comparer à ceux mesurés par Blaise [3] sur le plomb et le mercure pour les électrons 6s et 5d.

Rappelons les définitions 1-2-4 :

— m effet d'écran mutuel de deux électrons s ;

— r effet d'écran d'un électron d ;

pour le plomb et le mercure :

$$\begin{aligned} m_{6s} & \sim 1,59 \\ r_{5d} & \sim 0,76 \end{aligned}$$

soit :

$$\left(\frac{m}{r}\right)_{6s, 5d} \sim 2,1$$

dans le spectre U I, on a :

$$\frac{\delta T[(f^3 d) s^2]}{\delta T[(f^3 d) d s]} = \frac{m \cdot \delta T_s}{r \cdot \delta T_s} = \frac{X}{X - 600}$$

soit avec la limite inférieure 950 donnée pour X :

$$\left(\frac{m}{r}\right)_{7s, 6d} \leq 2,7$$

L'extension des résultats obtenus pour le plomb et le mercure conduit à :

$$X \sim 1\ 200\ \text{mK} \quad \text{avec} \quad \left(\frac{m}{r}\right)_{7s, 6d} \sim 2.$$

Pour le spectre d'étincelle, on a de même :

$$\frac{\delta T[(f^3)s^2]}{\delta T[(f^3)ds]} = \frac{m\delta T_s}{r\delta T_s} = \frac{Y}{Y - 800} \sim 2$$

soit $Y \sim 1\ 600\ \text{mK}$.

Mais on peut aussi estimer directement Y en comparant la configuration f^3ds (U II B) à f^3ds^2 (U I) : on a en effet :

$$\frac{\delta T(f^3ds^2)}{\delta T(f^3s^2)} = \frac{X}{Y} = r \sim 0,8$$

soit $Y \sim 1\ 500\ \text{mK}$ avec $X \sim 1\ 200\ \text{mK}$.

Un accord aussi satisfaisant pour Y à partir de deux estimations différentes justifie l'extension à l'uranium des résultats des effets d'écran obtenus avec d'autres éléments lourds.

Nous admettons, dans l'état actuel des données :

$$X \sim 1\ 200\ \text{mK} \quad Y \sim 1\ 600\ \text{mK}.$$

Il vient alors pour l'ensemble des configurations impaires dans les deux spectres :

TABLEAU XX

UI	$\left\{ \begin{array}{l} f^3ds^2 \\ f^3d^2s \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1\ 200\ \text{mK} \\ 600\ \text{mK} \end{array} \right.$	U II B	$\left\{ \begin{array}{l} f^3s^2 \\ f^3ds \\ f^3d^2 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1\ 600\ \text{mK} \\ 800\ \text{mK} \\ 350\ \text{mK} \end{array} \right.$
----	---	--	--------	--	--

VII.3. Constante de déplacement isotopique ^{235}U - ^{238}U

Nous allons donner l'ordre de grandeur de C_{ns} correspondant à $X \sim 1\ 200\ \text{mK}$. Le calcul se fait à partir de la configuration f^3d^2s qui ne comporte qu'un seul électron s.

VII.3.1. Calcul de $\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn}$ pour la configuration f^3d^2s . — Pour le spectre d'arc $Z_a = 1$.

n^* , nombre quantique principal effectif est défini par

$n^* = Z_a \sqrt{\frac{R_\infty}{T}}$ où T est l'énergie du centre de gravité des niveaux d'une même série de la configuration rapportée à la limite de cette série.

Le potentiel d'ionisation du premier spectre de l'uranium est, d'après Bakalunia et Ionov [2], de $6,08 \pm 0,8\ \text{V}$ soit $49\ 041\ \text{K}$. La limite correspondante est celle de

$f^3ds\ ^6L_{11/2}^0$ à $289\ \text{K}$ de $^4I_{9/2}^0$; les deux niveaux connus f^3d^2s construits sur $f^3d^2\ ^6M_{13/2}^0$ (à $4\ 585\ \text{K}$ de $^4I_{9/2}^0$) sont :

$$^7M_6^0 \text{ à } 6\ 249\ \text{K}$$

$$^7M_7^0 \text{ à } 8\ 118\ \text{K}$$

dont le centre de gravité est à $8\ 005\ \text{K}$. La position du centre de gravité rapportée à la limite de la série $^6M_{13/2}^0$ est donc (fig. 8) :

$$T = \frac{49\ 041 + (4\ 585 - 289)}{^6L_6^0 \text{ à } ^6M_{13/2}^0} - \frac{7\ 250}{^6L_6^0 \text{ à c.g}}$$

soit $T = 46\ 087\ \text{K}$.

