

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 45 (1972)

Heft: 1

Artikel: Etude de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ au moyen d'un spectromètre à paires et anti-Compton

Autor: Michaud, B. / Kern, J. / Ribordy, L.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114372>

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: 17.01.2026

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

Etude de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ au moyen d'un spectromètre à paires et anti-Compton

par **B. Michaud, J. Kern, L. Ribordy et L. A. Schaller¹⁾**

Institut de Physique, Université de Fribourg, Fribourg, Suisse²⁾

(21. VI. 71)

Abstract. The $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ reaction has been studied by means of a pair and anti-Compton spectrometer. The high energy resolution and peak-to-background ratio have allowed to observe new γ -lines and to improve the energy accuracy of the known ones. New transitions have been fitted into a more precise level scheme. The neutron separation energy was found to be $E_n = 7072.4 \pm 0.6$ keV. The results are interpreted in terms of the collective model. We discuss inconsistencies about the $1/2^+$ [411] rotational band, for which we give two alternative constructions. The $5/2^-$ ground level of the $1/2^-$ [541] band was disclosed at 761.7 keV. A tentative rotational band is built on this state.

1. Introduction

Le ^{176}Lu (abondance naturelle 2,6%) est le seul noyau déformé impair-impair ne nécessitant pas un enrichissement isotopique excessif pour son emploi comme cible dans les réactions nucléaires. Ce fait permet l'étude par les réactions (d, p) et (n, γ) du noyau déformé impair-pair ^{177}Lu où l'on observe, outre des états de proton, des états excités à trois quasiparticules formés d'une orbite de proton et de deux orbites de neutron. Le spin fondamental élevé ($I = 7$) du ^{176}Lu rend l'étude de la structure du ^{177}Lu par la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ particulièrement intéressante. Cette réaction conduit en effet à un état de capture $^{176}\text{Lu} + n$ de spin $13/2$ ou $15/2$ permettant ainsi de peupler un domaine exceptionnellement large de spins des niveaux du ^{177}Lu . D'autre part, la section efficace de capture des neutrons thermiques dans le ^{176}Lu étant environ cent fois plus élevée que dans le ^{175}Lu , un enrichissement extrême de la cible en ^{176}Lu n'est pas nécessaire.

La structure du ^{177}Lu a été étudiée à partir de la désintégration β^- de ^{177}Yb ($1,9$ h) [1], [2]. Cinq niveaux ont été découverts entre 1 et 1,4 MeV. Un seul de ces niveaux a reçu une assignation certaine. Il s'agit de l'état à trois quasiparticules $I^\pi K = 11/2^+ 11/2 [\bar{p} 514\uparrow - n 514\downarrow + n 624\uparrow]$ à 1230 keV. La désintégration γ de l'isomère ^{177m}Lu (155 d) [3-5] à 970 keV, qui est un état à trois quasiparticules de configuration $I^\pi K = 23/2^- 23/2 [\bar{p} 404\downarrow + n 514\downarrow + n 624\uparrow]$, a permis d'observer la bande de rotation fondamentale $7/2^+ [404]$ jusqu'au niveau de spin $17/2$. Les

¹⁾ Actuellement au LASL, MP Division, Los Alamos, N. Mex. 87544, USA.

²⁾ Travail réalisé grâce à l'appui financier du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

rayonnements γ de basse énergie issus de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ ont été mesurés au moyen d'un spectromètre à cristal incurvé par Maier [6]. La bande fondamentale $7/2^+$ [404] et les bandes $9/2^-$ [514] et $5/2^+$ [402] ont été déterminées avec précision jusqu'au niveau de spin $17/2$. La recherche d'états isomériques dans le ^{177}Lu , entreprise par Heiser et Alexander [7] en utilisant la méthode d'activation dans un faisceau pulsé de neutrons, a conduit à la mise en évidence du niveau fondamental de la bande $1/2^+$ [411] à 569,6 keV ($T_{1/2} = 160 \mu\text{sec}$). Minor et al. [8] ont mesuré le spectre γ de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ au moyen d'un spectromètre à paires et anti-Compton comprenant un détecteur Ge(Li) d'environ 1 cm^3 dont la résolution en énergie est $\sim 7 \text{ keV}$ (largeur à mi-hauteur) entre 4,9 et 6,8 MeV. Un détecteur Si(Li) a été utilisé pour la mesure des rayonnements γ de capture d'énergie inférieure à 150 keV. Les mêmes auteurs ont étudié la réaction $^{176}\text{Lu}(d, p)$. La bande $1/2^+$ [411] jusqu'au niveau de spin $15/2$ et plusieurs nouvelles bandes à trois quasiparticules ont été identifiées. La mesure du spectre de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, e)$, réalisée par Balodis et al. [9] et par Beitins et al. [10], a permis de déterminer la multipolarité de la plupart des transitions γ de basse énergie.

Les résultats figurant dans les réf. [8], [10], [13] n'étaient pas encore connus lorsque nous avons entrepris de mesurer le spectre des rayonnements γ produits par la capture des neutrons thermiques dans le ^{176}Lu [11]. Dans une publication préliminaire [12], nous avons proposé un nouveau niveau de spin $5/2$ ou $3/2$ à 761,6 keV. Cet état peut être identifié au niveau de spin $5/2$ de la bande $1/2^-$ [541] dont les états $3/2^-, 5/2^-$ et $9/2^-$ ont été observés par l'étude des réactions $(^3\text{He}, d)$ et (α, t) sur le ^{176}Yb [13].

Le spectromètre à paires et anti-Compton ainsi que le dispositif expérimental réalisés pour l'étude du ^{177}Lu par la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ sont décrits au chapitre 2. Le système électronique est décrit plus en détail dans l'appendice à la fin de ce travail. Le chapitre 3 présente les méthodes de mesure et les résultats expérimentaux. L'interprétation des résultats, basée sur les modèles de Bohr et Mottelson et de Nilsson [14-17], est discutée au chapitre 4.

2. Techniques expérimentales

2.1. Spectromètre à paires

Le principe a été décrit par Ewan et Tavendale [18]. Le système de détection est constitué d'un détecteur central Ge(Li) de $2,2 \times 1,8 \times 0,8 \text{ cm}^3$, entouré d'un scintillateur annulaire NaI(Tl) de 20 cm de diamètre et de 15 cm de longueur divisé en six segments isolés optiquement et vus chacun par un photomultiplicateur (RCA 6342A). La figure 1 montre le cryostat qui a été réalisé pour recevoir le détecteur Ge(Li). Un trou de 5 cm de diamètre et de 10 cm de longueur dans l'axe du cristal NaI(Tl) permet d'introduire le détecteur Ge(Li) au centre du scintillateur. Ce trou est prolongé jusqu'à l'extrémité du cristal avec un diamètre réduit à 3 cm pour diminuer l'angle de fuite des rayonnements γ quittant le détecteur central (fig. 2). Grâce à un collimateur en plomb, seul le détecteur central est irradié directement par les rayonnements γ de la source.

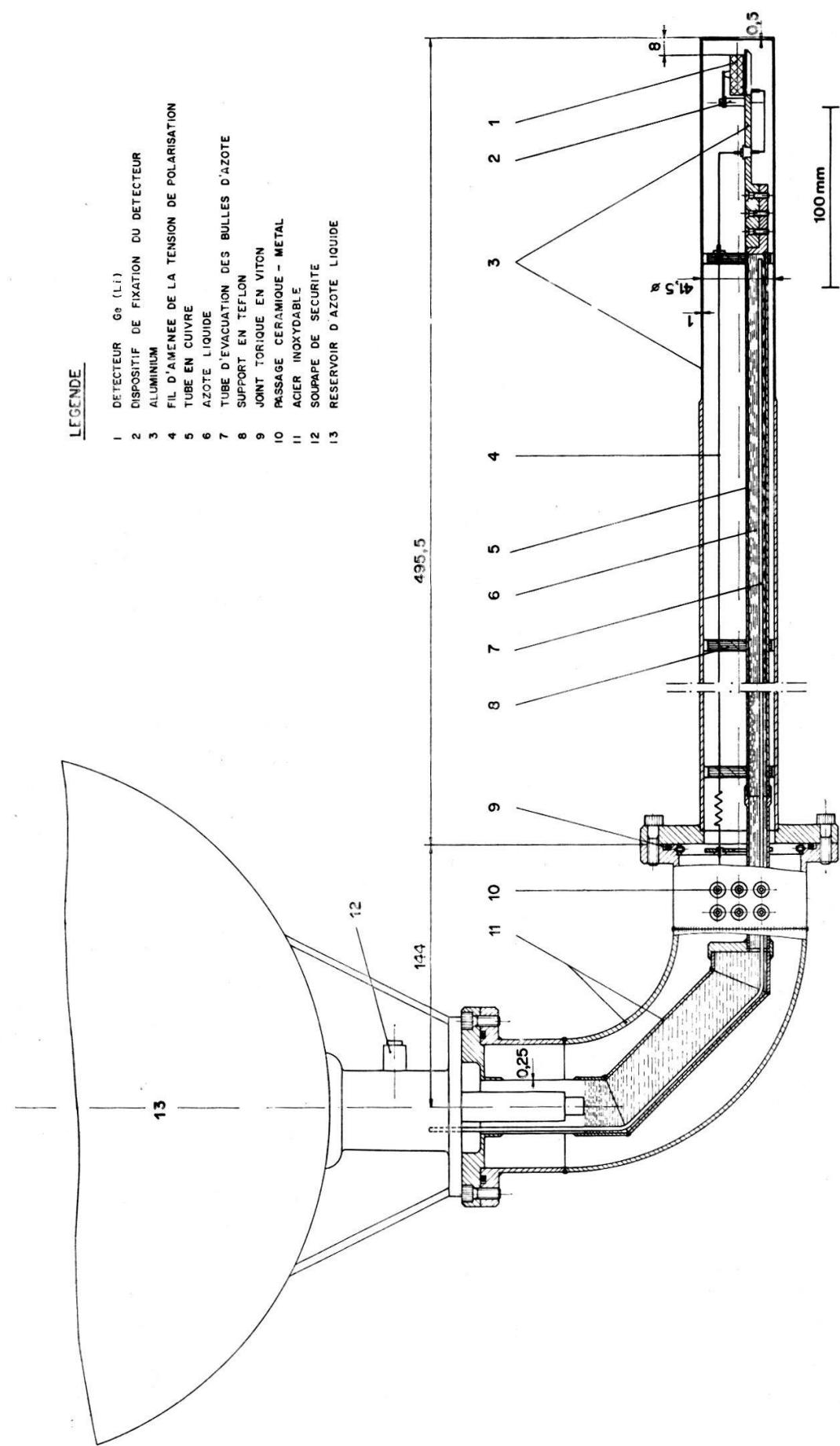


Figure 1
Cryostat pour le détecteur Ge(Li). Le premier étage du préamplificateur, monté près de la diode, n'est pas représenté sur ce dessin.

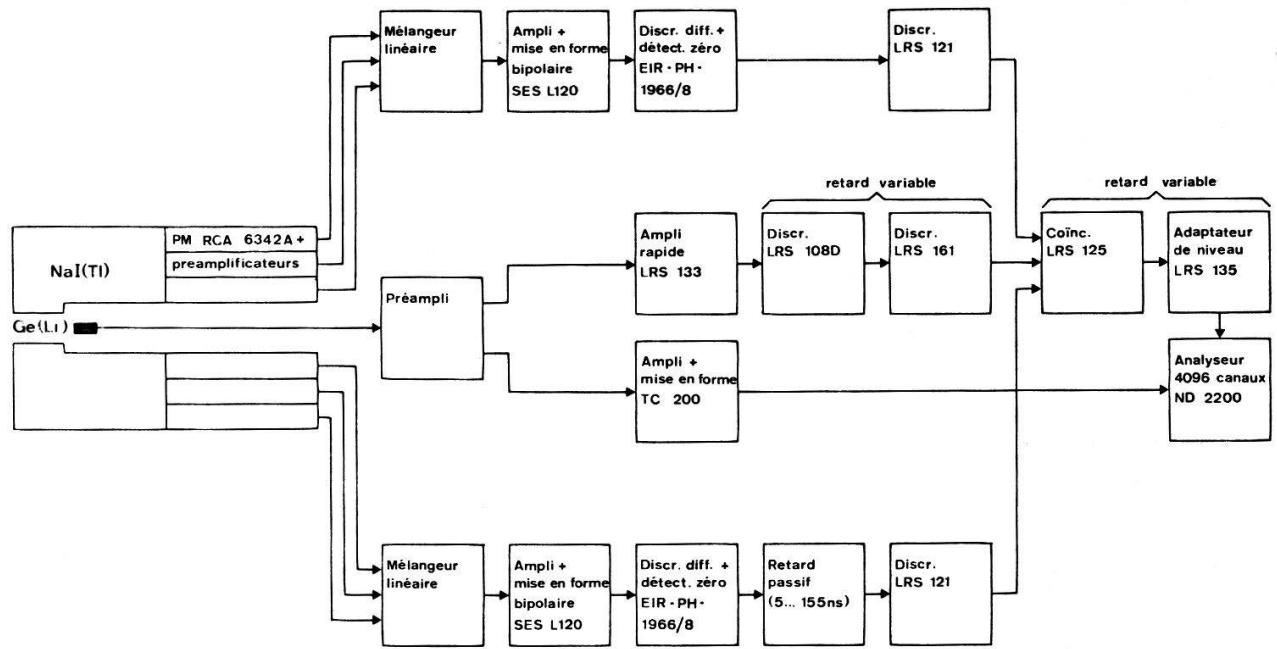


Figure 2
Schéma de principe du spectromètre à paires.

La figure 2 représente le schéma de principe du spectromètre à paires. Les impulsions provenant des trois photomultiplicateurs regardant chaque moitié du scintillateur sont additionnées dans un mélangeur linéaire (voir appendice), puis amplifiées et mises en forme par une double ligne de retard. Dans chaque voie du scintillateur, un discriminateur différentiel sélectionne le pic d'annihilation de 511 keV et un détecteur de passage à zéro des impulsions (zero crossing trigger) fournit les impulsions logiques à l'entrée du module de coïncidence. Dans le but d'améliorer considérablement le pouvoir de résolution en énergie, le détecteur Ge(Li) est isolé électriquement de la masse et le premier étage du préamplificateur sensible à la charge est monté près de la diode à l'intérieur du cryostat et refroidi. La voie logique associée au détecteur Ge(Li) comprend un amplificateur à large bande suivi d'un discriminateur rapide délivrant un signal logique à l'entrée du module de coïncidence chaque fois qu'une impulsion d'entrée dépasse le seuil du discriminateur, seuil fixé juste au-dessus du bruit de fond. Les coïncidences triples entre les deux voies latérales et la voie centrale déclenchent l'ouverture de la porte de l'analyseur à 4096 canaux et permettent ainsi l'analyse en amplitude des impulsions du détecteur Ge(Li) correspondant au pic de double échappement. Ce mode de mesure est particulièrement utile lorsque l'énergie des rayonnements γ est supérieure à 2 MeV, la probabilité de création de paires étant dans ce cas plus importante que la probabilité d'absorption totale. Les impulsions à l'entrée du module de coïncidence ont une durée de 30 ns pour chacune des voies du scintillateur et de 70 ns pour la voie centrale.

