

# Détermination précise de l'énergie des rayons $\alpha$ émis par le thorium

Georges Philbert, Jeannine Génin, Léopold Vigneron

► To cite this version:

Georges Philbert, Jeannine Génin, Léopold Vigneron. Détermination précise de l'énergie des rayons  $\alpha$  émis par le thorium. *J. Phys. Radium*, 1954, 15 (1), pp.16-20. 10.1051/jphysrad:0195400150101600 . jpa-00234840

HAL Id: jpa-00234840

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00234840>

Submitted on 1 Jan 1954

**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.

## DÉTERMINATION PRÉCISE DE L'ÉNERGIE DES RAYONS $\alpha$ ÉMIS PAR LE THORIUM

Par M. GEORGES PHILBERT, M<sup>me</sup> JEANNINE GÉNIN et M. LÉOPOLD VIGNÉRON,

Laboratoire de chimie nucléaire du Collège de France.

**Sommaire.** — Du thorium, de l'ionium et du polonium ont été introduits ensemble dans une émulsion, les parcours  $\alpha$  ont été mesurés et comparés à une courbe calculée parcours-énergie. Des précautions chimiques et autres nous ont permis de ne pas être gênés par les dérivés radioactifs du thorium. L'énergie pondérée des  $\alpha$  émis par  $^{232}\text{Th}$  est  $3,990 \pm 0,020$  MeV et, si on admet, d'après M<sup>lle</sup> Albouy, 75 keV d'écart entre les deux raies  $\alpha$ , celles-ci ont pour énergie

$$4,008 \pm 0,020 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad 3,933 \pm 0,020 \text{ MeV}.$$

**1. Considérations sur la mesure d'énergies  $\alpha$  au moyen d'émulsions « nucléaires ».** — L'emploi d'émulsions « nucléaires » convient très bien à la détermination de l'énergie des rayons  $\alpha$  émis par des corps, tels que le thorium, dont la période est très longue; on doit en effet renoncer à employer la spectrographie magnétique, méthode très précise, mais qui exige des couches minces d'activité élevée.

En principe, si on est déjà en possession d'une courbe parcours-énergie, la détermination du parcours moyen des  $\alpha$  donne immédiatement l'énergie; cependant deux causes d'erreur peuvent venir entraver la précision :

1° Les parcours expérimentaux sont mesurés à l'aide d'un micromètre oculaire. Celui-ci est étalonné en microns au moyen d'un micromètre-objectif, mais, étant donné les différences systématiques signalées par l'un de nous [1] entre divers micromètres-objectifs de provenances différentes, cet étalonnage n'est pas réalisé mieux qu'à 1 ou 2 pour 100 près.

2° D'une série de fabrication à une autre, ou suivant l'état hygrométrique, le passé même de la plaque utilisée, on observe de petites différences de pouvoir d'arrêt; la forme de la courbe parcours-énergie ne se trouve pas modifiée d'une plaque à l'autre à condition de multiplier les parcours par un facteur constant compris entre 0,99 et 1,01.

Pour les protons, la forme de la courbe a été calculée par l'un de nous [2] : l'accord calcul-expérience, observé depuis 0,2 jusqu'à 40 MeV fait qu'on peut considérer la relation calculée comme excellente et très supérieure aux formules empiriques du type

$$\log R = a \log E + b.$$

Si on veut une détermination précise de l'énergie, il faut donc « mettre en place » la courbe parcours-énergie dans l'émulsion utilisée; on peut le faire en déterminant, en plus du parcours moyen des  $\alpha$  dont

on recherche l'énergie, le parcours moyen d'au moins un groupe de rayons  $\alpha$  d'énergie bien connue, par exemple ceux du polonium :

$$E_{\alpha} = 5,298 \text{ MeV} \quad [3].$$

**2. Remarques sur une détermination antérieure.** — L'emploi de la méthode photographique a déjà permis à M<sup>me</sup> H. Faraggi [4] de rectifier les déterminations précédentes et de donner pour l'énergie des  $\alpha$  émis par  $^{232}\text{Th}$ , la valeur

$$E_{\alpha} = 3,98 \pm 0,04 \text{ MeV};$$

son travail appelle quelques remarques :