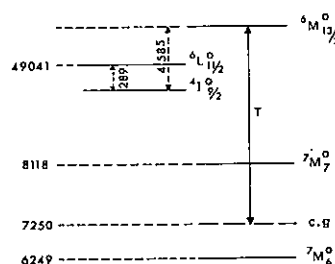


FIG. 8. — Détermination de la distance du centre de gravité des niveaux $f^3d^2s\ ^7M_6^0$ et $^7M_7^0$ à la limite de leur série $f^3d^2\ ^6M_{13/2}^0$.

Avec $R_\infty = 109\ 737$, il vient :

$$n^* = \sqrt{\frac{109\ 737}{46\ 087}} = 1,55$$

Par analogie avec les spectres voisins, on prendra 1,1 pour le défaut quantique $\frac{dn^*}{dn}$, d'où :

$$\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} = 0,30.$$

VII.3.2. Constante de déplacement isotopique ^{235}U - ^{238}U . — Avec $\delta T_{ns} \sim 600\ \text{mK}$ et :

$$\frac{Z_a^2}{n^{*3}} \cdot \frac{dn^*}{dn} = 0,30$$

il vient :

$$C_{ns} \sim 1\ 800\ \text{mK}$$

Étant donné les approximations faites, il ne s'agit que d'un ordre de grandeur qu'il est intéressant de comparer au calcul théorique fait par Humbach [30] en ne tenant compte que de l'effet de volume :

Pour deux isotopes A, A + 2 et en admettant $r_0 = 1,20 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}$, le résultat est le suivant :

$$C_{ns} = 970\ \text{mK}$$

On a fait les mesures sur les isotopes 235 et 238, de masses A et $A + 3$; pour se ramener au cas étudié par Humbach ($A, A + 2$) il y a lieu de tenir compte de l'« odd-even staggering » suivant lequel le centre de gravité d'un isotope impair n'est pas équidistant des deux isotopes pairs qui l'encadrent : or, les déplacements isotopiques relatifs des isotopes 234, 235, 236 et 238 ont été mesurés avec précision par Fred et Tomkins [25] sur la raie $4\ 244\ \text{Å}$ et la position du 235 par rapport au 238 et au 236 est donnée par :

$$\frac{238\text{U} - 235\text{U}}{238\text{U} - 236\text{U}} = 1,6.$$

Le calcul de Cns à partir du déplacement isotopique, rapporté au couple 236-238 conduit donc à :

$$Cns \sim 1\ 100\ \text{mK}.$$

Valeur légèrement plus grande que celle de Humbach et qui indiquerait une déformation relativement faible entre les isotopes 235 et 238.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Ce travail se répartit en deux grands chapitres : déplacement isotopique dans les spectres de l'uranium et application à leur classification.

Dans la première partie, on a tout d'abord établi avec précision les différences de déplacement isotopique entre les configurations impaires ; puis, sachant que les configurations en s^2 ont un déplacement isotopique maximum, on leur a attribué pour minimum les résultats les plus grands mesurés sur les transitions ; d'où on a déduit à partir des différences définies plus haut le déplacement isotopique des autres configurations impaires puis celui des niveaux pairs. La méthode a l'avantage de ne pas attribuer a priori un déplacement isotopique nul aux configurations sans électron s , sachant qu'il est toujours difficile dans un spectre complexe de connaître le degré de pureté d'une configuration.

Dans la seconde partie relative à la classification, cent cinquante niveaux sont donnés, classant près de huit cents transitions : bien que le nombre des raies classées soit encore faible par rapport à celui dont la longueur d'onde a été déterminée, ces transitions représentent la plus grosse partie de l'énergie émise par le spectre d'arc ; dans le spectre d'étincelle, la situation est moins favorable.

Le déplacement isotopique apparaît comme un procédé tout particulièrement indiqué pour vérifier et étendre une classification déjà amorcée, car il permet de déceler la présence d'un type donné de configuration. La méthode comporte suffisamment de recoupements pour que le risque de coïncidences fortuites soit faible ; néanmoins, toute classification de spectre complexe est un travail de longue haleine pour lequel il est nécessaire de réunir le maximum de données et l'apport de l'effet Zeeman, ou dans quelques cas particuliers de la structure hyperfine, est de confirmer les nombres quantiques internes des niveaux qui, autrement, ne sont déterminés que par application des règles de sélection.

Dans le spectre d'arc, on peut encore espérer que les déplacements isotopiques des raies non classées relativement intenses permettront dans un avenir assez proche de mettre la configuration f^4s^2 en évidence. Il reste un travail considérable à faire sur le spectre U II B pour lequel des mesures de déplacement isotopique dans l'ultra-violet seraient d'une aide précieuse car le manque de données dans cette région gêne considérablement la progression de la classification.