La figure 3 montre une portion du spectre γ du ^{56}Co mesuré d'une part avec la diode seule, d'autre part avec le spectromètre à paires pendant la même durée. Le nombre de coups comptés dans le pic de double échappement du spectre de coïncidence a diminué d'un facteur 2,6 par rapport au nombre de coups comptés dans le pic correspondant du spectre direct. Ce facteur de diminution est dû principalement à la fuite par le trou axial du scintillateur annulaire de rayonnements γ de 511 keV issus du détecteur central et à leur absorption incomplète dans le cristal NaI(Tl).

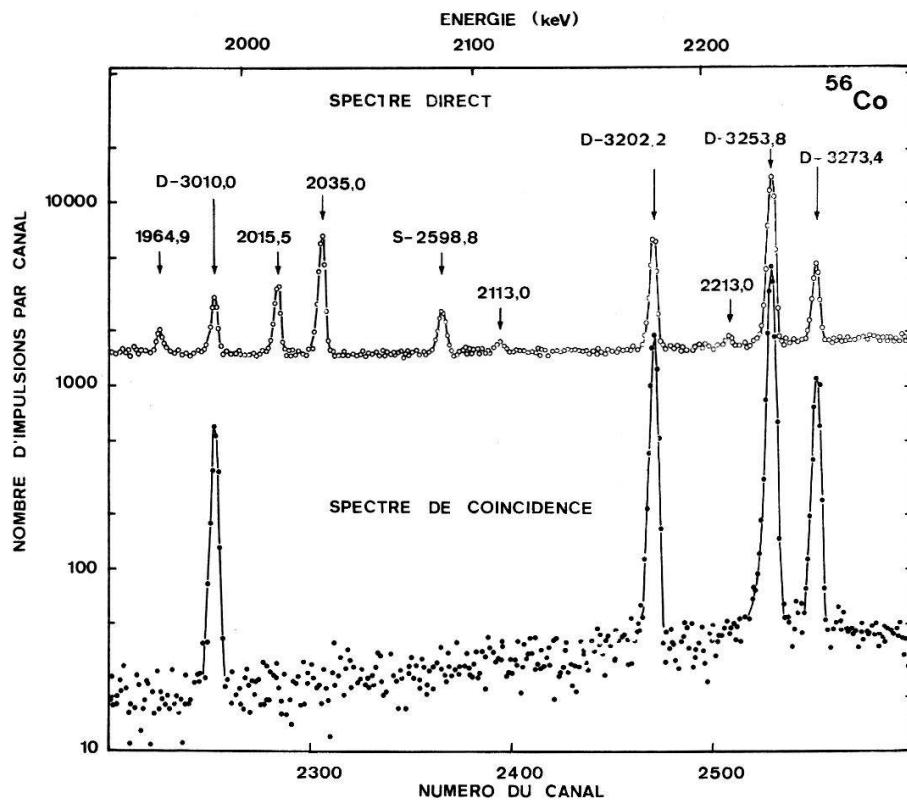


Figure 3

Portion du spectre γ direct et du spectre γ de coïncidence du ^{56}Co . S dénote le pic d'échappement simple, D celui de double échappement.

Il faut remarquer que le temps mort dans les voies logiques contribue également à la diminution de l'efficacité. Le spectromètre à paires permet cependant d'améliorer considérablement le rapport pic sur fond continu. Par exemple, pour la raie de 3010 keV du spectre γ du ^{56}Co , ce rapport a augmenté d'un facteur 28. D'autre part, la comparaison des spectres de la figure 3 montre que le spectromètre à paires ne laisse subsister que le pic de double échappement, ce qui rend considérablement plus aisée l'analyse des spectres γ de haute énergie.

2.2. Spectromètre anti-Compton

Le même système de détection peut être utilisé en anticoïncidence [19], [20]. Le schéma de principe du spectromètre anti-Compton est représenté sur la figure 4. Les impulsions provenant des six photomultiplicateurs associés au scintillateur annulaire NaI(Tl) sont additionnées dans un mélangeur linéaire à six voies (voir appendice), puis amplifiées. Un discriminateur rapide délivre un signal logique de blocage (durée 0,7 μs) du module d'anticoïncidence chaque fois qu'une impulsion d'entrée dépasse le seuil du discriminateur, seuil fixé juste au-dessus du bruit de fond. Les voies linéaire et logique associées au détecteur Ge(Li) restent semblables à celles utilisées dans le spectromètre à paires. Ce mode d'utilisation, particulièrement adéquat pour la mesure des rayonnements γ d'énergie inférieure à 2 MeV, permet de réduire considérablement la distribution Compton.

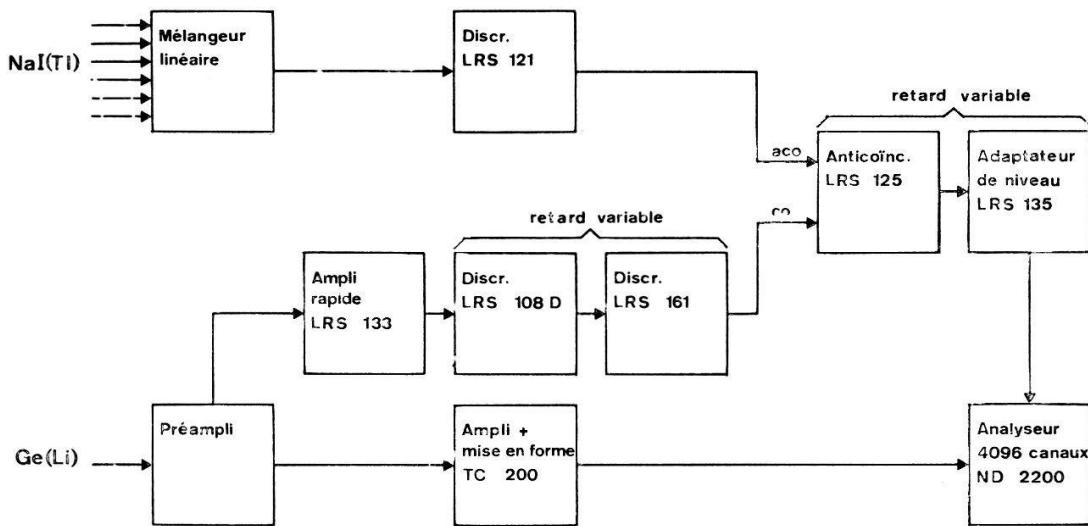


Figure 4
Schéma de principe du spectromètre anti-Compton.

La figure 5 montre une portion du spectre γ du ^{137}Cs mesuré d'une part avec la diode seule, d'autre part avec le spectromètre anti-Compton pendant la même durée. Le nombre de coups dans le pic d'absorption totale est le même dans les deux mesures. Au-dessus de 100 keV, le facteur de réduction de la distribution Compton est en moyenne 6. Il passe à 10 dans la région du front Compton. Comme le montre la figure 5, le spectromètre anti-Compton laisse subsister, à l'emplacement du front Compton, une petite bosse qui correspond aux photons rétrodiffusés par la diode dans l'angle de fuite du scintillateur annulaire.

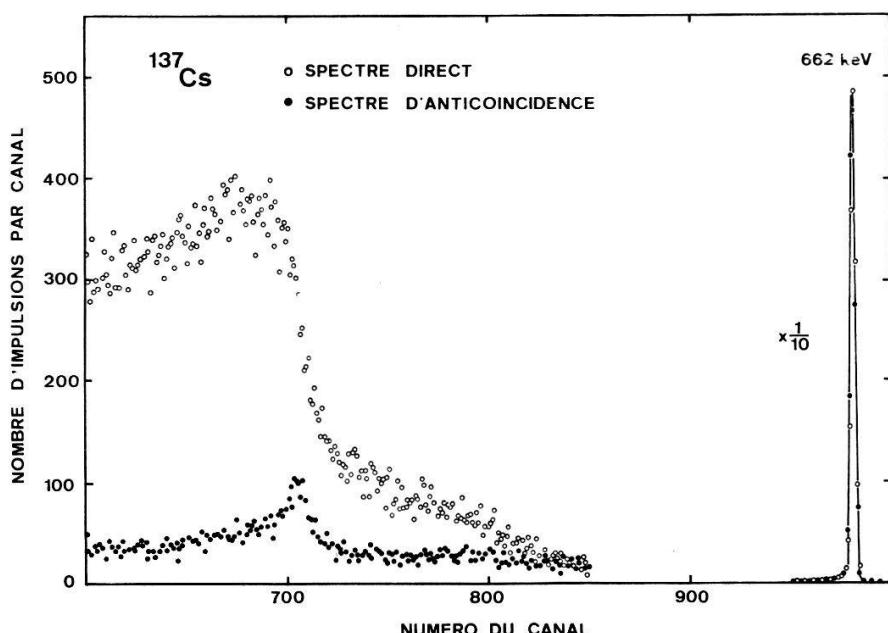


Figure 5
Portion du spectre γ direct et du spectre γ d'anticoïncidence du ^{137}Cs .

2.3. Dispositif expérimental pour l'étude des réactions (n, γ)

Les mesures des spectres γ pour l'étude de la structure nucléaire par la réaction (n, γ) ont été exécutées au canal tangentiel du réacteur SAPHIR (EIR, Würenlingen). La figure 6 représente une coupe horizontale du dispositif expérimental réalisé pour ces mesures. En vue d'avoir la possibilité de mesurer ultérieurement les coïncidences $\gamma - \gamma$, nous avons choisi la géométrie à cible externe. Dans cette géométrie, le système de détection est placé perpendiculairement au faisceau neutronique. Cette disposition, de rendement inférieur à la géométrie à cible interne, permet de protéger plus efficacement le système de détection des rayonnements γ produits par le réacteur et d'obtenir sur la cible un flux de neutrons bien thermalisés. Elle a, d'autre part, l'avantage de faciliter grandement le changement d'échantillon à irradier. Un cylindre plein en graphite diffuse les neutrons du cœur du réacteur à travers le canal tangentiel. Le collimateur, de 3 cm de diamètre, constitué alternativement d'éléments en plomb et d'éléments en paraffine borée, canalise les neutrons et les rayonnements γ du réacteur.

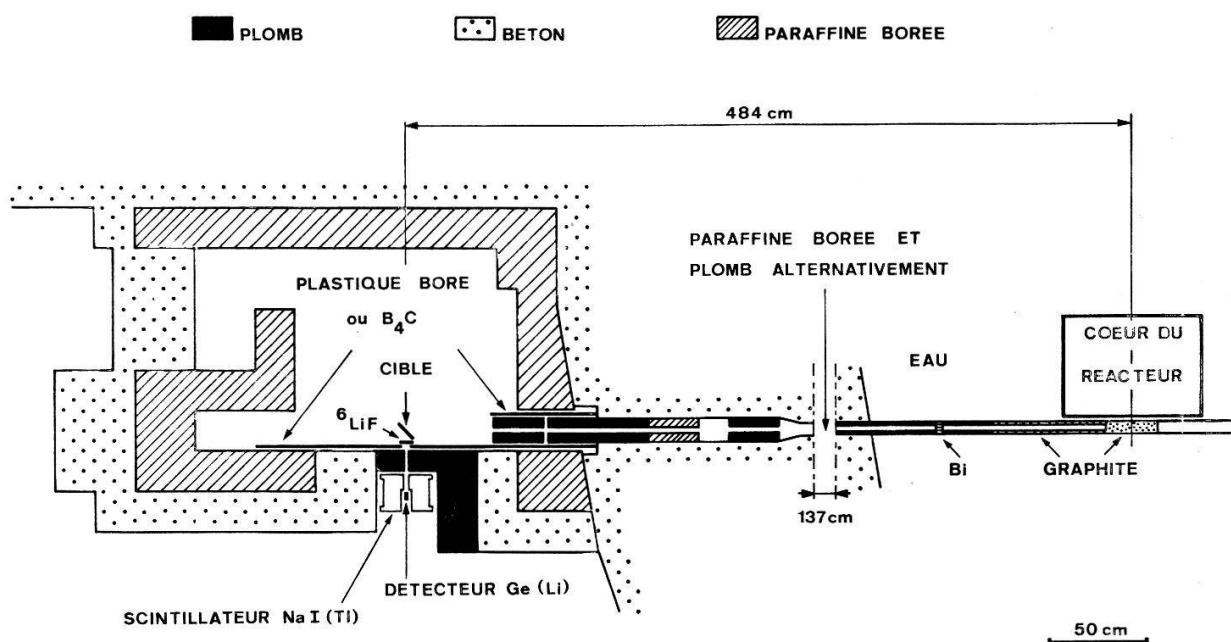


Figure 6
Coupe horizontale du dispositif expérimental pour l'étude des réactions (n, γ) .

Un absorbeur en bismuth de 3 cm d'épaisseur, placé à l'intérieur du canal, permet de réduire de façon appréciable le flux γ du réacteur. Le système de détection est protégé des neutrons diffusés par du fluorure de lithium enrichi en ^{6}Li , du plastique boré et du carbure de bore. Un collimateur en plomb protège le scintillateur annulaire $\text{NaI}(\text{Tl})$ de l'irradiation directe par les rayonnements γ de la cible. Une distance d'environ 28 cm sépare le détecteur $\text{Ge}(\text{Li})$ de la cible. Le flux de neutrons thermiques à l'emplacement de la cible est environ $2 \times 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$ pour une puissance du réacteur de 4 MW. La fraction de neutrons épithermiques contenus dans le faisceau neutronique est inférieure à 2%.

