



**HAL**  
open science

## Désintégration du $^{189}\text{Hg}$ et du $^{189}\text{Au}$

J. Jastrzebski, P. Kilcher, P. Paris

► **To cite this version:**

J. Jastrzebski, P. Kilcher, P. Paris. Désintégration du  $^{189}\text{Hg}$  et du  $^{189}\text{Au}$ . Journal de Physique, 1973, 34 (10), pp.755-760. 10.1051/jphys:019730034010075500 . jpa-00207439

**HAL Id: jpa-00207439**

**<https://hal.science/jpa-00207439>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

Classification  
*Physics Abstracts*  
 12.20

## DÉSINTÉGRATION DU $^{189}\text{Hg}$ ET DU $^{189}\text{Au}$

J. JASTRZEBSKI (\*), P. KILCHER

Institut de Physique Nucléaire, BP n° 1, Orsay, France

P. PARIS

Centre de spectrométrie nucléaire et de spectrométrie de masse, BP n° 1, Orsay, France

(Reçu le 16 février 1973)

**Résumé.** — La chaîne radioactive  $A = 189$  a été étudiée à partir de sources d'or ou de mercure séparées isotopiquement. Les spectres des électrons de conversion et des rayonnements gamma ont permis d'identifier de nouvelles transitions dans la décroissance de  $^{189}\text{Hg}$  et  $^{189}\text{Au}$ . Un schéma de niveaux de  $^{189}\text{Pt}$  a été établi à partir des énergies des transitions et de leurs intensités. Une explication des niveaux de ce noyau de la région de transition est proposée dans le cadre du modèle de Nilsson.

**Abstract.** — The radioactive chain with  $A = 189$  was studied using mass separated Hg or Au samples. Single conversion electrons and gamma rays spectra were investigated and a number of new transitions were identified in  $^{189}\text{Hg}$  and  $^{189}\text{Au}$  decays and their multipolarities determined. A level scheme of  $^{189}\text{Pt}$  is proposed, based on sum-differences of transition energies and intensity balances. Attribution of some Nilsson states for this transitional nucleus is tentatively proposed.

**1. Introduction.** — La période radioactive du  $^{189}\text{Hg}$ , mesurée correctement pour la première fois par N. Poffé *et al.* [1] et G. Andersson *et al.* [2], a été trouvée égale à 9 mn. La décroissance de cet isotope a été étudiée ensuite par N. Naumann *et al.* [3] et par notre groupe [4].

La décroissance du  $^{189}\text{Hg}$  alimente deux niveaux isomériques de longue période dans  $^{189}\text{Au}$  : un niveau de 30 mn [1]-[6], un autre niveau de période voisine de 4 mn mis en évidence dans un travail antérieur [4]. Nous avons alors attribué à l'état fondamental de  $^{189}\text{Au}$  la période de 4 mn afin de rendre compte de recherches infructueuses pour trouver un niveau de spin petit ayant cette période par méthodes de jet atomique [7], [8]. Ensuite, Heiser *et al.* [9] ont montré que le niveau isomérique de 4 mn est très fortement excité par des ions lourds, sans excitation notable du niveau ayant 4 mn de période. On peut donc supposer que le niveau de 4 mn a un spin élevé et, d'après la systématique, une énergie plus grande. Il semble donc que les résultats des expériences de jet atomique [7], [8] soient erronés, ce qui semble d'ailleurs confirmé par une plus récente expérience du même type [10]. La période de ce niveau a été récemment remesurée à Isolde CERN [11] et trouvée égale à  $4,5 \pm 0,1$  mn. Ce sera cette valeur

de la période que nous adopterons dans la suite. En se basant sur la systématique des isotopes de Au plus lourds, on peut raisonnablement supposer que l'état de 4,5 mn a comme spin et parité  $11/2^-$  et l'état fondamental  $3/2^+$ . La période longue de l'état isomérique par rapport aux autres isotopes de l'or pourrait provenir du croisement des niveaux  $11/2^-$  et  $5/2^+$  attendu dans la systématique.

Dans cet article, nous rapportons les résultats obtenus dans l'étude de la chaîne radioactive qui suit la décroissance de  $^{189}\text{Hg}$ . Les résultats de certaines mesures, déjà publiées [4], [12], [13], ne sont repris que partiellement.

**2. Méthodes expérimentales.** — Les sources de  $^{189}\text{Hg}$  ont été obtenues en séparant isotopiquement le mercure d'or irradié par des protons de 110 MeV au synchrocyclotron d'Orsay. Le temps de séparation était de l'ordre de 30 s et les mesures pouvaient commencer 10 mn après la fin de l'irradiation.

Dans une partie de ce travail, nous avons aussi utilisé des sources de  $^{189}\text{Au}$ , soit séparées isotopiquement, soit séparées chimiquement de sources de  $^{189}\text{Hg}$ .