Appendice

TABLEAU XI. — Niveaux impairs U I

Niveaux K	Déplacement isotopique mK	Désignation
0	X	f^3ds^2 $5L_6^0$
620,32	X	f^3ds^2 $5K_5^0$
3 800,81	X	f^3ds^2 $5L_7^0$
3 868,47	X	f^3ds^2 $5I_3^0$
4 275,69	X + 15	f^3ds^2 $5K_6^0$
4 453,40	X	f^3ds^2 $5I_4^0$
5 762,05	X + 20	f^3ds^2 $5I_5^0$
5 991,28	X	f^3ds^2 $5I_4^0$
6 249,00	X - 550	f^3d^2s $7M_6^0$
7 005,50	X	f^3ds^2 $5I_6^0$
7 103,88	X	f^3ds^2 $5C_3^0$
? 7 191,63	X	f^3ds^2 $5C_2^0$
7 326,09	X - 20	f^3ds^2 $5K_7^0$
7 645,62	X + 20	f^3ds^2 $5L_8^0$
7 864,17	X	f^3ds^2 $5I_5^0$
8 118,60	X - 520	f^3d^2s $7M_7^0$
10 069,14	X - 25	f^3ds^2 $5I_7^0$
10 081,00	X - 600	f^3d^2s $7L_5^0$
10 208,45	X - 400	f^3d^2s $7K_4^0$
10 347,30	X - 300	f^3d^2s $7M_8^0$
10 557,00	X - 200	f^3ds^2 $5C_4^0$
10 685,75	X - 200	f^3ds^2 $5K_8^0$
10 819,90	X - 520	f^3d^2s $7I_3^0$
10 987,58	X	f^3ds^2 $5I_6^0$
11 308,11	X	f^3ds^2 $5L_9^0$
11 457,25	X - 570	f^3d^2s $7L_6^0$
11 633,10	X - 600	f^3d^2s $7K_5^0$
12 826,27	X - 580	f^3d^2s $7L_7^0$
13 127,87	X - 500	f^3d^2s $7M_9^0$
13 346,92	X - 370	J = 7
13 402,50	X - 280	J = 6
14 543,74	X - 530	f^3d^2s $7K_6^0$
15 458,43	X - 500	f^3d^2s $7L_8^0$
16 244,40	X - 620	f^3d^2s $7K_8^0$

TABLEAU XII. — Niveaux pairs U I

Énergies K	J	Dép. isot. mK	Énergies K	J	Dép. isot. mK
7 057,16	5	X + 350	21 584,68	6	X - 340
11 502,62	6	+ 450	21 636,95	5	- 345
11 613,96	5	+ 170	21 753,04	4	- 170
11 817,49	7	- 200	21 766,52	6	- 430
12 035,62	4	+ 300	21 767,96	7*	- 370
13 463,42	5	+ 100	21 993,14	6	- 125
? 13 825,40	4	- 200	22 038,03	4	- 240
14 643,88	6	- 390	22 056,29	6	- 380
14 839,75	5	- 375	22 368,45	7	- 160
15 298,22	8	- 150	22 377,75	5	- 205
15 631,85	7	+ 300	22 383,45	4	- 120
15 638,38	6	+ 165	22 421,75	5	- 195
15 720,70	5	- 210	22 464,28	6	- 195
16 121,95	4	- 155	22 468,18	3	- 285
16 195,37	6	- 325	22 582,64	6	- 280
16 294,02	5	+ 300	22 584,58	4	- 85
16 505,80	6	+ 180	22 633,15	7	- 140
16 900,39	7	- 280	22 634,13	4	- 150
16 929,76	5	0	22 720,10	3	- 495?
17 070,47	6	- 50	22 754,05	6	- 205
17 154,82	3	- 390	22 786,59	5	+ 55
17 361,89	6	- 160	22 789,76	8	- 430
17 369,56	5	+ 280	22 862,44	6	- 330
17 468,20	4	+ 240	22 890,07	3	- 140?
17 893,86	4	+ 10	22 918,54	7	- 235
17 908,16	5	+ 110	23 051,15	4	- 270
17 968,73	3	+ 100	23 057,66	7	- 80
18 186,00	4	0	23 069,71	6	+ 135
18 253,85	6	- 60	23 091,30	8	- 230
18 260,49	2	+ 60	23 165,60	3	- 135
18 295,78	7	- 270	23 186,92	4	- 185
18 299,50	5	+ 100	23 197,00	7	- 170
18 400,54	5	- 230	23 212,48	5	- 425
18 530,86	3	- 20	23 325,18	5	- 265
18 607,78	4	- 140	23 432,78	5	- 310
18 759,19	6	+ 130	23 464,18	3	- 285
18 794,83	4	- 45	23 486,68	5	- 470
18 932,76	5	- 250	23 534,40	5	- 310
19 119,77	2	+ 235	23 543,49	7	- 270
19 127,22	4	+ 270	23 560,62	4	- 370
19 192,39	4	- 385	23 572,07	6	- 405
19 489,04	8	+ 200	23 715,28	6	- 265
19 552,50	4	- 100	23 779,24	7	+ 170
19 647,50	7*	- 240	23 825,35	4	- 170
19 668,44	3	0	23 843,74	9	- 220
19 783,34	6	- 40	23 848,61	7	- 290
19 826,68	6	0	23 926,74	8	- 320
19 885,51	7	- 410	23 932,83	5	- 170
20 114,30	5	- 270	24 002,44	8	- 230
20 148,03	5	- 560	24 026,19	6	- 130
20 218,82	6	- 390	24 066,57	7	- 425
20 311,55	5	- 210	24 082,36	5	- 85
20 420,51	6	+ 160	24 185,79	7	- 360
20 452,81	2	+ 75	24 195,70	5	- 140
20 464,51	7	- 280	24 333,77	7	- 330
20 528,88	8	- 185	24 433,24	6	- 185
20 569,22	4	- 365	24 448,02	5	- 230
20 766,50	7	0	24 451,74	8	0
20 805,79	3	- 225	24 517,29	9	+ 240
20 851,58	5	- 110?	24 535,26	5	- 255
20 943,41	6	- 290	24 560,40	7	- 460
21 062,34	3*	+ 50	24 581,20	8	- 180
21 078,72	5	- 100	24 613,73	4	- 200
21 265,09	6	0	24 671,36	5*	- 375
21 329,99	5	- e	24 741,23	5	- 275
21 407,88	3	+ 160	20 391,53	3	- 150
21 420,47	7	- 25	24 757,25	4	- 205
21 536,85	3	- 110	24 892,60	3	- 375
21 545,14	4	- 230	24 906,86	5	- 350