3. Mesures et résultats expérimentaux

3.1. Réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ ($5 < E_\gamma < 7$ MeV)

Le spectre des rayonnements γ issus de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ ^{177}Lu a été mesuré au-dessus de 5 MeV au moyen du spectromètre à paires décrit au chapitre 2. L'échantillon irradié est constitué de 34 mg de Lu_2O_3 enrichi à 71,6% en $^{176}\text{Lu}^3$. Sous forme de poudre, il est contenu dans un petit sachet en polyéthylène mince et maintenu dans le faisceau de neutrons au moyen d'un fin ruban adhésif fixé à un cadre en polyéthylène. La section efficace de capture des neutrons thermiques dans le ^{176}Lu est 2050 ± 50 barns [21]. La figure 7 montre le spectre des rayonnements γ de haute énergie. A 6,8 MeV, la résolution en énergie est 5,0 keV (largeur à mi-hauteur). L'énergie des transitions douteuses est indiquée entre parenthèses. A l'exception de la raie de 4945 keV produite par la réaction $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ ^{13}C , aucune impureté n'a pu être décelée dans ce domaine d'énergie. D'autre part, la mesure des spectres γ provenant

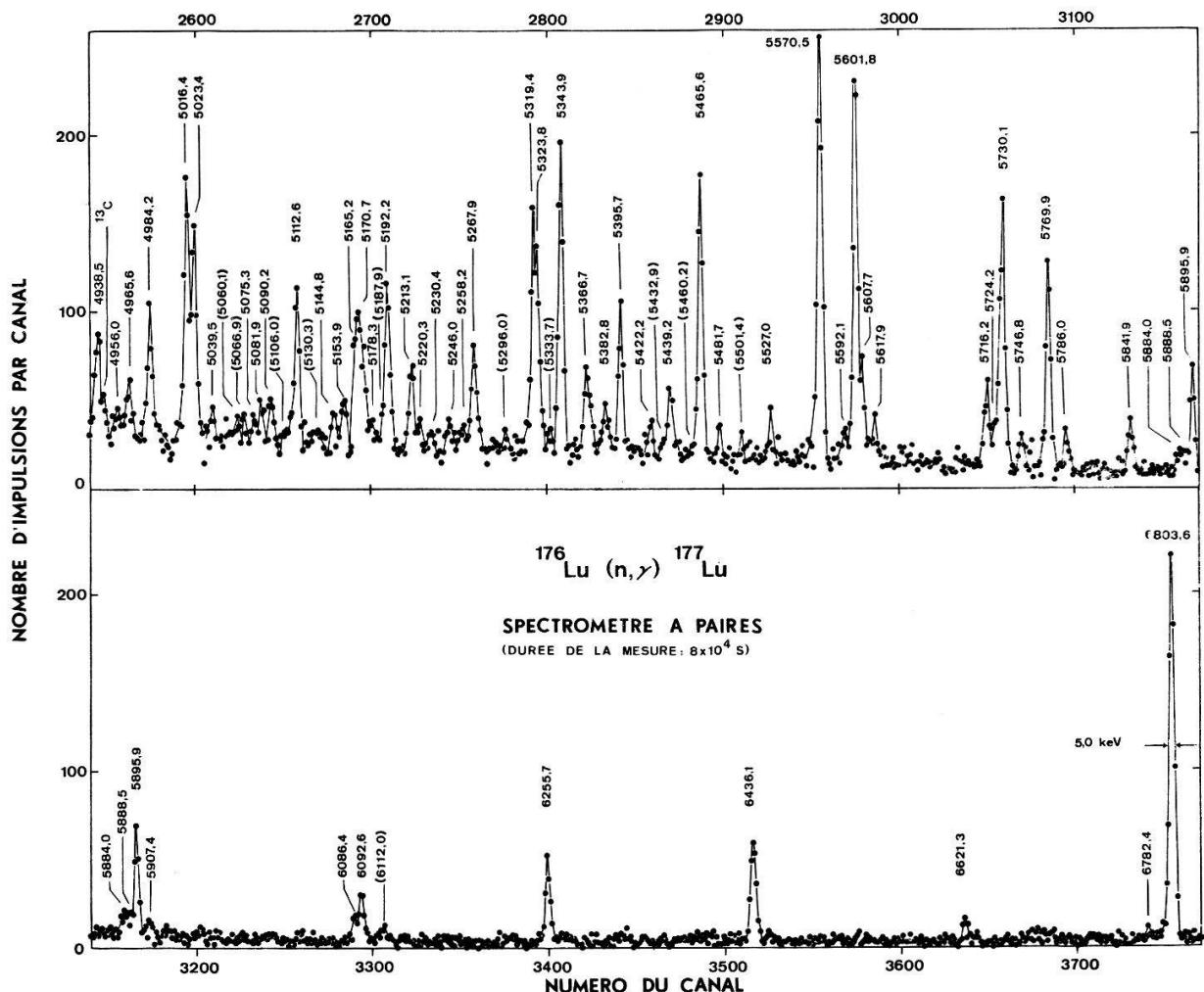


Figure 7
Spectre γ de haute énergie de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$, mesuré avec le spectromètre à paires. L'énergie des transitions douteuses est indiquée entre parenthèses.

³⁾ Fourni par Oak Ridge National Laboratory (USA).



de la réaction de capture sur un échantillon de Lu_2O_3 (1137 mg) enrichi à 99,94% en ^{175}Lu et sur un échantillon de Lu_2O_3 (1 g) en mélange isotopique naturel a montré qu'aucune transition appartenant au ^{176}Lu n'est observée dans le spectre de la figure 7.

La calibration en énergie a été réalisée en étalonnant les raies les plus intenses à l'aide d'une mesure complémentaire où les spectres γ des réactions $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ et $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ ont été mesurés simultanément. La cible utilisée pour la réaction $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ est constituée de mélamine ($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) comprimée. Dans le domaine qui nous intéresse, l'énergie des rayonnements γ dépeuplant le niveau de capture $^{14}\text{N} + n$ est connue avec une précision variant entre 0,2 et 0,4 keV [22]. La courbe d'efficacité relative du spectromètre à paires (Fig. 8) a été établie en mesurant séparément les rayonnements γ issus de la réaction $^{14}\text{N}(n, \gamma)$, pour lesquels nous avons adopté les valeurs d'intensité proposées par Thomas et al. [23]. Entre 5 et 7 MeV, l'erreur de la courbe d'efficacité est $\sim 7\%$. Les spectres ont été analysés à l'aide du programme ISABELLE [24], [25], lequel détermine la surface et la position des pics. Dans ce travail, le pic peut être représenté par une courbe de Gauss non déformée.

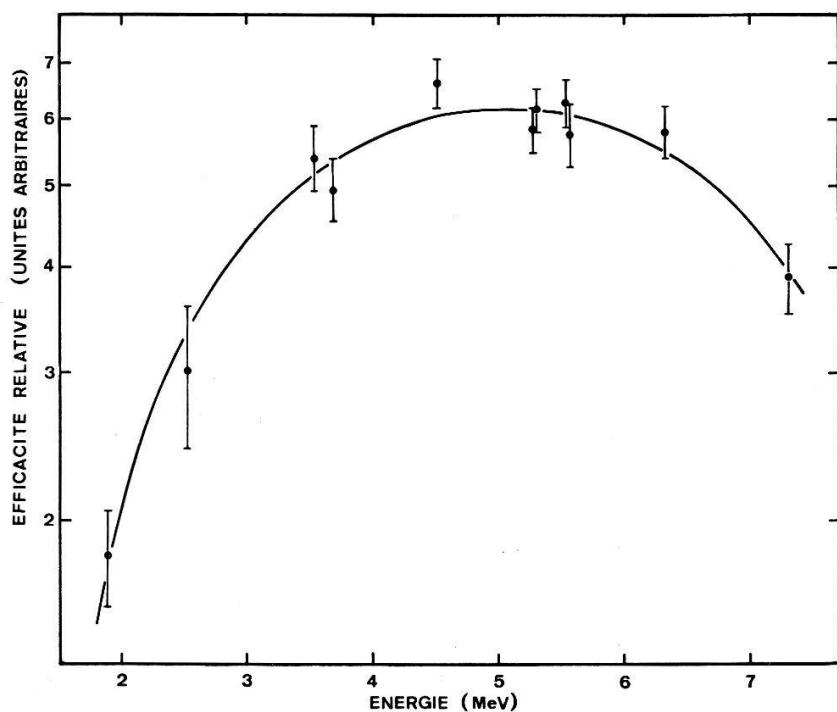


Figure 8
Courbe d'efficacité relative du spectromètre à paires.

Le tableau 1 donne la liste des transitions γ observées et compare nos résultats aux valeurs obtenues par Minor et al. [8]. L'excellent pouvoir de résolution en énergie de notre système associé à un fond continu très faible a permis d'observer 19 nouvelles transitions. L'erreur sur l'énergie des niveaux d'excitation varie entre 0,3 et 2,5 keV et représente l'erreur sur la position des pics combinée à l'erreur de la courbe d'étalonnage. Nos résultats sont en général en bon accord avec les valeurs obtenues par Minor et al.

Tableau 1

Transitions γ de haute énergie observées lors de la capture de neutrons thermiques dans le ^{176}Lu .

Présent travail	Minor et al. [8]					
$E_\gamma^a)$ (keV)	$E_{exc}^b)$ (keV)	dE_{exc} (keV)	I_γ (rel.)	dI_γ	E_γ (keV)	I_γ ($\gamma/10^3 n$)
6803,6	268,8	—	10,7 ^{c)}	0,9	6803,9	10,7
6782,4	290,0	1,4	0,2	0,1	6785	0,8
6621,3	451,1	0,7	0,5	0,1	6621,1	0,6
6436,1 ^{d)}	636,3	0,5	2,9	0,2	6436,2	2,6
6255,7	816,7	0,5	1,9	0,2	6256,3	1,9
6112,0 ^{e)}	960,4	1,0	0,3	0,1		
6092,6	979,8	0,5	1,1	0,1	6092,6	0,9
6086,4	986,0	0,6	0,5	0,1	6086,4	0,7
5907,4	1165,0	0,8	0,2	0,1		
5895,9	1176,5	0,4	2,1	0,2	5896,2	1,6
5888,5	1183,9	0,8	0,3	0,1		
5884,0	1188,4	0,8	0,4	0,1	5884,3	0,6
5841,9	1230,5	0,4	1,0	0,1	5841,9	1,1
5786,0	1286,4	0,6	0,7	0,2		
5769,9	1302,5	0,4	4,6	0,4	5770,3	3,8
					5766	1,0
5746,8	1325,6	0,6	0,8	0,2	5746	0,4
5730,1	1342,3	0,4	5,5	0,5	5730,1	5,2
5724,2	1348,2	0,7	1,0	0,2		
5716,2	1356,2	0,4	1,8	0,2	5717,6	1,5
5617,9	1454,5	0,6	0,7	0,2	5620	0,6
5607,7	1464,7	0,5	1,4	0,2		
5601,8	1470,6	0,3	8,0	0,6	5602,0	7,0
					5597 ^{e)}	1,6
5592,1	1480,3	0,7	0,6	0,2	5589	0,7
5570,5	1501,9	0,3	9,1	0,7	5570,3	9,4
5527,0	1545,4	0,6	0,6	0,1	5527	0,8
5501,4 ^{e)}	1571,0	1,2	0,2	0,1		
5481,7	1590,7	0,8	0,4	0,1	5482	0,8
5465,6	1606,8	0,3	5,6	0,5	5466,0	5,2
5460,2 ^{e)}	1612,2	1,5	0,3	0,2	5461 ^{e)}	1,1
					5453	0,6
5439,2	1633,2	0,4	1,5	0,2	5441,1	0,8
5432,9 ^{e)}	1639,5	1,3	0,3	0,1	5435,5	1,5
5422,2	1650,2	0,9	0,5	0,2		
5395,7	1676,7	0,3	2,8	0,3	5395,8	2,5
5382,8	1689,6	0,5	1,0	0,2	5384,5	1,1
5366,7 ^{d)}	1705,7	0,3	2,0	0,2	5366,6	2,0
5343,9	1728,5	0,3	6,3	0,5	5344,3	6,0
5333,7 ^{e)}	1738,7	1,3	0,3	0,1		
5323,8	1748,6	0,4	3,0	0,4	5323,6	3,4
5319,4	1753,0	0,3	4,2	0,5	5318,7	4,1
5296,0 ^{e)}	1776,4	1,4	0,3	0,2		
5267,9	1804,5	0,3	2,2	0,2	5267,8	2,0

^{a)} Energie corrigée pour le recul du noyau.^{b)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV.^{c)} Normalisation de l'intensité, I_γ (6804 keV) = 10,7 ($\gamma/10^3 n$) [8].^{d)} Doublet.^{e)} Transition douteuse.

Tableau 1 (suite)

Présent travail					Minor et al. [8]	
$E_\gamma^a)$ (keV)	$E_{exc}^b)$ (keV)	dE_{exc} (keV)	I_γ (rel.)	dI_γ	E_γ (keV)	I_γ ($\gamma/10^3 n$)
5258,2	1814,2	0,9	0,5	0,2	5261 ^{e)}	0,5
5246,0	1826,4	0,7	0,6	0,2	5244,4	0,8
5230,4	1842,0	1,1	0,3	0,1		
5220,3	1852,1	1,0	0,5	0,1		
5213,1	1859,3	0,4	1,8	0,2	5214,9	1,7
					5210,2	1,1
5192,2	1880,2	0,3	3,4	0,3	5191,4	4,3
5187,9 ^{e)}	1884,5	2,5	0,3	0,3		
5178,3	1894,1	1,0	0,5	0,2	5177	1,0
5170,7	1901,7	0,5	2,1	0,3	5169,4	2,6
5165,2	1907,2	0,4	2,8	0,3	5164,5	3,0
5153,9	1918,5	0,6	0,9	0,2	5156 ^{e)}	1,0
5144,8	1927,6	0,9	0,5	0,2	5146 ^{e)}	0,6
5130,3 ^{e)}	1942,1	1,7	0,3	0,1		
					5124,7	0,6
5112,6	1959,8	0,3	3,1	0,3	5112,3	3,2
5106,0 ^{e)}	1966,4	1,3	0,4	0,2		
5090,2	1982,2	0,6	0,9	0,2	5090 ^{e)}	0,8
5081,9	1990,5	0,7	0,8	0,2	5081 ^{e)}	1,0
5075,3	1997,1	1,0	0,5	0,2		
5066,9 ^{e)}	2005,5	1,0	0,5	0,2	5067 ^{e)}	0,7
5060,1 ^{e)}	2012,3	1,1	0,5	0,2		
					5053,2	0,6
5039,5	2032,4	0,8	0,6	0,2	5038,8	0,6
5023,4	2049,0	0,4	4,5	1,0	5023,4	4,7
5016,4	2056,0	0,5	5,4	0,5	5016,8	5,3
4984,2	2088,2	0,6	2,5	0,3	4984,3	2,9
4965,6	2106,8	0,8	1,1	0,2	4966,7	0,8
4956,0	2116,4	0,9	0,6	0,2		
4938,5	2133,9	0,9	2,2	0,3		

^{a)} Energie corrigée pour le recul du noyau.

^{b)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV.

