**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta
**Band:** 28 (1955)
**Heft:** IV

**Artikel:** Etude des isotopes 197 et 195 de l'or et du mercure
**Autor:** Joly, R. / Brunner, J. / Halter, J.
**DOI:** https://doi.org/10.5169/seals-112616

**Nutzungsbedingungen**
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

**Conditions d'utilisation**
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

**Terms of use**
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

**Download PDF:** 26.07.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch**

# Etude des Isotopes 197 et 195 de l'Or et du Mercure

par **R. Joly*), J. Brunner, J. Halter** et **O. Huber**)** (E. P. F., Zurich).

(14. IV. 1955.)

*Zusammenfassung.* Die Isotope $Hg^{197}-Au^{197}$ und $Hg^{195}-Au^{195}$ wurden in einem $\beta$-Linsenspektrometer und in einem $\gamma$-Impulsspektrographen untersucht. $\beta-\beta$- und $\beta-\gamma$-Koinzidenzmessungen liefern die Reihenfolge der verschiedenen Übergänge. Die sich daraus ergebenden Zerfallsschemata zeigen eine bemerkenswerte Übereinstimmung. Die Konversionskoeffizienten der meisten $\gamma$-Übergänge und damit Spin und Parität der angeregten Niveaus können mit Hilfe der Koinzidenzmessungen, in Verbindung mit $\beta$- und $\gamma$-Absolutmessungen, berechnet werden. Einige der auftretenden Niveaus lassen sich als Einteilchenzustände deuten. Unter Verwendung der experimentellen Resultate gestattet die $\beta$-Theorie eine Abschätzung der Energiedifferenz zwischen den Grundzuständen entsprechender Hg-Au-Isotope.

## Introduction.

L'étude des niveaux nucléaires est actuellement l'un des principaux moyens d'approche de la structure du noyau et la spectroscopie nucléaire est une méthode de choix pour cette étude puisqu'elle renseigne à la fois sur l'espacement des niveaux nucléaires, la probabilité de transition de l'un à l'autre et, en général, à condition que ces grandeurs soient connues pour l'un des niveaux — sur le spin et la parité de tous les autres. Son domaine d'application est extrêmement étendu et s'accroît sans cesse, la mise en œuvre d'accélérateurs plus puissants permettant d'obtenir des radio-isotopes nouveaux.

Bien que le but de la spectroscopie nucléaire soit, en fin de compte, la connaissance des schémas de désintégration de tous ces radio-isotopes, il s'agit là d'un problème si vaste qu'il semble plus fructueux de grouper l'étude de noyaux en des séries où l'on peut penser à priori trouver des analogies, en vue de découvrir des régularités de la structure nucléaire. C'est ainsi, par exemple, que certains ont fait porter leurs efforts sur l'étude des noyaux présentant l'isomère nucléaire[1]), d'autres sur une étude systématique de la radioactivité $\beta$[2]) ou de transitions $\gamma$ d'un certain type. C'est à

*) Détaché du Laboratoire Central des Poudres, Paris.
**) Universität Fribourg.

de telles études que sont dûs les récents progrès que l'on a pu faire dans la connaissance du noyau: elles ont permis, par exemple, de choisir, parmi les différents modèles nucléaires proposés, le modèle à une particule de M. G. MAYER[3]) comme étant le plus conforme aux faits expérimentaux. Bien que son succès soit indéniable — et même quelque peu surprenant — l'insuffisance d'un modèle aussi simplifié reste cependant manifeste, puisqu'un modèle de conception fondamentalement opposée, tel que le modèle collectif de BOHR et MOTTELSON, est lui aussi susceptible de rendre compte de certains niveaux nucléaires.

Le domaine de validité du modèle de M. G. MAYER se borne d'ailleurs aux premiers états excités des noyaux et, même pour ces états, nombre de niveaux ne peuvent pas être expliqués et nombre de transitions $\beta$ et $\gamma$ sont différentes de ce que l'on pourrait attendre de ce modèle. Aussi semble-t-il indiqué, tout en s'aidant des données que ce modèle peut fournir, de chercher les éléments susceptibles de l'améliorer en décrivant avec la plus grande rigueur possible les niveaux de ces séries de noyaux dont nous parlions plus haut.

Ce travail entre dans le cadre plus général de la systématique des noyaux de $Z = 78$ à $Z = 82$ pour lesquels protons et neutrons achèvent ensemble de remplir les couches à 82 protons et 126 neutrons respectivement. Le $Hg^{195}$ est un noyau à nombre impair de neutrons de cette série, où les noyaux $Hg^{193}$ [4]), $Hg^{197}$ [5]), $Hg^{199}$ et $Pt^{195}$ [6]) ont fait l'objet d'études précédentes; leurs schémas de désintégration sont remarquablement analogues et tous les niveaux trouvés peuvent être identifiés à des niveaux prévus par le modèle de M. G. MAYER.

L'$Au^{195}$ est un noyau à nombre impair de protons s'apparentant à l'$Au^{197}$ dont le schéma de désintégration laissait subsister quelques difficultés[5])[7]), et dont l'étude a été reprise à l'aide de techniques plus éprouvées. Nous donnerons d'abord quelques indications sur ces méthodes expérimentales.

## Méthodes expérimentales et appareillages.

### I. Préparation des sources.

Par irradiation de l'isotope pur $Au^{197}$ aux deuterons de 27 MeV au cyclotron de l'Instituut voor Kernphysisch Onderzoek à Amsterdam*) on obtient simultanément les deux isotopes $Hg^{197}$ et $Hg^{195}$ suivant les deux processus (d, 2n) et (d, 4n) respectivement.

*) Nous remercions vivement M. le Professeur BAKKER qui a autorisé nos irradiations au cyclotron de son Institut.

Les proportions des deux isotopes varient à l'intérieur de la cible, le $Hg^{195}$ étant le plus abondant en surface: en choisissant convenablement une portion de la cible, on peut donc préparer des sources enrichies en l'un ou l'autre des deux isotopes. La portion choisie est chauffée sous vide et le mercure qui distille se dépose sur une mince feuille d'or (400 $\mu g/cm^2$)[5]). Les sources obtenues de cette façon ne présentent pas d'absorption gênante même pour les lignes de conversion de la plus faible énergie présente: une ligne de 20 KeV est à peine élargie.

## II. Spectromètre $\gamma$ à scintillation.

*Description du spectromètre.* Pour l'étude du rayonnement non converti, nous avons utilisé un spectromètre $\gamma$ construit par D. Maeder et dont la description figure par ailleurs[8]). Le compteur à scintillation que nous avons adjoint à ce spectromètre est constitué par un cristal cylindrique de NaI activé au Tl (L = 2,5 cm, $\varnothing$ = 3,2 cm) associé à un photomultiplicateur EMI 6260. Nous rappellerons seulement pour la compréhension des spectrogrammes donnés plus loin que l'enregistrement est constitué d'une part par un circuit numérateur à 5 canaux, chacun totalisant le nombre d'impulsions dans une partie définie du spectre et l'ensemble recouvrant tout le spectre; d'autre part, par un tube cathodique dont on photographie l'écran: sur la photographie, les abscisses sont proportionnelles aux énergies, les ordonnées au nombre d'impulsions; ce dernier point est réalisé en donnant au spot une vitesse de balayage verticale exponentielle de telle sorte que, en chaque point de l'échelle des ordonnées, le noircissement atteint sur la plaque photographique une hauteur proportionnelle au nombre d'impulsions de l'énergie correspondant au point considéré. En fait, cette proportionnalité n'est pas rigoureuse, mais peut être corrigée en tenant compte du nombre d'impulsions comptées dans les 5 canaux dont les limites figurent sur la plaque photographique (voir par exemple fig. 4). La résolution de l'appareil — définie comme la largeur relative à mi-hauteur de la ligne photoélectrique — est égale à 10% pour la ligne de 663 KeV du $Cs^{137}$.

## III. Spectromètres $\beta$.

Le spectre de conversion a été étudié à l'aide d'un spectromètre à lentille magnétique construit par W. Zünti et les sources étaient suffisamment intenses pour pouvoir l'utiliser au maximum de sa résolution soit 1,8%, son pouvoir collecteur étant alors de 1,4%.

Nous avons, en outre, disposé d'un spectromètre semi-circulaire dont la résolution est 0,5% pour une ouverture d'environ 0,2%; la détection est faite par plaque photographique. Fixant la température des plaques pendant leur exposition et le processus de développement, l'efficacité de ces plaques a été calibrée en fonction de l'énergie du rayonnement $\beta$ et, pour une énergie donnée, de l'intensité de ce rayonnement[9]). Nous avons seulement utilisé ce spectromètre pour déterminer les rapports d'intensité des différentes lignes de conversion $L$ d'un rayonnement $\gamma$ dans les cas où le spectromètre à lentille magnétique ne permettait pas leur résolution.

## IV. Mesures de coïncidences $\beta - \beta$ et $\beta - \gamma$. Application à la détermination des coefficients de conversion.

La seule étude des spectres $\beta$ et $\gamma$ d'un radioélément est souvent insuffisante pour établir son schéma de désintégration; afin de localiser les diverses transitions, des mesures de coïncidences sont nécessaires.

Ces mesures permettent en outre le calcul des coefficients de conversion dont la détermination est devenue d'une importance primordiale depuis que l'on dispose des valeurs théoriques des coefficients de conversion $\alpha_K = N_{e_K^-}/N_\gamma$ et $\alpha_L = N_{e_L^-}/N_\gamma$ dans les couches $K$ et $L$ des atomes[10]) en fonction de l'énergie et du caractère multipolaire du rayonnement $\gamma$ envisagé et du numéro atomique de l'élément qui l'émet. Pour les éléments qui nous intéressent ici — $Z \sim 80$ — une précision de $\pm$ 20% sur $\alpha_K$, jointe aux autres informations que fournit la spectrométrie $\beta$ ($\alpha_K/\alpha_L$; $L_{\mathrm{I}}:L_{\mathrm{II}}:L_{\mathrm{III}}$), est suffisante pour caractériser la transition correspondante; les mesures de coïncidences $\gamma - \gamma$ ou $\beta - \gamma$ permettent en général d'atteindre $\alpha_K$ avec une précision supérieure.

*Coïncidences $\beta - \beta$.* Le spectromètre à lentille magnétique que nous avons utilisé est équipé d'un arrangement permettant la mesure des coïncidences entre une ligne de conversion mesurée au spectromètre et tous ses partenaires, $\beta$ ou $e^-$, mesurés à l'aide d'un compteur $\beta$ à scintillation (cristal d'anthracène associé à un photomultiplicateur 1P21) placé juste derrière la source. Cet arrangement présente un double intérêt: d'une part, il permet d'identifier des lignes de conversion ayant même taux de coïncidences comme provenant d'une même transition $\gamma$; d'autre part moyennant une calibration il permet la détermination des coefficients de conversion. La description de cet appareillage, sa calibration ainsi que des exemples d'application figurant par ailleurs[11]), nous signalerons

seulement que cette méthode ne donne pas directement le coefficient de conversion $\alpha$; le taux de coïncidences dans une ligne de conversion (ou dans un spectre $\beta$ continu) est proportionnel au rapport $\varkappa = N_e^-/N$ du nombre d'électrons de conversion $N_e^-$ du partenaire au nombre $N$ de désintégrations; $\varkappa$ et $\alpha$ sont liés par la relation évidente:

$$\alpha = \frac{\varkappa}{1-\varkappa}.$$

La méthode des coïncidences $e^- - e^-$ (ou $\beta - e^-$) sera donc imprécise pour déterminer $\alpha$ dans les deux cas où l'on a affaire soit à un rayonnement peu converti soit à un rayonnement très converti. Dans le premier cas, en effet, le nombre de coïncidences vraies peut être tout à fait négligeable par rapport à celui des coïncidences fortuites, car le compteur à scintillation enregistre tous les électrons émis par la source et ne participant pas à la cascade que l'on étudie: l'imprécision sur $\varkappa$ entraîne celle sur $\alpha$. Dans le second cas, $1 - \varkappa$ étant très petit, l'erreur

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{1}{1-\varkappa} \cdot \frac{d\varkappa}{\varkappa}$$

peut être considérable, bien que la précision sur $\varkappa$ soit bonne.

*Coïncidences $\beta - \gamma$.* Le dispositif réalisé est une combinaison des deux spectromètres $\beta$ et $\gamma$[12]). Le cristal du compteur à scintillation est introduit dans le spectromètre $\beta$ à une distance de 7 mm derrière la source, distance minima permise si l'on veut éviter le «backscattering» des électrons sur la boîte d'aluminium renfermant le cristal; ce backscattering aurait pour effet de superposer un fond continu important au spectre des lignes de conversion d'un radioélément et le spectre de coïncidences de ce fond au spectre de coïncidences de l'une de ces lignes. Un conducteur de lumière de plexiglass amène les impulsions lumineuses du cristal au photomultiplicateur qui ne pourrait pas travailler dans le champ magnétique du spectromètre $\beta$ régnant au voisinage de la source. Avec le tube choisi (EMI 6260), peu sensible au champ magnétique et, de plus, blindé à l'aide de permalloy, un conducteur de lumière de 15,5 cm de longueur (diamètre 4,2 cm) est suffisant pour placer le tube à une distance telle que l'on ne note aucune perte d'amplification pour un courant de 4 ampères dans le spectromètre $\beta$, intensité correspondant à la focalisation d'électrons de 800 KeV. L'emploi du conducteur de lumière entraîne une perte de résolution: la largeur relative à mi-hauteur de la ligne $\gamma_{663}$ du $Cs^{137}$ devient égale à 16% (au lieu de 10% sans conducteur de lumière).

Alors que le dispositif de mesure de coïncidences $\beta - \beta$ ne donnait qu'un taux global de coïncidences, cet arrangement permet d'identifier les lignes $\gamma$ en coïncidence avec une ligne de conversion mesurée au spectromètre $\beta$ et l'on obtient la totalité de ce spectre de coïncidences en une seule mesure. L'intérêt de ce dernier point mérite d'être souligné: en effet, les angles solides sous lesquels les compteurs $\beta$ et $\gamma$ sont vus de la source sont très petits (1,5% pour le compteur $\beta$; quelques pour cent pour le compteur $\gamma$) et, le nombre des coïncidences étant proportionnel à leur produit, il serait, en général, illusoire de chercher à mesurer la totalité du spectre $\gamma$ en coïncidence avec une ligne de conversion à l'aide d'un spectromètre $\gamma$ à un canal variable.

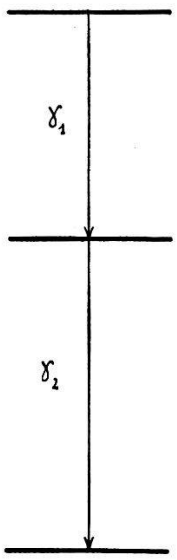

Fig. 1.
Cascade $\gamma_1 - \gamma_2$.