TABLEAU XII (suite)

Énergies K	J	Dép. isot. mK	Énergies K	J	Dép. isot. mK
24 940,52	4	X - 215	27 902,16	3	X - 395
24 966,56	3	+ ε	27 941,22	6	- 160
25 017,09	4*	- 320	27 965,89	7	- 290
25 098,61	5	- 340	27 969,70	9	- 470
25 160,75	3	- 340	27 993,43	2	+ 85
25 178,05	5	- 340	28 053,03	6	- 385
25 235,72	6	- ε	28 067,61	5	- ε
25 319,25	5	- 440	28 098,92	6	- 220
25 348,96	6	- 290	28 118,81	7	- 545
25 388,84	8	- 250	28 149,14	8	?
25 445,68	7	- ε	28 152,62	7	- 370
25 458,71	7	- 270	28 188,34	5	- 295
25 462,64	6	- 265	28 256,25	3	- 300
25 534,18	5	- 360	28 262,14	5	- 150
25 577,70	4	- 435	28 285,75	7	- 300
25 580,73	6	- 145	28 435,89	7	- 430
25 626,65	9	- 495	28 444,53	5	- 300
25 655,29	4	- 410	? 28 453,97	4	- 300
25 672,44	7	- 365	28 470,14	6	- 255
25 729,83	3	- 360	28 499,83	4	- 415
25 771,08	5	- 510	28 503,42	5	- 370
25 789,01	8	- 30	28 523,04	7	- 345
25 791,58	6	- 345	28 543,36	4	- 180
25 793,86	3	- 220	? 28 562,66	5	- 345
25 805,82	5	- 450	28 566,35	7	- 280
25 818,20	4	- 300	28 650,26	5	- 440
25 825,54	6	- 290	28 798,85	7	- 375
25 861,77	3	- 155	28 811,92	5	- 225
25 918,11	8	- 440	28 840,90	5	- 310
25 938,20	6	- 270	28 860,83	6	- 360
26 103,63	6	- ε	28 874,90	6	- 450
? 26 208,78	7	- 515	28 894,11	5	- 200
26 225,54	6	- 215	28 895,56	7	- 400
26 274,84	7	- 340	28 936,03	9	- 580
26 287,61	6	- 375	28 943,17	10	- 365
26 305,09	5	- 205	28 996,34	4	- 320
26 313,26	8	- 515	29 033,61	6	- 260
26 324,72	5	- 380	29 098,08	4	- 150
26 391,24	7	+ 20	29 109,80	6	- 200
26 444,97	5	- 20	29 119,66	7	- 380
26 454,07	8	- 365	29 126,11	6	- 420
26 550,40	6	- 85	29 194,25	9	- 720
26 566,90	6	- 305	29 232,62	5	- 350
26 583,44	5	- 360	29 236,53	7	- 290
26 608,45	7	- 315	29 250,44	4	- 570
26 652,08	8	- 235	29 339,28	9	- 250
26 758,85	7	- 345	29 413,25	8	- 320
26 783,11	2	- 600	29 475,95	7	- 530
26 791,63	6	- 205	29 503,18	6	- 350
26 855,43	3	- 135	29 558,81	6	- 545
26 920,69	5	- 330	29 610,10	4	- 350
26 971,75	7	- 255	29 612,73	8	- 355
26 979,25	8	- 510	29 644,64	3	- 395
26 997,34	4	- 245	29 790,71	7	- 350
27 072,36	5	- 400	29 797,24	8*	- 355
27 086,39	8	- 240	29 801,65	7	- 380
27 150,51	8	- 485	29 810,10	3	- 395
27 184,13	4	- 275	29 837,61	7	- 460
27 252,33	5	- 50	29 805,51	6	- 245
27 267,24	5	- 300	29 909,50	4	- 355
27 324,50	7	- 415	29 914,23	6	- 215
27 443,29	5	- 360	29 958,04	7	- 450
27 475,49	7	- 255	29 986,28	6	- 500
27 477,52	8	- 350	30 032,66	5	- 260
27 605,74	6	- 320	30 107,06	4	- 300
27 615,76	6	- 220	30 143,12	5	- 280
27 682,19	5	- 215	30 168,95	6	- 200
27 729,20	5	- 140	30 334,93	6	- 385
27 743,91	6	- 285	30 416,52	8	- 300
27 753,10	4	- 410	30 435,87	5	- 370
27 777,97	7	- 230	30 451,38	6	- 550
27 818,46	8	- 340	30 490,12	7*	- 375
27 829,89	4	- 300	30 504,86	7	- 470
27 886,96	7	- 615	30 546,63	8	- 400