Dans le premier cas, environ 1 g de Pt naturel a été irradié avec des protons de 110 MeV et l'or a été ensuite séparé isotopiquement [14]. La méthode suivante a été utilisée pour la séparation chimique de l'or : la feuille d'aluminium contenant le mercure implanté a été dissoute à l'aide de HCl concentré

(\*) De l'Institut de Recherches Nucléaires, Swierk, Varsovie, Pologne.

en présence de quelques milligrammes de AuCl<sub>3</sub>. Après la dissolution de l'aluminium, on y ajoute de l'eau distillée et un peu d'acétate d'éthyle. Après

centrifugation, on collecte la phase organique contenant l'or. Celui-ci est ensuite récupéré dans quelques gouttes de HCl (10 %) après agitation de la phase organique.

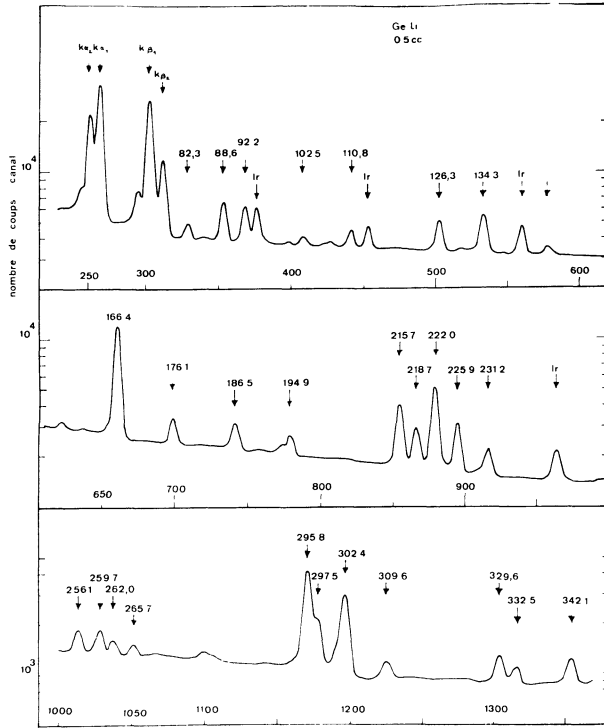


FIG. 1. — Le spectre gamma de <sup>189</sup>Au observé avec une jonction Ge-Li de 0,5 cm<sup>3</sup>.

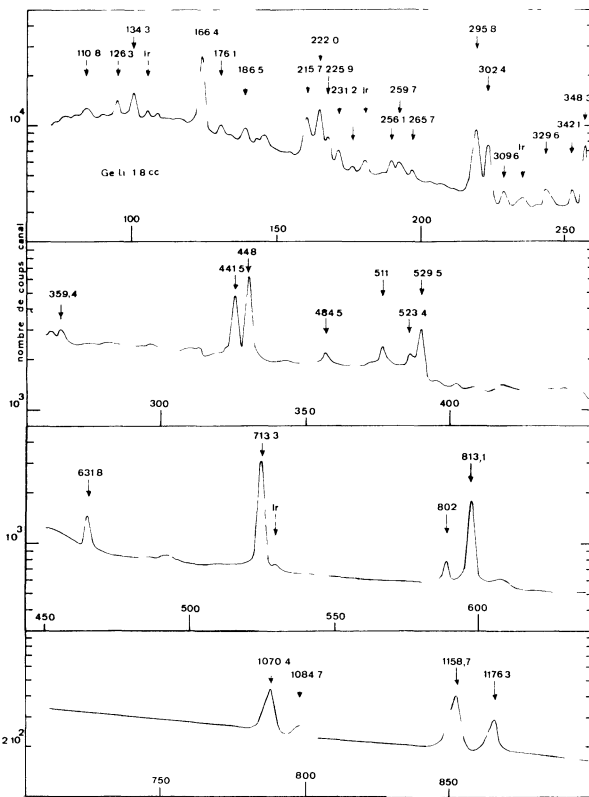


FIG. 2. — Le spectre gamma de <sup>189</sup>Au observé avec une jonction Ge-Li de 1,8 cm<sup>3</sup>.

Les spectres  $\gamma$  (Fig. 1 et Fig. 2) ont été étudiés à l'aide de deux jonctions Ge(Li) : une de 0,5 cm<sup>3</sup> (résolution : 0,85 keV pour le rayonnement  $\gamma$  de 88 keV du <sup>109</sup>Cd), l'autre de 1,8 cm<sup>3</sup> (résolution : 3,5 keV pour le rayonnement  $\gamma$  de 1,33 MeV de <sup>60</sup>Co). Pour les spectres des électrons de conversion, nous avons employé un spectrographe à 180°. Les électrons de basse énergie ont été étudiés avec une préaccélération de 10 kV appliquée à la source.

