

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences [1948-1980]
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	12 (1959)
<b>Heft:</b>	4
<b>Artikel:</b>	Calcul de l'activité d'une feuille d'Au198 à partir d'une mesure de coïncidence -
<b>Autor:</b>	Roux, Dominique
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-739080">https://doi.org/10.5169/seals-739080</a>

### **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:** 30.01.2026

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

le flux dans l'air, alors que la courbe 1 donne une image de celui-ci dans un canal évacué de grand diamètre. Les deux courbes sont de même forme, la réduction provoquée par l'air qui absorbe et diffuse les neutrons est expérimentalement de  $31 \pm 1\%$  alors que la valeur théorique est de  $32 \pm 1\%$ . (Note: tant le conduit que le collimateur ont été évacués.)

1. V. SAILOR, H. L. FOOTE Jr., H. H. LANDON and R. E. WOOD, *Review Sc. Inst.*, 27, 26 (1956).

*Laboratoire de Recherches nucléaires  
Institut de Physique, Genève.*

**Dominique Roux.** — *Calcul de l'activité d'une feuille d'Au<sup>198</sup> à partir d'une mesure de coïncidence  $\beta - \gamma$  \**.

Suivant le schéma de désintégration de l'Au<sup>198</sup>, nous avons en proportion par unité de temps:  $N_0$ ,  $N_1$  et  $N_2$  rayons  $\beta_0$ ,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  (on peut négliger  $N_0$  devant  $N_1$  et  $N_2$ ).

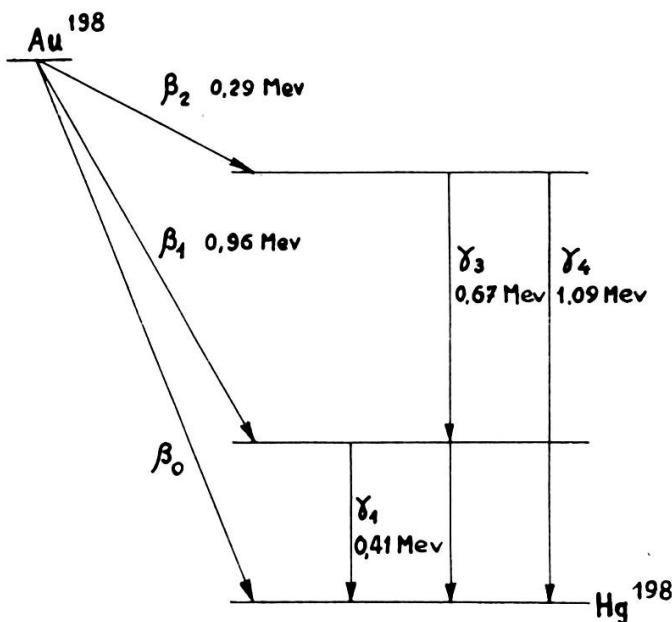


Schéma de désintégration de l'Au<sup>198</sup>.

\* Ce travail a été effectué grâce aux subsides du Fonds national suisse de la Recherche scientifique.

$N_2$  rayons  $\beta_2$  produisent  $N_3$  rayons  $\gamma_3$  et  $\gamma_1$  et  $N_4$  rayons  $\gamma_4$ .  
On a  $N_2 = N_3 + N_4$ .

Les rayons sont en proportion  $N_1 + N_3$ .  $N_x$  est le fond continu.

On définit  $\epsilon$  comme le rendement d'un détecteur comprenant la géométrie du système source-détecteur, le seuil énergétique de détection, les effets d'absorption et de rétrodiffusion, etc. C'est aussi la probabilité de compter un rayon émis.

$\epsilon\gamma_i$  est le rendement du compteur  $\gamma$  aux rayons  $\gamma_i$   
 $\epsilon\beta_i$                   »                  »                   $\beta$                   »                   $\beta_i$   
 $\epsilon\beta\gamma_i$                   »                  »                   $\beta$                   »                   $\gamma_i$   
 $\epsilon\gamma_{13}$                   »                  »                   $\gamma$                   »                   $\gamma_1$  et  $\gamma_3$

successseurs du rayon  $\beta_2$ . Lors d'une émission  $\beta_2$ , il y a  $\frac{N_4}{N_2}$  chances d'émission  $\gamma_4$ , il y a  $\frac{N_3}{N_2}$  chances d'émission  $\gamma_3$  puis  $\gamma_1$ ; le compteur  $\gamma$  peut détecter un ou les deux rayons  $\gamma$  à la fois, donc

$$\epsilon\gamma_{13} > \epsilon\gamma_1 \text{ et } \epsilon\gamma_3.$$

On enregistre sur les compteurs  $\gamma$  et  $\beta$

$$N_\gamma = [\epsilon\gamma_1 N_1 + \epsilon\gamma_{13} N_3 + \epsilon\gamma_4 N_4 + \epsilon\gamma_x N_x]$$

$$N_\beta = [\epsilon\beta_1 N_1 + \epsilon\beta_2 N_2 + \epsilon\beta\gamma_1 N_1 + \epsilon\beta\gamma_{13} N_3 + \epsilon\beta\gamma_4 N_4 + \epsilon\beta_x N_x]$$