TABLEAU XII (fin)

Énergies K	J	Dép. isot. mK	Énergies K	J	Dép. isot. mK
30 586,63	7*	X - 215	32 331,36	8	X - 460
30 589,63	5	- 130	32 392,65	8	- 335
30 636,63	6	- 460	32 490,61	7*	- 405
30 642,74	7	- 360	32 495,68	6	- 560
30 687,60	6	- 410	32 604,01	5	- 480
30 757,58	6	- 415	32 615,24	6	- 330
30 767,04	8	- 485	32 774,25	8	- 480
30 832,32	9	- 555	32 780,86	7	- 480
30 875,54	6	- 530	? 32 908,05	2	- 300
30 878,26	7	- 285	32 925,96	3	- 315
30 930,62	5	- 390	32 932,85	9	- 510
30 937,48	3	- 340	32 955,04	6	- 430
30 979,61	3*	- 395	32 977,45	7	- 460
30 986,26	8	- 480	33 008,40	4	- 500
30 992,97	5	- 360	33 117,87	6	- 430
30 994,80	6	- 480	33 412,20	6	- 390
31 024,75	7	- 200	33 570,61	7	- 570
31 166,19	7	- 485	33 595,00	9	- 530
31 243,50	4	- 310	33 639,51	6	- 430
31 270,29	9	- 785	34 041,96	8	- 590
31 275,94	7	- 490	34 059,87	7	- 450
31 279,09	8	- 520	34 080,92	8	- 565
31 301,03	7	- 405	34 105,36	8	- 500
31 339,72	4*	- 450	34 315,61	8	- 595
31 349,35	10	- 550	34 427,07	2	- 290
31 358,61	7	- 335	34 500,76	7	- 470
31 367,80	9	- 560	34 502,80	6	?
31 442,04	9	- 610	34 644,08	8	- 565
31 467,58	5	- 440	34 706,42	9	- 140
31 488,18	5	- 400	34 715,85	8	- 490
31 551,50	6	- 400	34 827,81	7	- 415
31 633,92	4	- 300	34 842,87	8	- 520
31 649,64	6	- 420	34 846,85	9	- 530
31 690,94	8	- 445	34 881,87	9	- 670
31 728,46	3	- 430	35 004,11	7	- 510
31 744,23	5	- 290	35 032,59	10	- 950
31 798,42	7	- 405	35 048,20	8	- 480
31 837,73	3	- 330	35 585,93	9	- 740
31 871,52	6	- 420	35 656,03	8	- 530
31 945,92	5	- 390	? 35 679,20	6	- 520
31 955,02	4	- 385	35 930,00	9	- 600
31 970,87	7	- 420	36 172,36	9	- 500
31 974,31	8*	- 255	36 519,92	9	- 520
32 016,67	7	- 500	37 154,72	10	- 550
32 044,09	6	- 430	37 294,62	9	- 480
32 098,12	7	- 610	37 624,51	10	- 720
32 168,42	8*	- 485	37 631,86	9	- 640
32 141,13	4	- 300	37 779,15	9	- 605
32 180,22	7	- 440	38 712,83	9	- 780
32 193,45	6	- 420	39 146,41	10	- 540
32 317,77	5	- 420			