**3. Résultat des mesures.** — 3.1 LA DÉCROISSANCE DE <sup>189</sup>Hg (8,4 mn). — Nous avons précédemment publié [4] la mesure de la période radioactive de <sup>189</sup>Hg ainsi que la liste des transitions  $\gamma$  les plus importantes observées avec une jonction Ge(Li). Nous avons alors recherché l'existence de deux périodes dans ce noyau afin de mettre en évidence un niveau isomérique observé dans les autres isotopes du mercure de nombre de masse  $A \geq 193$ . Nos recherches furent infructueuses et nous en avons conclu qu'un tel niveau devait néanmoins exister dans <sup>189</sup>Hg, puisqu'un niveau de spin élevé dans <sup>189</sup>Au était fortement alimenté par la décroissance de <sup>189</sup>Hg, mais que sa période devait être très voisine de celle de l'état fondamental. Cette hypothèse a été récemment confirmée expérimentalement par un travail de groupe français Isolde (CERN) [15] qui a montré l'existence dans cet isotope de deux périodes voisines :

$$T_{1/2} = 7,7 \pm 0,2 \text{ mn} \quad \text{et} \quad T_{1/2} = 8,7 \pm 0,2 \text{ mn}.$$

Les mesures des électrons de conversion des basses énergies (Fig. 3) ont révélé l'existence d'une très intense transition de 77,98 keV de multipolarité  $M1 (+ E2 \leq 5 \%)$  (Tableau I). Les autres raies de conversion, dans le domaine d'énergie étudiée

$$(20 \text{ keV} \leq E_{e^-} \leq 200 \text{ keV})$$

sont très faibles et leur attribution à la décroissance de <sup>189</sup>Hg ne peut être certifiée.

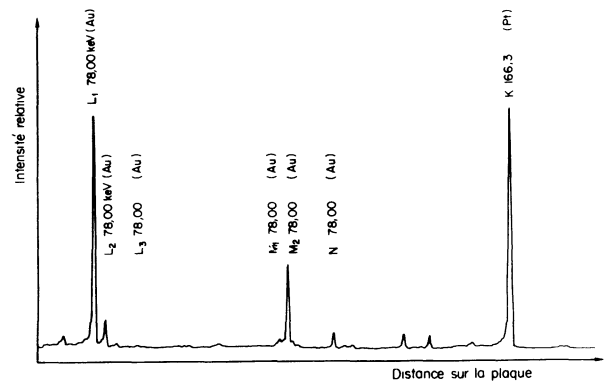


FIG. 3. — Le spectre des électrons de conversion de <sup>189</sup>Au à très basse énergie.

TABLEAU I

La transition de 77,98 keV dans <sup>189</sup>Au

	Energie des électrons de conversion	Intensité	Attribution
L <sub>I</sub>	63,63	128 ± 15	L <sub>I</sub> 77,98
L <sub>II</sub>	64,27	15 ± 3	L <sub>II</sub> 78,00
L <sub>III</sub>	66,05	1 ± 0,5	L <sub>III</sub> 77,97
M <sub>I</sub>	74,53	43 ± 8	M <sub>I</sub> 77,96 + Pt L <sub>I</sub> 88,45
M <sub>II</sub>	74,82	4 ± 1	M <sub>II</sub> 77,97
M <sub>III</sub>	75,16	~ 1	M <sub>III</sub> 77,90 + Pt L <sub>II</sub> 88,45
N	77,23	8	N 77,99
O	77,85	~ 1	O 77,96

3.2 LA DÉCROISSANCE DE <sup>189m</sup>Au (4,5 mn). — La plus grande partie des résultats concernant cette décroissance a été publiée [4]. Seules deux transitions  $\gamma$  de 166 keV et 322 keV ont été observées. Leurs intensités relatives est 100 : 20 ± 4 en bon accord avec les mesures récentes effectuées à Isolde (CERN) [15].

3.3 LA DÉCROISSANCE DE <sup>189</sup>Au (28,7 mn). — Cette décroissance a été étudiée en spectroscopie  $\gamma$  jusqu'à environ 1,2 MeV et en spectroscopie  $\beta$  jusqu'à 450 keV. Nous avons utilisé les récents résultats obtenus par Johansson *et al.* [6] à l'aide d'un spectromètre à double focalisation et de nouvelles mesures (par rapport à notre référence [4]) d'intensité des rayonnements  $\gamma$  (voir Fig. 1 et Fig. 2) pour déterminer les coefficients de conversion  $\alpha_K$  dans ces noyaux.

Le tableau II résume l'ensemble des résultats obtenus concernant les niveaux de <sup>189</sup>Pt. Nous avons admis, pour le calcul des coefficients  $\alpha_K$  que la transition de 713 keV avait une multipolarité E 1 pure [6].

Le schéma de niveau que nous proposons est représenté figure 4. Il est en essentiel accord avec l'étude de Naumann *et al.* [3], mais diffère de celle de Johansson *et al.* [6]. En particulier, le niveau de 6,3 keV a été introduit par Naumann *et al.* à cause de l'existence de plusieurs couples de transitions dont l'énergie diffère de 6,3 keV. D'autre part, P. Kilcher [5], dans une précédente étude concernant les électrons de conversion de basse énergie, a observé des raies pouvant appartenir à cette transition. De récentes mesures de coïncidence effectuées récemment à Isolde (CERN) [19] sont en accord avec l'essentiel du schéma que nous proposons.