1° Elle comparait la longueur moyenne des  $\alpha$  du thorium à celles des  $\alpha$  de  $^{238}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$  et Po; elle prenait bien pour ses mesures trois morceaux découpés dans une même plaque mais, les conditions étant nécessairement différentes à l'imprégnation, le pouvoir d'arrêt pouvait tout de même varier encore très légèrement quand on passait d'un corps à l'autre.

2° L'uranium naturel n'est pas un corps de référence idéal. D'abord, les énergies des  $\alpha$  de  $^{238}\text{U}$  et  $^{234}\text{U}$  ne sont pas connues avec une sûreté très grande, puisque la longue période de l'uranium n'a pas permis d'employer la méthode magnétique. De plus, étant donné le pouvoir séparateur des émulsions nucléaires et la faible différence d'énergie, 200 keV, les parcours des  $\alpha$  de  $^{238}\text{U}$  et  $^{234}\text{U}$  ne se classent pas en deux groupes complètement séparés, ils chevauchent; entre les deux viennent encore se placer un certain nombre de rayons  $\alpha$  émis par le troisième isotope naturel,  $^{235}\text{U}$ . Finalement, l'histogramme expérimental des parcours est constitué de deux « pics » entre lesquels existe un « col » dont l'altitude est environ le quart de celle des pics; il est difficile, dans ces conditions, de séparer ce qui revient à chacun des isotopes, les parcours expéri-

mentaux dans l'émulsion sont déterminés d'une façon assez peu précise.

3° H. Faraggi admettait que, dans l'intervalle Th—Po, soit pour

$$4 \text{ MeV} < E_\alpha < 5,3 \text{ MeV},$$

la relation parcours-énergie est de la forme

$$R = aE + b,$$

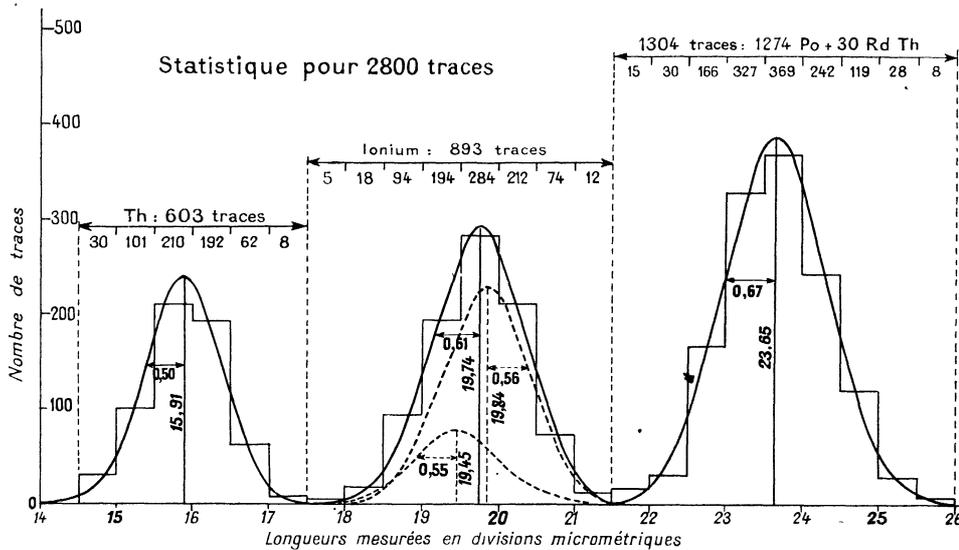
les points expérimentaux relatifs à l'uranium et au polonium lui donnaient les paramètres de cette droite. Nous avons signalé que la relation parcours-énergie est maintenant connue avec une précision plus grande que celle d'une telle formule approchée.