Outre son application évidente à la détermination de la position des lignes dans un schéma de désintégration, nous verrons que cet appareillage permet la mise en évidence de lignes $\gamma$ que le spectrographe $\gamma$ ne séparait pas de lignes voisines, plus intenses. De plus, moyennant la calibration de l'efficacité du compteur à scintillation en fonction de l'énergie du $\gamma$, ce dispositif permet encore la mesure de coefficients de conversion. Désignons en effet, dans une cascade $\gamma_1 - \gamma_2$ (fig. 1) par:

$N$ le nombre de désintégrations par unité de temps.
$Z_{e_1^-}$ le nombre d'électrons comptés au maximum d'une ligne de conversion de la transition $\gamma_1$.
$Z_{\gamma_2}$ le nombre de $\gamma_2$ produisant un effet photoélectrique dans le cristal.
$K_{e_1^-}^{\gamma_2}$ le nombre de coïncidences des $\gamma_2$ produisant un effet photoélectrique dans le cristal au maximum d'une ligne de conversion de $\gamma_1$.
$\omega_{sp}$ l'angle solide du spectromètre $\beta$.
$\varepsilon_{sp}$ l'efficacité du compteur Geiger du spectromètre ($\varepsilon_{sp} = 92\%$).
$\omega_\gamma$ l'angle solide du compteur $\gamma$ vu de la source.
$\varepsilon_\gamma$ l'efficacité photoélectrique du cristal du compteur $\gamma$.
$a_\gamma$ le coefficient d'absorption de la boîte renfermant le cristal et d'éventuels absorbants placés devant le cristal.
$\varkappa$ la quantité $N_{e^-}/N$.

On peut écrire pour la ligne de conversion $K$, par exemple, de la transition $\gamma_1$:

$$Z_{e_{1K}^-} = N \cdot \varkappa_{1K} \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp} \,. \tag{1}$$

$$Z_{\gamma_2} = N(1 - \varkappa_2)\, \omega_{\gamma_2}\, \varepsilon_{\gamma_2}\, a_{\gamma_2} \,. \tag{2}$$

$$K_{e_{1K}^-}^{\gamma_2} = \frac{Z_{e_{1K}^-} \cdot Z_{\gamma_2}}{N} \,. \tag{3}$$

D'où:

$$\frac{K_{e^-_{1K}}^{\gamma_2}}{Z_{e^-_{1K}}} = (1-\varkappa_2)\cdot\omega_{\gamma_2}\cdot\varepsilon_{\gamma_2}\cdot a_{\gamma_2}\,. \tag{4}$$

L'équation (4) permet de calculer $(1-\varkappa_2)$, si $\omega_{\gamma_2}\,\varepsilon_{\gamma_2}\,a_{\gamma_2}$ est connu. Pour calibrer cette quantité, nous pouvons appliquer l'équation (4) à des cascades $e^- - \gamma$ (ou $\beta - \gamma$) pour lesquelles le coefficient $\varkappa$ de la transition $\gamma$ est bien connu (ou est très petit vis-à-vis de l'unité); nous avons utilisé cette méthode pour les cascades $e^-_{164\,K} - \gamma_{133}$ du $Hg^{197}$; $e^-_{172\,K} - \gamma_{247}$ et $e^-_{247\,K} - \gamma_{172}$ de l'$In^{111}$; $\beta^- - \gamma_{411}$ de l'$Au^{198}$; $\beta^- - \gamma_{770}$ du $Nb^{95}$.

On peut également obtenir la quantité $\omega_\gamma\,\varepsilon_\gamma\,a_\gamma$ en utilisant l'équation (2) où l'on a déterminé $N\,(1-\varkappa)$ en calibrant l'intensité $\gamma$ de la source dans de bonnes conditions de collimation; pour que cette calibration soit précise, il convient d'utiliser des sources émettant un seul rayonnement $\gamma$; nous avons appliqué cette méthode aux rayonnements $\gamma_{411}$ de l'$Au^{198}$, $\gamma_{663}$ du $Cs^{137}$ et $\gamma_{830}$ du $Mn^{54}$.

Deux courbes de calibration de $\omega_\gamma\,\varepsilon_\gamma\,a_\gamma$ en fonction de l'énergie sont reproduites sur la figure 2. La courbe $B$ est valable pour une

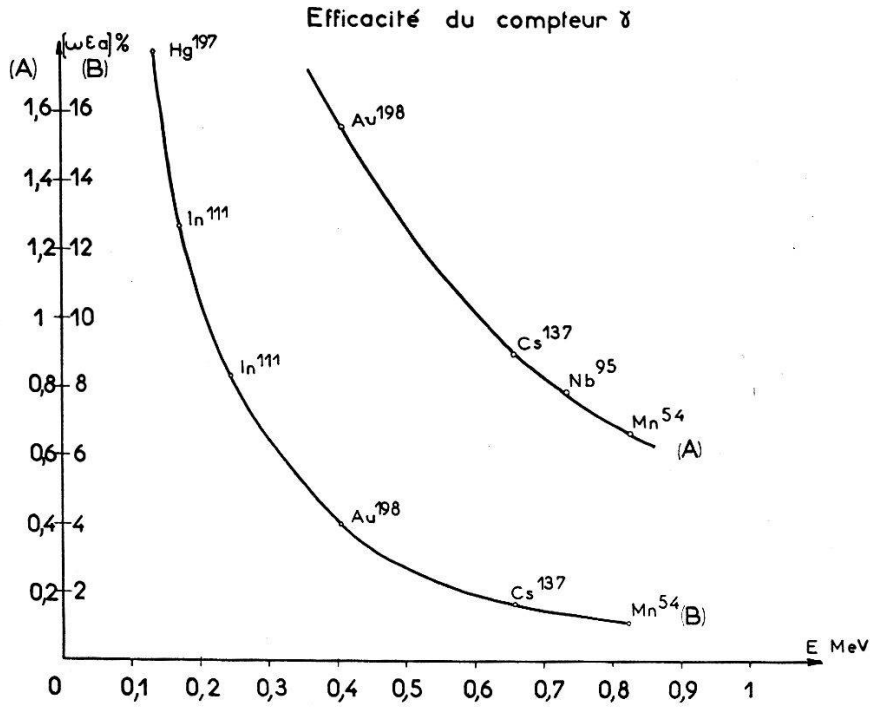


Fig. 2.

source placée à 11,3 mm du cristal ($L = 2{,}5$ cm; $\varnothing = 3{,}2$ cm) et sans interposer d'absorbant autre que la boîte renfermant le cristal (soit: 1,8 mm d'Al + 2,5 mm de MgO). Lorsque l'on étudie des rayons $\gamma$ de quelques centaines de KeV, il est parfois nécessaire d'absorber les rayonnements $\gamma$ d'énergie faible (en particulier les

*

rayons X) qui surchargeraient le spectromètre $\gamma$: la courbe de calibration $A$ a été obtenue en plaçant, entre la source et la boîte du cristal, une feuille de plomb d'épaisseur 2 mm et un absorbant (0,1 mm Ta + 0,35 mm Sn + 0,14 mm Cu) destiné à éliminer les rayons X du plomb; corrélativement, on a dû éloigner la source du cristal jusqu'à une distance de 15,3 mm afin d'éviter le «backscattering» des électrons sur le plomb.

Au sujet de la détermination des coefficients de conversion par la méthode des coïncidences $e^- - \gamma$, nous pouvons répéter les remarques faites pour les coïncidences $e^- - e^-$, mais la grandeur que l'on atteint ici est $1 - \varkappa$; si le rayonnement $\gamma_2$ est peu converti, la précision sur $1 - \varkappa_2$ est bonne mais $\varkappa_2$ étant petit, l'erreur

$$\frac{d\alpha_2}{\alpha_2} = \frac{1}{\varkappa_2} \cdot \frac{d(1-\varkappa_2)}{1-\varkappa_2}$$

peut être considérable; si le rayonnement que l'on étudie est très converti, la ligne $\gamma_2$ pourra être masquée dans le spectre de coïncidences par d'autres lignes en coïncidence vraie avec $\gamma_1$ ou par des lignes peu converties donnant des coïncidences fortuites: l'analyse difficile du spectre de coïncidences entraînera une imprécision sur $\varkappa$, donc sur $\alpha$.

### V. Mesures absolues $\beta$ et $\gamma$: 2' méthode de détermination des coefficients de conversion.

Les méthodes de coïncidences pour la détermination des coefficients de conversion ne peuvent évidemment s'appliquer que dans les cas restrictifs de cascades $\gamma - \gamma$ ou $\beta - \gamma$ et, même dans ces cas privilégiés, elles ne donnent pas toujours une précision satisfaisante, comme nous venons de le voir. Aussi avonsn–ous cherché à atteindre directement les coefficients de conversion $\alpha$ par des mesures absolues $e^-$ et $\gamma$[13]).

*Mesures $\gamma$ absolues.* Les différents rayonnements $\gamma$ issus de la source sont reçus sur le compteur à scintillation du spectromètre $\gamma$ au travers d'un collimateur cylindrique de plomb; les mesures permettent de calculer les énergies de ces rayonnements avec une précision de $\pm 2\%$ et leurs intensités absolues avec une précision qui dépend de l'énergie et de l'intensité du rayonnement considéré et aussi des valeurs relatives de ces quantités pour les divers rayonnements issus de la source. Dans le cas d'un rayonnement $\gamma$ unique, la détermination de l'intensité absolue nécessite la connaissance du coefficient d'absorption par effet photoélectrique du cristal de NaI pour ce rayonnement et de l'angle solide du cristal vu de la source; pour la première de ces quantités, nous avons utilisé les calculs de

MAEDER, MÜLLER et WINTERSTEIGER[14]); pour la seconde, nous avons corrigé l'angle solide géométrique défini par le collimateur, en tenant compte de la transparence du plomb qui constitue ce collimateur; chaque mesure a été répétée avec plusieurs géométries différant tant par la longueur que par le diamètre du collimateur, l'accord étant meilleur que $\pm 2\%$.

Dans le cas où plusieurs rayonnements sont simultanément présents, il faut en outre analyser le spectrogramme: on doit, partant de la ligne la plus énergique, retrancher son fond Compton pour obtenir le pic photoélectrique de la ligne suivante et ainsi de suite. Pour cela, toutes les fois où il a été possible de le faire, nous avons construit le fond Compton en étudiant, dans les mêmes conditions, un rayonnement $\gamma$ pur d'énergie très voisine de celle du rayonnement étudié; en cas d'impossibilité, nous avons interpolé entre deux $\gamma$ encadrant le $\gamma$ étudié, à l'aide des calculs de MAEDER, MÜLLER et WINTERSTEIGER.

*Mesures $e^-$ absolues.* La détermination de l'intensité absolue d'une ligne de conversion nécessite la mesure de cette ligne au spectromètre $\beta$ et la connaissance de l'angle solide de ce spectromètre.

Pour que la mesure d'une ligne de conversion soit exacte, il est nécessaire que la source soit assez mince pour ne pas absorber la radiation $e^-$ que l'on étudie; tel est le cas pour les sources de mercure préparées avec notre technique. La mesure de l'angle solide du spectromètre $\beta$ est également peu sujette à erreur, car elle n'est pas basée sur des mesures absolues d'électrons; utilisant des éléments dont le schéma de désintégration est simple et bien connu, nous avons seulement établi une correspondance entre la surface du spectre d'un tel élément, mesuré au spectromètre $\beta$, et le nombre d'électrons émis par cet élément dans un arrangement à angle solide défini réalisé dans le vide.

Nous estimons à $\pm 5\%$ l'erreur que l'on peut commettre sur la mesure absolue d'une ligne de conversion.

## Résultats expérimentaux.

### A. $Hg^{197}$ et $Au^{197}$.

#### I. Travaux antérieurs.

L'essentiel du schéma de désintégration du $Hg^{197}$ a été donné par O. HUBER et collaborateurs[5]) et confirmé par MIHELICH et collaborateur[7]), sauf en ce qui concerne la désintégration de l'$Au^{197m}$ de période 7 secondes. Ces derniers expérimentateurs ont en effet pu mettre en évidence une nouvelle transition de 130 KeV convertie

dans l'Au et que notre spectromètre ne sépare pas de la transition beaucoup plus intense de 133 KeV provenant de la désintégration du $Hg^{197m}$. Se basant sur la valeur mesurée (420 $\pm$ 40 KeV) du seuil de production de l'$Au^{197m}$ par scattering inélastique de neutrons[15]), ils ont proposé un nouveau schéma de désintégration pour cet isomère où le noyau retourne à l'état fondamental par une cascade $\gamma_{130} - \gamma_{277}$.

Il nous a paru intéressant de poursuivre cette étude et de vérifier notamment si la transition $\gamma_{130}$ appartient à la désintégration de l'$Au^{197m}$ tandis que les transitions $\gamma_{191}$ et $\gamma_{77}$ en sont exclues: signalons, par exemple, que d'autres auteurs[16]) ont trouvé le seuil de production de l'$Au^{197m}$ par scattering inélastique de neutrons à 530 $\pm$ 20 KeV, valeur semblant confirmer le schéma de O. Huber et collaborateurs (triple cascade $\gamma_{277} - \gamma_{191} - \gamma_{77}$) ou indiquer une triple cascade $\gamma_{130} - \gamma_{277} - \gamma_{77}$. De plus, nos mesures apportent quelques éléments expérimentaux nouveaux permettant en particulier d'identifier le caractère des divers rayonnements.

## II. Etude de l'isomère de 7 sec.

1. *Mesure directe du spectre $\gamma$ de l'$Au^{197m}$.* Suivant la réaction $Au^{197}$ (n, n) $Au^{197m}$, l'isotope pur $Au^{197}$ est excité à son niveau isomérique par bombardement aux neutrons rapides produits par la réaction Li(p, n)Be. Sur le spectrogramme au spectrographe $\gamma$ de

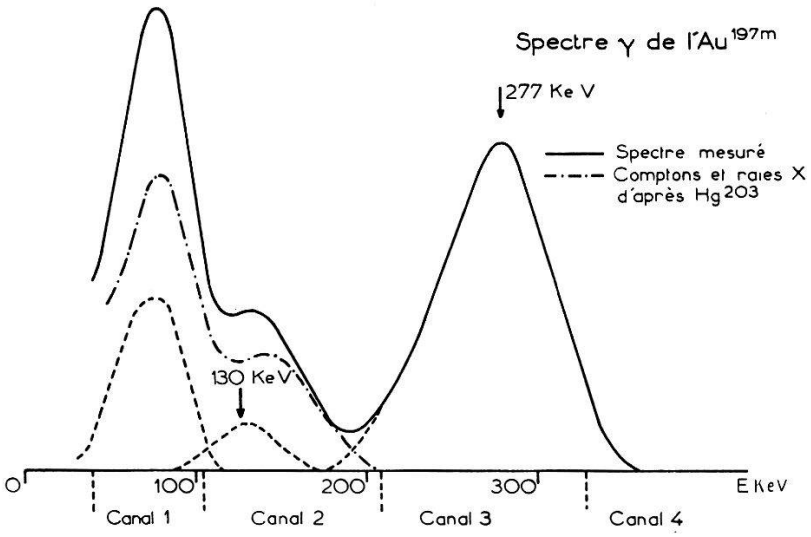


Fig. 3.

la source d'$Au^{197m}$ obtenu (fig. 3), on identifie aisément le photopic de la ligne $\gamma$ de 277 KeV mais, pour une analyse complète, il est nécessaire de déterminer le fond Compton de ce rayonnement: nous l'avons calibré expérimentalement à l'aide du rayonnement

$\gamma$ unique de 279 KeV du $Hg^{203}$. On a représenté sur la même figure 3 le fond Compton et le rayonnement X pour une source de $Hg^{203}$, mesurée dans les mêmes conditions et pour laquelle le pic photoélectrique de la ligne $\gamma$ du 279 KeV aurait même surface que le pic photoélectrique de la ligne $\gamma$ de 277 KeV de la source d'$Au^{197m}$ étudiée. Après soustraction il apparaît une ligne $\gamma$ faible de 130 KeV. Cette expérience met en évidence la transition $\gamma$ de 130 KeV dont Mihelich et de Shalit avaient trouvé les lignes de conversion[7]), mais elle prouve en outre que cette transition appartient bien à l'isomère de 7 secondes et qu'elle est beaucoup plus convertie que la transition $\gamma$ de 277 KeV; elle permet aussi d'exclure de l'isomère la transition $\gamma$ de 191 KeV.