La systématique des noyaux [16] ayant 111 neutrons permet avec beaucoup de certitude d'affirmer que le 111<sup>e</sup> neutron de <sup>189</sup>Pt se trouve sur une orbite de parité négative. Les multipolarités des transitions déterminées dans ce travail et dans [6] montrent que tous les niveaux excités observés au-dessus de 1 MeV ont aussi une parité négative, excepté un niveau de 1,16 MeV qui, lui, a une parité positive.

Il est très difficile de déterminer des valeurs uniques pour les spins des états excités d'autant plus que le spin de l'état fondamental peut être aussi bien 1/2

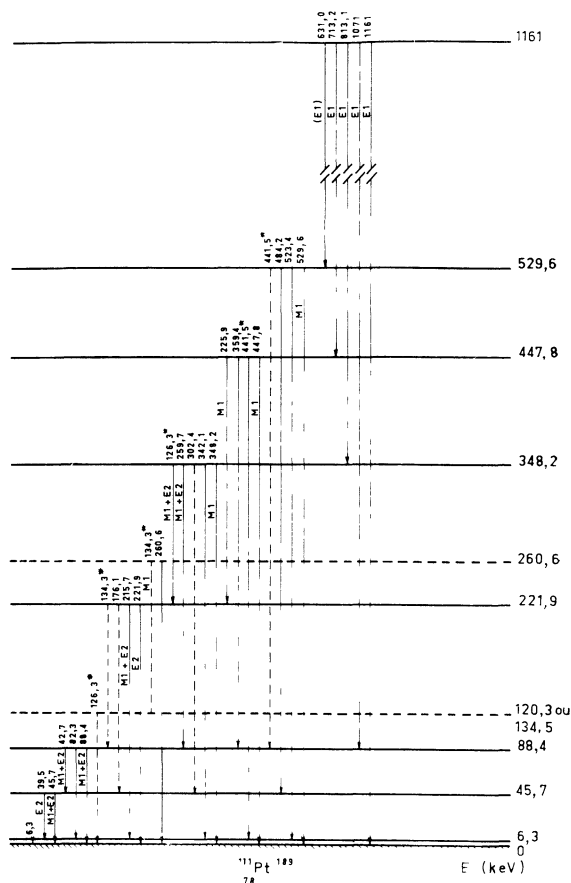


FIG. 4. — Le schéma de niveaux de <sup>189</sup>Pt.

que 3/2 d'après les valeurs de log ft mesurées dans la désintégration de <sup>189</sup>Pt [12], [16]. Malgré l'existence d'un certain nombre de transitions non placées dans le schéma, nous avons pu effectuer un bilan des intensités des niveaux suffisamment exact pour limiter la valeur du log ft de l'alimentation du niveau de 1,16 MeV comme étant inférieure à 5,4. Nous avons supposé que l'énergie totale de la désintégration est 2,6 MeV [17].

D'après le schéma proposé, l'excédent d'alimentation du niveau de 1,16 MeV est au moins de 50 %. Nous avons pour le calcul du log ft diminué cette valeur jusqu'à 25 % pour rendre compte de l'alimentation des niveaux [18] d'énergies plus élevées qui peuvent se désexciter sur le niveau fondamental ou le niveau à 1,16 MeV. Cette diminution est probablement pessimiste : d'après la valeur du log ft le spin du niveau de 1,16 MeV peut être 1/2<sup>+</sup>, 3/2<sup>+</sup> ou 5/2<sup>+</sup> en supposant, en accord avec la systématique des isotopes de l'or de A plus élevé, que le spin du niveau de période 30 mn dans <sup>189</sup>Au est 3/2<sup>+</sup>.

4. Discussion. — Dans l'état actuel de nos connaissances sur la désintégration du <sup>189</sup>Hg, il est impossible de proposer un schéma des niveaux de <sup>189</sup>Au. Dans les isotopes de l'or plus lourds (A ≥ 191) l'état fondamental a le spin et la parité 3/2<sup>+</sup> et le premier état excité 1/2<sup>+</sup> décroît sur l'état fondamental