4° Postérieurement au travail de M<sup>me</sup> H. Faraggi, on a découvert que les  $\alpha$  émis par le thorium ne sont pas monocinétiques, ils constituent deux groupes; sur 100 d'entre eux, 75 sont émis avec une énergie  $E_1$  et 25 avec une énergie inférieure,  $E_2$ ; suivant les auteurs,

$$E_2 = E_1 - 75 \text{ keV} \quad [5] \quad \text{ou} \quad E_2 = E_1 - 55 \text{ keV} \quad [6].$$

3. **Obtention d'une plaque d'expérience.** — Compte tenu de ces remarques, nous avons repris la détermination de l'énergie des  $\alpha$  du thorium à l'aide de l'émulsion Ilford C 2.

Nous avons renoncé à l'uranium comme corps de référence; en principe, un seul corps nous aurait permis de « mettre en place » la courbe parcours-



énergie; pour plus de sûreté, nous en avons néanmoins pris deux : le polonium et l'ionium (<sup>230</sup>Th).

À l'origine, nous avons, en solution, les nitrates des corps suivants :

1° Thorium, privé d'environ 85 pour 100 de ses dérivés grâce à des précipitations annuelles de son dérivé MsTh<sub>1</sub>;

2° Mélange ionium-thorium, titrant 11 pour 100 d'ionium en poids, dont, par conséquent, l'activité est presque uniquement celle de l'ionium, isotope du thorium;

3° Polonium.

Les deux premières solutions étant préalablement mélangées en proportion convenable, le thorium X et le radium ont été éliminés, en présence de baryum entraîneur, par une précipitation à l'alcool absolu [7]. Aussitôt après, une quantité convenable de la troisième solution a été ajoutée et la solution ainsi préparée a servi immédiatement à l'imprégnation d'une plaque dans laquelle les trois corps Th, Io, Po se sont ainsi trouvés simultanément introduits.

4. **Résultats expérimentaux bruts, discussion de ceux-ci.** — Cette plaque a été développée 13 jours après son imprégnation. Nous avons utilisé un microscope dans lequel la division du micromètre oculaire représentait sensiblement 0,92  $\mu$ . Afin de réduire ou d'éliminer l'influence des dérivés radioactifs du thorium, nous avons pris les précautions suivantes :

1° Toute trace associée à une étoile radioactive a été rejetée, cela élimine Th X, Tn, ThA, ThC, ThC', et réduit le nombre de traces de Rd Th car, après 13 jours d'action radioactive, on calcule aisément que, sur 100 atomes de radiothorium disparus, 61 se sont signalés par une étoile et 39 seulement ont donné lieu à des traces isolées.

2° Toute trace isolée qui se trouvait à moins de 30  $\mu$  du centre d'une étoile a été rejetée. On sait [8], [9] que les étoiles radioactives peuvent être dissociées par suite de la migration du gaz rare.

En plus des traces isolées, nous observons aussi dans la plaque, quelques étoiles de filiations radio-

actives; nous avons procédé à leur identification et vérifié ainsi que la précipitation alcoolique avait bien éliminé le thorium X et son isotope, le radium, éventuellement accumulé dans l'ionium. Les étoiles sont dues à la présence d'un peu de radiothorium. Dans un certain volume d'émulsion, nous avons dénombré 76 étoiles pour 4 000 traces isolées.

2 800 traces isolées et horizontales ont été mesurées. L'histogramme expérimental (*cf.* figure) est formé de trois pics en escalier parfaitement distincts. Dans la limite des fluctuations statistiques, chacun de ces pics peut être représenté par une courbe de Gauss. Nous donnerons, exprimés en divisions micrométriques, la position de l'axe de chaque pic, l'imprécision statistique sur cette détermination et, entre parenthèses, l'écart type de la courbe de Gauss.