2. *Etude de l'$Au^{197m}$ par la méthode des coïncidences $e^- - \gamma$.* a) *Coïncidences $e^-_{130L} - \gamma$.* L'existence de la transition $\gamma_{130}$ étant établie, il est possible de mesurer le spectre $\gamma$ en coïncidence avec ses lignes de conversion bien que celles-ci n'apparaissent pas dans le spectre

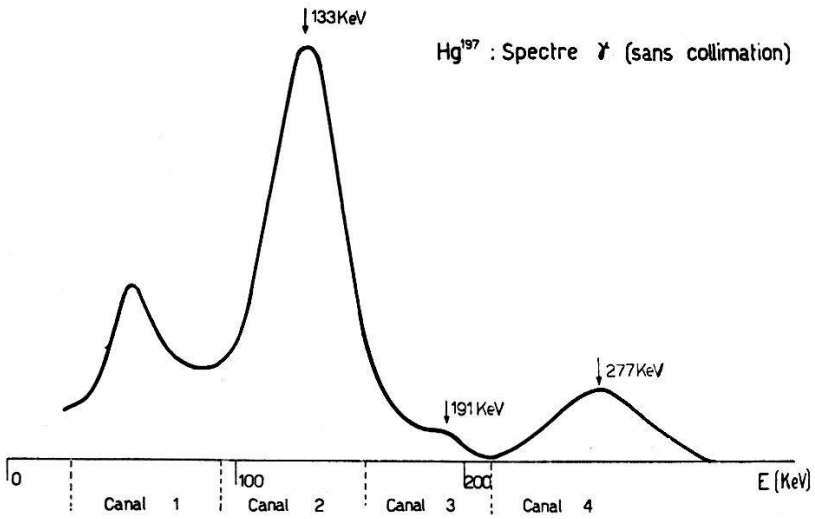


Fig. 4.

converti mesuré à l'aide de notre spectromètre $\beta$; une telle mesure fournit des renseignements sur la conversion de la transition $\gamma_{130}$. Sur le spectrogramme au spectrographe $\gamma$ d'une source de $Hg^{197}$ (fig. 4) on distingue seulement les lignes $\gamma$ de 277 KeV, 191 KeV et 133 KeV ainsi qu'une ligne de 60 KeV environ due aux rayons X du tantale d'un absorbant (Ta + Sn + Cu) placé devant le cristal et dont le rôle est d'éliminer les raies X du Hg et de l'Au et la ligne $\gamma_{77}$ et d'atténuer la ligne $\gamma_{133}$; ces lignes, beaucoup plus intenses que les lignes $\gamma$ de 277 KeV et 191 KeV que l'on se propose d'étudier, surchargeraient en effet l'appareil.

Dans le spectre des coïncidences $\gamma$ au maximum de la ligne $e_{130\,L}$ (fig. 5), située au pied de la ligne $e^-_{133\,L}$ et non séparée de celle-ci, on obtient le photopic de la ligne $\gamma_{277}$: le reste du spectre est constitué par le fond Compton de cette ligne. En effet, nous avons porté dans

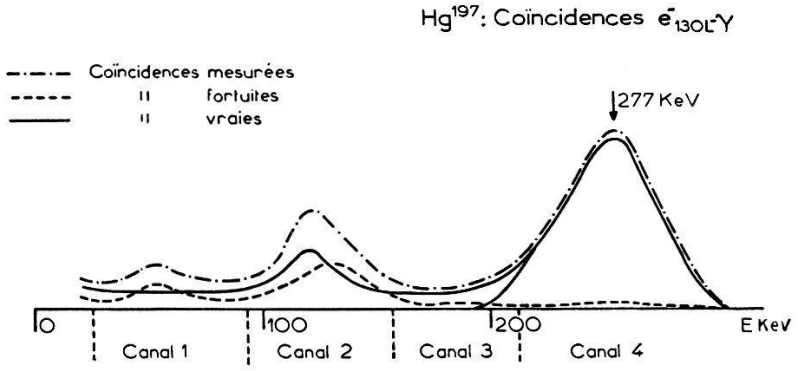


Fig. 5.

le tableau 1 les nombres d'impulsions comptées dans les quatre canaux de l'appareil pour la mesure de coïncidences précédente et pour une source de $Hg^{203}$, émettant un $\gamma$ unique de 279 KeV,

**Tableau 1.**

| Canal | 4 | 3 | 2 | 1 |
|---|---|---|---|---|
| Spectre du $Hg^{203}$ . . . . . | 100 | 11,7 | 22 | 16 |
| Spectre de coïncidence $e^-_{130\,L}-\gamma$ $Hg^{197}$ | 100 | 12 | 21,9 | 18,2 |
| | Effet Photoélec. | Effet compton | | |

mesurée dans des conditions identiques. La concordance de ces mesures prouve que la ligne $e^-_{130\,L}$ est en coïncidence avec la ligne $\gamma_{277}$, à l'exclusion de la ligne $\gamma_{191}$. En ce qui concerne la ligne $\gamma_{77}$, on ne peut rien conclure, l'absorbant utilisé éliminant cette ligne. La figure 6 représente une partie du spectre converti du $Hg^{197}$ et le spectre des coïncidences $e^- - \gamma_{277}$ correspondant; elle met en évidence les 3 lignes de conversion $K$, $L$, $M$ de la ligne $\gamma_{130}$, décalées par rapport aux lignes de conversion $K$, $L$, $M$ de la ligne $\gamma_{133}$. De plus, le taux de coïncidences dans une ligne de conversion étant proportionnel à l'intensité de cette ligne, on peut en déduire les intensités relatives:

$$N_{e^-_{130\,K}} : N_{e^-_{130\,L}} : N_{e^-_{130\,M}} = 1:8{,}8:3{,}4\,.$$

Ces mesures de coïncidences permettent en outre de calculer le coefficient de conversion de la ligne $\gamma_{130}$; les équations (1) et (3) écrites précédemment donnent en effet:

$$\frac{K_{e_{1K}^{-}}^{\gamma_2}}{Z_{\gamma_2}} = \varkappa_{1K} \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp} \,.$$

L'application de cette relation à la cascade $e_{164\,K}^{-} - \gamma_{133}$ du $Hg^{197}$ permet, puisque $\varkappa_{164\,K}$ est connu, de calibrer la quantité $\omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp}$; en appliquant la même formule à la cascade $e_{130\,L}^{-} - \gamma_{277}$, on peut alors calculer $\varkappa_{130\,L}$ soit:

$$\varkappa_{130\,L} = 0{,}57 \pm 0{,}02.$$

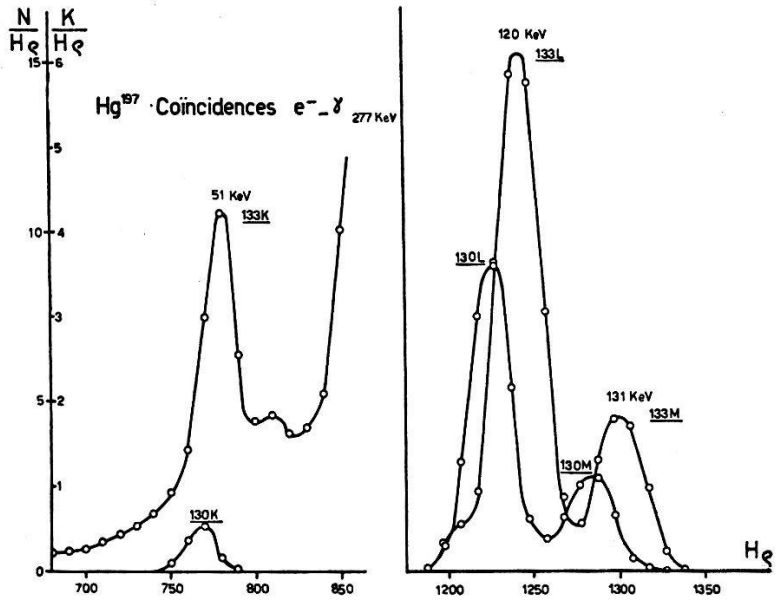


Fig. 6.

En tenant compte des valeurs obtenues pour les intensités relatives des lignes de conversion et de la statistique sur ces valeurs, on obtient:

$$\varkappa_{130} = 0{,}86 \pm 0{,}08.$$

La valeur du coefficient de conversion $\alpha_K$ que l'on peut en tirer ne peut être que très imprécise car, comme nous l'avons déjà souligné, une valeur de $\varkappa$ voisine de l'unité entraîne une grande indétermination sur $\alpha$, soit:

$$0{,}3 \leqq \alpha_{130\,K} \leqslant 1{,}2.$$

On notera que ces mesures des coïncidences $e^{-} - \gamma$ nous ont permis d'obtenir le coefficient de conversion et le rapport des conversions $K$, $L$ et $M$ d'une ligne que le spectromètre $\beta$ ne permettait même pas de déceler.

b) *Coïncidences* $e^-_{77\,M} - \gamma$: Les mesures précédentes ne sont pas suffisantes pour localiser la transition $\gamma_{77}$ qui est masquée dans le spectre $\gamma$ par les lignes de rayons X. Or, il est très important du point de vue de la systématique des noyaux, dans le cadre de laquelle entre ce travail, de savoir si cette transition apparaît ou non dans la désintégration de l'$Au^{197m}$, car ce point conditionne l'analogie des schémas de désintégration de l'$Au^{197m}$ et de l'$Au^{195m}$.

La mesure du spectre $\gamma$ en coïncidence avec l'une des lignes de conversion de la transition $\gamma_{77}$ permet de répondre à cette question. Ce spectre (fig. 7) est mesuré dans des conditions expérimentales

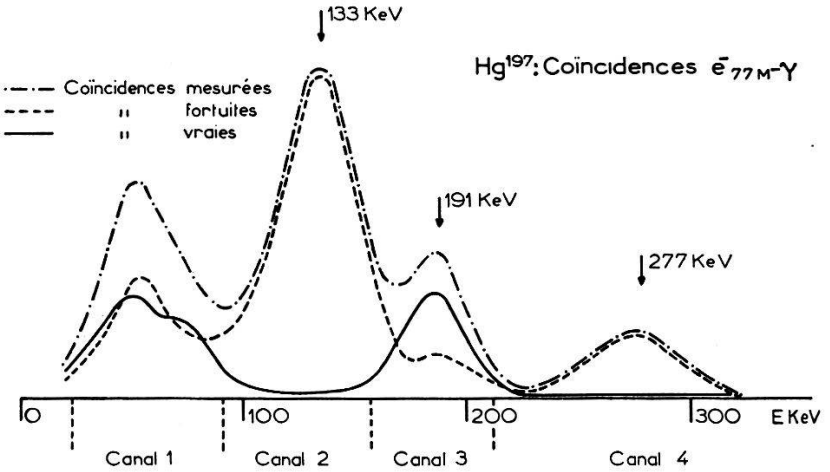


Fig. 7.

identiques à celles de la mesure des coïncidences $e^-_{130\,L} - \gamma$ et le spectre $\gamma$ de la source ne diffère pas de celui de la figure 4. On voit qu'il n'y a coïncidence vraie qu'avec la ligne $\gamma_{191}$, les rayons X de l'or, provenant de captures $K$ et d'ailleurs fortement absorbés, et les rayons X du tantale de l'absorbant dont le rôle a été précisé plus haut. A cause du taux élevé de coïncidences fortuites, nous n'avons pas exploité cette mesure du point de vue quantitatif (mesure de la conversion de $\gamma_{191}$).

Cette mesure établit qu'il n'y a pas coïncidence $e^-_{77\,M} - \gamma_{277}$, donc exclut la présence de la transition $\gamma_{77}$ de la cascade de l'isomère.

A l'appui de cette conclusion, notons encore que nous avons identifié, dans le spectre de conversion, deux lignes d'énergie 326 KeV et 394 KeV, décroissant avec la période pure de 23 h, comme provenant des conversions $K$ et $L$ d'une transition $\gamma$ de 407 KeV. Cette transition est fortement convertie; nous avons mesuré:

$$\frac{N_{e^-_{277\,K}}}{N_{e^-_{407\,K}}} \simeq 100 \qquad \frac{N_{\gamma_{277}}}{N_{\gamma_{407}}} \geqslant 500$$

Soit, $\alpha_{277\,K}$ ayant été trouvé égal à $0{,}29 \pm 0{,}03$ par la méthode des mesures absolues $e^-$ et $\gamma$: $\alpha_{407\,K} \geqslant 1{,}5$.

Nous avons interprété cette transition comme le «cross over» de la cascade $\gamma_{130} - \gamma_{277}$[18]).

## III. Etude du $Hg^{197}_{65\,h}$.

Nous n'avons pas repris l'étude du $Hg^{197}_{23\,h}$ dont HUBER et collaborateurs donnent une description complète[5]). De même, le schéma de désintégration qu'ils ont attribué au $Hg^{197}_{65\,h}$ est parfaitement établi (fig. 8). Nous pouvons cependant préciser quelque peu leurs résultats; de plus, cette étude constitue un exemple d'application

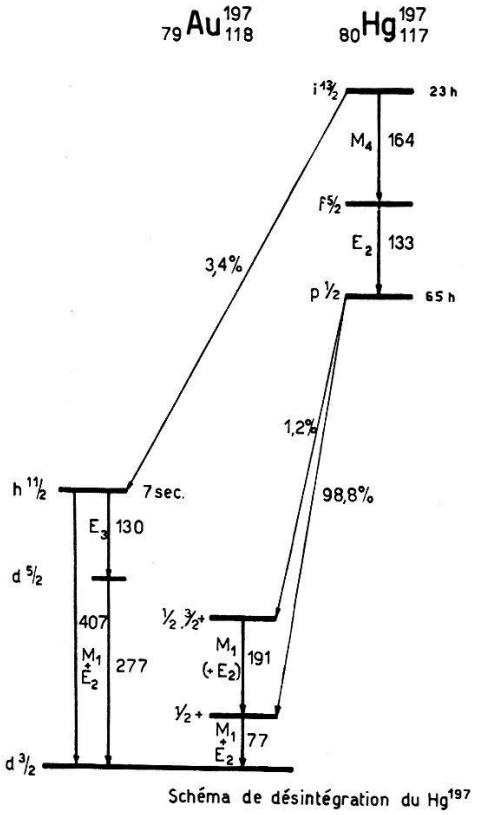


Fig. 8.

des méthodes de coïncidences $e^- - e^-$ et $e^- - \gamma$ et de mesures absolues $e^-$ et $\gamma$ à un cas peu favorable: rayonnement X provenant surtout des captures $K$ très intense et non séparé au spectrographe $\gamma$ du rayonnement $\gamma_{77}$, rapport d'embranchement $\lambda$ très petit amenant un taux de coïncidences fortuites important pour les mesures des coïncidences $e^-_{77} - e^-$ et $e^-_{77} - \gamma$ et imposant l'emploi d'absorbant pour les mesures absolues du $\gamma$ de 191 KeV. Malgré cela, ces méthodes conduisent à des résultats concordants.