On enregistre les coïncidences suivantes:

$$N_c = N_1 \epsilon\gamma_1 \epsilon\beta_1 + N_3 \epsilon\gamma_{13} \epsilon\beta_2 + N_4 \epsilon\gamma_4 \epsilon\beta_2 + N_3 (\epsilon\gamma_1 \epsilon\beta\gamma_3 + \epsilon\gamma_3 \epsilon\beta\gamma_1) + \text{coinc. fort.}$$

On mesure le bruit de fond du compteur  $\gamma$ , soit  $\epsilon_x N_x$ . A l'aide d'une feuille de 1,5 mm d'Aluminium on peut absorber tous les rayons  $\beta$  sans produire d'effet sensible sur les rayons  $\gamma$ . A l'aide de cette feuille disposée entre la source et le compteur, on peut obtenir  $(\epsilon\beta\gamma_1 N_1 + \epsilon\beta\gamma_{13} N_3 + \epsilon\beta\gamma_4 N_4 + \epsilon\beta_x N_x)$ . On peut aussi déterminer le nombre de coïncidences fortuites.

On forme alors:

$$\frac{N_\gamma^* \cdot N_\beta^*}{N_c^*} = \frac{[\epsilon\gamma_1 N_1 + \epsilon\gamma_{13} N_3 + \epsilon\gamma_4 N_4] \cdot [\epsilon\beta_1 N_1 + \epsilon\beta_2 N_2]}{N_1 \epsilon\gamma_1 \epsilon\beta_1 + N_3 \epsilon\gamma_{13} \epsilon\beta_2 + N_4 \epsilon\gamma_4 \epsilon\beta_2 + N_3 (\epsilon\gamma_1 \epsilon\beta\gamma_3 + \epsilon\gamma_3 \epsilon\beta\gamma_1)}$$

Comme les  $\beta_2$  ont une énergie max. de 290 kev, en discriminant à environ 250 kev dans le canal  $\beta$ ,  $\epsilon\beta_2 \approx 0$  et on obtient la simplification suivante sachant que  $N_2 \approx N_3 \ll N_1$ :

$$\frac{N_{\gamma}^* \cdot N_{\beta}^*}{N_c^*} = \frac{\left[ N_1 + \frac{\epsilon \gamma_{13}}{\epsilon \gamma_1} \cdot N_3 + \frac{\epsilon \gamma_4}{\epsilon \gamma_1} \cdot N_4 \right]}{1 + \frac{N_3}{N_1} \left( \frac{\epsilon \beta \gamma_3}{\epsilon \beta_1} + \frac{\epsilon \gamma_3}{\epsilon \gamma_1} \cdot \frac{\epsilon \beta \gamma_1}{\epsilon \beta_1} \right)}$$

On aura alors

$$\frac{N_{\gamma}^* \cdot N_{\beta}^*}{N_c^*} = (1 + \alpha) \cdot N$$

où  $N$  représente l'activité à déterminer. Il faut donc évaluer  $\alpha$  suivant les proportions des différents branchements du schéma de désintégration, les épaisseurs des cristaux détecteurs et le choix du seuil d'énergie dans le canal  $\gamma$ .

Plusieurs proportions de branchements sont donnés [1, 2, 3].

*Application à l'évaluation d' $\alpha$ .*

$$N_1 = 0,986 \cdot N; N_3 = 0,011 \cdot N; N_4 = 0,003 \cdot N.$$

Canal  $\gamma$ : détecteur (Na I)  $1\frac{1}{2}'' \times 1''$ , seuil de discrimination 280 kev.

Canal  $\beta$ : détecteur Anthracène  $1\frac{1}{2}'' \times \frac{1}{4}''$ , seuil de discrimination 600 kev

$$(1 + \alpha) = \frac{(0,986 + 1,8 \cdot 0,011 + 1,3 \cdot 0,003)}{[1 + 0,011 \cdot (0,1 + 0,1)]} \cong 1,008$$

Suivant les conditions expérimentales et les rapports de branchements donnés

$$0,010 > \alpha > 0.$$

1. *Review of Mod. Phys.*, **30**, 774 (1958).
2. O. R. FRISCH, *The Nuclear Handbook*.
3. *Nuclear Data N.B.S.* (1950), Suppl. 1.

Genève, novembre 1959.

*Laboratoire de Recherches Nucléaires  
Institut de Physique, Genève.*