TABLEAU XV
Niveaux impairs U II B

Niveaux	Déplacements isotopiques mK	Désignation
0	Y	f^3s^2 $41^0_{9/2}$
289,04	Y - 800	f^3ds $61^0_{11/2}$
914,76	Y - 800	f^3ds $6K^0_{9/2}$
1 749,12	Y - 800	f^3ds $6L^0_{13/2}$
2 294,69	Y - 800	f^3ds $6K^0_{11/2}$
3 862,44	Y - 1 150	f^3d^2 $6L^0_{11/2}$
? 3 970,21	Y - 800	f^3ds J = 13/2
4 420,84	Y	f^3s^2 $41^0_{11/2}$
4 585,43	Y - 1 250	f^3d^2 $6M^0_{13/2}$
4 706,26	Y - 800	f^3ds $61^0_{15/2}$
5 259,64	Y - 800	f^3ds $61^0_{15/2}$
5 401,50	Y - 800	f^3ds $61^0_{7/2}$
5 526,73	Y - 800	f^3ds $6K^0_{13/2}$
5 667,32	Y - 800	f^3ds $61^0_{7/2}$
5 790,63	Y - 800	f^3ds J = 11/2
6 283,42	Y - 1 150	f^3d^2 $6L^0_{13/2}$
6 445,05	Y - 800	f^3ds $61^0_{9/2}$
8 161,44	Y - 1 050	f^3d^2 J = 11/2
8 356,12	Y - 1 150	f^3d^2 J = 9/2
8 394,35	Y - 1 250	f^3d^2 $6M^0_{15/2}$
? 8 510,91	? Y - 800	? f^3ds J = 11/2
8 521,91	Y - 800	f^3ds $6K^0_{15/2}$
9 023,77	Y - 800	f^3ds $61^0_{17/2}$
? 9 291,77		J = 15/2
? 12 645,67		J = 17/2