Les mesures de coïncidences $e^- - e^-$ permettent de calculer $\varkappa_{77}$, qui est proportionnel aux taux de coïncidences dans une ligne de conversion de $\gamma_{191}$, et $\lambda\,\varkappa_{191}$, qui est proportionnel aux taux de coïncidences dans une ligne de conversion de $\gamma_{77}$; étant donné le taux élevé des coïncidences $e^-_{77} - X$ par rapport aux coïncidences $e_{77} - \gamma_{191}$, il est d'ailleurs plus précis de calculer $\lambda\,\varkappa_{191}$ à partir de la valeur mesurée de $\varkappa_{77}$ et de la comparaison des lignes de conversion des deux transitions. On obtient:

$\varkappa_{77} = 0{,}70 \pm 0{,}07$ (d'après le taux de coïncidences dans la ligne $e^-_{191\,K}$).

$\lambda \cdot \varkappa_{191} = 4 \pm 2 \cdot 10^{-3}$ (d'après le taux de coïncidences dans la ligne $e^-_{77\,M}$).

$\lambda \cdot \varkappa_{191} = 5{,}7 \pm 0{,}6 \cdot 10^{-3}$ $\left(\text{d'après } \frac{\lambda\,\varkappa_{191}}{\varkappa_{77}} = \frac{Z_{e^-_{191}}}{Z_{e^-_{77}}}\right)$.

Pour les mesures de coïncidences $e^- - \gamma$, nous pouvons écrire les équations suivantes, dérivées des équations (1), (2) et (3) en tenant compte des rapports d'embranchement $\lambda$ et $\mu$:

$$Z_{e^-_{77\,M}} = N \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp} \cdot \varkappa_{77\,M} \tag{1'}$$

$$Z_{\gamma_{191}} = \lambda \cdot N\,(1 - \varkappa_{191}) \cdot (\omega \varepsilon a)_{\gamma_{191}} \tag{2'}$$

$$K^{\gamma_{191}}_{e^-_{77\,M}} = \lambda \cdot N\,(1 - \varkappa_{191})\,(\omega \varepsilon a)_{\gamma_{191}} \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp} \cdot \varkappa_{77\,M}. \tag{3'}$$

(2') et (3') déterminent $\varkappa_{77}$, puisque $\omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp}$ a été calibré à l'aide de la cascade $e^-_{164} - \gamma_{133}$ du $Hg^{197}_{23\,h}$; (1') et (3') déterminent $\lambda\,(1 - \varkappa_{191})$, soit

$$\varkappa_{77} = 0{,}72 \pm 0{,}04$$
$$\lambda\,(1 - \varkappa_{191}) = 0{,}60 \pm 0{,}05 \cdot 10^{-2}.$$

Les mesures de coïncidences $e^- - e^-$ et $e^- - \gamma$ donnent pour $\varkappa_{77}$ des valeurs en excellent accord; de même, la valeur de $\alpha_{191\,K}$ que l'on tire immédiatement des mesures de $\lambda\,\varkappa_{191}$ et $\lambda\,(1 - \varkappa_{191})$, soit $\alpha_{191\,K} = 0{,}80 \pm 0{,}15$, ne diffère pas, quoique moins précise, de la valeur obtenue par des mesures absolues $e^-_{191\,K}$ et $\gamma_{191}$, soit:

$$\alpha_{191\,K} = 0{,}90 \pm 0{,}10\,.$$

## IV. Schéma de désintégration.

Nous avons récapitulé (tableau 2) l'ensemble de nos résultats expérimentaux sur l'$Au^{197}$ et reproduit (fig. 8) le schéma de désintégration qui en découle: les positions relatives des lignes $\gamma_{77}$ et $\gamma_{191}$ sont imposées par de simples considérations d'intensités relatives

**Tableau 2.**

| $Hg^{197}$—$Au^{197}$ | Energie des lignes de conversion (KeV) | Interprétation | | Intensités relatives | Int. relatives des lignes de conversion $L$ | Coefficient de conversion | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | | $\varkappa_{Total}$ | $\alpha_K$ |
| Lignes converties dans l'$Au^{197}$ ($T_{\frac{1}{2}} = 23$ h + 65 h) | 63,6 | 77,6 | $L_I + L_{II}$ | 831 | $L_I : L_{II} : L_{III} =$ 1:0,46:0,34 | (a) 0,70 ± 0,07 | |
| | 65,8 | | $L_{III}$ | | | | |
| | 74,6 | | $M$ | 176 | | | |
| | 77 | | $N$ | 53 | | | |
| | 111,5 | 191,8 | $K$ | 7,15 | | | (b) 0,90 ± 0,10 |
| | 177,9 | | $L$ | 1,13 | | | |
| | 188,6 | | $M$ | 0,34 | | | |
| Lignes appartenant à l'isomère de 7 sec de l'$Au^{197}$ | 49,2 | 130 | $K$ | 30,5 | $L_{II} : L_{III} =$ 1:0,76 | | (a) $0,3 \leqslant \alpha_K \leqslant 1,2$ |
| | 116,3 | | $L$ | 268 | | | |
| | 127 | | $M$ | 104 | | | |
| | 194 | 277 | $K$ | 100 | | | (b) 0,29 ± 0,03 |
| | 261 | | $L$ | 19 | | | |
| | 274 | | $M$ | 4,7 | | | |
| | 326 | 407 | $K$ | 1 | | | $\alpha_K \geqslant 1,5$ |
| | 394 | | $L + M$ | 0,43 | | | |

(a) Valeur obtenue par les méthodes de coïncidences.
(b) Valeur obtenue par les mesures absolues $e^-$ et $\gamma$.

et l'ordre des transitions de la cascade $\gamma_{130} - \gamma_{277}$ par le caractère multipolaire de ces rayonnements. Le schéma que nous avons établi pour l'$Au^{197m}$ ne diffère de celui qu'ont proposé MIHELICH et collaborateur[7]) que par la mise en évidence du «cross-over» de la cascade $\gamma_{130} - \gamma_{277}$.

Les énergies des lignes de conversion de la transition $\gamma_{130}$ ont été déterminées à l'aide du spectre de coïncidences $e^- - \gamma_{277}$ (fig. 6); les intensités de ces lignes ont été calculées à partir des valeurs mesurées des intensités des lignes de conversion et du coefficient de conversion de la transition $\gamma_{277}$ et en tenant compte du fait qu'il n'y a pas de transition par capture électronique entre le niveau fondamental du $Hg^{197}$ et le niveau $d^5/_2$ de l'$Au^{197}$.

Les intensités relatives des lignes de conversion $L$ ont été obtenues au spectromètre semi-circulaire.

## B. $Hg^{195}$ et $Au^{195}$.

### I. Travaux antérieurs.

Nous avons déjà publié quelques-uns de nos résultats, concernant cette étude [17])[18]), que d'autres expérimentateurs ont pu vérifier par la suite[4]). En outre, MOON et THOMPSON[19]) ont étudié ces isotopes et, sans chercher à établir le schéma de désintégration, publié une liste des transitions trouvées, partiellement en accord avec nos résultats.

### II. Spectre de conversion et spectre des coïncidences $e^- - e^-$.

Ces spectres sont représentés sur la figure 9 jusqu'à l'énergie 270 KeV. Il existe encore d'autres lignes d'énergie supérieure, non indiquées sur la figure, mais que nous avons notées dans le tableau 3 où sont interprétées les lignes appartenant à l'$Au^{195}$ et au $Hg^{195}$. Ce tableau donne encore des valeurs, mesurées au spectromètre semi-circulaire, d'intensités relatives de lignes $L$ et les coefficients de conversion $\alpha_K$ de certaines transitions; pour d'autres, très converties, on a seulement indiqué la valeur de $\varkappa$ lorsque c'est elle que donne la mesure, car la valeur de $\alpha_K$ que l'on tirerait, serait trop imprécise.

Certaines lignes présentent au début une période composée ($39{,}9^h + 9{,}5^h$): les valeurs des intensités relatives des lignes ont été données une fois l'équilibre radiatif atteint. L'interprétation des lignes de conversion comme provenant d'une même transition $\gamma$ est basée à la fois sur leur taux de coïncidences $e^- - e^-$ et sur leur différence d'énergie. Ces mêmes différences permettent d'affirmer

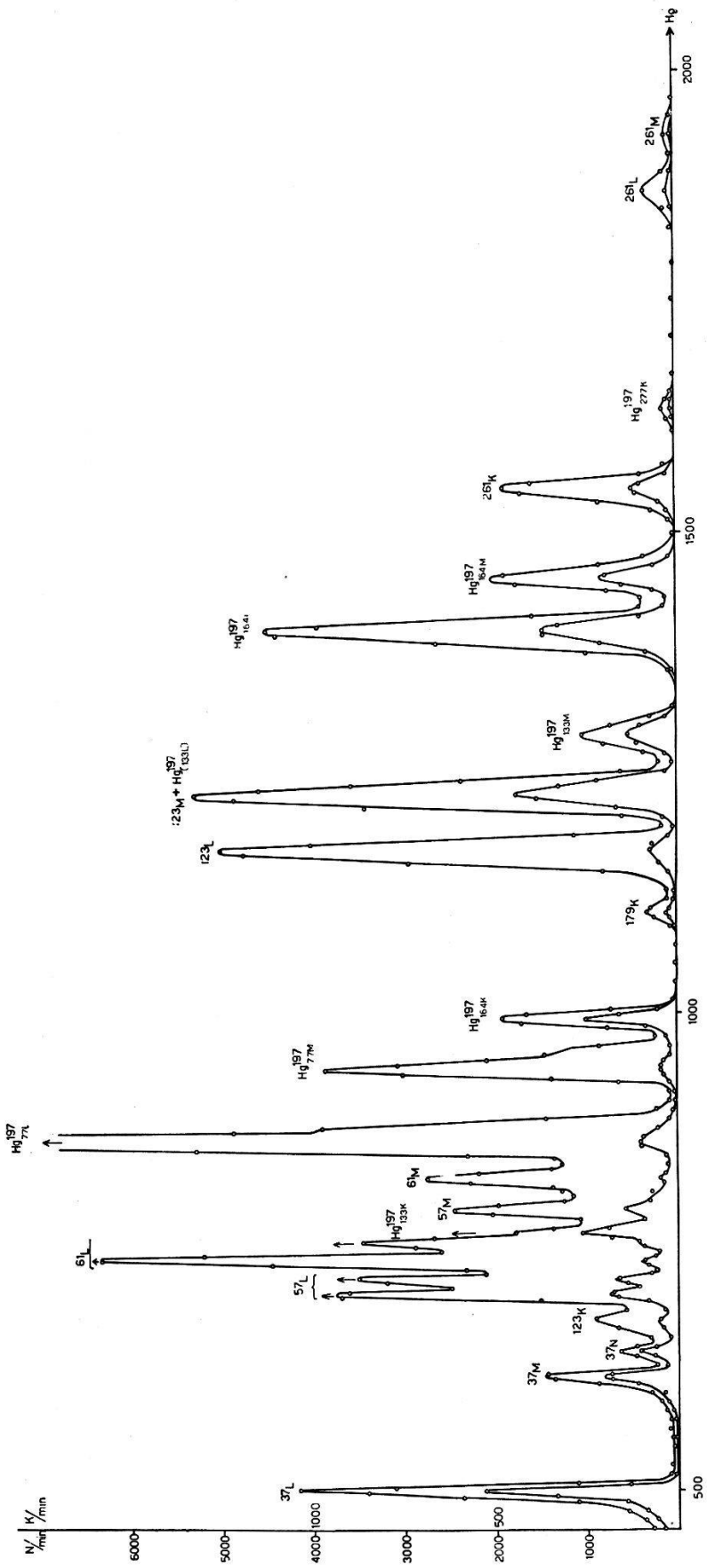


Fig. 9.

Spectre de conversion et spectre des coïncidences $e^- - e^-$ des isotopes $Hg^{195} - Au^{195}$ (et $Hg^{197} - Au^{197}$).

**Tableau 3.**

| $Hg^{195}$—$Au^{195}$ | Energie des lignes de conversion (KeV) | Interprétation | Intensités relatives | Int. relatives des lignes de conversion $L$ | Coefficient de conversion $\varkappa_{Total}$ | Coefficient de conversion $\alpha_K$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Lignes converties dans le $Hg^{195}$ ($T_{\frac{1}{2}} = 40$ h) | 39,45 | 122,7 $K$ | 11,4 | $L_I : L_{II} : L_{III} =$ 1:0,3:1,9 | (a) 0,98 ± 0,02 | |
| | 108,1 | $L_I + L_{II}$ | 50,45 | | | |
| | 110,6 | $L_{III}$ | | | | |
| | 119,2 | $M+N$ | 22,6 | | | |
| | 21,9 | 36,2 $L$ | 60,2 | $L_I : L_{II} \sim 1:0,1$ | ~ 1 | |
| | 33,2 | (37,1)(c) $M$ | 19,7 | | | |
| | 36,1 | $N$ | 11,2 | | | |
| Lignes converties dans l'$Au^{195}$ ($T_{\frac{1}{2}} = 40$ h) | 479 | 559 $K$ | 0,50 | | | (b) 0,016 |
| | 546 | $L$ | 0,093 | | | |
| | 554 | $M$ | 0,023 | | | |
| Lignes converties dans l'$Au^{195}$ ($T_{\frac{1}{2}} = 40$ h + 9,5 h) | 99,7 | 179 $K$ | 3,2 | | | 0,85 ± 0,15 (a) |
| | 47,3 | 61,4 $L_I + L_{II}$ | 79,2 | $L_I : L_{II} : L_{III} =$ 1,1:1:1 | ~ 1 | |
| | 49,5 | $L_{III}$ | | | | |
| | 58,2 | $M$ | 22,8 | | | |
| | 698 | 779 $K$ | 0,18 | | | 0,013 (b) |
| | 765 | $L+M$ | 0,04 | | | |
| | 520 | 600 $K$ | 0,09 | | | ~ 0,02 (b) |
| Lignes appartenant à l'isomère de 30 sec de l'$Au^{195}$ | 42,5 | 56,5 $L_{II}$ | 65,2 | $L_{II} : L_{III} = 1:0,95$ | ~ 1 | |
| | 44,6 | $L_{III}$ | | | | |
| | 53,7 | $M$ | 21,7 | | | |
| | 180,8 | 261,5 $K$ | 16,05 | | | 0,24 ± 0,02 (a) |
| | 246,6 | $L$ | 2,97 | | | 0,27 ± 0,03 (b) |
| | 257,4 | $M$ | 0,85 | | | |
| | 236 | 318 $K$ | masquée par 261 $L$ | | | |
| | 304 | $L+M$ | 0,25 | | | |

(a) Valeur obtenue par les méthodes de coïncidences. (b) Valeur obtenue par les mesures absolues $e^-$ et $\gamma$.