^{c)} Normalisation de l'intensité, I_γ (6804 keV) = 10,7 ($\gamma/10^3 n$) [8].

^{d)} Doublet.

^{e)} Transition douteuse.

3.2. Réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ ($410 < E_\gamma < 1500$ keV)

Le spectre γ provenant de la réaction de capture des neutrons thermiques dans le ^{176}Lu a été mesuré à basse énergie au moyen du spectromètre anti-Compton décrit au chapitre 2. Nous avons utilisé, pour cette mesure, la même cible que précédemment.

Les figures 9 et 10 montrent des portions du spectre des rayonnements γ de basse énergie. A 400 keV, la résolution en énergie est 1,65 keV (largeur à mi-hauteur). L'énergie des raies incertaines est indiquée entre parenthèses. Plusieurs impuretés (IMP) sont présentes dans le spectre. Ce sont principalement des raies γ de I et In provenant de la capture de neutrons diffusés dans le système de détection et son entourage. La calibration en énergie a été réalisée en étalonnant les raies les plus intenses

à l'aide d'une mesure complémentaire où le spectre de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ a été mesuré simultanément avec les spectres de désintégration de ^{192}Ir , ^{137}Cs , ^{88}Y , ^{60}Co et ^{207}Bi . L'énergie des principaux rayonnements γ émis par ces isotopes est connue avec une précision variant entre 9 et 46 eV [25]. Nous avons procédé à la correction due à la non-linéarité du système électronique selon la méthode décrite par Kern [25]. La courbe d'efficacité relative du spectromètre anti-Compton (Fig. 11) a été établie en mesurant les spectres γ de désintégration de sources minces de ^{192}Ir , ^{180m}Hf , ^{182}Ta , ^{207}Bi , ^{60}Co , ^{160}Tb et ^{137}Cs . Les intensités relatives des rayonnements γ émis par ces isotopes sont tirées des réf. [26-31]. L'erreur de la courbe d'efficacité relative est inférieure à 5%. Les spectres ont été analysés selon la même méthode que pour les hautes énergies.

La liste des rayonnements γ d'énergie comprise entre 410 et 1500 keV est reportée dans le tableau 2. Nos résultats sont comparés aux meilleures valeurs antérieures [6], [8]. Nous avons mis en évidence 20 nouvelles transitions dans ce domaine d'énergie. L'erreur sur l'énergie varie entre 75 et 900 eV et comprend l'erreur sur la position des pics combinée à l'erreur de la courbe d'étalonnage. Au-dessus de 500 keV, nos valeurs d'énergie sont beaucoup plus précises que les résultats obtenus dans les travaux précédents. Il y a des différences notables entre nos intensités et celles de Minor et al. [8] spécialement pour les énergies supérieures à 1 MeV. Dans le tableau 2 figurent également les multipolarités des transitions, déterminées par Beitins et al. [10]. Les rayonnements γ d'énergie inférieure à 410 keV ont été mesurés avec précision par Maier [6] au moyen d'un spectromètre à cristal incurvé. Nous n'avons pas dépouillé la portion de spectre située dans ce domaine d'énergie, d'autant plus que les résultats de Minor et al. [8] sont en bon accord avec ceux de Maier.

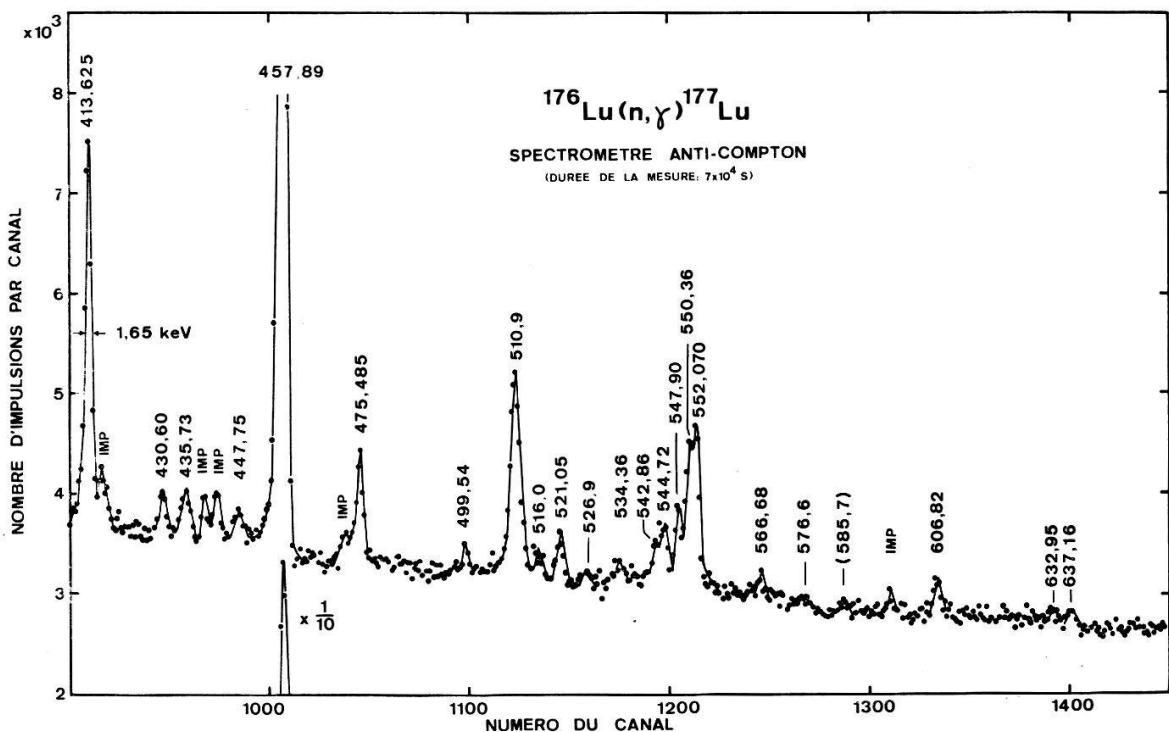


Figure 9

Portion du spectre γ de basse énergie de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ mesuré avec le spectromètre anti-Compton. L'énergie des transitions douteuses est indiquée entre parenthèses. Les impuretés sont dénotées par IMP.

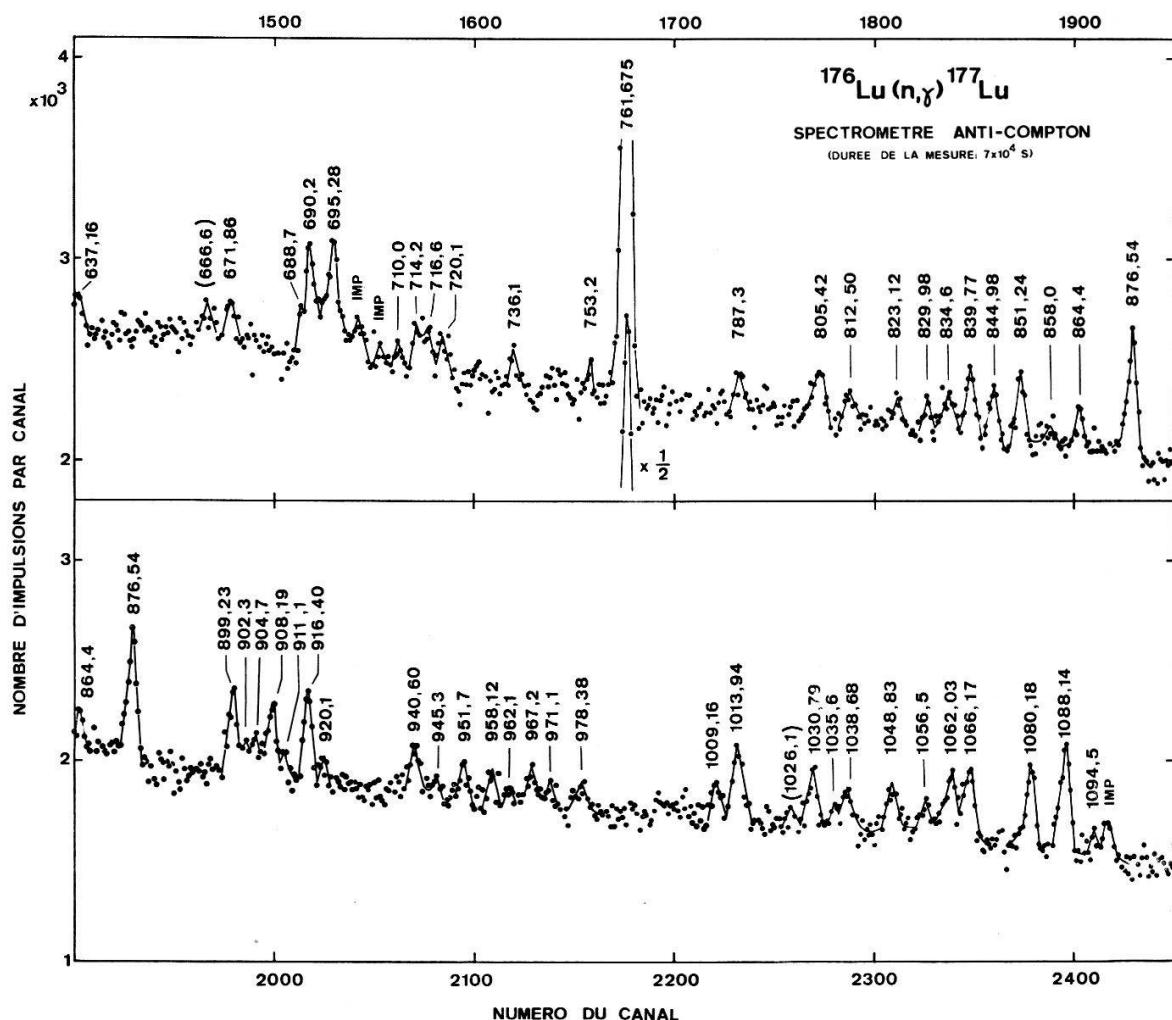


Figure 10

Portion du spectre γ de basse énergie de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ mesuré avec le spectromètre anti-Compton. L'énergie des transitions douteuses est indiquée entre parenthèses. Les impuretés sont dénotées par IMP.

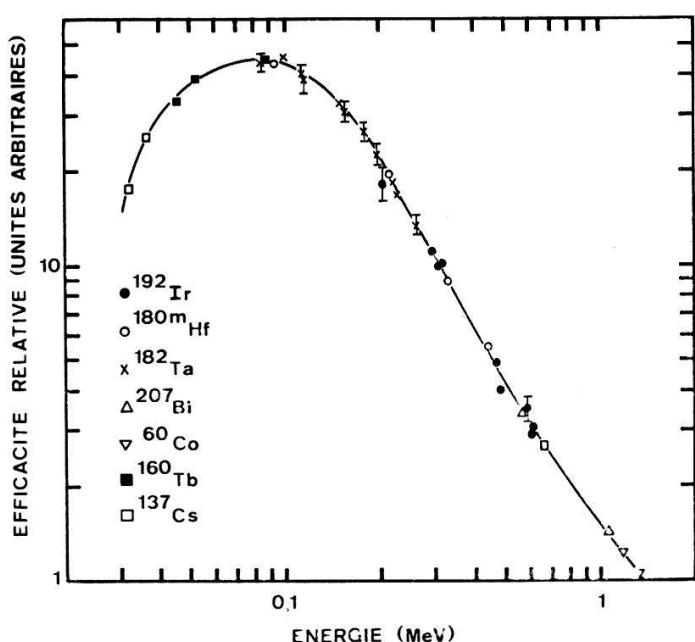


Figure 11
Courbe d'efficacité relative du spectromètre anti-Compton.

Tableau 2
Rayonnements γ de basse énergie observés lors de la capture de neutrons thermiques dans le ^{176}Lu ($410 \text{ keV} < E_\gamma < 1500 \text{ keV}$).

Résultats antérieurs ^{a)}			Réf.	Présent travail				Multipo- larité [10]	Assignation $E_i - E_f$
E_γ (keV)	dE_γ (keV)	$I_\gamma^b)$ ($\gamma/10^3 n$)		E_γ (keV)	dE_γ (keV)	$I_\gamma^b)$ (rel.)	dI_γ		
413,70	0,04	22	[6]	413,625	0,085	23,4	1,2	E2	854,3 — 440,7
426,1	0,2	1,7	[6]					M1, E2	
430,52	0,08	3,9	[6]	430,60	0,15	2,4	0,4	M1, E2	552,1 — 121,6
435,94	0,08	5,5	[6]	435,73	0,21	3,1	0,5	E1, E2	1779,4 — 1343,4 ^{c)}
447,7	0,2	3,0	[6]	447,75	0,22	2,6	0,5	E2	
457,90	0,04	220	[6]	457,89	0,10	220	11	M1	457,9 — 0
475,57	0,08	8,1	[6]	475,485	0,085	8,5	1,3	M1, E2	
483,2 ^{d)}	0,6	1,8	[8]					M1, E2	
499,20	0,25	2,4	[6]	499,54	0,28	1,9	0,4	M1	
506,6	0,4	1,7	[6]						
509,7	0,4	2,1	[6]						
				510,9 ^{e)f)}	—	—	—		
515,5	0,4	3,5	[6]	516,0	0,4	2,0	0,5	E1, E2	
521,0	0,3	6,2	[8]	521,05	0,14	4,0	0,5	E1, E2	
525,3	0,4	1,7	[6]	526,9	0,4	1,2	0,6	M1	
534,9 ^{d)}	0,5	3	[8]	534,36	0,29	1,8	0,6	M1, E2	
539,6 ^{d)}	0,5	3	[8]					M1, E2	
				542,86	0,18	4,5	0,7		
544,0	0,3	11	[6]	544,72	0,14	6,3	0,7	M1	985,3 — 440,7
547,5	0,3	10	[6]	547,90	0,12	8,1	0,7	M1	816,7 — 268,8
549,9	0,3	7	[6]	550,36	0,10	12,8	1,0	M1	671,9 — 121,6
552,1	0,3	17	[6]	552,070	0,090	16,2	1,2	M1	552,1 — 0
554,7	0,3	8	[6]					E1	
567,0	0,3	4	[6]	566,68	0,28	2,3	0,5	M1	
576,6	0,3	3	[6]	576,6	0,4	1,8	0,6	E1	
				585,7 ^{d)}	0,5	1,2	0,5		
607,3	0,4	10	[6]	606,82	0,15	4,9	0,6	E2	
				632,95	0,27	2,2	0,5	E2	
636,4 ^{e)}	0,4	7	[6]	637,16	0,25	2,3	0,5	E2	1448,6 — 811,4 ^{c)}
665,8	0,4	7	[6]	666,6 ^{d)}	0,4	2,1	0,6	E2	
671,8	0,5	8	[6]	671,86	0,27	3,6	0,7	M1+E2	671,9 — 0
				688,7	0,7	3,2	1,6		
689,6	0,5	12	[8]	690,2	0,3	8,2	1,6	E1	1544,5 — 854,3 ^{c)}
695,1	0,5	9,2	[8]	695,28 ^{g)}	0,15	<10,1	1,0	M1+E2	816,7 — 121,6
				710,0	0,5	2,1	0,8		
				714,2	0,3	4,5	0,8	E2	
716,9 ^{e)}	0,5	9	[6]	716,6	0,3	4,3	0,8	M1+E2	985,3 — 268,8
719,7	0,6	6,2	[8]	720,1	0,3	3,9	0,8	E2, M1+E2	
736,8	0,6	5,2	[8]	736,1	0,4	3,3	0,7	M1, E2	1176,8 — 440,7
753,6	0,7	4,2	[8]	753,2	0,6	2,1	0,8	M1, E2	1389,6 — 636,2 ^{f)}
									1607,4 — 854,3

a) Meilleures valeurs antérieures.

b) Normalisation de l'intensité, I_γ ($457,9 \text{ keV}$) = 220 ($\gamma/10^3 n$) [8].

c) Assignation douteuse.

d) Transition incertaine.

e) Structure complexe.

f) Importante contribution du pic d'annihilation.

g) Mélange possible d'impureté.