1° Le pic de droite :

$$15,91 \pm 0,02 (0,50)$$

correspond à 603 traces de rayons  $\alpha$  du thorium. En fait, il est la superposition des deux raies du thorium qui sont trop voisines en énergie pour être distinctes quand on emploie la technique des émulsions.

2° Le pic du milieu :

$$19,74 \pm 0,02 (0,61)$$

correspond à 893 traces des  $\alpha$  de l'ionium. Lui aussi est dû à la superposition de deux raies trop voisines pour être distinctes. On sait [10], que pour 100 rayons  $\alpha$  émis par l'ionium, 75 ont pour énergie 4,682 MeV et 25 ont pour énergie 4,614 MeV.

3° Le pic de droite :

$$23,65 \pm 0,02 (0,67)$$

constitué de 1304 traces, correspond à du polonium presque pur, il s'y mélange une petite contamination due au radiothorium dont les  $\alpha$  ont un parcours très voisin de ceux du polonium. D'après ce qui a été dit plus haut, on peut calculer le nombre de rayons imputables au radiothorium, soit :

$$76 \times \frac{2800}{4000} \times \frac{39 \text{ pour } 100}{61 \text{ pour } 100} = 34 \text{ traces de Rd Th}$$

Il reste donc :

$$1304 - 34 = 1270 \text{ traces de polonium.}$$

On sait [11] que, sur 100 rayons  $\alpha$  émis par le radiothorium, 72 ont pour énergie 5,423 MeV et 28 ont pour énergie 5,339 MeV. Étant donné que la présence du radiothorium, en si faible proportion, déplace d'une façon infime le pic que donnerait le polonium pur, nous avons admis, pour les corrections ultérieures, que les 34 rayons de Rd Th sont isocinétiques et sont émis avec l'énergie fictive intermédiaire 5,39 MeV.

**5. Décomposition des pics expérimentaux en raies monocinétiques.** — Le fait qu'aucun des pics expérimentaux ne correspond à un groupe monocinétique de particules  $\alpha$  constitue un obstacle qui, dans notre cas particulier où il s'agit de raies très voisines, peut être levé facilement.

1° Soit  $R$  le parcours moyen d'un groupe de particules  $\alpha$  monocinétiques,  $\delta R$  l'écart type de la courbe de Gauss représentant la répartition des parcours individuels dans l'émulsion; on peut admettre comme valable pour toutes les raies la valeur expérimentale relative du pic de droite (polonium pratiquement pur), soit :

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{0,67}{23,65} = 0,0283.$$

2° Si on veut calculer l'écart entre deux raies monocinétiques voisines, la relation parcours-énergie de Vigneron [2] est suffisante : on peut se contenter d'une précision relative de 1/50° sur cet écart; il n'y a donc pas lieu de tenir compte d'imprécisions sur les micromètres objectifs ni de faibles variations du pouvoir d'arrêt d'une même émulsion commerciale, suivant le lot de fabrication.

3° Compte tenu de ces remarques, on peut calculer la forme et la position respective de deux raies voisines dont on connaît les intensités relatives, on peut ensuite les composer. Dans les trois cas particuliers de notre travail, le résultat de cette composition donne une courbe extrêmement voisine d'une courbe de Gauss. Cette « raie résultante calculée » a été dans chaque cas superposée à la « raie expérimentale » correspondante. Cette superposition met en place les raies composantes et permet d'obtenir avec une très grande précision leurs abscisses respectives.

Pour ne pas encombrer inutilement la figure, nous avons représenté la décomposition de la raie en deux composantes, seulement pour le pic du milieu, correspondant aux  $\alpha$  émis par l'ionium.