(c) Valeur plus exacte obtenue à l'aide d'un spectromètre sans remanence (Institut Nobel, Stockholm).

que la ligne $\gamma_{261}$ est convertie dans l'Au tandis que la ligne $\gamma_{122}$ est convertie dans le Hg; pour les autres transitions — ne présentant pas la conversion $K$ ou d'énergie trop grande pour que la différence $E_{e_K^-} - E_{e_L^-}$ soit précise — nous justifierons plus loin l'interprétation que nous en avons faite comme converties dans l'Au ou le Hg.

Enfin nous avons mesuré les spectres de conversion et de coïncidence $e^- - e^-$ d'une source de $Hg^{197}$ pur et d'une source où le $Hg^{195}$ prédomine, toutes deux mesurées en accélérant, de 6 KeV, les électrons, afin de les rendre détectables par le compteur Geiger du spectromètre[20]). L'identité de ces deux spectres permet d'exclure l'existence de lignes de conversion, d'énergie comprise entre 1 et 10 KeV, et autres que les Auger $L$, dans le $Hg^{195}$, puisqu'il a été établi que le $Hg^{197}$ n'en renfermait pas.

## III. Spectre $\gamma$.

Pour étudier le spectre $\gamma$ (fig. 10) dans la bande d'énergie 200 KeV — 1300 KeV — il n'y a pas de lignes au-dessus de cette limite — on a dû interposer entre la source et le cristal un absorbant de Pb d'épaisseur 5 mm, afin d'éviter la surcharge de l'appareil par les $\gamma$

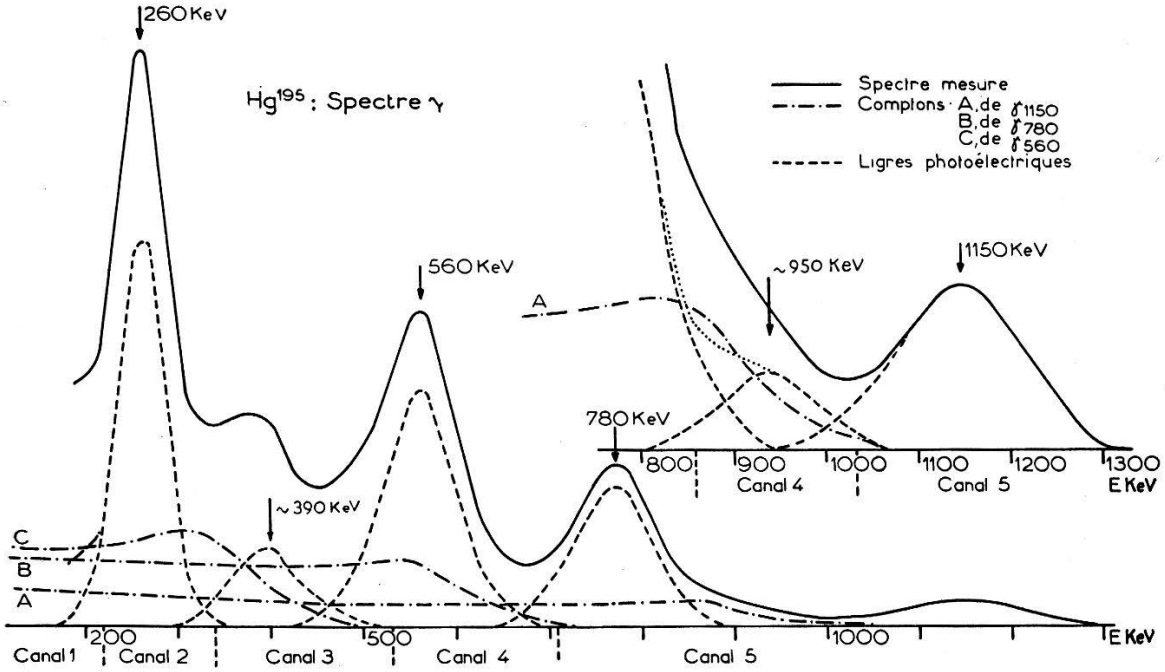


Fig. 10.

d'énergie inférieure à la limite de la portion de spectre considérée. Outre les lignes immédiatement apparentes de 1150 KeV, 780 KeV, 560 KeV et 260 KeV, l'analyse de ce spectrogramme met en évidence deux autres lignes à 950 $\pm$ 50 KeV et 390 $\pm$ 50 KeV.

De même, pour mesurer le spectre $\gamma$ dans la bande d'énergie 50 KeV — 400 KeV, on a dû utiliser un absorbant (Ta + Sn + Cu) destiné à éliminer les rayons X très intenses (fig. 11).

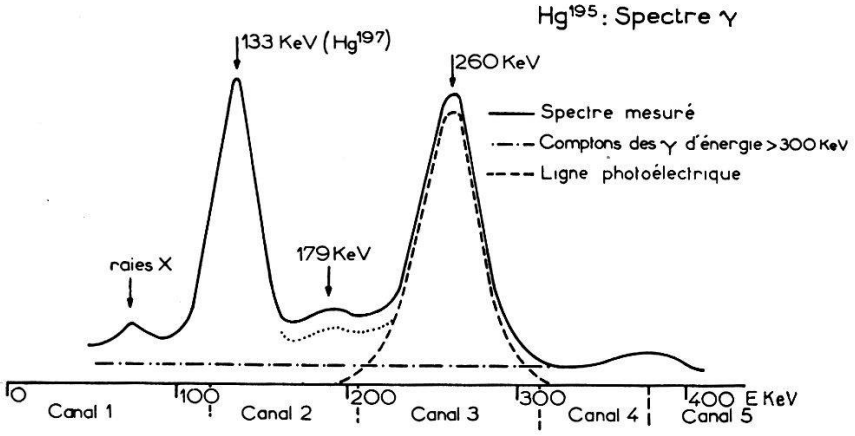


Fig. 11.

Ces spectrogrammes montrent que seule est possible l'étude des raies $\gamma$ d'énergie supérieure ou égale à 261 KeV; pour les transitions d'énergie inférieure, la perturbation, qu'introduit la présence des rayons X et des lignes relativement peu converties du $Hg^{197}$ ($\gamma_{133}$ et $\gamma_{77}$), rend illusoire toute détermination d'intensité. Les intensités, résultant de l'analyse des spectres $\gamma$, figurent dans le tableau 4;

**Tableau 4.**

| Energie (KeV) | Période | Intensités relatives | Interprétation | |
|---|---|---|---|---|
| | | | Energie (KeV) | Int. rel. |
| 260 | 40 h | 476 | | |
| ~ 390 | | 48 | 370<br>470<br>autres lignes (?) | 4,5<br>34 |
| 560 | 40 h | 260 | 560<br>600 | 229<br>31 |
| 780 | 40 h + période courte | 100 | | |
| ~ 950 | | 10 | | |
| 1150 | 40 h + période courte | 36 | 1150<br>1030 ou autres lignes | 22<br>14 |

en ce qui concerne la ligne d'environ 390 KeV, bien que sa forme laisse prévoir qu'elle est formée par la superposition de plusieurs lignes, l'intensité a été calculée comme s'il s'agissait d'une ligne unique de 390 KeV; la valeur trouvée ne peut donc être qu'approximative.

Enfin nous verrons que les mesures des coïncidences $e^- - \gamma$ nous ont amené à considérer certaines lignes comme multiples. L'analyse de ces lignes en leurs composantes figure dans le tableau 4 sous la rubrique «interprétation».

## IV. Etude de la transition isomérique de 30 secondes de l'$Au^{195}$.

En distillant rapidement le Hg d'une pièce d'Au sur laquelle on avait déposé l'activité suivant la technique indiquée plus haut, on décèle simplement, à l'aide d'un compteur Geiger, la présence d'une activité résiduelle de période 30 sec, mettant ainsi en évidence l'existence d'une transition isomérique dans l'$Au^{195}$ [17]).

En opérant de la même façon, nous avons étudié le spectre de conversion et le spectre non converti de cet isomère.

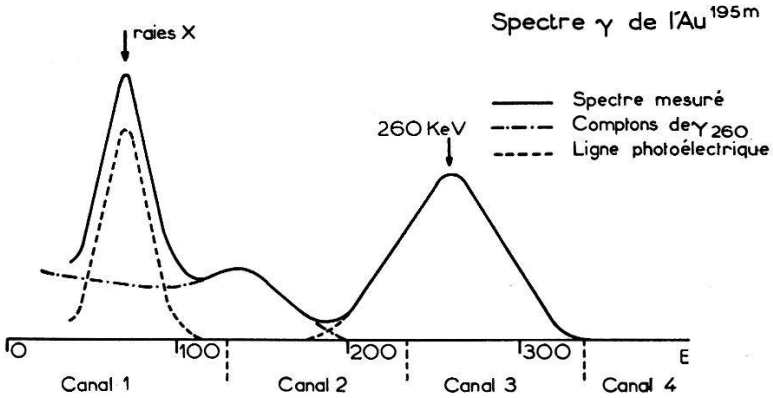


Fig. 12.

Le spectre non converti (fig. 12) est formé de la seule ligne $\gamma$ de 261 KeV (photopic et fond Compton) et des rayons X provenant de sa conversion $K$.

Pour l'étude du spectre converti au spectromètre $\beta$, nous avons recherché chaque ligne de conversion dans une source débarrassée de Hg par évaporation. Etant donnée la courte durée de la période de l'$Au^{195m}$, par rapport au temps nécessaire à la distillation du Hg et à l'introduction de la source dans le spectromètre, chaque source n'a permis l'étude que d'une seule ligne de conversion. On a pris chaque fois comme référence une ligne appartenant certainement à la transition isomérique (soit $e^-_{261\,K}$).

On a pu ainsi établir que, outre les lignes de conversion de la transition $\gamma_{261}$, celles de la transition $\gamma_{56}$ apparaissent seules dans la désintégration de l'$Au^{195m}$. Notons cependant que les lignes de conversion, trop peu intenses, des transitions d'énergie supérieure à 261 KeV n'ont pas été recherchées dans cette étude du spectre converti de l'$Au^{195m}$.

*

## V. Mesures de coïncidences $e^- - \gamma$.

Ces mesures ont permis d'une part de fixer l'énergie de la transition qui donne lieu à une ligne de conversion unique de 99 KeV (fig. 9), d'autre part de déterminer dans le schéma de désintégration la place des transitions d'énergie supérieure à 261 KeV; de plus, moyennant la calibration de l'efficacité du compteur à scintillation, on a pu calculer les intensités de ces transitions.

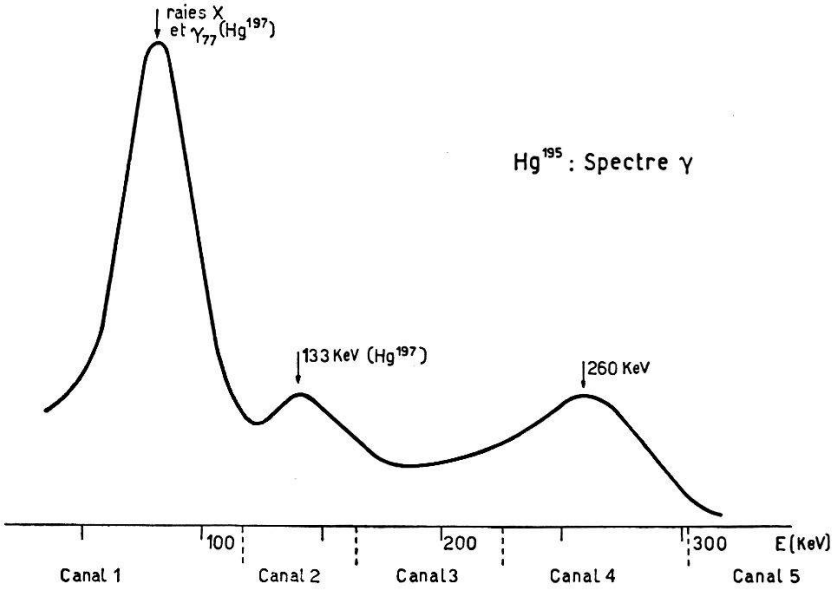


Fig. 13.

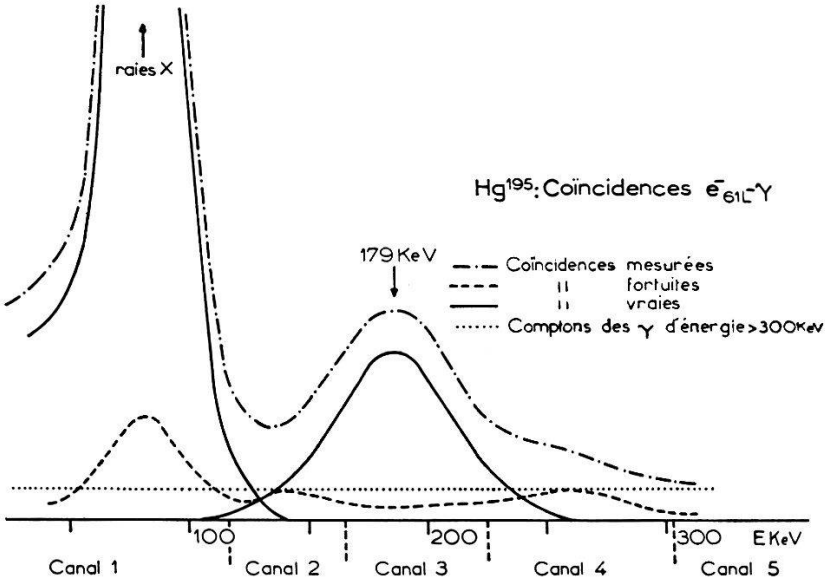


Fig. 14.

1. *Coïncidences* $e^-_{61\,L} - \gamma$. Il est logique de penser que la transition d'où provient la ligne de conversion de 99 KeV est en cascade avec la transition $\gamma_{61}$, car toutes deux présentent la période composée

($40^h + 9{,}5^h$). Nous avons donc mesuré le spectre $\gamma$ en coïncidence avec l'une des lignes $e^-_{61L}$ dans une bande d'énergie 0—300 KeV l'énergie du $\gamma$ cherché pouvant être soit 113 KeV soit 179 KeV. Les figures 13 et 14 représentent respectivement le spectre $\gamma$ et le spectre des coïncidences $e^-_{61L} - \gamma$ pour cette bande d'énergie; elles établissent que la ligne $e^-_{61L}$ est en coïncidence avec des rayons X, un fond continu, formé des Comptons de $\gamma$ d'énergie supérieure à 300 KeV et que nous avons supposé constant dans la partie de spectre étudiée, et une ligne photoélectrique d'énergie $184 \pm 7$ KeV. La transition dont la seule ligne de conversion d'énergie 99 KeV avait pu être trouvée au spectromètre $\beta$ se trouve donc identifiée: son énergie est 179 KeV.