TABLEAU II. — Transitions observées dans la décroissance de  $^{189}\text{Au}$ 

Energie de la transition (keV) Naumann <i>et al.</i>	Energie de la transition (keV) ce travail	Raies de conversion observées	Rapport des coefficients de conversion interne	Intensité des raies $\gamma$	$\alpha_K$ (a)	Multipolarité la plus probable	Intensité totale des transitions (keV)	Niveaux reliés (keV)	Différence en énergie (keV)
39,49	6,3 ? 39,42	$M_I, M_{II}, N, O$ $L_{II}, L_{III}, M_{II},$ $M_{III}, N, O$ (b)	$L_{II}/L_{III} = 0,8$ $M_{II}/M_{III} = 0,9$ $L_I/L_{II} = 4$ $L_{II}/L_{III} = 1,3$	—	—	$E2 (M1 < 20\%)$	490	$6,3 \rightarrow 0$ $45,7 \rightarrow 6,3$	— 0,0
45,05 45,68	42,75 45,70	$L_I, L_{II}, L_{III}, M_I$ (b)	$L_I/L_{II} = 0,6$ $L_{II}/L_{III} = 1,4$ $L_{II}/L_{III} = 1,8$ $L_I/L_{II} = 4,5$ $L_{II}/L_{III} = 2,2$	95 ± 15	—	$M1 + E2$	180	$45,7 \rightarrow 0$	—
88,41	82,2 88,5	$L_{II}, L_{III}, M_I$ (b) $L_I, L_{II}, L_{III}, M_I$	$L_{II}/L_{III} = 1,4$ $L_{II}/L_{III} = 1,8$ $L_I/L_{II} = 4,5$ $L_{II}/L_{III} = 2,2$	65 ± 10 18 ± 4 35 ± 6	1,2 ± 0,5	$M1 + E2$	500	$88,4 \rightarrow 6,3$ $88,4 \rightarrow 0$	+ 0,1 —
126,0	126,31	$K, L_I, L_{II}$ (b), $M_I$ $L_I$ ? $K, L_I, L_{II}$	$K/L_I = 3$ $L_I/L_{II} = 4$	60 ± 10 245 ± 30	1,8 ± 0,6	$M1 + E2$	100	$348,2 \rightarrow 221,9$	0,0
166,3	166,40	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	60 ± 10 245 ± 30	—	$M1$ $E2 (M1 < 10\%)$	185 430	$221,9 \rightarrow 88,4$	+ 0,8
176	176,1	$K, L_I, L_{II}$ (b), $M_I$ $L_I$ ? $K, L_I, L_{II}$	$K/L_I = 3$ $L_I/L_{II} = 4$	60 ± 10 245 ± 30	—	$M1$ $E2 (M1 < 10\%)$	185 430	$221,9 \rightarrow 88,4$	+ 0,8
195,3 215,5	186,5 194,95 215,68	$K, L_I, L_{II}$ $L_I, L_{II}$	$K/L_I = 3$ $L_I/L_{II} = 4$	33 ± 10 150 ± 25 90 ± 18	0,13 ± 0,09 0,42 ± 0,10 0,15 ± 0,04	$E2$ ou $E1$ $M1 + E2$ $E2$	40 220 110	$221,9 \rightarrow 6,3$	+ 0,1
222,1	218,7 222,0 225,7 231,2	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	230 ± 30 100 ± 20 60 ± 15	0,13 ± 0,04 0,55 ± 0,15 0,16 ± 0,04	$E2$ $M1$ $E2$	290 170 80	$221,9 \rightarrow 0$ $447,7 \rightarrow 221,9$	— 0,0
255 261	253,67 256,1 259,7 260,6	$K, L_I, L_{II}$ $L_I, L_{II}$	$K/L_I = 3$ $L_I/L_{II} = 4$	45 ± 12 50 ± 15	0,19 ± 0,05	$M1 + E2$	67 60	$348,2 \rightarrow 88,4$	— 0,1
329,9	262,0 265,7 297,5 309,6 329,6 332,5 342,1 348,3 359,4	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	35 ± 10 25 ± 10 145 ± 25 50 ± 18 65 ± 17 38 ± 12 70 ± 18 395 ± 30	0,31 ± 0,08 0,4 ± 0,01	$M1$ $M1$	45 38 190 65	$348,2 \rightarrow 0$ $447,8 \rightarrow 88,4$ $447,8 \rightarrow 6,3$ $447,8 \rightarrow 0$	— 0,0 — 0,3
341,5 348,1	309,6 329,6 332,5 342,1 348,3 359,4	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	50 ± 18 65 ± 17 38 ± 12 70 ± 18 395 ± 30	0,16 ± 0,03	$M1$	40 220 110	$348,2 \rightarrow 0$ $447,8 \rightarrow 88,4$ $447,8 \rightarrow 6,3$ $447,8 \rightarrow 0$	— 0,0 — 0,3
441,5 447,8	441,5 447,8 484,2 523,4 529,5 631 713,3 802 813	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	40 ± 15 362 ± 45 485 ± 70 40 ± 12 ~ 40 280 ± 65 113 ± 28 1 000 57 ± 18 615 ± 100	$(5 \pm 3) \times 10^{-2}$ $(9 \pm 2) \times 10^{-2}$ $(5 \pm 2) \times 10^{-2}$ $\leq 12 \times 10^{-3}$ Normalisation	$E2$ ou $M1$ $M1$	40 300 115 1 000	$529,6 \rightarrow 45,7$ $529,6 \rightarrow 0$ $529,6 \rightarrow 6,3$ $1 160,4 \rightarrow 529,6$ $1 160,4 \rightarrow 447,8$	+ 0,3 — 0,1 + 0,2 + 0,3
813,1 828,0 902	528,4 632 713,2 812,6 827,7	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	615 ± 100	$(2,4 \pm 1,1) \times 10^{-3}$	$E1$	620	$1 160,4 \rightarrow 384,2$	+ 0,4
1 071,5	1 071,5	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	268 ± 65 ~ 30	$< 2,3 \times 10^{-3}$	$E1$	270	$1 160,4 \rightarrow 88,4$	— 0,5
1 160,4 1 177,8	1 161,1 1 176	$K, L_I, L_{II}, L_{III},$ $M_I, M_{II}, M_{III}$	$K/L_I = 5$ $L_I/L_{II} = 0,2$ $L_{II}/L_{III} = 1,5$	330 ± 65 161 ± 40	$< 9 \times 10^{-4}$	$E1$	330	$1 160,4 \rightarrow 0$	—