Exprimant en divisions les abscisses des axes et, entre parenthèses, les écarts-types correspondants, voici l'analyse que nous avons obtenue pour les trois pics de la figure :

1° Pic de gauche à

$$15,91 (0,50) = \left\{ \begin{array}{l} 25 \text{ pour } 100 \text{ de Th à } 15,61 (0,44) \\ + 75 \quad \text{ » } \quad \text{ de Th à } 16,01 (0,45); \end{array} \right.$$

2° Pic du milieu à

$$19,74 (0,61) = \left\{ \begin{array}{l} 25 \text{ pour } 100 \text{ d'Io à } 19,45 (0,55) \\ + 75 \quad \text{ » } \quad \text{ d'Io à } 19,84 (0,56), \\ E_{\alpha} = 4,682; \end{array} \right.$$

3° Pic de droite à

$$23,65 (0,67) = \left\{ \begin{array}{l} 1270 \text{ de Po à } 23,63 (0,67) \quad E_{\alpha} = 5,298 \\ + 34 \text{ de Rd Th à } 24,21 (0,68). \end{array} \right.$$

Il importe de noter que la décomposition indiquée ci-dessus, pour le pic du thorium, a été obtenue par nous sur la base des résultats de M<sup>lle</sup> Albouy [5], qui indique 75 keV d'écart entre les deux raies.

Dunlavey et Seaborg [6] annoncent 55 keV comme valeur de ce même écart. La précision de nos mesures ne peut pas nous permettre d'arbitrer entre les deux groupes d'auteurs. Admettant maintenant les valeurs de Dunlavey et Seaborg, nous sommes simplement amenés à une décomposition un peu différente du pic du thorium, soit en divisions :

Pic de gauche à

$$15,91(0,50) = \begin{cases} 25 \text{ pour } 100 \text{ de Th à } 15,70(0,44) \\ + 75 \text{ » de Th à } 15,98(0,45). \end{cases}$$

**6. Mise en place de la courbe parcours-énergie.** — Dans la table VII de son travail, Vigneron [2] donne la relation calculée parcours-énergie des protons, pour l'émulsion Ilford C 2; il indique qu'on peut en déduire la relation calculée pour les  $\alpha$  par la formule de transformation :

$$R_{\alpha}(3,971 E) = 0,9928 RH(E) + 0,4 \mu. \quad (1)$$

Cette formule permet d'obtenir, pour la raie principale de l'ionium et pour le polonium, les parcours calculés, exprimés en microns; rappelons en même temps les parcours expérimentaux, mesurés en divisions, tels qu'ils résultent de l'analyse du paragraphe précédent :

1° Pour l'ionium :

$$R_{\alpha} = 4,682 \text{ MeV}, \quad R_{\alpha} = 18,12 \mu = 19,84 \text{ divisions},$$

ce qui donne, pour une division, la valeur 0,9132  $\mu$ ;

2° Pour le polonium :

$$E_{\alpha} = 5,298 \text{ MeV}, \quad R_{\alpha} = 21,59 \mu = 23,63 \text{ divisions},$$

ce qui donne, pour une division, la valeur 0,9136  $\mu$ .

On voit qu'on obtient des valeurs parfaitement compatibles en étalonnant la division à partir de l'ionium ou du polonium; ceci est une justification de la forme de la courbe parcours-énergie calculée.

Nous adopterons, pour la division, la valeur moyenne

$$1 \text{ division} = 0,9134 \mu.$$

En mesurant directement la division avec un micromètre objectif, nous avons trouvé 0,92  $\mu$ , valeur indiquée au paragraphe 4. La valeur que nous venons d'obtenir est beaucoup plus sûre, puisque, ainsi que cela résulte des remarques 1° et 2° du paragraphe 1, elle élimine totalement le défaut éventuel d'exactitude de notre micromètre objectif ainsi que la faible différence de pouvoir d'arrêt qui peut exister entre l'émulsion que nous avons utilisée et une émulsion idéale « C 2 moyenne ».