Tableau 2 (suite)

Résultats antérieurs ^{a)}			Réf.	Présent travail					Multipo- larité[10]	Assignation $E_i - E_f$
E_γ (keV)	dE_γ (keV)	$I_\gamma^b)$ ($\gamma/10^3 n$)		E_γ (keV)	dE_γ (keV)	$I_\gamma^b)$ (rel.)	dI_γ			
761,52	0,15	67	[6]	761,675	0,075	65,9	3,6	E2	761,7 — 0	
787,1 ^{d)}	0,9	~3	[8]	787,3	0,3	3,9	0,7	M1		
803,5 ^{e)}	0,6	6,8	[8]	805,42	0,28	5,8	0,7	E2		
811,9 ^{d)}	0,7	~4	[8]	812,50	0,27	3,0	0,7	(E1)		
				823,12	0,29	2,8	0,7	M1, E2	1677,3 — 854,3	
				829,98	0,29	3,0	0,8	E1, E2		
834,6	0,5	11	[8]	834,6	0,4	5,6	0,8	E2	1471,4 — 636,2	
840,4	0,5	9,7	[8]	839,77	0,13	8,4	0,9	E2		
844,7	0,5	7,9	[8]	844,98	0,15	6,1	0,8	M1, E2		
851,2	0,5	9,0	[8]	851,24	0,14	7,6	0,8	E2		
				858,0	0,4	2,4	0,8	E1		
864,1	0,5	8,2	[8]	864,4	0,4	4,5	0,8			
876,4	0,4	25	[8]	876,54	0,10	16,6	1,3			
899,4	0,4	15	[8]	899,23	0,17	11,3	1,0	M1	1049,6 — 150,4	
				902,3	0,7	3,9	1,0	E1		
904,0	0,5	10	[8]	904,7	0,4	4,9	1,0			
907,8	0,4	17	[8]	908,19	0,15	10,2	1,0	M1, E2	1544,5 — 636,2 ^{c)}	
				911,1	0,4	2,9	0,9	M1, E2		
916,1	0,4	17	[8]	916,40	0,12	12,8	1,1		1357,0 — 440,7	
				920,1	0,7	2,5	1,0			
940,2	0,7	7,8	[8]	940,60	0,17	8,2	0,9	E2		
946,1 ^{d)}	0,8	~5	[8]	945,3	0,4	2,7	0,8	M1, E2		
951,6	0,7	7,4	[8]	951,7	0,3	5,0	0,9	E1, E2		
				958,12	0,27	4,1	0,8	E1, E2		
				962,1	0,4	2,2	0,9	E1		
965,2	0,7	6,2	[8]	967,2	0,3	5,7	1,0	E1, E2		
971,0	0,9	4,2	[8]	971,1	0,5	3,2	1,0	E1	1607,4 — 636,2 ^{c)}	
978,8	0,8	5,4	[8]	978,38	0,27	4,3	0,9	M1, E2		
1008,8	0,7	8,0	[8]	1009,16	0,25	6,4	0,9	M1		
1013,9	0,5	19	[8]	1013,94	0,11	14,0	1,1	M1, E2	1454,6 — 440,7	
1025,6	0,7	7,6	[8]	1026,1 ^{d)}	0,8	2,5	1,0	E2	1881,1 — 854,3/	
				1026,1 ^{d)}	0,8	2,5	1,0	E2	1661,7 — 636,2 ^{c)}	
1030,7	0,6	16	[8]	1030,79	0,15	9,2	1,1	M1	1471,4 — 440,7	
				1035,6	0,4	3,1	1,0	M1, E2		
1038,0	0,6	13	[8]	1038,68	0,27	6,4	1,0	M1, E2		
1049,0	0,7	12	[8]	1048,83	0,24	7,3	1,0			
1056,2	0,7	10	[8]	1056,5	0,4	4,3	1,0	E2		
1061,3	0,6	20	[8]	1062,03	0,21	11,7	1,4	M1, E2	1502,8 — 440,7	
1066,2	0,6	23	[8]	1066,17	0,20	13,3	1,4	E1, E2		
1079,9	0,6	25	[8]	1080,18	0,12	16,1	1,4	E1, E2	1230,6 — 150,4	
1087,8	0,6	29	[8]	1088,14	0,10	22,2	1,6	M1, E2	1357,0 — 268,8	
1094,4 ^{d)}	1,0	5	[8]	1094,5	0,7	3,5	1,1	M1, E2		
				1166,6	0,4	5,8	1,0	M1	1607,4 — 440,7	

^{a)} Meilleures valeurs antérieures.^{b)} Normalisation de l'intensité, I_γ (457,9 keV) = 220 ($\gamma/10^3 n$) [8].^{c)} Assignation douteuse.^{d)} Transition incertaine.^{e)} Structure complexe.^{f)} Importante contribution du pic d'annihilation.^{g)} Mélange possible d'impureté.

Tableau 2 (suite)

Résultats antérieurs ^{a)}			Réf.	Présent travail					Multipolarité[10]	Assignation $E_i - E_f$
E_γ (keV)	dE_γ (keV)	$I_\gamma^b)$ ($\gamma/10^3 n$)		E_γ (keV)	dE_γ (keV)	$I_\gamma^b)$ (rel.)	dI_γ			
1185,3	0,7	15	[8]	1184,83	0,20	7,8	1,1			1306,4 – 121,6
1196,5	0,8	12	[8]	1197,1	0,4	5,6	1,1			
1202,3	1,0	7	[8]	1201,96 ^{g)}	0,21	<12,5	1,3	M1		1471,4 – 268,8
1209,1	1,6	4	[8]							
				1214,7 ^{d)}	0,9	2,6	1,0	M1		
1220,3	1,3	11	[8]	1220,9	0,4	5,2	1,1	M1, E2		1661,7 – 440,7 ^{e)}
1227,8	1,4	10	[8]	1230,2	0,4	6,0	1,0	E2		
1234,1	1,2	16	[8]	1234,8	0,7	4,3	1,0			1502,8 – 268,8
1238,1	1,4	13	[8]	1238,4	0,6	4,8	1,1			
				1256,1	0,7	3,3	1,0	M1		
				1290,1	0,6	5,0	1,1			
1301,7	1,2	16	[8]	1301,9	0,5	4,9	1,1			
1307,5	1,4	17	[8]	1306,0	0,4	8,8	1,2	M1, E2		1306,4 – 0
				1309,5	0,7	4,1	1,2	M1, E2		
1322,7	1,1	13	[8]	1322,2	0,8	4,6	1,8	M1		
1331,7	1,3	12	[8]	1332,0	0,4	7,0	1,1	M1, E2		
1343,8	1,2	15	[8]	1344,7	0,6	4,7	1,0	M1, E2		
1348,6	1,5	9	[8]							
1352,7	1,3	11	[8]					M1		
				1362,5 ^{d)}	0,7	4,0	1,3	E1, E2		
1366,9	0,9	23	[8]	1367,31	0,17	12,3	1,5	M1, E2		
1375,2	1,5	10	[8]	1373,2	0,4	4,2	1,1	M1, E2		
1381,7	1,0	18	[8]	1381,4	0,4	7,3	1,2	M1, E2		1502,8 – 121,6
1388,5	1,2	9	[8]					M1		
1400,3	1,2	19	[8]	1400,2	0,4	4,9	1,3	M1, E2		
1408,8	1,2	17	[8]					M1, E2		
1415,6	1,7	7	[8]							
1426,3	1,4	11	[8]							
1435,9 ^{d)}	1,9	5	[8]							

^{a)} Meilleures valeurs antérieures.

^{b)} Normalisation de l'intensité, I_γ (457,9 keV) = 220 ($\gamma/10^3 n$) [8].

^{c)} Assignation douteuse.

^{d)} Transition incertaine.

^{e)} Structure complexe.

^{f)} Importante contribution du pic d'annihilation.

^{g)} Mélange possible d'impureté.

4. Discussion des résultats

Le spin et la parité du niveau fondamental du ^{176}Lu étant 7^- , les spins et la parité possibles pour l'état de capture peuvent être $13/2^-$ et $15/2^-$. Si nous supposons que les transitions primaires ont le caractère E1 ou M1, les états directement peuplés par le niveau de capture peuvent avoir le spin $11/2$, $13/2$, $15/2$ ou $17/2$ et la parité paire ou impaire. Le ^{177}Lu est un noyau déformé impair-pair où s'appliquent avec succès les modèles de Bohr et Mottelson et de Nilsson [14–17]. Notre étude de la structure du ^{177}Lu se base sur les résultats antérieurs, le mode de population et de

dépopulation γ des niveaux lors de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ et la systématique régissant l'énergie des niveaux d'une bande de rotation, représentée par la formule [32]

$$E_K(I) = E_K + A \left[I(I+1) + \delta_{K,1/2} a(-)^{I+1/2} \left(I + \frac{1}{2} \right) \right] \\ + B I^2(I+1)^2 + \delta_{K,1/2} B_1(-)^{I+1/2} \left(I + \frac{1}{2} \right) I(I+1) .$$

Les trois derniers termes de la formule réalisent la correction due à l'interaction entre le mouvement intrinsèque et la rotation; a est le paramètre de découplage.

4.1. Bandes de rotation à une quasiparticule

Bandes 7/2⁺ [404], 9/2⁻ [514] et 5/2⁺ [402]. La bande de rotation fondamentale 7/2⁺ [404] et les bandes de rotation 9/2⁻ [514] et 5/2⁺ [402], représentées sur la figure 12, ont été établies avec précision jusqu'au niveau de spin 17/2 par Maier [6] en combinant les énergies des rayonnements γ de basse énergie émis lors de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$. Pour la clarté de la figure, nous n'avons pas reporté les transitions bien connues à l'intérieur de chacune de ces bandes. La largeur des traits représentant les transitions est proportionnelle à l'intensité. Plusieurs niveaux (marqués à gauche par

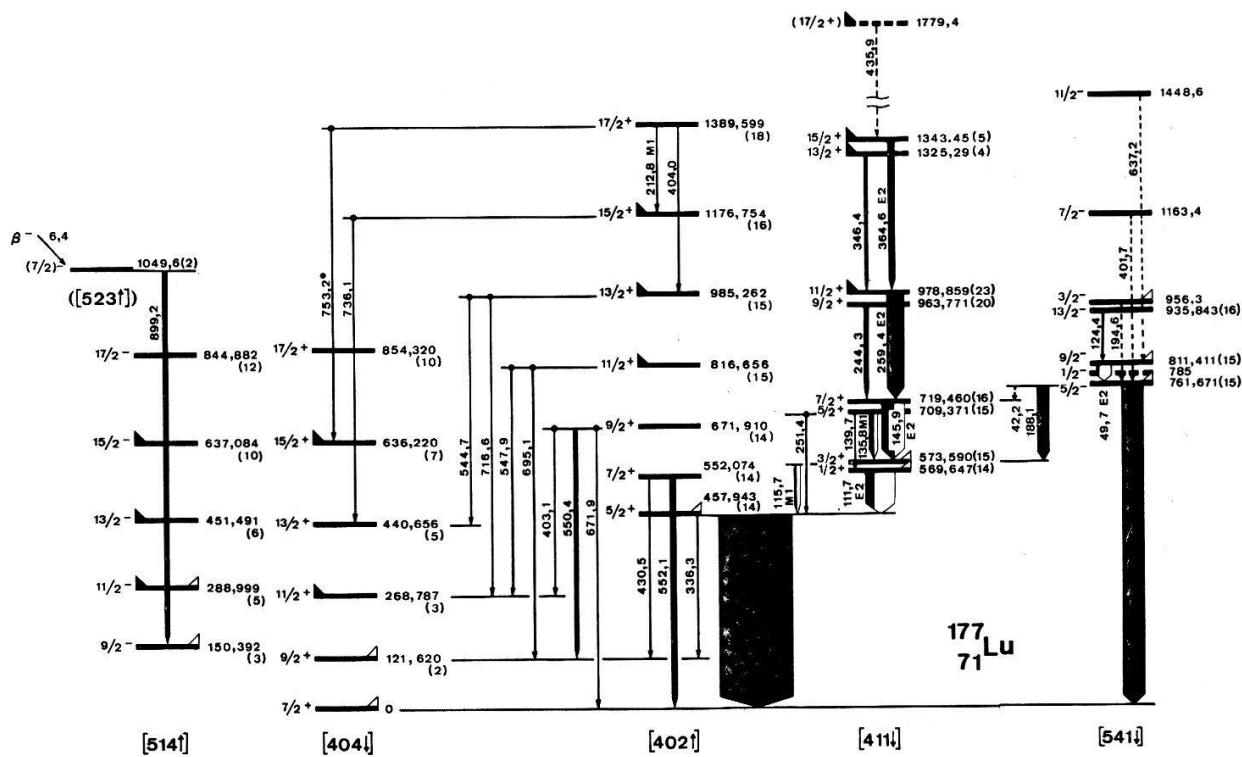


Figure 12

Schéma des bandes de rotation à une quasiparticule dans le ^{177}Lu . Les nombres entre parenthèses représentent l'erreur sur l'énergie des niveaux dans l'unité du dernier chiffre donné. Un triangle plein à gauche indique que le niveau est directement peuplé dans la réaction (n, γ) . Les niveaux observés dans les réactions $(^3\text{He}, d)$ et (α, t) sur le ^{176}Yb [13] sont marqués d'un triangle à droite. La largeur des traits symbolisant les transitions est proportionnelle à l'intensité ($I_\gamma + I_e$). Les parties laissées en blanc représentent la contribution de la conversion interne. Les multipolarités sont tirées de la réf. [9]. Un astérisque (*) signifie que la transition a été assignée deux fois dans le schéma (voir aussi fig. 15).

un triangle plein) de ces bandes sont peuplés directement dans la réaction de capture, ce qui nous a permis de déterminer avec précision la valeur Q . Notre valeur, $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV, est en bon accord⁴⁾ avec la valeur $E_n = 7072,7 \pm 2,0$ keV trouvée par Minor et al. [8].