(a) Normalisés par rapport à la transition de 713,3 keV considérée comme  $E1$  pure.

(b) Raies de conversion mélangées à d'autres.

par une transition de multipolarité  $M 1 + E 2$ . La transition intense de 78 keV, convertie dans l'or, ne suit pas la systématique des autres isotopes de Au. Son énergie est plus grande et elle ne possède pas de contribution notable de la multipolarité  $E 2$ .

La décroissance de l'état de 4,5 mn dans <sup>189</sup>Au a été récemment étudiée à Isolde [11], [15], [19]. Ces études ont mis en évidence un état isomérique dans <sup>189</sup>Pt qui, vraisemblablement se désexcite par une transition de très basse énergie et la transition de 166 keV, observée aussi dans la désintégration de 30 mn de <sup>189</sup>Au. En se basant sur la valeur des  $\log ft$  on attribue à cet état les nombres quantiques asymptotiques  $9/2^- (505)$  caractérisant le potentiel déformé. L'état isomérique de 0,5  $\mu$ s est alimenté non seulement par capture électronique et  $\beta^+$  mais aussi par la transition de 322 keV que nous avons précédemment identifiée [4] dans la désintégration de <sup>189m</sup>Au. Les résultats des références [11], [15], [19] sont résumés sur la figure 5.

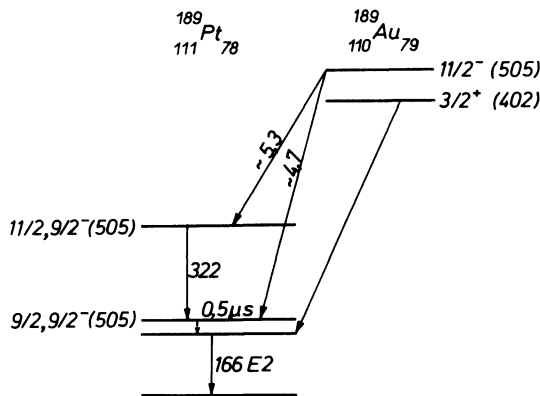


FIG. 5. — Le schéma de niveaux de <sup>189m</sup>Au d'après [11], [19].

Ceci autorise à penser qu'au moins certains états excités dans le noyau de <sup>189</sup>Pt peuvent être expliqués par le modèle de Nilsson. Il serait donc intéressant de voir comment ce modèle peut expliquer les niveaux observés dans la désintégration de 30 mn dans <sup>189</sup>Au en supposant que son spin et sa parité sont  $3/2^+$ . Sur la figure 6, nous présentons les niveaux de particules prévus par ce modèle [20] en employant un facteur de compression de 2 par rapport aux énergies calculées dans [20]. Cette valeur du facteur de compression rendant compte des effets d'appariement a été proposée pour les terres rares [21].

Sur cette même figure se trouvent aussi certains niveaux de <sup>185</sup>W [22], [23], et <sup>187</sup>Os [16] ces noyaux ayant également 111 neutrons. D'après le modèle de Nilsson et la systématique des noyaux de cette région on peut s'attendre à trouver les deux niveaux de particules  $1/2^- (510)$  et  $3/2^- (512)$  proches l'un de l'autre. Dans un domaine assez grand de déformation ( $0,13 \leq \epsilon \leq 0,20$ ), on s'attend à ce que le 111<sup>e</sup> neutron soit sur l'orbite  $1/2^- (510)$ . Dans ce cas, le niveau à 6,3 keV pourrait correspondre à l'orbite  $3/2^- (512)$