**7. Détermination de l'énergie des  $\alpha$  du thorium.** — Connaissant maintenant la valeur d'une division, nous pouvons traduire en microns les parcours du thorium :

1° Raie principale :

$$R_{\alpha} = 16,01 \text{ divisions} = 14,62 \mu;$$

2° Raie satellite :

$$R_{\alpha} = 15,61 \text{ divisions} = 14,25 \mu;$$

3° On peut aussi considérer le parcours moyen, correspondant à l'axe de la raie expérimentale non analysée, c'est-à-dire au pic de gauche de la figure 1; ce parcours qui correspond à la moyenne pondérée de l'énergie des  $\alpha$  émis, est :

$$R_{\alpha} = 15,91 \text{ divisions} = 14,53 \mu.$$

On sait que toutes les énergies correspondantes sont très voisines de 4 MeV. La formule (1) donne, pour des  $\alpha$  de 4,00 MeV, le parcours calculé 14,58  $\mu$ . En dérivant la formule (1) on a, d'autre part :

$$\left( \frac{dR_{\alpha}}{dE_{\alpha}} \right)_{3,971 E} = 0,250 \left( \frac{dRH}{dE_H} \right)_E \quad (2)$$

ce qui, en se reportant à la table VII du travail de Vigneron permet,  $R$  étant exprimé en microns et  $E$  en mégaelectrons-volts, d'obtenir :

$$\left( \frac{dR_{\alpha}}{dE_{\alpha}} \right)_{4 \text{ MeV}} = 4,912,$$

A l'aide de cette valeur et des parcours en microns indiqués ci-dessus, on a immédiatement les énergies :

$$\begin{aligned} \text{Raie principale} &: 4,008 \text{ MeV}; \\ \text{Énergie pondérée} &: 3,990 \text{ MeV}; \\ \text{Raie satellite} &: 3,933 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Ces valeurs ont été obtenues sur la base des résultats de M<sup>lle</sup> Albouy (75 keV entre les deux raies du thorium). Reprenant le calcul sur la base des résultats, tout aussi valables, de Dunlavey et Seaborg, on obtient évidemment la même valeur, 3,990 MeV, pour l'énergie pondérée mais, pour chacune des raies, on obtient des valeurs un peu différentes, soit :

Raie principale :

$$E_{\alpha} = 4,004 \text{ MeV};$$

Raie satellite :

$$E_{\alpha} = 3,949 \text{ MeV}.$$

*C'est évidemment l'énergie pondérée qui doit être comparée aux valeurs de l'énergie des  $\alpha$  du thorium antérieurement déterminées, à l'époque où l'existence de deux raies n'avait pas été mise en évidence.*

**8. Précision dans la détermination de l'énergie.** — Étant donné les écarts-types de

chacun des pics de la figure 1 et le nombre des mesures dans chaque pic, la position de l'axe de ceux-ci est déterminée à  $\pm 0,02$  division près, soit pratiquement à  $\pm 0,02 \mu$  près.

Dans un travail sur la précision des mesures microscopiques [1], l'un de nous a signalé qu'entre deux observateurs mesurant le même lot de traces et déterminant la longueur moyenne, des différences systématiques atteignant  $0,15 \mu$  peuvent être observées. Cette cause d'erreur aurait joué si un observateur mesurant « long » avait fait la statistique pour le pic du polonium, par exemple, tandis qu'un observateur mesurant « court » aurait fait la statistique pour le pic du thorium. Mais nos mesures ont été faites par quatre observateurs, chacun d'eux mesurant les traces, au fur et à mesure qu'elles se présentaient et venaient se placer, au hasard, dans l'un ou l'autre des pics; toutes ces mesures réunies forment l'histogramme de la figure 1. Dans ces conditions, la précision annoncée,  $\pm 0,02 \mu$ , a un sens à l'intérieur de notre expérience.