TABLEAU XVI
Niveaux pairs U II B

Énergies K	J	Dép. isot. mK	Énergies K	J	Dép. isot. mK
17 392,22	9/2	Y - 440	27 499,35	11/2	Y - 880
? 18 200,06	9/2		27 929,90	11/2	- 930
18 827,02	11/2	- 400	27 930,22	13/2*	- 800
19 517,73	7/2		28 154,41	11/2	- 940
20 354,00	11/2	- 650	28 341,53	9/2	- 870
20 571,71	7/2	- 700	28 344,08	13/2	- 920
20 961,71	7/2	- 825	28 347,21	7/2	- 810
21 021,39	7/2	- 800	28 441,71	13/2	- 620
21 320,20	7/2	- 1 010	28 587,23	11/2	- 1 000
21 555,27	9/2	- 1 150	28 636,85	13/2	- 1 100
21 679,15	9/2*	- 1 170	28 758,09	11/2	- 1 050
21 710,76	13/2	- 800	29 206,67	11/2	- 800
21 831,05	9/2		29 476,71	13/2	- 800
21 860,04	7/2		? 29 557,92	11/2	- 1 040
21 975,57	13/2	- 640	29 827,48	11/2	- 1 170
22 101,33	9/2	- 800	29 932,37	15/2	- 800
22 165,17	9/2	- 820	29 936,43	11/2	- 520
22 250,39	7/2	- 1 080	29 978,12	13/2	- 1 200
22 429,85	9/2	- 540	? 30 042,93	9/2	- 1 280
22 642,47	9/2	- 995	30 060,72	11/2	- 200
22 764,89	11/2	- 440	30 085,73	11/2	- 960
22 868,02	9/2	- 1 400	30 240,39	11/2	- 800
22 917,44	11/2	- 1 115	? 30 263,98	9/2	- 900
23 234,82	13/2	- 940	30 341,65	15/2	- 1 300
23 241,35	11/2	- 360	30 438,45	9/2*	- 850
23 315,08	9/2	- 630	30 670,57	17/2	- 1 320
23 553,96	11/2	- 1 430	30 678,13	17/2	- 1 375
23 635,91	13/2	- 1 020	30 859,42	5/2	- 965
23 778,16	11/2	- 935	30 860,10	11/2	- 1 000
23 911,62	9/2	- 1 220	30 896,83	15/2	- 930
24 010,45	11/2	- 1 070	30 941,58	15/2	- 1 100
24 152,82	11/2	- 1 075	31 235,71	15/2	- 940
24 159,68	13/2*	- 1 140	31 316,22	5/2	- 940
24 287,99	11/2	- 1 010	31 499,64	7/2	- 1 080
24 293,08	13/2	- 1 200	31 784,71	7/2	- 1 150
24 305,61	9/2	- 685	? 32 028,26	7/2	- 1 020
24 342,18	7/2	- 670	32 211,29	13/2	- 1 000
24 453,42	9/2	- 1 250	32 226,06	5/2	- 1 000
24 608,15	11/2	- 740	32 410,78	13/2	- 200
24 684,12	9/2	- 600	? 32 416,69	11/2	- 1 000
25 163,88	13/2	- 1 030	32 535,00	13/2	- 1 100
25 356,96	13/2*	- 1 345	32 775,19	7/2	- 1 090
25 416,81	13/2	- 220	33 234,01	5/2	- 1 300
25 437,54	9/2	- 825	33 282,51	7/2	- 700
25 492,90	11/2	- 805	? 33 748,79	11/2	- 850 (K)
25 495,48	7/2	- 980	? 34 049,54	13/2	- 1 000
25 714,03	13/2	- 1 025	? 34 199,47	11/2	- 840
25 967,68	7/2	- 580	? 34 612,90	9/2	
25 986,33	13/2	- 1 185	34 708,22	13/2	- 850
26 084,78	11/2	- 915	34 885,46	13/2	- 980 (K)
26 191,29	13/2	- 1 095	34 923,51	13/2	- 1 270
26 285,16	11/2	- 1 060	? 35 446,89	13/2	
26 415,09	13/2	- 1 200	? 35 960,19	9/2	- 1 100 (K)
26 581,90	7/2	- 1 070	36 174,90	17/2	- 1 000
26 716,67	13/2	- 1 360	38 152,90	15/2	
27 126,07	9/2	- 1 100	? 38 681,86	7/2	- 1 570 (K)
27 267,64	11/2	- 1 100	? 38 788,39	11/2	
? 27 290,25	7/2	- 700	? 38 903,29	7/2	
27 357,25	11/2	- 950	41 317,04	11/2	- 1 140 (K)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] N. ATHERTON et L. BOVEY. — *Rapport A. E. R. E.*, 1960, R. 3226.
- [2] J. N. BAKALUNIA et N. IONOV. — *J. Exp. Theoret. Phys.*, 1959, 36, n° 9, 709.
- [3] J. BAUCHE, J. BLAISE et M. FRED. — *C. R. Acad. Sc.*, 1963, 256, 5091.
- [4] J. BLAISE. — Thèse, Paris, 1957; *Ann. Phys.*, 1958, 3, 1019.
- [5] J. BLAISE. — *J. Phys. Rad.*, 1958, 19, 335.
- [6] J. BLAISE et M. DIRINGER. — *Atomic Spectro. Symp. Argonne*, 1961.
- [7] J. BLAISE, M. FRED, S. GERSTENKORN et B. R. JUDD. — *C. R. Acad. Sc.*, 1962, 255, 2403.
- [8] J. BLAISE, S. GERSTENKORN et M. LOUVEGNIES-DIRINGER. — *J. Phys. Rad.*, 1957, 18, 318.
- [9] J. BLAISE et R. VETTER. — *C. R. Acad. Sc.*, 1963, 256, 630.
- [10] J. C. VAN DEN BOSCH. — *Physica*, 1949, 15, 503.
- [11] J. C. VAN DEN BOSCH. — *Phys. Rev.*, 1950, 80, 100.
- [12] G. BREIT. — *Phys. Rev.*, 1932, 42, 348.
- [13] G. BREIT. — *Rev. Mod. Phys.*, 1958, 30, n° 2, 507.
- [14] P. BRIX. — *Zeits. Physik*, 1949, 126, 431.
- [15] P. BRIX. — *Zeits. Physik*, 1952, 132, 579.
- [16] P. BRIX et H. KOPFERMANN. — *Zeits. Physik*, 1949, 126, 344.