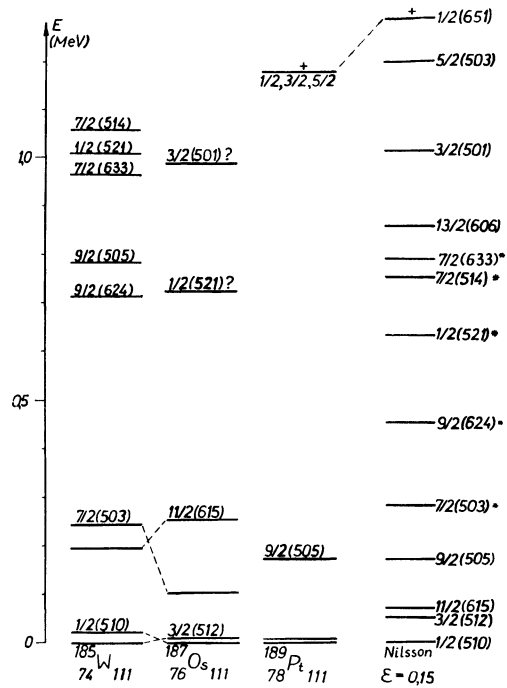


FIG. 6. — Les niveaux de particules de <sup>185</sup>W, <sup>187</sup>Os et <sup>189</sup>Pt.

dans <sup>187</sup>Os [16]. Les autres niveaux de basse énergie pourraient être des états rotationnels bâtis sur des états de particules, probablement très fortement mélangés par des interactions de Coriolis [22]. Malheureusement, la discussion concernant les états de basse énergie doit à présent se limiter à ces considérations, au moins jusqu'au moment où le spin de l'état fondamental de <sup>189</sup>Pt sera connu.

Par contre, nous pouvons essayer d'expliquer l'existence du niveau de parité positive à l'énergie 1,16 MeV. L'orbite la plus proche de parité positive, prévue par le modèle de Nilsson est  $1/2^+ (651)$ . Le niveau à 1,16 MeV peut posséder en partie les caractéristiques de cet orbite. Il reste à expliquer la valeur très petite du  $\log ft$  de ce niveau à partir de l'état  $3/2^+$  de l'or, qui, dans le cadre du modèle de Nilsson, peut être attribué à l'orbite  $3/2^+ (402)$ . Dans le travail de Duke *et al.* [18] il a été montré que la « strength function » de <sup>189</sup>Au présente deux maxima vers 1,2 MeV et 1,8 MeV. On a été tenté d'attribuer ces maxima à l'état de 3 quasi-particules

$$\{ 3/2 (402)_p, 11/2 (505)_p, 9/2 (505) \}_{1/2, 5/2}$$

Nous suggérons que l'état observé à 1,16 MeV a en plus le caractère  $1/2^+ (651)$  et que l'état à trois quasi-particules est fortement mélangé avec lui, ce qui diminue les valeurs de  $\log ft$ . Une autre raison pour l'accélération de la transition  $\beta$  pourrait être un mélange des états  $3/2^+ (402)$  et  $3/2^+ (651)$  dans <sup>189</sup>Au. Sur la figure 7, nous avons représenté la position des états de trois quasi-particules et la position de l'état  $1/2^+ (651)$  en fonction de la déformation, cette fois-ci en suivant la méthode approximative décrite dans [18]. ( $\Delta = 0,75$  MeV,  $\lambda$  coïncidence avec

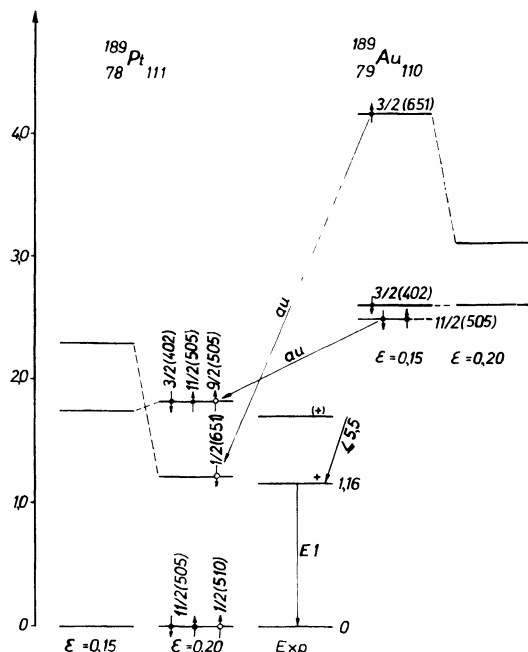


FIG. 7. — La position des niveaux  $1/2^+$  (651) et l'état à trois quasi-particules.

le dernier niveau rempli par les deux quasi-particules, les niveaux d'énergie sont ceux de [20]). En appliquant cette méthode, nous trouvons que l'état  $1/2^+$  (651) se trouve beaucoup plus haut pour la déformation  $\varepsilon = 0,15$  qu'en employant simplement le facteur de compression de 2 comme sur la figure 5. Mais son

énergie dépend fortement de la déformation et déjà pour  $\varepsilon = 0,2$ , il se trouve très près de l'énergie expérimentale 1,16 MeV et plus bas que l'état dégénéré  $1/2^+$  et  $5/2^+$  de trois quasi-particules qui varie peu avec la déformation. En plus, l'état  $3/2^+$  (651) dans  $^{189}\text{Au}$  se rapproche aussi du niveau  $3/2^+$  (402) quand la déformation augmente. L'introduction de l'orbite  $1/2^+$  (651) dans la description des états de parité positive dans  $^{189}\text{Pt}$  peut expliquer l'apparition d'un niveau  $1/2^+$  plus bas que prévu si on considère seulement les états à trois quasi-particules [18].