Afin d'étudier les lignes $\gamma$ d'énergie supérieure à 300 KeV en coïncidence avec $e^-_{61L}$, dont la mesure précédente laissait prévoir l'existence, nous avons éliminé les $\gamma$ d'énergie inférieure en opérant dans des conditions expérimentales identiques à celles qui corres-

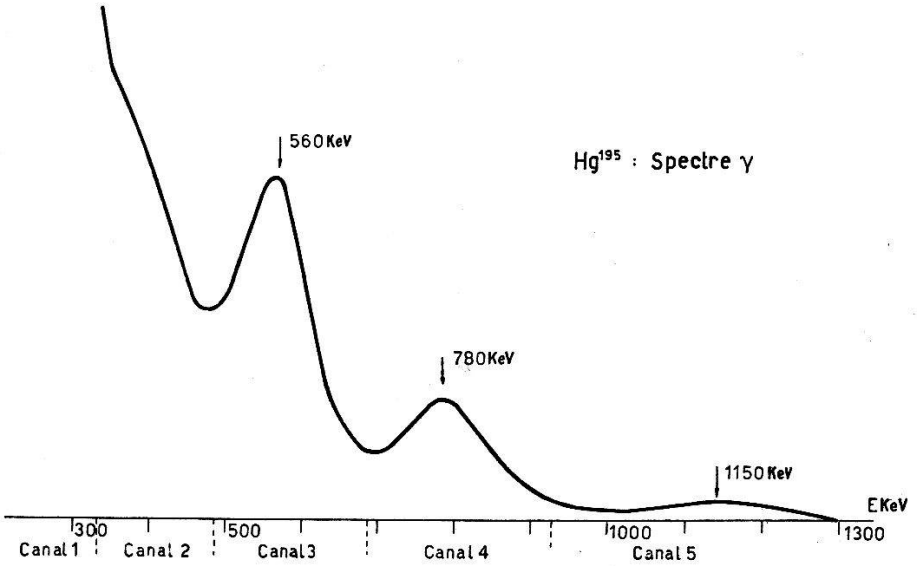


Fig. 15.

pondent à la courbe de calibration $A$ (fig. 2) de la quantité $\omega_\gamma\, \varepsilon_\gamma\, a_\gamma$ en fonction de l'énergie.

Le spectre $\gamma$ (fig. 15) et le spectre des coïncidences $e^-_{61L} - \gamma$ (fig. 16), mesurés dans ces conditions montrent que la ligne $e^-_{61L}$ est en coïncidence avec les lignes $\gamma$ de 1150 KeV et 780 KeV, que nous connaissons déjà, et avec une nouvelle ligne de 600 KeV, non séparée du $\gamma$ de 560 KeV dans le spectrogramme de la figure 10. Dans le spectre de conversion, nous avions trouvé une ligne d'énergie 520 KeV que nous avions identifiée (tableau 3) comme provenant de la conversion $K$ d'un $\gamma$ de 600 KeV; cette mesure de coïncidences justifie cette interprétation. Enfin il reste encore l'indication

d'une autre ligne $\gamma$ en coïncidence avec $e^-_{61\,L}$, aux environs de 400 KeV: à cause du taux relativement élevé des coïncidences fortuites et du fait que cette ligne apparaît seulement après soustraction des Comptons de trois lignes plus intenses d'énergie supérieure, la détermination de son intensité et de son énergie serait imprécise; nous verrons que la mesure des coïncidences $e^-_{179} - \gamma$ permettra plus sûrement d'identifier et d'évaluer cette ligne.

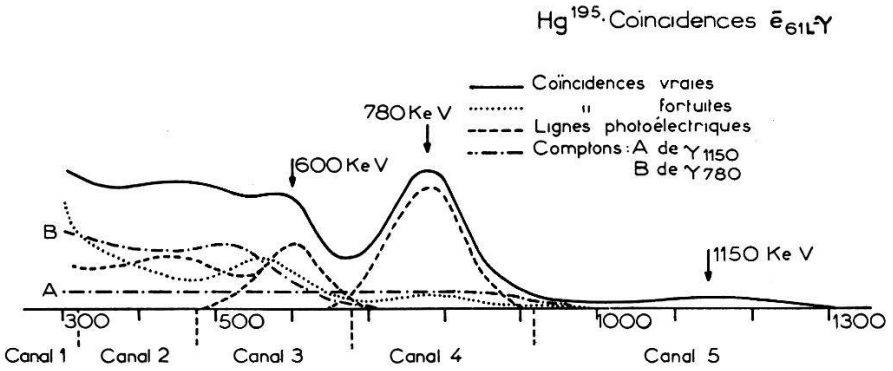


Fig. 16.

Notons encore que le taux de coïncidences dans le canal 4 du spectrographe $\gamma$, où nous avons placé la ligne photoélectrique du $\gamma_{780}$, est plus élevé que dans le canal 5 qui contient toute la partie du spectre d'énergie supérieure à 920 KeV; ceci indique que certains $\gamma$ d'énergie supérieure à 920 KeV ne sont pas en coïncidence avec $e^-_{61\,L}$. Nous proposerons plus loin une explication de ce fait.

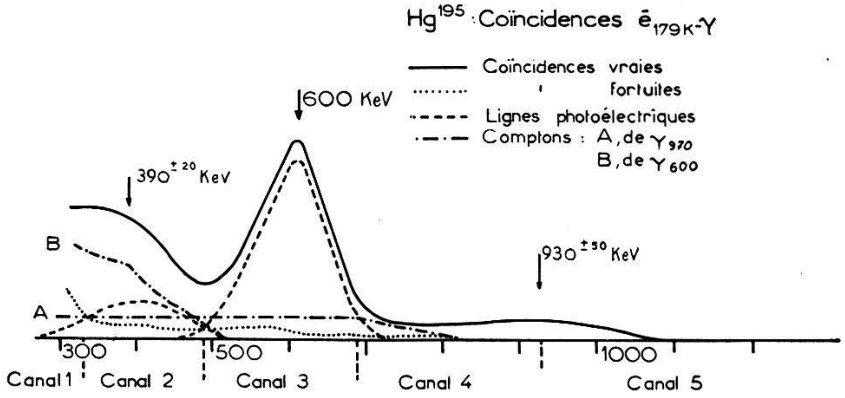


Fig. 17.

2. *Coïncidences* $e^-_{179\,K} - \gamma$. Le spectre des coïncidences $e^-_{179\,K} - \gamma$ (fig. 17) a été mesuré dans des conditions identiques à celles de la mesure de coïncidences $e^-_{61\,L} - \gamma$ précédente: le spectre $\gamma$ de la source est donc celui de la figure 15. L'analyse montre que la ligne $e^-_{179\,K}$ est en coïncidence avec des lignes $\gamma$ d'énergie 600 KeV,

930 ± 50 KeV, 390 ± 20 KeV, l'imprécision, estimée à environ ± 5% sur ces dernières valeurs, provenant pour la première du faible taux de coïncidences, pour la seconde de la difficulté de l'analyse (ligne faible vis-à-vis du fond Compton du $\gamma_{600}$ que l'on soustrait).

Les lignes $\gamma_{61}$ et $\gamma_{179}$ étant en coïncidence, comme nous l'avons établi, et les considérations d'intensité fixant l'ordre de cette cascade (soit $\gamma_{179}$ précédant $\gamma_{61}$), il est clair que toute ligne $\gamma$ en coïncidence avec $\gamma_{179}$ l'est aussi avec $\gamma_{61}$. Nous pouvons donc d'une part identifier la ligne $\gamma$ de 390 ± 20 KeV que nous venons de trouver avec la ligne d'environ 400 KeV dont la mesure de coïncidences $e^-_{61\,L} - \gamma$ indiquait l'existence, d'autre part admettre que la raie $e^-_{61\,L}$ est, elle aussi, en coïncidence avec la ligne $\gamma$ de 930 ± 50 KeV. Notons enfin que les raies $e^-_{61\,L}$ et $e^-_{179\,K}$ présentent un taux de coïncidences très élevé avec des rayons $X_K$ (voir par exemple figure 14): elles suivent donc une capture $K$ sans période intermédiaire décelable.

3. *Coïncidences* $e^-_{560\,K} - \gamma$. La ligne $\gamma_{560}$ n'apparaît dans aucune des mesures de coïncidences précédentes; afin de la localiser dans le schéma de désintégration nous avons mesuré le spectre des coïncidences $\gamma$ de sa ligne de conversion $K$. Cette mesure met en évidence un taux élevé de coïncidences $e^-_{560\,K} - X_K$ ce qui prouve que la ligne $\gamma_{560}$ suit, elle aussi, une capture $K$; elle fait encore ressortir une nouvelle ligne $\gamma$ en coïncidence avec $e^-_{560\,K}$ d'énergie 460 ± 20 KeV. Dans le spectre $\gamma$ de la figure 10, cette ligne constitue une part de la ligne mise en évidence par l'analyse à environ 390 KeV; notons encore que, dans le spectre de conversion, nous avons une indication de deux lignes situées à 390 KeV et 455 KeV, d'intensité trop faible pour être évaluable et qui sont vraisemblablement les lignes de conversion $K$ et $L$ de cette transition dont l'énergie est ainsi déterminée, soit 470 ± 5 KeV. La possibilité d'un «cross over» de cette cascade $\gamma_{560} - \gamma_{470}$ — d'énergie 1030 KeV — fournirait une explication au fait, signalé plus haut, que le taux de coïncidences $e_{61\,L} - \gamma_{1150}$ est plus faible que le taux de coïncidences $e_{61\,L} - \gamma_{780}$; cette hypothèse n'est pas directement vérifiable, car le spectrographe $\gamma$ ne permet pas de résoudre deux lignes d'énergie 1150 KeV et 1030 KeV, mais elle est rendue plausible par la largeur anormale de la ligne $\gamma_{1150}$.

Notons encore que, même si cette hypothèse est admise, il n'est pas exclu que la partie de la ligne $\gamma$, mise en évidence à 1150 KeV, qui est en coïncidence avec $\gamma_{61}$, ne soit formée par la superposition de plusieurs lignes d'énergies voisines provenant de niveaux ex-

cités voisins de l'$Au^{195}$ dont les énergies d'excitation se situeraient aux environs de 1200 KeV. Dans l'impossibilité où nous sommes de le vérifier, nous avons admis l'existence d'un seul niveau d'énergie 1210 KeV (fig. 18) et d'une seule transition $\gamma$ d'énergie 1150 KeV de ce niveau au niveau excité de 61,4 KeV de l'$Au^{195}$.

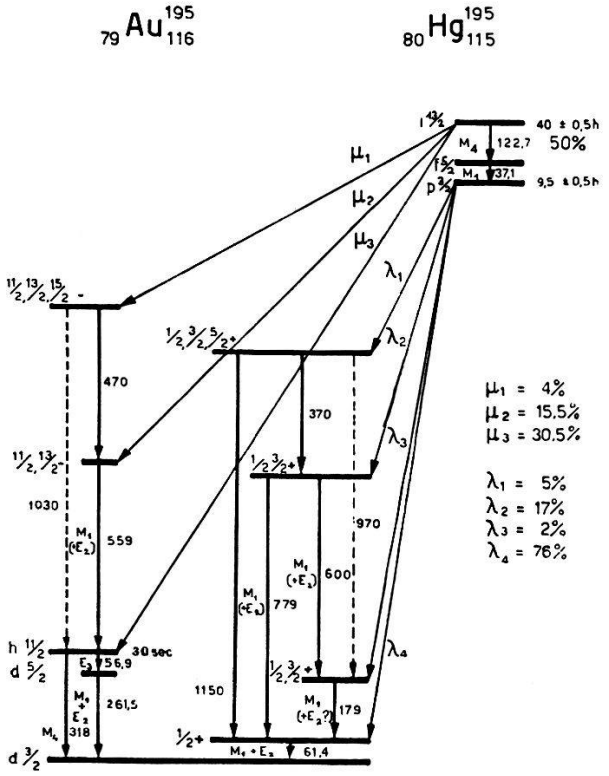


Schéma de désintégration du $Hg^{195}$

Fig. 18.

## V. Discussion des résultats et schéma de désintégration.

Nous avons vu que la transition $\gamma_{122}$ de période pure $40^h$ était convertie dans le Hg; le taux de coïncidences $e^- - e^-$ très bas de ses lignes de conversion suggère qu'elle possède un partenaire peu converti ou d'énergie faible, donc peu efficace sur le compteur $\beta$ à scintillation. La transition $\gamma_{37}$, elle aussi de période pure $40^h$, remplit cette dernière condition tandis que le taux élevé de coïncidences $e^- - e^-$ de ses lignes de conversion indique un partenaire très converti et dont l'énergie des lignes de conversion est suffisante pour avoir une efficacité élevée sur le cristal, ce qui est le cas pour la transition $\gamma_{122}$: d'où une cascade $\gamma_{122} - \gamma_{37}$ dans le $Hg^{195}$.

Les transitions $\gamma_{261}$ et $\gamma_{57}$ ont été attribuées — seules — à une transition isomérique de 30 secondes dans l'$Au^{195}$ et la transition $\gamma_{318}$ peut être interprétée comme le «cross over» de la cascade

$\gamma_{57} - \gamma_{261}$ bien que nous n'ayons pas pu le vérifier directement en raison de sa trop faible intensité.

Les lignes $\gamma_{61}$ et $\gamma_{179}$, provenant de capture $K$, sont aussi converties dans l'Au et les mesures de coïncidences $e^- - \gamma$ permettent de situer, par rapport à elles, les transitions $\gamma_{600}$, $\gamma_{780}$ et $\gamma_{1150}$. Ces quelques considérations, jointes aux mesures des périodes, permettent d'établir le schéma de désintégration (fig. 18); les lignes $\gamma$ trouvées à environ 950 KeV et 390 KeV et qui sont en coïncidence avec $\gamma_{61}$ et $\gamma_{179}$ peuvent automatiquement trouver place dans un tel schéma: leurs énergies seraient 970 KeV et 370 KeV respectivement. Nous avons encore établi que les lignes en coïncidence $\gamma_{560}$ et $\gamma_{470}$ provenaient de capture $K$ et c'est du niveau isomérique du $Hg^{195}$ (période pure de $40^h$): la position que nous avons donnée à cette cascade sera justifiée plus loin ainsi que l'ordre des transitions pour les cascades $\gamma_{57} - \gamma_{261}$ et $\gamma_{122} - \gamma_{37}$. Nos mesures de coïncidences $e^- - e^-$ et $e^- - \gamma$, ainsi que les mesures absolues $e^-$ et $\gamma$, permettent maintenant la détermination de certains coefficients de conversion et des rapports d'embranchement $\lambda$ et $\mu$.

Les mesures de coïncidences $e^- - e^-$ permettent de calculer $\varkappa_{122}$, proportionnel au taux de coïncidences dans une ligne de conversion de $\gamma_{37}$, et $\varkappa_{261}$, proportionnel au taux de coïncidences dans une ligne de conversion de $\gamma_{57}$; pour $\gamma_{261}$ le coefficient de conversion $\alpha_{261\,K}$ a aussi été déterminé par des mesures absolues $e^-_{261\,K}$ et $\gamma_{261}$. On en tire immédiatement les valeurs de $\varkappa_{37}$ et $\varkappa_{57}$, soit:

$$\varkappa_{37} = \frac{Z_{e^-_{37}}}{Z_{e^-_{122}}} \cdot \varkappa_{122} = 1 \pm 0{,}05\,.$$

$$\varkappa_{57} = \frac{Z_{e^-_{57}}}{Z_{e^-_{261}}} \cdot \varkappa_{261} = 1 \pm 0{,}05\,.$$

On peut encore calculer $\varkappa_{61}$ par application de la formule

$$\varkappa_{61} = \frac{Z_{e^-_{61}}}{Z_{e^-_{37}}} \cdot \varkappa_{37}\,,$$

soit $\varkappa_{61} = 1 \pm 0{,}1$, ce qui prouve à la fois que la transition $\gamma_{61}$ est fortement convertie et qu'il n'y a pas plus de 10% des transitions par capture électronique à partir du niveau fondamental du $Hg^{195}$ qui conduisent à l'état fondamental de l'$Au^{195}$ ou à l'un des niveaux de l'$Au^{195m}$.