Le schéma proposé par Maier a été complété en plaçant la transition de 736,1 keV entre les niveaux $I^\pi K = 15/2^+ 5/2$ [402] et $13/2^+ 7/2$ [404] et la transition de 753,2 keV entre les niveaux $I^\pi K = 17/2^+ 5/2$ [402] et $15/2^+ 7/2$ [404]. La transition de 753,2 keV peut aussi être placée à un autre endroit du schéma (voir Fig. 15). Ces transitions confirment l'existence des deux niveaux supérieurs de la bande $5/2^+$ [402] ainsi que l'assignation des transitions de 212,8 et de 404,0 keV qui dépeuplent le niveau $I^\pi K = 17/2^+ 5/2$ [402]. Dans le schéma proposé par Maier, la transition de 908,1 keV dépeuple le niveau $I^\pi K = 15/2^+ 5/2$ [402] vers le niveau $I^\pi K = 11/2^+ 7/2$ [404]. Notre détermination plus précise de l'énergie ($908,19 \pm 0,15$ keV) et le fait qu'aucune autre transition avec $\Delta I = 2$ n'est observée entre la bande $5/2^+$ [402] et la bande $7/2^+$ [404] (à l'exception de la transition de 336,3 keV très faible par rapport à la transition concurrente de 457,9 keV) peuvent exclure l'assignation proposée par Maier. Le calcul du rapport de branchements entre les transitions $15/2^+ 5/2$ [402] \rightarrow $13/2^+ 5/2$ [402] (191,5 keV) et $15/2^+ 5/2$ [402] \rightarrow $11/2^+ 7/2$ [404] (908,2 keV) confirme notre conclusion: l'intensité expérimentale de la transition de 908,2 keV est environ 15 fois plus grande que la valeur calculée. Les énergies des niveaux des bandes $7/2^+$ [404], $9/2^-$ [514] et $5/2^+$ [402] ont été calculées à nouveau par un ajustement des moindres carrés en tenant compte de toutes les transitions observées et de l'énergie de recul du noyau. Nous obtenons une meilleure précision surtout pour les niveaux supérieurs. Les résultats sont reportés sur la figure 12 où les nombres entre parenthèses indiquent l'erreur sur l'énergie dans l'unité du dernier chiffre donné.

Nous avons calculé (tableau 3) les rapports de branchements des transitions à l'intérieur de la bande fondamentale $7/2^+$ [404] et des bandes $9/2^-$ [514] et $5/2^+$ [402] à l'aide des formules suivantes [16]:

$$\begin{aligned} B(\text{E2}, I K \rightarrow I' K') &= \frac{5}{16 \pi} e^2 (Q^{KK'})^2 (I 2 I' K' | I K 2, K' - K)^2, \\ T(\text{E2}) &= \frac{4 \pi}{75} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^5 B(\text{E2}), \\ B(\text{M1}, I K \rightarrow I' K') &= \frac{5}{4 \pi} \left(\frac{e \hbar}{2 M c} \right)^2 (G^{KK'})^2 (I 1 I' K' | I K 1, K' - K)^2, \\ T(\text{M1}) &= \frac{16 \pi}{9} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^3 B(\text{M1}). \end{aligned}$$

Q^{KK} est le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0^K . Pour la bande fondamentale on a $Q_0^{7/2} = 5,34 \pm 0,51$ barns [33]. Pour les bandes $9/2^-$ [514] et $5/2^+$ [402], la valeur de Q^{KK} n'est pas connue. Nous admettons qu'elle ne change pas notablement lors de l'excitation d'une particule et nous posons $Q^{9/2 \ 9/2} = Q^{5/2 \ 5/2} = Q^{7/2 \ 7/2} = Q_0^{7/2}$. Cette

⁴⁾ Ces résultats ne sont pas tout à fait indépendants car la même réaction $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ a été utilisée pour la calibration dans les deux expériences.

approximation est soutenue, pour la bande $5/2^+$ [402], par la valeur du moment d'inertie (voir tableau 7) ; elle l'est moins pour la bande $9/2^-$ [514]. Les valeurs expérimentales de G^{KK} (tableau 3) ont été déterminées en ajustant par la méthode des moindres carrés les rapports de branchements expérimentaux. Comme le montre le tableau 3, les rapports expérimentaux et calculés sont en très bon accord. Le tableau 3 compare également les valeurs expérimentales et théoriques (modèle de Nilsson⁵) de G^{KK} . Les différences entre ces valeurs sont plus petites que les erreurs expérimentales.

Les rapports de branchements des transitions dépeuplant les niveaux de la bande $5/2^+$ [402] à l'intérieur de la bande et vers la bande fondamentale $7/2^+$ [404] sont comparés, dans le tableau 4, aux rapports calculés⁶). Les intensités des transitions de 403,1 et de 695,1 keV étant mal connues, les rapports de branchements correspondants ne figurent pas dans le tableau 4. Les grandeurs $Q^{5/2 \ 7/2}$ et $G^{5/2 \ 7/2}$ ont été déterminées en ajustant par la méthode des moindres carrés les rapports expérimentaux les plus sûrs. La valeur de $G^{5/2 \ 7/2}$ ($-0,147$) ainsi trouvée est très proche de la valeur théorique ($G_{\text{théor}}^{5/2 \ 7/2} = -0,161$) calculée d'après le modèle de Nilsson⁷). Dans la plupart des cas, l'accord entre les rapports expérimentaux et calculés est satisfaisant. La valeur expérimentale du rapport $T(94,1 \text{ keV})/T(430,5 \text{ keV})$ diffère de la valeur calculée d'un facteur 10. C'est le seul rapport dans lequel l'une des transitions est à l'intérieur de la bande $5/2^+$ [402] tandis que la seconde conduit vers la bande $7/2^+$ [404] avec $I_i - I_f = -1$. Nous remarquons d'autre part que la concordance devient systématiquement moins bonne lorsqu'il s'agit de transitions entre niveaux de spin élevé.

Band 1/2⁺ [411]. Le niveau fondamental de la bande de rotation $1/2^+$ [411] a été mis en évidence à 569,6 keV par Heiser et Alexander [7] par activation du Lu dans un faisceau pulsé de neutrons thermiques. Les mêmes auteurs ont construit la bande de rotation en utilisant les rayonnements γ mesurés par Maier [6]. Les multipolarités des transitions de 135,8 et de 233,5 keV dépeuplant cette bande, déterminées subséquemment par Balodis et al. [9] sont en désaccord avec les assignations. Minor et al. [8] proposent une autre construction de la bande $1/2^+$ [411] (Fig. 12). Nous avons complété [12] le schéma par l'adjonction de la transition de 346,4 keV qui dépeuple le niveau de spin $13/2$ à 1325,3 keV, niveau que nous identifions à celui de 1325,6 keV observé directement dans la réaction de capture. L'assignation de la transition de 435,9 keV situe le niveau de spin $17/2$ à 1779,4 keV. Ce niveau pourrait s'identifier au niveau de $1776,4 \pm 1,4$ keV très faiblement peuplé directement dans la réaction (n, γ). A défaut d'autres preuves, cette assignation doit être considérée comme douteuse. Les énergies des niveaux ont été déterminées avec précision. Elles sont indiquées sur la figure 12. Les parties laissées en blanc des transitions (Fig. 12) représentent les intensités des électrons de conversion.

La bande $1/2^+$ [411] est la bande fondamentale des noyaux ^{167}Tm , ^{169}Tm et ^{171}Tm [35] et apparaît à 382,1 keV dans le ^{171}Lu et à 425,0 keV dans le ^{173}Lu [36]. Pour ces isotopes, le paramètre de découplage prend respectivement les valeurs $a = -0,72$, $-0,77$, $-0,86$, $-0,71$ et $-0,75$. Sa valeur théorique (modèle de

⁵) Les paramètres utilisés dans le calcul de $G_{\text{théor}}^{KK}$ sont indiqués au bas du tableau 3.

⁶) Les valeurs utilisées dans le calcul des rapports de branchements sont données au bas du tableau 4.

⁷) Les paramètres utilisés dans le calcul de $G_{\text{théor}}^{KK'}$ sont indiqués au bas du tableau 3.

Tableau 3

Valeurs des paramètres entrant dans le calcul des probabilités de transition et rapports de branchements à l'intérieur des bandes de rotation $7/2^+$ [404], $9/2^-$ [514] et $5/2^+$ [402].

Bandé $K^n[N \pi_z A]$	$Q^{KK^a})$ (barns)	G_{exp}^{KK}	$G_{theor}^{KK^b})$	Rapport de branchements	Rapport expérimental	Rapport calculé ^{c)}
$7/2^+ [404]$	5,34	$0,93 \pm 0,10$	0,98	$T(147,2 \text{ keV})/T(268,8 \text{ keV})$ $T(171,9 \text{ keV})/T(319,0 \text{ keV})$ $T(195,6 \text{ keV})/T(367,4 \text{ keV})$ $T(218,1 \text{ keV})/T(413,7 \text{ keV})$	$1,6 \pm 0,3$ $0,51 \pm 0,11$ $0,26 \pm 0,06$ $0,15 \pm 0,02$	1,1 0,49 0,29 0,20
$9/2^- [514]$	5,34	$3,3 \pm 1,1$	4,25	$T(162,5 \text{ keV})/T(301,1 \text{ keV})$ $T(185,6 \text{ keV})/T(348,0 \text{ keV})$ $T(207,8 \text{ keV})/T(393,4 \text{ keV})$	$10,2 \pm 2,1$ $5,8 \pm 1,2$ $2,4 \pm 0,5$	10,4 4,7 2,9
$5/2^+ [402]$	5,34	$2,6 \pm 0,5$	3,05	$T(119,8 \text{ keV})/T(213,9 \text{ keV})$ $T(144,7 \text{ keV})/T(264,6 \text{ keV})$ $T(168,6 \text{ keV})/T(313,3 \text{ keV})$ $T(191,5 \text{ keV})/T(360,1 \text{ keV})$ $T(212,8 \text{ keV})/T(404,0 \text{ keV})$	$7,8 \pm 2,0$ $3,7 \pm 0,8$ $2,7 \pm 0,6$ $2,2 \pm 0,6$ $1,4 \pm 0,4$	10,1 4,2 2,5 1,7 1,2

a) Nous posons $Q^{KK} = Q_0^{7/2} = 5,34 (\pm 0,51)$ barns [33].

b) Pour le calcul de G_{theor}^{KK} , nous avons utilisé les paramètres suivants: $\mu = 0,625$ pour $N = 4$, $\mu = 0,7$ pour $N = 5$, $\eta = 4,3$, $g_R = 0,347 (\pm 0,028)$ [34] et $g_s^{eff} = 0,7 g_s$.

c) Les rapports de branchements ont été calculés en utilisant les valeurs de Q^{KK} et de G^{KK} figurant dans les colonnes 2 et 3 de ce tableau

Tableau 4
Rapports de branchements des transitions dépeuplant les niveaux de la bande de rotation $5/2^+$ [402] à l'intérieur de la bande et vers la bande fondamentale $7/2^+$ [404].

I	K	Niveau initial			Niveau final (1)			Niveau final (2)			Rapport de branchements		Rapport expérimental	Rapport calculé ^a
		I	K	I	K	I	K	I	K	I	Initial \rightarrow final (1)/Initial \rightarrow final (2)			
5/2	5/2	7/2	7/2	9/2	7/2	$T(457,9 \text{ keV})/T(336,3 \text{ keV})$		44	± 7			53		
7/2	5/2	5/2	5/2	7/2	7/2	$T(94,1 \text{ keV})/T(552,1 \text{ keV})$		1,3	$\pm 0,2$			1,0		
7/2	5/2	5/2	5/2	9/2	7/2	$T(94,1 \text{ keV})/T(430,5 \text{ keV})$		8,7	$\pm 2,0$			0,9		
9/2	5/2	7/2	5/2	7/2	7/2	$T(119,8 \text{ keV})/T(671,9 \text{ keV})$		10,0	$\pm 2,4$			6,9		
9/2	5/2	7/2	5/2	9/2	7/2	$T(119,8 \text{ keV})/T(550,4 \text{ keV})$		2,8	$\pm 0,5$			2,4		
11/2	5/2	9/2	5/2	11/2	7/2	$T(144,7 \text{ keV})/T(547,9 \text{ keV})$		4,2	$\pm 0,7$			4,6		
13/2	5/2	11/2	5/2	11/2	7/2	$T(168,6 \text{ keV})/T(716,6 \text{ keV})$		7,0	$\pm 1,7$			8,3		
13/2	5/2	11/2	5/2	13/2	7/2	$T(168,6 \text{ keV})/T(544,7 \text{ keV})$		4,8	$\pm 0,9$			7,9		
15/2	5/2	13/2	5/2	13/2	7/2	$T(191,5 \text{ keV})/T(736,1 \text{ keV})$		5,2	$\pm 1,3$			9,9		
17/2	5/2	15/2	5/2	15/2	7/2	$T(212,8 \text{ keV})/T(753,2 \text{ keV})$		2,2	$\pm 0,9$			11,6		

a) Pour le calcul des rapports de branchements nous avons utilisé les valeurs suivantes:

$Q^{5/2} = Q^{7/2} = Q_0^{7/2} = 5,34 \text{ barns}$ [33], $|Q^{5/2} \gamma/2| = 0,28 \text{ barns}$, $G^{5/2} 5/2 = 2,63$, $G^{7/2} 7/2 = 0,93$ et $G^{5/2} 7/2 = -0,147$.

Nilsson) augmente de $\alpha = -0,80$ à $\alpha = -0,95$ lorsque le paramètre de déformation η diminue de $\eta = 6$ à $\eta = 4$. Elle dépend très peu du paramètre de couplage spin-orbite μ pour lequel nous avons utilisé la valeur 0,625 [37]. L'application de la formule de l'énergie de rotation sur les cinq premiers niveaux de la bande $1/2^+$ [411] du ^{177}Lu donne les paramètres de rotation suivants:

$$A = 14,2 \text{ keV}, B = 3,0 \text{ eV}, \alpha = -0,91, B_1 = 6,5 \text{ eV}.$$

Les valeurs des paramètres A (tableau 7) et α correspondent aux valeurs attendues pour $\eta \simeq 4,5$.