Dans la mise en place de la courbe parcours-énergie, au paragraphe 6, l'imprécision,  $\pm 0,02$  division, sur les parcours de l'ionium et du polonium, entraîne une imprécision sur l'étalonnage de la division; correctement on doit écrire

$$1 \text{ division} = 0,9134 \pm 0,001 \mu.$$

L'imprécision sur les parcours en microns du thorium, donnés au paragraphe 7, provient :

1° de l'imprécision d'origine statistique  $\pm 0,02$  division (soit sensiblement  $\pm 0,02 \mu$ ) dans la détermination de l'axe expérimental du pic de gauche;

2° de l'imprécision sur la valeur en microns d'une division, qui conduit à une incertitude supplémentaire de  $\pm 0,015 \mu$ . L'imprécision-parcours totale est donc  $\pm 0,035 \mu$ .

Il y correspond une première imprécision-énergie  $\pm 0,007$  MeV.

D'un autre côté, nous avons admis que la constante de la formule (1) est  $0,4 \mu$ ; en réalité, cette valeur n'est pas connue avec une très grande sûreté. Si nous prenons  $0,2 \mu$  comme valeur de cette constante, tout le calcul peut être repris, et finalement, les valeurs de l'énergie du thorium augmentent de  $0,01$  MeV.

La deuxième imprécision-énergie,  $\pm 0,01$  MeV, plus importante que la première, correspond à une incertitude  $\pm 0,2 \mu$  sur la constante de la formule (1). Il serait donc intéressant qu'un travail expérimental, comparant les parcours de protons et de rayons  $\alpha$ , vienne fixer cette constante avec plus de précision.

L'imprécision-énergie totale est  $\pm 0,017$  MeV, que nous majorerons à  $\pm 0,020$  MeV.

**Résultats.** — Nous sommes donc en mesure de donner l'énergie pondérée des  $\alpha$  émis par le thorium, ainsi que pour les deux raies monocinétiques, deux groupes de valeurs, d'après qu'on adopte la différence  $75$  keV, suivant M<sup>lle</sup> Albouy [5], ou  $55$  keV, d'après Dunlavey et Seaborg [6].

Énergie pondérée des $\alpha$ .....	3,990 $\pm$ 0,020 MeV	
Raie principale		
(intensité 3/4) (MeV)..	4,008 $\pm$ 0,020	4,004 $\pm$ 0,020
Raie satellite		
(intensité 1/4) (MeV)..	3,933 $\pm$ 0,02	3,949 $\pm$ 0,020
Différence admise (MeV).	0,075	0,055
Auteur de référence...		Dunlavey
	M <sup>lle</sup> Albouy	et Seaborg

Les auteurs précédents obtenaient seulement la valeur pondérée de l'énergie :  $3,98 \pm 0,04$  [4] et  $3,976 \pm 0,020$  [12], en accord avec notre détermination.

Manuscrit reçu le 2 juillet 1953.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] VIGNERON L. — *Revue Microscopie*, 1950, **2**, 26.  
 [2] VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 145.  
 [3] ROSENBLUM S. et CHAMIÉ M<sup>lle</sup> C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, 1919.  
 [4] FARAGGI M<sup>me</sup> H. — Thèse. *Ann. Phys.*, 1951, **6**, 325.  
 [5] ALBOUY G. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 309 et communication privée.  
 [6] DUNLAVEY C. et SEABORG G. T. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 165.  
 [7] HAÏSSINSKY M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, 1788.  
 [8] VIGNERON L., CHASTEL R. et GÉNIN M<sup>me</sup> J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14** (sous presse).  
 [9] VIGNERON L., CHASTEL R. et GÉNIN M<sup>me</sup> J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 2053.  
 [10] ROSENBLUM S., VALADARÈS M. et VIAL M<sup>lle</sup> J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **227**, 1088.  
 [11] ROSENBLUM S., VALADARÈS M. et PEREY M<sup>lle</sup>. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 385.  
 [12] CLARK F. L., SPENCER-PALMER H. J. et WOODWARD R. N. — British Atomic Energy Project, Rapport Br. 524, mars 1945.