Les mesures de coïncidences $e^- - \gamma$ permettent, en corrélation avec l'analyse du spectre $\gamma$ faite plus haut, de déterminer les intensités relatives de toutes les lignes $\gamma$ d'énergie supérieure ou égale à 261 KeV.

Ainsi les mesures de coïncidences $e^-_{61\,L} - \gamma$ et $e^-_{179\,K} - \gamma$ (fig. 16 et 17) donnent respectivement:

$$N_{\gamma_{1150}} : N_{\gamma_{780}} : N_{\gamma_{600}} = \frac{K^{\gamma_{1150}}_{e^-_{61\,L}}}{(\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{1150}}} : \frac{K^{\gamma_{780}}_{e^-_{61\,L}}}{(\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{780}}} : \frac{K^{\gamma_{600}}_{e^-_{61\,L}}}{(\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{600}}}$$

et

$$N_{\gamma_{970}} : N_{\gamma_{600}} : N_{\gamma_{370}} = \frac{K^{\gamma_{970}}_{e^-_{179\,K}}}{(\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{970}}} : \frac{K^{\gamma_{600}}_{e^-_{179\,K}}}{(\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{600}}} : \frac{K^{\gamma_{370}}_{e^-_{179\,K}}}{(\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{370}}}$$

tandis que la mesure de coïncidences $e^-_{560\,K} - \gamma$ fournit le rapport $N_{\gamma_{560}} : N_{\gamma_{470}}$. On peut raccorder ces valeurs à celles qui résultent de l'analyse du spectre $\gamma$ à l'aide de la transition pure $\gamma_{780}$; les mesures de coïncidences permettent ainsi de séparer les composantes des lignes complexes du spectre $\gamma$: le résultat figure dans la colonne «Interprétation» du tableau 4. On y remarque que la somme des intensités des lignes $\gamma_{370}$ et $\gamma_{470}$, qui contribuent à la ligne mise en évidence à environ 390 KeV par l'analyse du spectre $\gamma$, est, d'une quantité significative, inférieure à l'intensité calculée pour cette ligne: il reste donc probablement une ou plusieurs autres lignes faibles d'environ 400 KeV que nous ne pouvons pas identifier. Dans le spectre de conversion d'ailleurs, on a l'indication de lignes non mesurables aux environs de 290 KeV et 370 KeV. De ces intensités $\gamma$ relatives, on peut encore tirer les coefficients de conversion des transitions dont les lignes de conversion sont assez intenses pour permettre leur évaluation (soit $\gamma_{780}$, $\gamma_{600}$ et $\gamma_{560}$), puisque l'on connaît le coefficient de conversion de $\gamma_{261}$.

Les coïncidences $e^-_{61\,L} - \gamma_{179}$ (fig. 14) donnent encore $\alpha_{179}$ par application des relations suivantes, dérivées des équations (1), (2) et (3):

$$Z_{e^-_{61\,L}} = N\,\varkappa_{61\,L} \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp}$$

$$Z_{e^-_{179\,K}} = N_{e^-_{179\,K}} \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp}$$

$$Z_{\gamma_{179}} = N_{\gamma_{179}} \cdot (\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{179}}$$

$$K^{\gamma_{179}}_{e^-_{61\,L}} = N_{\gamma_{179}} \cdot (\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{179}} \cdot \varkappa_{61\,L} \cdot \omega_{sp} \cdot \varepsilon_{sp}\,.$$

où la quantité $Z\ \gamma_{179}$ n'est pas mesurable comme le montre la figure 13. De ces relations on tire $\alpha_{179\,K}$, en effet:

$$\frac{Z_{e^-_{179\,K}}}{K^{\gamma_{179}}_{e^-_{61\,L}}} = \frac{N_{e^-_{179\,K}}}{N_{\gamma_{179}}} \cdot \frac{1}{\varkappa_{61\,L} \cdot (\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{179}}} = \alpha_{179\,K} \cdot \frac{1}{\varkappa_{61\,L} \cdot (\omega\,\varepsilon\,a)_{\gamma_{179}}}\,.$$

Les valeurs obtenues pour tous ces coefficients de conversion figurent dans le tableau 3.

Enfin il est possible de calculer les rapports d'embranchement $\lambda$ et $\mu$ (voir fig. 18) puisque l'on connaît maintenant toutes les intensités $\gamma$ relatives et toutes les intensités $e^-$ relatives pour les lignes présentant une conversion appréciable. Pour les transitions dont on n'a pas décelé les lignes de conversion (soit $\gamma_{1150}$, $\gamma_{1030}$, $\gamma_{970}$ et $\gamma_{370}$), on a pris arbitrairement $\varkappa = 0$, ce qui ne saurait introduire d'erreur, $\varkappa$ étant de l'ordre du pour cent; enfin pour la transition $\gamma_{179}$ dont les lignes de conversion $L$ et $M$ sont masquées par des lignes plus intenses, on a admis un rapport $K/L + M$ égal à celui de la transition homologue $\gamma_{191}$ du $Hg^{197}$; ce rapport n'est en tous cas pas très différent puisque les énergies sont voisines et les transitions de même nature ($\alpha_K$ égaux).

### Identification des niveaux des noyaux étudiés.

Afin d'identifier les niveaux nucléaires mis en évidence dans les schémas de désintégration des isotopes étudiés, nous avons utilisé les données fournies par la détermination du type des transitions $\gamma$ entre ces niveaux et du caractère d'interdiction des transitions par capture des niveaux du Hg vers les niveaux de l'Au.

Nous avons groupé (tableau 5) les résultats de nos mesures des coefficients de conversion $\alpha_K$ et des rapports $K/L$ pour quelques transitions $\gamma$; nous avons également indiqué, pour ces lignes, les valeurs de $\alpha_K$[10]) et de $K/L$ [10]) [21]) que l'on peut attendre suivant le type de la transition. L'identification de chacun des rayonnements étudiés en découle en général.

D'autre part, connaissant les périodes et les rapports d'embranchement pour les transitions par capture, on peut évaluer les valeurs de log ft correspondantes si l'on connaît les différences d'énergie entre état initial et état final, c'est-à-dire, en fin de compte, la différence entre les masses des atomes d'Au et de Hg pris dans leurs états fondamentaux, soit $M\ (A, Z)$ et $M\ (A, Z + 1)$ respectivement. L'énergie disponible $Q^*$ pour une transition par capture, du noyau $(A, Z + 1)$ au noyau $(A, Z)$, dans leurs états fondamentaux, est en effet:

$$Q^K = M\ (A, Z + 1) - M\ (A, Z)$$

en négligeant l'énergie de liaison de l'électron capturé.

Pour une émission $\beta^-$ du noyau $(A, Z)$ au noyau $(A, Z + 1)$, l'énergie disponible serait:

$$Q^{\beta^-} = (M\ A, Z) - M\ (A, Z + 1)$$

**Tableau 5.**

| Elément | Energie de la transition (KeV) | $\alpha_K$ Exp. | $\alpha_K$ calculé | | | | | | | $K/L$ Exp. | $K/L$ calculé | | | | | | | Caractère du rayonnement |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | E 2 | E 3 | E 4 | M 1 | M 2 | M 3 | M 4 | | E 2 | E 3 | E 4 | M 1 | M 2 | M 3 | M 4 | |
| $Au^{197}$ | 192 | $0{,}90 \pm 0{,}10$ | 0,19 | 0,50 | 1,3 | 1,1 | 4,7 | 15 | 47 | 6,3 | 0,78 | 0,18 | 0,057 | 5,4 | 3,4 | 1,5 | 0,66 | $M_1$ ($+E_2$?) |
| | 130 | $0{,}3 \leqslant \alpha_K \leqslant 1{,}2$ | 0,45 | 1,1 | 2,6 | 3 | 16 | 54 | 160 | 0,11 | 0,45 | 0,06 | 0,009 | 5,4 | 2,7 | 0,88 | 0,34 | E 3 |
| | 277 | $0{,}29 \pm 0{,}03$ | 0,074 | 0,21 | 0,60 | 0,40 | 1,35 | 3,9 | 11 | 5,3 | 1,5 | 0,53 | 0,22 | 5,8 | 3,9 | 2,3 | 1,2 | M 1 + E 2 |
| | 407 | $> 1{,}5$ | 0,03 | 0,08 | 0,21 | 0,14 | 0,4 | 1 | 2,5 | $K : L + M \sim 2$ | 2,6 | 1,2 | 0,6 | 5,8 | 4,4 | 3 | 1,3 | M 4 |
| $Hg^{195}$ | 122,7 | très grand | 0,56 | 1,4 | 3 | 3,8 | 23 | 74 | 200 | 0,23 | 0,31 | 0,04 | 0,006 | 5,4 | 2,5 | 0,8 | 0,26 | M 4 |
| $Au^{195}$ | 559 | 0,016 | 0,015 | 0,037 | 0,088 | 0,064 | 0,15 | 0,34 | 0,74 | 5,4 | 3,5 | 2 | 1,2 | 5,8 | 4,7 | 3,6 | 2,7 | M 1 + E 2 |
| | 179 | $0{,}85 \pm 0{,}15$ | 0,23 | 0,58 | 1,6 | 1,3 | 5,8 | 18,5 | 58 | | | | | | | | | M 1 (+ E 2 ?) |
| | 779 | 0,013 | 0,0074 | 0,017 | 0,037 | 0,027 | 0,06 | 0,12 | 0,23 | $K : L + M = 4{,}3$ | 4 | 3 | 2,1 | 5,7 | 5,2 | 4,4 | 3,4 | M 1 + E 2 |
| | 600 | $\sim 0{,}02$ | 0,013 | 0,032 | 0,074 | 0,054 | 0,13 | 0,28 | 0,60 | $\sim 5$ | 3,7 | 2,2 | 1,4 | 5,7 | 4,8 | 3,8 | 2,9 | M 1 + E 2 |
| | 261,5 | $0{,}25 \pm 0{,}03$ | 0,088 | 0,24 | 0,71 | 0,47 | 1,65 | 4,9 | 12,5 | 5,3 | 1,4 | 0,46 | 0,18 | 5,7 | 5,2 | 4,4 | 3,4 | M 1 + E 2 |

Du point de vue énergétique, on peut donc considérer la capture d'un électron périphérique par le noyau $(A, Z+1)$ comme la désintégration $\beta^-$ du noyau $(A, Z)$ avec une énergie de désintégration négative:

$$Q = Q^{\beta^-} = -Q^K.$$

Pour évaluer la masse $M(A, Z)$ de l'atome $(A, Z)$, on peut utiliser la formule de WEIZSÄCKER qui s'écrit[22]):

$$M(A,Z) = M_H Z + M_n(A-Z) - a_1 A + a_2 A^{2/3} + \frac{a_3}{A}\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2 + \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{r_0 A^{1/3}} + \text{«terme de parité»}.$$

Dans cette expression, $M_H$ et $M_n$ sont respectivement les masses de l'atome d'hydrogène et du neutron; $e$ est la charge électrique élémentaire et $r_0$ le rayon classique du proton. Ce sont donc des quantités connues.

$a_1$, $a_2$ et $a_3$ sont des paramètres que l'on peut ajuster pour rendre compte des résultats de la spectrométrie de masse.

Le «terme de parité» est a priori de forme inconnue et exprime la forte intéraction par paires des nucléons de même sorte.

On peut encore remarquer que, mis à part le «terme de parité», $M(A, Z)$ est une fonction quadratique de $Z$, donc peut s'écrire[23]):

$$M(Z, A) = M(Z_A, A) + \frac{B_A}{2}(Z - Z_A)^2 + \text{«terme de parité»}.$$

$Z_A$ et $B_A$ étant des fonctions de $A$ que l'on peut expliciter à l'aide des coefficients de la formule de WEIZSÄCKER; $Z_A$ est la valeur de $Z$ annulant $(\partial M/\partial Z)_A$, c'est-à-dire le numéro atomique de l'élément — fictif lorsque $Z_A$ n'est pas entier — correspondant, pour $A$ donné, au maximum de stabilité, soit:

$$Z_A = \frac{(M_n - M_H + a_3)\,A}{2\,a_3 + 6\,e^2\,A^{2/3}/5\,r_0}$$

$$B_A = \frac{M_n - M_H + a_3}{Z_A}.$$

Ces expressions ne dépendent que du seul paramètre $a_3$.

Dans le phénomène de radioactivité $\beta^-$ par le noyau $(A, Z)$ — ou de capture électronique par le noyau $(A, Z+1)$ —, l'énergie mise en jeu est:

$$Q = Q^{\beta^-} = Q^K = M(A,Z) - M(A,Z+1) = B_A\,(Z_A - Z - 0{,}5) + \varepsilon$$

$\varepsilon$ étant une correction due aux termes de parité.

Le problème de la détermination des énergies disponibles pour les transitions par capture du Hg à l'Au pour $A = 197$ et $A = 195$ revient donc à déterminer les valeurs des fonctions $Z_A$ et $B_A$ pour ces valeurs de $A$ et de la correction $\varepsilon$ due aux termes de parité.

Conformément à CORYELL[23]), nous avons admis que dans la région où se situent les valeurs de $A$ qui nous intéressent ici, la correction $\varepsilon$ était négligeable et nous avons tracé approximativement la courbe représentant $Z_A$ en fonction de $A$ en remarquant que, pour $A$ impair donné, les numéros atomiques $Z$ des éléments stables doivent être tels que:

$$Z_A = Z \pm 0{,}5.$$

De cette solution locale de la fonction $Z_A$, nous avons déduit la valeur correspondante du paramètre $a_3$, d'où l'expression de la fonction $B_A$. Considérant alors les émetteurs $\beta^-$ de la région envisagée et pour lesquels $Q$ est connu, on peut déterminer les valeurs de $Z_A$ correspondant à ces émetteurs, soit $Os^{191}$, $Os^{193}$, $Pt^{197}$ et $Au^{199}$. Il en résulte une meilleure approximation de la fonction $Z_A$ et l'on peut, si nécessaire, déterminer à nouveau $a_3$ et $B_A$ d'où $Z_A$.

Les fonctions $B_A$ et $Z_A$ ayant été déterminées de cette façon, on peut en déduire les valeurs de $Q$ correspondant à n'importe quelle valeur de $A$ de la région étudie. Les valeurs trouvées pour $A = 197$ et $A = 195$ sont respectivement:

$$Q = 560 \text{ KeV pour } A = 197$$
$$Q = 1600 \text{ KeV pour } A = 195.$$

Ces valeurs s'accordent qualitativement avec le fait que l'on n'atteint pas, par capture à partir du Hg, des niveaux excités d'énergie aussi élevée dans l'$Au^{197}$ que dans l'$Au^{195}$; de tels niveaux ont cependant été mis en évidence par scattering élastique de neutrons[15])[16]).

Pour $A = 193$, on trouve $Q \pm 2600$ KeV, ce qui laisse prévoir que, par capture $K$ par le noyau $Hg^{193}$, on obtiendra le noyau $Au^{193}$ dans des états excités à des énergies plus élevées encore.