**5. Conclusion.** — D'après ce travail et [11], [19], il semble possible d'appliquer le modèle de Nilsson jusqu'au  $^{189}\text{Pt}$ , au moins dans l'explication de certains niveaux relativement bien déterminés. Malgré tout, dans l'état actuel des données expérimentales, il est difficile de postuler que toutes les propriétés de ce noyau peuvent être suffisamment bien décrites par ce modèle.

**Remerciements.** — Nous remercions M<sup>me</sup> N. Marty pour l'intérêt et le soutien qu'elle nous a apportés ainsi que M. A. Fourier qui a largement participé à l'élaboration de ce travail.

Nous remercions aussi l'équipe du synchrocyclotron d'Orsay pour les irradiations et celle du séparateur d'isotopes pour les séparations isotopiques.

L'un de nous (J. J.) remercie les autorités de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, et plus particulièrement M. J. Teillac pour les crédits qui lui ont été attribués lors de son séjour en France.

### Bibliographie

- [1] POFTE, N., ALBOUY, G., BERNAS, R., GUSAKOV, M., RIOU, M., TELLAC, J., *J. Physique. Rad.* **21** (1960) 343.
- [2] ANDERSSON, G., RINGH, R., *Ark. Fys.* **18** (1961) 185.
- [3] NAUMANN, R. A., PETRY, P. F., EVANS, J. S., *Nucl. Phys. A* **94** (1967) 151.
- [4] FOURRIER, A., JASTRZEBSKI, J., KILCHER, P., PARIS, P., TREHERNE, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **263** (1966) 1182.
- [5] KILCHER, P., *J. Physique. Rad.* **26** (1965) 541.
- [6] JOHANSSON, A., SVAHN, B., NYMAN, B., ANTMAN, S., *Z. Phys.* **230** (1970) 291.
- [7] LILJEGREN, G., LINDREN, I., SANNER, L., ADELROTH, K. A., *Ark. Fys.* **25** (1963) 107.
- [8] CHAN, Y. W., EHLERS, V. J., NIERENBERG, W. A., *Phys. Rev.* **144** (1966) 1020.
- [9] HEISER, C., ALEXANDER, K. F., BRINCKMANN, K. F., NENOV, N., NEUBERT, W., ROTTER, H., *Nucl. Phys. A* **96** (1967) 327.
- [10] WANNBERG, B., cité dans [6].
- [11] ERDAL, B. R., FINGER, M., FOUCHER, R., HUSSON, J. P., JASTRZEBSKI, J., JOHNSON, A., SEBILLE, C., HENCK, R., REGAL, R., SIEFFERT, P., ASTNER, G., BECK, E., KJELBERG, A., MUNNICH, F., PATZELT, P., Leysin Conference (Switzerland) Sept. 1970 CERN rep. n° 30-1970.
- [12] FOURRIER, A., JASTRZEBSKI, J., PARIS, P., KILCHER, P., TREHERNE, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **263** (1966) 509.
- [13] FOURRIER, A., Thèse 3<sup>e</sup> cycle Orsay.
- [14] SARROUY, J. L., CAMPLAN, J., DIONISIO, J. S., FOURNET-FAYAS, J., LEVY, G., OBERT, J., *Nucl. Inst. Meth.* **38** (1965) 29.
- [15] FINGER, M. *et al.*, CERN rep. n° 70-29 (1970).
- [16] WAY, K. *et al.*, *Nucléar data sheets* (Academic Press New York and London), 1966.
- [17] MYERS, W. D., SWIATECKI, I., UCRL 11480 (1965).
- [18] DUKE, C. L., HANSEN, P. G., NIELSEN, O. B., RUDSTAM, G. and ISOLDE collaboration, *CERN Nucl. Phys. A* **151** (1970) 609.
- [19] Collaboration France-CERN, à paraître.
- [20] NILSSON, S. G., TSANG, C. F., SOBCZEWSKI, A., SZYMANSKI, Z., WYCECH, S., GUSFAPSSON, C., LAMM, I., MOLLER, P., NILSSON, B., *Nucl. Phys. A* **131** (1969) 1.
- [21] REICH, C. W., BUNKER, M. E., *Proc. at Dubna Symposium on Nuclear Structure* (IAEA Vienna) 1968.
- [22] DALY, P. J., KLEINHEINZ, P., CASTEN, R. F., *Nucl. Phys. A* **123** (1969) 186.
- [23] KUROYANAGI, T., TAMURA, T., *Nucl. Phys. A* **133** (1969) 551.