- [17] P. BRIX et H. KOPFERMANN. — *Zeits. Akad. Wiss. Göttingen*, 1951, 17.
- [18] L. E. BURKHART, G. L. STUKENBROCKER et S. ADAMS. — *Phys. Rev.*, 1949, 75, 83.
- [19] R. CHABBAL et P. JACQUINOT. — *Rev. Opt.*, 1961, 40, n° 4, 157.
- [20] M. F. CRAWFORD et A. L. SCHAWLOW. — *Phys. Rev.*, 1949, 76, 1310.
- [21] M. DIRINGER. — *C. R. Acad. Sc.*, 1960, 250, 828.
- [22] C. DUFOUR. — Thèse Paris, 1950; *Ann. Phys.*, 1951, 6, 5.
- [23] E. FINCKH et A. STEUDEL. — *Zeits. Physik*, 1955, 141, 19.
- [24] M. FRED et F. S. TOMKINS. — *Spectro. Acta*, 1954, 6, 139.
- [25] M. FRED et F. S. TOMKINS. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, 47, 1076.
- [26] S. GERSTENKORN. — *Rapport C. E. A.*, n° 1909.
- [27] S. GERSTENKORN. — Thèse Paris, 1962; *Ann. Phys.*, 1962, 7, 367.
- [28] G. R. HARRISON. — *M I T Wavelength Tables*.
- [29] D. HUGUES et C. E. ECKART. — *Phys. Rev.*, 1930, 36, 694.
- [30] W. HUMBACH. — *Zeits. Physik*, 1952, 133, 189.
- [31] W. HUMBACH. — *Zeits. Physik*, 1955, 141, 59.
- [32] P. JACQUINOT et C. DUFOUR. — *J. Recherches CNRS*, 1951, 2, n° 6, 91.
- [33] E. G. JONES. — *Proc. Phys. Soc.*, 1933, A 45, 501.
- [34] B. R. JUDD. — Communication personnelle.
- [35] B. R. JUDD. — *Phys. Rev.*, 1962, 125, 613.
- [36] J. J. KATZ et E. RABINOVITCH. — *Chemistry of Uranium*, Mac Graw Hill-Book and Co., 1951.
- [37] C. C. KIESS, C. J. HUMPHREYS et D. D. LAUN. — *J. Research Nat. Bur. Stand.*, 1946, 37, 57.
- [38] H. KOPFERMANN. — *Nuclear Moments*, Academic Press Inc., 1958.
- [39] H. G. KUHN. — *Atomic Spectra*, Longmans Green and Co., 1962.
- [40] H. G. KUHN et R. TURNER. — *Proc. Phys. Soc.*, 1961, A 265, 39.
- [41] W. F. MEGGERS, C. H. CORLISS et B. F. SCRIBNER. — *Spectro. Acta*, 1961, 17, n° 11, 1137.
- [42] C. H. MOORE. — *Opt. i. Spectro.*, 1959, 6, n° 4, 433, trad. américaine, p. 275.
- [43] J. R. McNALLY JR. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, 39, 271.
- [44] J. R. McNALLY JR. et G. R. HARRISON. — *U. S. Atomic Energy Commission Report*, Y 340, 1949.
- [45] G. RACAH. — *Nature*, 1932, 129, 723.
- [46] E. W. T. RICHARDS et M. D. CREW. — *Rapport A. E. R. E.*, 1959, n° 2941.
- [47] J. F. ROSENTHAL et G. BREIT. — *Phys. Rev.*, 1932, 41, 459.
- [48] H. SCHÜLER et H. WESTMEYER. — *Zeits. Physik*, 1933, 82, 685.
- [49] P. SCHUURMANS. — Thèse Amsterdam, 1946.
- [50] P. SCHUURMANS. — *Physica*, 1946, 11, 419.
- [51] P. SCHUURMANS, J. C. VAN DEN BOSCH et N. DIJKWEL. — *Physica*, 1947, 13, 117.
- [52] A. G. SHENSTONE. — *Phys. Rev.*, 1930, 36, 669.
- [53] W. von SIEMENS. — *Ann. Physik*, 1953, 13, 136.
- [54] D. D. SMITH. — *Rapport O. R. N. L.*, n° 1412, Oak Ridge.
- [55] D. D. SMITH, G. L. STUKENBROCKER et J. R. McNALLY JR. — *J. Phys. Rev.*, 1951, 84, 383.
- [56] D. W. STEINHAUS. — *Atomic Spectro. Symp.*, Argonne, 1961.
- [57] D. W. STEINHAUS. — Communication personnelle.
- [58] D. W. STEINHAUS. — *Compilation des données sur l'uranium*, Los Alamos, 1961.
- [59] A. R. STRIGANOV et L. A. KOROSTYLEVA. — *J. Exp. Theor. Phys. U. R. S. S.*, 1955, 29, 393, trad. américaine, p. 276.
- [60] A. R. STRIGANOV et L. A. KOROSTYLEVA. — *Opt. i. Spectro.*, 1957, 1956, 1, n° 8.
- [61] A. R. STRIGANOV et L. A. KOROSTYLEVA. — *Opt. i. Spectro.*, 1959, 7, n° 2, 137.
- [62] E. F. WORDEN, R. G. GUTMACHER, E. K. HULET, J. G. CONWAY et M. FRED. — *J. O. S. A.*, 1962, 52, 1311.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Balayage magnétique en spectroscopie optique

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 16 janvier 1964.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

M. DIRINGER

Imprimé avec les *Annales de Physique*.

Le Gérant : G. Masson

DÉPÔT LÉGAL : 1964, 2^e TRIMESTRE, N^o D'ORDRE 4137, MASSON ET C^o, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N^o 4862. — 7-1964.