Avec ces valeurs de $Q$, on a calculé les valeurs de log ft (tableau 6), en tenant compte des captures $K$[24]) et $L$[25]); les ordres d'interdiction indiqués découlent de la classification de M. G. MAYER et coll.[2]) pour les transitions $\beta$ entre états fondamentaux; comme il s'agit ici de transitions conduisant à des états excités et étant donné l'incertitude sur les différences d'énergie, ces ordres d'interdiction ne sauraient avoir qu'une valeur d'indication.

A l'aide de ces renseignements expérimentaux, et en s'appuyant en outre sur certaines données, que l'on peut tenir pour établies, fournies par le modèle nucléaire de M. G. MAYER, nous pouvons maintenant déterminer les spins et les parités des différents niveaux nucléaires trouvés.

**Tableau 6.**

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $Hg^{195}$ | transitions | $\mu_1$ | $\mu_2$ | $\mu_3$ | $\lambda_1$ | $\lambda_2$ | $\lambda_3$ | $\lambda_4$ |
| | log $ft$ | 7,15 | 7,24 | 7,36 | 6,35 | 6,45 | 7,87 | 6,36 |
| $Hg^{197}$ | transitions* | | | á l'isomère | | | au niveau 268 KeV | au niveau 77 KeV |
| | log $ft$ | | | 7,11 | | | 7,76 | 6,10 |

Ordre d'interdiction: 1, pour toutes les transitions.

*) Les transitions dans le $Hg^{197}$ sont placées en regard des transitions «homologues» dans le $Hg^{195}$.

## I. $Hg^{197}$ et $Hg^{195}$.

Il s'agit là de 2 noyaux à nombre impair de neutrons de la fin de la couche 82–126. Pour aucun de ces isotopes, on ne connaît le spin et la parité du niveau fondamental; cependant le modèle des couches prévoit les états suivants:

$$f^{7/2},\ h^{9/2},\ f^{5/2},\ p^{3/2},\ i^{13/2},\ p^{1/2}.$$

De plus, l'étude des noyaux voisins dont l'état fondamental est connu montre que, après remplissage des sous-couches $f^{7/2}$ et $h^{9/2}$, le neutron impair a tendance à occuper de préférence les états de bas moment angulaire, soit $p^{1/2}$ ($Pt^{195}$, $Hg^{199}$) ou $p^{3/2}$ ($Hg^{201}$); la compétition entre ces deux états prouve d'ailleurs qu'ils sont très proches.

D'autre part, le tableau 5 établit le caractère de $2^4$ pôle magnétique de la transition $\gamma_{122}$ du $Hg^{195}$; la transition $\gamma_{37}$ doit être considérée comme de type $M_1$ du fait du rapport des intensités de ses lignes de conversion $L$, un faible mélange $E_2$ n'étant d'ailleurs pas exclu. Or, la théorie des couches prévoit une transition isomérique de type $M_4$ entre les états $i^{13/2}$ et $f^{5/2}$ [1]); la transition $M_1$ qui la suit conduit à l'état fondamental $p^{3/2}$. Pour le $Hg^{197}$, HUBER et coll.[5]) ont établi l'existence d'une cascade formée d'une transition $M_4$ de 164 KeV, suivie d'une transition $E_2$ de 133 KeV, les niveaux correspondants sont donc $i^{13/2}$, $f^{5/2}$ et $p^{1/2}$, le choix entre $p^{1/2}$ et $p^{3/2}$ pour le niveau fondamental résultant d'une comparaison des moments magnétiques des isotopes $Hg^{197}$ et $Hg^{199}$ [27]).

## II. $Au^{197}$ et $Au^{195}$.

Ce sont des noyaux à nombre impair de protons de la fin de la couche 50—82 et le modèle des couches prévoit les états suivants:

$$g^{7/2},\ d^{5/2},\ h^{11/2},\ d^{3/2},\ s^{1/2}.$$

Le spin et la parité de l'état fondamental de l'$Au^{197}$ sont connus (3/2+) en accord avec le modèle des couches qui prévoit un état $d^{3/2}$. On peut légitimement penser que l'état fondamental de l'$Au^{195}$ est aussi un état $d^{3/2}$, car il est peu probable que le retrait de deux neutrons d'un noyau de type protonique amène un changement dans la configuration des couches de protons. En outre la systématique des noyaux à nombre impair de protons[26]) ne présente pas d'anomalie dans l'ordre de remplissage des couches au voisinage du point considéré, comme c'était le cas pour les isotopes du Hg envisagés précédemment.

### 1. $Au^{197}$.

a) *Isomère.* La transition $\gamma_{277}$ a le caractère d'un mélange $M_1 + E_2$, tandis que la transition $\gamma_{130}$ est du type $E_3$. La période mesurée de l'état isomérique fixe l'ordre de la cascade. Le spin de l'état intermédiaire peut être 1/2, 3/2 ou 5/2 et sa parité est +: le modèle des couches permet de l'interpréter comme un état $d^{5/2}$. L'état isomérique peut alors être l'état $h^{11/2}$ que prévoit la théorie: cette interprétation concorde avec la valeur de log ft, indiquant une transition une fois interdite de la transition par capture entre le niveau isomérique $i^{13/2}$ du $Hg^{197}_{65h}$ et un tel niveau $h^{11/2}$ de l'$Au^{197}$.

b) *$Au^{197}$ provenant du $Hg^{197}$.* La transition $\gamma_{191}$ est du type $M_1$ — un faible mélange $E_2$ n'étant pas exclu — et la transition $\gamma_{77}$ peut être interprétée comme un mélange $M_1 + E_2$ à partir des valeurs relatives des coefficients de conversion $L$.

D'autre part, les valeurs de log ft pour les transitions par capture à partir du niveau fondamental du $Hg^{197}$ vers les niveaux à 77 KeV et 268 KeV de l'$Au^{197}$ indiquent des transitions une fois interdites. Donc, le niveau fondamental de l'$Au^{197}$ étant $d^{3/2}$, les deux niveaux excités à 77 KeV et 268 KeV ont la parité + et un spin égal à 1/2, 3/2 ou 5/2. Or, d'après l'étude des niveaux obtenus par excitation électrique du noyau $Au^{197}$ [28]), il semble que le niveau à 77 KeV soit 1/2 +; ce pourrait être alors le niveau $s^{1/2}$ que prévoit la théorie des couches qui lui assigne de plus une énergie assez basse. Il resterait alors, pour le niveau à 268 KeV, l'une ou l'autre des possibilités 1/2 + ou 3/2 +.

## 2. $Au^{195}$.

a) *Isomère.* La transition $\gamma_{261}$ est, tout comme la transition $\gamma_{277}$ de l'$Au^{197}$, un mélange $M_1 + E_2$ et ne peut donc pas être responsable de l'isomère de 30 sec, ce qui fixe l'ordre de la cascade $\gamma_{261}$ — $\gamma_{57}$. L'identification de la transition $\gamma_{57}$ est plus difficile: cependant les valeurs relatives des conversions $L$ indiquent qu'elle est de type électrique et la période suggère $E_3$. En admettant $d^{3/2}$ pour état fondamental, l'état intermédiaire serait $d^{5/2}$ et l'état isomère $h^{11/2}$, en accord avec la théorie des couches et avec l'ordre d'interdiction un de la transition par capture à partir du niveau $i^{13/2}$ du $Hg^{195}$.

Remarquons que la valeur précédente de log $ft$ a été calculée en tenant compte de la position donnée dans le schéma à la cascade $\gamma_{560} - \gamma_{470}$, mais nous pouvons justifier cette position; les intensités de la transition isomérique et la transition $\gamma_{560}$ sont dans le rapport 1 à 0,4 indiquant, quelle que soit la place que l'on donne à la transition $\gamma_{560}$, des probabilités voisines pour les transitions par capture vers les niveaux correspondants de l'Au: on vérifie, en effet, que si l'on suppose que la transition $\gamma_{560}$ n'aboutit pas au niveau isomérique, on trouve encore un ordre d'interdiction un pour les transitions par capture. Le niveau d'où provient la transition $\gamma_{560}$ doit donc avoir la parité moins et le spin 11/2, 13/2 ou 15/2; étant de type $M_1$ (ou $M_1 + E_2$), elle ne peut pas conduire à l'un des états $d^{3/2}$ ou $d^{5/2}$ et comme, d'autre part, elle n'est pas en coïncidence avec $\gamma_{61}$, la position que nous lui avons donnée est la seule possible.

b) *$Au^{195}$, provenant de $Hg^{195}$* (9,5 $h$). La transition $\gamma_{179}$ est du type $M_1$ (ou $M_1 + E_2$) et les intensités relatives de ses lignes de conversion $L$ permettent d'interpréter la transition $\gamma_{61}$ comme un mélange $M_1 + E_2$.

D'autre part, les valeurs de log $ft$ pour les transitions par capture vers les différents niveaux de l'$Au^{195}$ indiquent que toutes ces transitions sont interdites une fois, donc que tous ces niveaux ont la parité + et le spin 1/2, 3/2 ou 5/2, en accord avec l'identification du type des transitions $\gamma_{780}$ et $\gamma_{600}$ ($M_1$ ou $M_1 + E_2$).

Si l'on admet, par analogie avec le niveau à 77 KeV de l'$Au^{197}$, que le niveau à 61 KeV de l'$Au^{195}$ est le niveau $s\,1/2$ prévu par la théorie des couches, les valeurs possibles des spins des différents niveaux excités de l'$Au^{195}$ se trouvent restreintes à celles qui sont indiquées sur le schéma de désintégration de cet élément (fig. 18).

Un caractère remarquable de ces résultats est, pour $A = 195$, le faible pourcentage, sinon l'absence, de transitions par capture à partir du niveau $p^{3/2}$ du $Hg^{195}$ aux niveaux $d^{3/2}$ et $d^{5/2}$ de l'$Au^{195}$,

quoique de telles transitions présentent le même ordre d'interdiction un que les transitions existantes du niveau $p^{3/2}$ du $Hg^{195}$ aux niveaux de l'$Au^{195}$ que nous venons d'étudier. L'absence de la transition $p^{3/2} - d^{3/2}$ apparaît d'ailleurs comme un fait isolé: une telle transition existe au contraire et avec une forte intensité pour les désintégrations $\beta^-$ $Au^{199}$—$Hg^{199}$ — et $Au^{195}$—$Pt^{195}$.

De même, pour $A = 197$, il semble qu'il y ait peu de transitions entre niveaux fondamentaux (transition $p^{1/2} - d^{3/2}$) bien qu'il soit plus difficile de conclure[5]); par contre, il est clair (étude du $Hg^{197}_{65h}$) qu'il n'y a pas de transitions par capture du niveau fondamental $p^{1/2}$ du $Hg^{197}$ au niveau $d^{5/2}$ de l'$Au^{197}$. De même nous avons vérifié que, à partir du $Pt^{197}$, on atteint par émission $\beta^-$ les niveaux à 77 KeV et à 268 KeV de l'$Au^{197}$, mais pas le niveau fondamental, ni le niveau $d^{5/2}$, alors que toutes ces transitions présentent le même ordre d'interdiction. On remarquera que la transition $p^{1/2}-d^{3/2}$, défavorisée par rapport à des transitions présentant le même caractère d'interdiction dans la désintégration par capture $Hg^{197}$—$Au^{197}$ et par émission $\beta^-$—$Pt^{197}$—$Au^{197}$, est également défavorisée dans le cas de la désintégration $\beta^-$ $Au^{199}$—$Hg^{199}$.

Nous tenons à remercier vivement Monsieur le Professeur P. Scherrer qui a bien voulu nous permettre d'effectuer ce travail dans ses laboratoires et Monsieur le Professeur A. Houriet pour l'aide qu'il nous a apportée dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux. De même, nous voudrions exprimer notre reconnaissance à M. le Professeur H. Slätis et M. le Dr D. Maeder, qui ont bien voulu mettre à notre disposition leurs appareils. Messrs. Dr N. F. Verster et G. J. Nijgh nous ont rendu bien des services pendant certaines mesures.

## Références.

1) M. Goldhaber, R. D. Hill, Rev. Mod. Phys. **24**, 179 (1952).
2) M. G. Mayer, S. A. Moszkowski, L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys. **23**, 315 (1951); L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys. **23**, 322 (1951).
3) M. G. Mayer, Phys. Rev. **78**, 16, 22 (1950).
4) L. P. Gillon; K. Gopalakrishnan, A. de Shalit, J. W. Mihelich, Phys. Rev. **93**, 124 (1954).
5) O. Huber, F. Humbel, H. Schneider, A. de Shalit, W. Zünti, Helv. Phys. Acta **24**, 127 (1951).
6) A. de Shalit, O. Huber, H. Schneider, Helv. Phys. Acta **25**, 279 (1951).
7) J. W. Mihelich, A. de Shalit, Phys. Rev. **91**, 781 (1953).
8) D. Maeder, Helv. Phys. Acta **20**, 139 (1947).
9) H. Wild, Travail de diplôme E.P.F. Zürich (1953).
10) M. E. Rose, G. H. Goertzel, B. I. Spinrad, Harr, Strong, Phys. Rev. **83**, 79 (1951) et communication privée.

[11]) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE SHALIT, Helv. Phys. Acta **25**, 3 (1952).
[12]) J. BRUNNER, J. HALTER, O. HUBER, R. JOLY, D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **27**, 572 (1954).
[13]) J. BRUNNER, O. HUBER, R. JOLY, D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **26**, 588 (1953).
[14]) D. MAEDER, R. MÜLLER, V. WINTERSTEIGER, Helv. Phys. Acta **26**, 44 (1954).
[15]) H. C. MARTIN, B. C. DIVEN, R. F. TASCHEK, Phys. Rev. **93**, 199 (1954).
[16]) A. A. EBEL, C. GOODMAN, Phys. Rev. **93**, 197 (1954).
[17]) O. HUBER, R. JOLY, P. SCHERRER, N. F. VERSTER, Helv. Phys. Acta **25**, 621 (1952).
[18]) O. HUBER, J. HALTER, R. JOLY, D. MAEDER, J. BRUNNER, Helv. Phys. Acta **26**, 591 (1953).
[19]) J. H. MOON, A. L. THOMPSON, communication privée à Hollander, Perlman, Seaborg, Rev. Mod. Phys. **25**, 469 (1953).
[20]) H. SCHNEIDER, O. HUBER, F. HUMBEL, A. DE SHALIT, W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **25**, 259 (1952).
[21]) M. GOLDHABER, W. SUNYAR, Phys. Rev. **83**, 906 (1951).
[22]) E. FERMI, Nuclear Physics, The University of Chicago Press (page 7).
[23]) C. D. CORYELL, Annual Rev. of Nucl. Sc. **2**, 305 (1953).
[24]) E. FEENBERG, G. TRIGG, Rev. Mod. Phys. **22**, 399 (1950).
[25]) R. E. MARSHAK, Phys. Rev. **61**, 431 (1942).
[26]) P. F. A. KLINKENBERG, Rev. Mod. Phys. **24**, 63 (1952).
[27]) F. BITTER, S. P. DAVIES, B. RICHTER, J. E. YOUNG, Phys. Rev. **96**, 1531 (1954).
[28]) C. F. COOK, C. M. CLASS, J. EISINGER, Phys. Rev. **96**, 658 (1954).

*