Il faut remarquer que les multipolarités de plusieurs transitions dépeuplant la bande $1/2^+$ [411], déterminées par la mesure récente de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, e)$ [10], ne sont pas compatibles avec les assignations. Beitins et al. [10] attribuent en effet aux transitions suivantes les multipolarités que nous indiquons entre parenthèses: 135,8 (E2), 145,9 (M1 + E2), 244,3 (E2), 346,4 (E2) et 435,9 keV (E1 ou E2). Plusieurs de ces résultats sont en contradiction avec ceux de Balodis et al. [9]. S'ils sont exacts, la bande $1/2^+$ [411] représentée sur la figure 12 est incorrecte. Nous avons essayé de bâtir sur le niveau de 569,6 keV une autre bande $1/2^+$ [411]. Cette alternative qui utilise les résultats de Maier [6] et de Beitins et al. [10] est représentée sur la figure 13. Le niveau de spin $11/2$ (marqué d'un triangle plein) déterminé à 957,9 keV pourrait être identique au niveau de $960,4 \pm 1,0$ keV très faiblement peuplé directement dans la réaction de capture. Mis à part le niveau fondamental, aucun niveau de la bande n'est confirmé par des transitions vers d'autres bandes. Cette alternative implique d'autre part la suppression des transitions de 188,1 et de 42,2 keV dépeuplant la bande $1/2^-$ [541] (Fig. 12). (Celle-ci est discutée dans le prochain paragraphe). L'application de la formule de l'énergie de rotation sur les cinq premiers niveaux de la bande détermine les paramètres suivants:

$$A = 12,9 \text{ keV}, B = 6,7 \text{ eV}, \alpha = -0,79, B_1 = 2,2 \text{ eV},$$

qui sont également raisonnables (tableau 7).

Dans l'état actuel de notre recherche, il ne nous est pas possible de choisir définitivement l'une ou l'autre des deux solutions. La première nous paraît cependant mieux confirmée et plus probable.

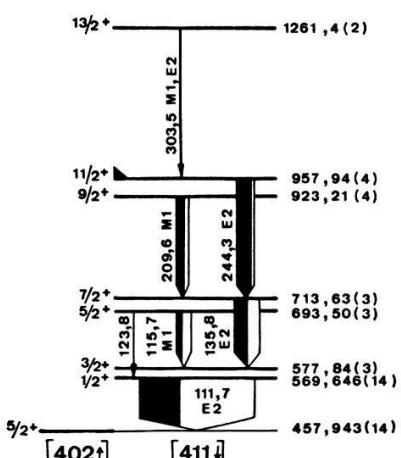


Figure 13
Bande $1/2^+$ [411] dans le ^{177}Lu (alternative, voir le texte). La présentation est identique à celle de la figure 12. Les multipolarités sont tirées de la réf. [10].

Band 1/2⁻ [541]. D'après le diagramme de Nilsson [35] et les calculs de Soloviev et Vogel [38], on attend la bande de rotation 1/2⁻ [541], la bande vibrationnelle $\gamma K = 2 = 3/2$ basée sur l'état fondamental et la bande 7/2⁻ [523] aux environs de 1 MeV. La bande 1/2⁻ [541] a été observée dans le ^{173}Lu par l'étude de la désintégration de ^{173}Hf [39], dans les 169 , 171 , 173 et ^{175}Lu par la mesure des réactions 170 , 171 , 173 et $^{176}\text{Yb}(\phi, x n)$ [40] et dans le ^{171}Lu par l'étude de la désintégration de ^{171}Hf [36]. La valeur du paramètre de découplage a est inférieure à 4 dans les 169 et ^{171}Lu ($a = 3,8$ dans le ^{171}Lu) et supérieure à 4 dans les 173 et ^{175}Lu ($a = 4,2$ dans le ^{173}Lu). Sa valeur théorique (modèle de Nilsson) augmente de $a = 3,5$ à $a = 4,3$ lorsque le paramètre de déformation η diminue de $\eta = 6$ à $\eta = 4$. Elle dépend fortement du paramètre de couplage spin-orbite μ choisi égal à 0,7. L'augmentation de a nous indique donc que la déformation du noyau de Lu tend à diminuer par l'addition de neutrons. Les résultats de Bjornholm et al. [40] montrent d'autre part que l'énergie d'excitation du niveau inférieur de la bande augmente avec le nombre de masse, prenant la valeur de 29 keV (1/2⁻) dans le ^{169}Lu , 70 keV (1/2⁻) dans le ^{171}Lu , 124 keV (5/2⁻) dans le ^{173}Lu et 345 keV (5/2⁻) dans le ^{175}Lu , les périodes de désintégration étant respectivement 160 s, 76 s, 70 μ s et 1,3 μ s. Cette observation est conforme aux prédictions du modèle de Nilsson, lequel prévoit une augmentation de la différence d'énergie entre les bandes 1/2⁻ [541] et 7/2⁺ [404] lorsque la déformation du noyau diminue, dans notre cas, lorsque le nombre de masse augmente. Il est par conséquent raisonnable d'attendre la bande 1/2⁻ [541] dans le ^{177}Lu à une énergie inférieure à 1 MeV avec un paramètre de découplage a supérieur à 4, ce qui signifie que le niveau inférieur de la bande doit être le niveau de spin 5/2.

Dans une communication préliminaire [12], nous avons établi l'existence d'un nouveau niveau de spin 5/2 ou 3/2 à 762 keV, lequel se désintègre sur le niveau fondamental et sur plusieurs membres de la bande 1/2⁺ [411] (Fig. 12). Les transitions les plus intenses de basse énergie non encore assignées sont de ce fait placées dans le schéma. Ce niveau représente probablement l'état 5/2⁻ de la bande 1/2⁻ [541]. Cette interprétation est confirmée par le calcul du rapport de branchements T (E1; 188,1 keV)/ T (E1; 42,2 keV). Le rapport calculé (62) est en bon accord avec le rapport expérimental (52 ± 13). O'Neil et al. [13], par l'étude des réactions ($^3\text{He}, d$) et (α, t) sur le ^{176}Yb , arrivent de façon indépendante à la même interprétation du niveau qu'ils observent à 764 keV. L'étude de ces réactions a permis également de mettre en évidence les niveaux de spin 9/2 et 3/2 de la bande respectivement à 815 et 956 keV. Sur la figure 12, les niveaux observés dans ces réactions sont marqués d'un triangle placé à droite. Nous avons essayé d'établir leur mode de dépopulation γ et de trouver les autres niveaux de la bande (Fig. 12). La valeur élevée du paramètre de découplage a organise la succession des niveaux de telle manière que le principal mode de désintégration γ est probablement la cascade E2 17/2⁻ \rightarrow 13/2⁻ \rightarrow 9/2⁻ \rightarrow 5/2⁻. La transition 9/2⁻ \rightarrow 5/2⁻ de 49,7 keV, de multipolarité E2 [9], [10], fixe le niveau de spin 9/2 à 811,4 keV en bon accord avec la valeur déterminée par O'Neil et al. Cette transition est fortement convertie. L'application de la formule de l'énergie de rotation sur les niveaux de spin 5/2, 9/2 et 3/2 (956 keV) prédit l'état 13/2⁻ à 934 keV. De par son intensité et sa multipolarité E2 [10], la transition de 124,4 keV est certainement la plus probable pour dépeupler le niveau de spin 13/2, fixant ainsi à 935,8 keV l'énergie de ce niveau. Nous avons tenté de plus de situer les états 1/2⁻, 7/2⁻ et 11/2⁻ (Fig. 12). A défaut de preuves suffisantes, ces niveaux et l'assignation des transitions correspon-

dantes doivent être considérés comme très incertains. Aucun niveau de la bande $1/2^-$ [541] n'est peuplé directement dans la réaction (n, γ) .

Il faut remarquer que les résultats obtenus dans l'étude récente de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, e)$ [10] attribuent la multipolarité E2 à la transition de 761, 7 keV qui dépeuple le niveau $I^\pi K = 5/2^- 1/2$ [541] vers le niveau fondamental et la multipolarité E1 à la transition de 188,1 keV qui dépeuple le même niveau vers l'état $I^\pi K = 3/2^+ 1/2$ [411]. Si la multipolarité de la seconde de ces transitions est en accord avec son assignation, il n'en est pas de même pour la première, pour laquelle les coefficients de conversion α_K et α_L mesurés par Beitzins et al. [10] ($\alpha_K = 4,3 \times 10^{-3}$ et $\alpha_L = 0,7 \times 10^{-3}$) sont très proches des valeurs calculées pour la multipolarité E2 ($\alpha_K(E2) = 5,7 \times 10^{-3}$ et $\alpha_L(E2) = 1,0 \times 10^{-3}$ [41]). Les mêmes coefficients de conversion peuvent être obtenus par le mélange multipolaire 93% E1 + 7% M2 compatible avec l'assignation de la transition. Un tel mélange est possible lorsque la transition est très retardée ($\Delta K = 3$).

L'application de la formule de l'énergie de rotation sur les états $3/2^-$, $5/2^-$, $9/2^-$, $11/2^-$ et $13/2^-$ de la bande $1/2^-$ [541] détermine les paramètres suivants:

$$A = 9,1 \text{ keV}, B = 3,6 \text{ eV}, a = 5,3, B_1 = 21,5 \text{ eV}.$$

La valeur du paramètre de découplage a est supérieure à celle que nous attendions.

Bandé vibrationnelle $\gamma K - 2 = 3/2$. La bande vibrationnelle $\gamma K - 2 = 3/2$ associée à la bande fondamentale est prévue [38] vers 900 keV. Il ne nous a pas été possible de l'identifier.

Bandé $7/2^-$ [523]. La désintégration $^{177}\text{Yb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{177}\text{Lu}$ (1,9 h), représentée schématiquement sur la figure 14, peut conduire à des états à un quasiproton (Fig. 14a) et à des états à trois quasiparticules de configuration $[n\ 624\uparrow \pm n\ 514\downarrow \pm p\dots]$ (Fig. 14b). Dans ce dernier cas, la transition $n[514\downarrow] \rightarrow p[514\uparrow]$ est très favorisée. Plusieurs niveaux ont été observés entre 1 et 1,4 MeV par l'étude [2] de cette désintégration. Un seul niveau, à 1049 keV, a une parité négative. La valeur $\log f t$ (6,4) de la transition β^- qui le peuple indique une transition une fois interdite non retardée [17]. Deux transitions, de 899 keV (multipolarité E2 + (M1)) et de 760 keV, le dépeuplent vers les états $9/2^-$ et $11/2^-$ de la bande $9/2^-$ [514]. Seule celle de 899 keV, 12 fois plus intense, est observée dans ce travail (fig. 12).

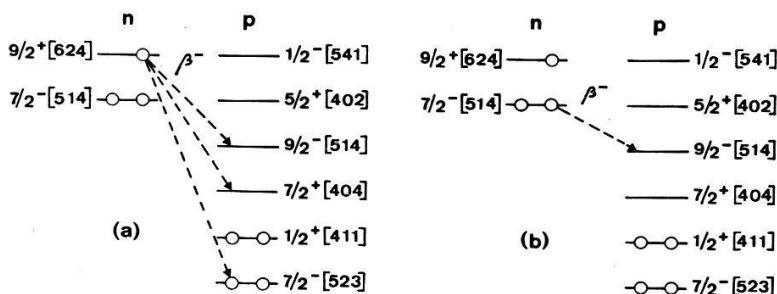


Figure 14

Représentation schématique de la désintégration $^{177}\text{Yb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{177}\text{Lu}$. La désintégration du neutron $[624\uparrow]$ conduit à des états à une quasiparticule (a). Celle d'un neutron de la paire $[514\downarrow]$ aboutit à des états à trois quasiparticules (b). Dans ce dernier cas, la transition $n[514\downarrow] \rightarrow p[514\uparrow]$ est très favorisée.

La bande $7/2^-$ [523] est la bande fondamentale des isotopes de nombre de masse impair de Ho. Elle apparaît aussi dans les noyaux 167 , 169 , ^{171}Tm et ^{171}Lu aux énergies respectives de 293, 379, 425 et 469 keV [35], [36]. La transition $\beta^- n [624\uparrow] \rightarrow p [523\uparrow]$ est une fois interdite non retardée. Bien que l'orbite [523 \uparrow] soit déjà occupée (Fig. 14), une telle transition est cependant possible grâce aux corrélations de paire. L'effet de celles-ci sur les probabilités de transition β a été calculé par Soloviev [42]. Dans notre cas, la valeur $\log f t$ est augmentée de $\sim 1,1$ par rapport à sa valeur dans le modèle de la particule indépendante. L'attribution au niveau de 1049 keV (Fig. 12) de la configuration $I^\pi K = 7/2^- 7/2$ [523] nous paraît compatible avec la valeur $\log f t$ de 6,4. Le mode de dépopulation γ confirme cette interprétation. En effet, les transitions γ [523 \uparrow] \rightarrow [514 \uparrow] ne violent pas les règles de sélection associées aux nombres quantiques asymptotiques [17]. Les transitions γ vers les autres bandes sont retardées. Il ne nous a cependant pas été possible de construire la bande de rotation basée sur le niveau de 1049 keV. Notre interprétation de ce niveau ne peut par conséquent pas être considérée comme définitive.

4.2. Bandes de rotation à trois quasiparticules

L'état fondamental du ^{176}Lu (impair-impair, déformé) a la configuration $K^\pi = 7^-$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow]. La réaction (d, p) sur un tel noyau ne peuple que la bande fondamentale à une quasiparticule $7/2^+$ [404] (lorsque le neutron est capturé dans l'orbite [514 \downarrow]) et des états à trois quasiparticules de configuration [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow \pm $n \dots$] (lorsque le neutron est capturé dans une autre orbite) [8]. Les transitions γ dépeuplant ces bandes à trois quasiparticules vers la bande fondamentale sont favorisées. Elles correspondent, en effet, à la formation de la paire de neutrons dans la configuration n [514 \downarrow], impliquant le changement d'orbite d'*un seul* nucléon. Il faut cependant remarquer qu'elles peuvent être retardées à cause de l'interdiction K . Les transitions à l'intérieur des bandes peuvent dans ce cas être compétitives, malgré leur énergie beaucoup plus petite.

Comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, la désintégration $^{177}\text{Yb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{177}\text{Lu}$ (Fig. 14) peut également conduire à des états à trois quasiparticules, la configuration [n 624 \uparrow \pm n 514 \downarrow \pm p 514 \uparrow] étant la plus favorisée. Ces états se désintègrent de préférence vers la bande $9/2^-$ [514]. Ce mode de dépopulation γ correspond, en effet, à la transition n [624 \uparrow] \rightarrow n [514 \uparrow], avec formation de la paire de neutrons dans la configuration n [514 \downarrow], n'impliquant également que le changement d'orbite d'*un seul* nucléon.

Sur la base des résultats (d, p) et (n, γ), Minor et al. [8] ont mis en évidence l'existence de plusieurs bandes de rotation à trois quasiparticules. Nos résultats (n, γ), plus précis, ont permis de modifier le mode de dépopulation de ces bandes par la suppression de certaines transitions et l'assignation de plusieurs autres. La figure 15 montre les bandes à trois quasiparticules observées dans le ^{177}Lu . K_i représente la configuration de l'état fondamental du noyau cible ^{176}Lu et K_0 la configuration de l'état fondamental du ^{177}Lu . Un triangle plein à gauche signifie que le niveau est directement peuplé dans la réaction (n, γ). Les niveaux observés dans la réaction (d, p) [8] sont marqués d'un triangle plein à droite.

Bandes 23/2 $^-$ [$K_i + n$ 624 \uparrow]. Un isomère de 155 d a été observé à 970 keV dans le ^{177}Lu [3-5] (Fig. 15). Il s'agit d'un état à trois quasiparticules de configuration

$I^\pi K = 23/2^- 23/2 [K_i + n 624\uparrow]$. Dans la réaction (d, p) [8] a été observé, outre le niveau de 970 keV, un niveau à 1243 keV qui pourrait être l'état $25/2^-$ de la bande basée sur l'état isomérique.

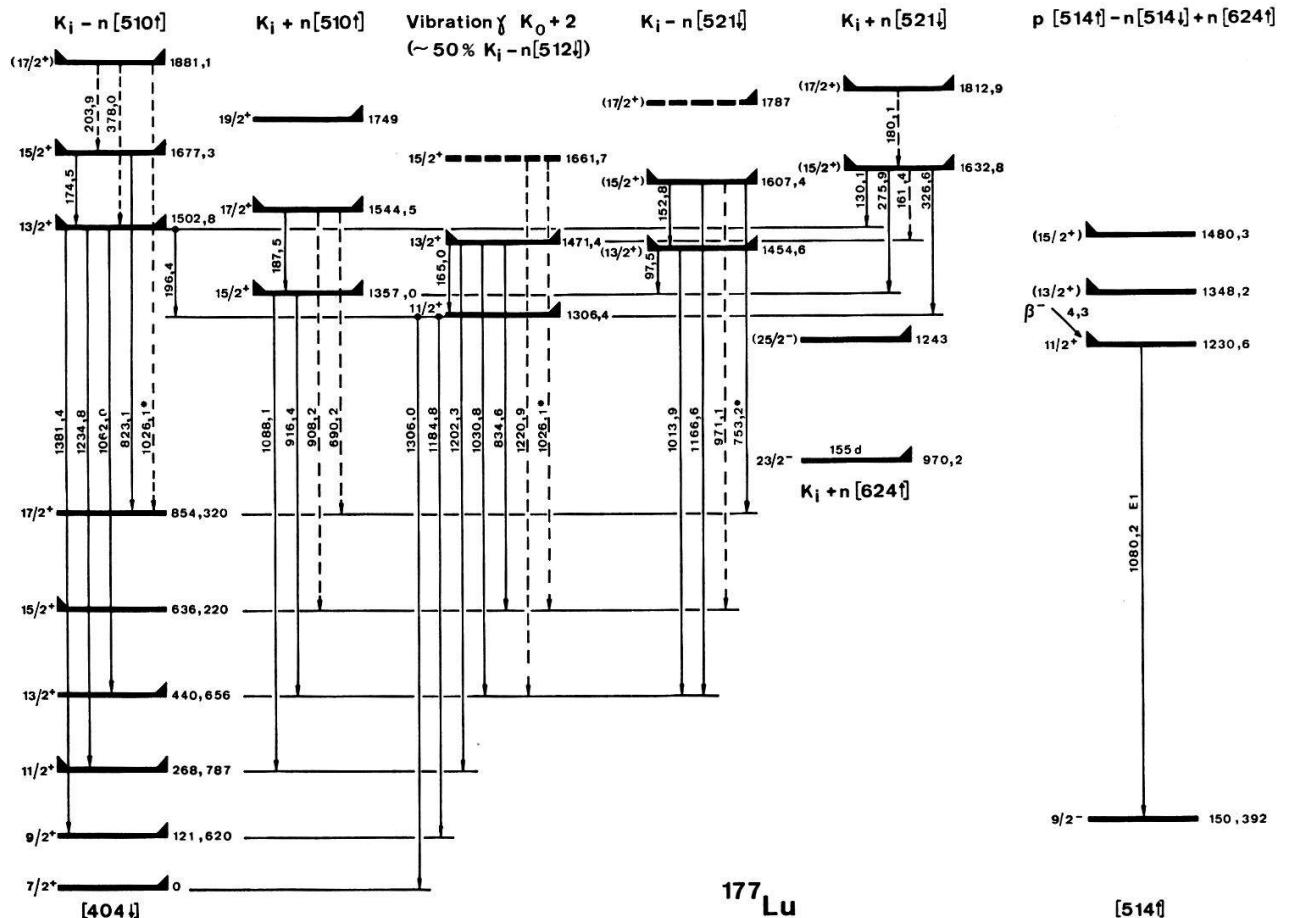


Figure 15

Schéma des bandes de rotation à trois quasiparticules dans le ^{177}Lu . K_i représente la configuration de l'état fondamental du noyau cible ^{176}Lu ($K_i^\pi = 7-[p404\downarrow + n514\downarrow]$) et K_0 la configuration de l'état fondamental du ^{177}Lu ($K_0^\pi = 7/2^+[404]$). Un triangle plein à gauche indique que le niveau est directement peuplé dans la réaction (n, γ) . Les niveaux observés dans la réaction (d, p) [8] sont marqués d'un triangle plein à droite. Un astérisque (*) signifie que la transition a été assignée deux fois dans le schéma (voir aussi Fig. 12).

Band 13/2⁺ [$K_i - n 510\uparrow$]. Les états $15/2^+$ et $17/2^+$ de cette bande sont confirmés par l'assignation des transitions de 823 et de 1026 keV qui les dépeuplent vers la bande fondamentale ($\Delta K = 3$). La seconde de ces transitions est très faible et peut être placée à un autre endroit du schéma. Une transition de faible intensité est observée entre le niveau fondamental de la bande et l'état vibrationnel $\gamma K_0 + 2$.

Band 15/2⁺ [$K_i + n 510\uparrow$]. Les transitions de 187,5, 690,2 et 908,2 keV dépeuplant l'état $17/2^+$ de cette bande respectivement à l'intérieur de la bande et vers la bande fondamentale satisfont les relations d'énergies. L'assignation des deux dernières est cependant peu probable en raison de leur grande intensité en présence d'une forte interdiction $K(\Delta K = 4)$. De plus, les résultats de l'étude de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, e)$ [10] attribuent à la transition de 690 keV la multipolarité E1, laquelle n'est pas compatible

avec l'assignation. D'après Minor et al. [8], la transition de 49,7 keV (E2) dépeuple le niveau fondamental de la bande vers l'état vibrationnel $\gamma K_0 + 2$. Nous avons attribué cette transition à la bande à une quasiparticule $1/2^-$ [541]. Considérant, d'autre part, la mauvaise concordance en énergie et le fait que l'intensité importante de cette transition, lorsqu'on tient compte de la conversion interne, est supérieure à la somme des intensités des transitions dépeuplant le niveau fondamental de la bande vibrationnelle $\gamma K_0 + 2$, nous pouvons conclure que l'assignation proposée par Minor et al. est incorrecte.

Bandes vibrationnelles $\gamma K_0 + 2 = 11/2$. Cette bande est prédicta par Soloviev et Vogel [38] vers 1300 keV. Elle a été observée par Minor et al. [8] à 1306 keV en bon accord avec l'énergie prévue. Les résultats (d, p) [8] ont montré que cette vibration γ est composée principalement (environ 50%) de l'état à trois quasiparticules de configuration $K_i - n$ [512 \downarrow]. La transition de 165,0 keV entre les états $13/2^+$ et $11/2^+$ de la bande et les transitions dépeuplant ces niveaux vers la bande fondamentale satisfont les relations d'énergies. Nous n'avons pas de preuves suffisantes pour établir avec certitude l'existence de l'état $15/2^+$ à 1662 keV, cet état n'étant pas directement peuplé dans la réaction (n, γ) .

Bandes $17/2^+$ [$K_i + n$ 512 \downarrow]. La mesure (d, p) [8] suggère l'existence des états $17/2^+$ et $19/2^+$ de cette bande respectivement à 1974 et 2185 keV. Cette bande n'est pas observée dans la réaction (n, γ) et ne se trouve pas représentée sur la figure 15.

Bandes $13/2^+$ et $15/2^+$ [$K_i \pm n$ 521 \downarrow]. L'existence de ces bandes n'a pas été établie avec certitude par Minor et al. [8]. Onze transitions, dont 8 nouvellement assignées, contribuent à leur désintégration (Fig. 15). Le mode de dépopulation ainsi défini confirme l'interprétation proposée. Beitins et al. [10] attribuent la multipolarité E1 à la transition de 971 keV qui dépeuple l'état $I^\pi K = 15/2^+ 13/2 [K_i - n 521\downarrow]$ vers la bande fondamentale, en contradiction avec les attributions de parité. Par conséquent, bien que, du point de vue énergie, cette transition soit compatible avec les autres dépeuplant la bande $K_i - n$ [521 \downarrow], il subsiste un doute quant à l'exactitude de son assignation.

Bandes $11/2^+$ [p 514 \uparrow — n 514 \downarrow + n 624 \uparrow]. Le niveau fondamental de cette bande a été mis en évidence à 1230 keV par l'étude de la désintégration $^{177}\text{Yb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{177}\text{Lu}$ [1], [2]. La transition β^- qui l'alimente (n [514 \downarrow] \rightarrow p [514 \uparrow], figure 14) est particulièrement favorisée ($\log f t = 4,3$). Cet état est directement peuplé dans la réaction (n, γ) et nous observons la transition γ de 1080 keV (E1 [2]) qui le dépeuple vers la bande $9/2^-$ [514] (Fig. 15). Comme nous l'avons vu au début de ce paragraphe, ce mode de dépopulation est favorisé. Les autres transitions, beaucoup plus faibles, observées par Brown et al. [2], n'apparaissent pas dans ce travail. La raie γ de 1230,2 keV, présente dans la réaction (n, γ) , ne représente pas la transition dépeuplant l'état $11/2^+$ vers le niveau fondamental. En effet, notre rapport I_γ (1230 keV) / I_γ (1080 keV) n'est pas compatible avec les résultats de Brown et al. Nous avons essayé, en utilisant les niveaux non encore assignés, observés directement dans la réaction (n, γ) , de bâtir la bande de rotation correspondante (Fig. 15). Bien que la valeur du paramètre d'inertie ainsi obtenue ($A = 9,0$ keV) soit acceptable (tableau 7), l'impossibilité d'observer la désintégration des états $13/2^+$ et $15/2^+$ ne nous permet pas de conclure définitivement.

4.3. Niveaux du ^{177}Lu et paramètres de rotation

L'assignation des transitions γ dans le schéma des niveaux est représentée dans la dernière colonne du tableau 2 par l'indication des énergies des niveaux initiaux et finals correspondants. Nous avons rassemblé dans le tableau 5 les énergies et les intensités [6] ainsi que les assignations des transitions γ d'énergie inférieure à 410 keV issues de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ que nous avons placées dans le schéma des niveaux.

Le tableau 6 compare les énergies des niveaux observés dans les réactions (n, γ) et (d, p) et par l'étude de la désintégration β^- de ^{177}Yb . Les nombres entre parenthèses représentent les erreurs en keV. L'interprétation des niveaux est présentée dans la

Tableau 5

Rayonnements γ d'énergie inférieure à 410 keV issus de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ que nous avons placés dans le schéma des niveaux du ^{177}Lu . Les énergies et les intensités sont celles obtenues par Maier [6].

E_γ (keV)	dE_γ (eV)	$I_\gamma^a)$ (rel.)	dI_γ (%)	Assignation $E_i - E_f$
42,218	2	0,6	20	761,7 — 719,5 ^{b)}
49,740	2	0,94	15	811,4 — 761,7
97,521	3	0,83	15	1454,6 — 1357,0
115,653	8	3,9	15	573,6 — 457,9/ 693,5 — 577,8 ^{c)}
123,85	30	0,2	35	693,5 — 569,6 ^{c)}
124,432	5	2,9	15	935,8 — 811,4
130,074	7	0,57	15	1632,8 — 1502,8
135,783	6	10,2	15	709,4 — 573,6/ 713,6 — 577,8 ^{c)}
152,76	20	0,3	—	1607,4 — 1454,6
161,40	30	0,17	40	1632,8 — 1471,4 ^{b)}
165,049	11	0,52	15	1471,4 — 1306,4
174,491	13	2,0	15	1677,3 — 1502,8
180,10	60	0,17	—	1812,9 — 1632,8 ^{b)}
187,492	8	1,7	15	1544,5 — 1357,0
188,080	9	31	15	761,7 — 573,6
194,612	20	0,25	25	956,3 — 761,7 ^{b)}
203,878	20	0,6	25	1881,1 — 1677,3 ^{b)}
209,584	10	7,3	15	923,2 — 713,6 ^{c)}
212,846	16	4,6	20	1389,6 — 1176,8
244,311	12	12	15	963,8 — 719,5/ 957,9 — 713,6 ^{c)}
275,91	80	1,1	25	1632,8 — 1357,0
303,5	200	0,7	—	1261,4 — 957,9 ^{c)}
326,6	200	1,3	—	1632,8 — 1306,4
346,43	30	9,6	15	1325,3 — 978,9
364,59	40	20	15	1343,4 — 978,9
378,0	200	—	—	1881,1 — 1502,8 ^{b)}
401,7	100	2,8	30	1163,4 — 761,7 ^{b)}
404,0	300	3,4	25	1389,6 — 985,3

a) Normalisation de l'intensité, I_γ (457,9 keV) = 220 ($\gamma/10^3 n$) [8].

b) Assignation douteuse.

c) Assignation à la bande $1/2^+[411]$ représentée sur la figure 13 (alternative) et discutée au paragraphe 4.1.

Tableau 6
Etats excités du ^{177}Lu ($E_{exc} < 2$ MeV)

Energies des niveaux (keV) ^{a)}		Interprétation			
(n, γ) (hauts énergies)	(d, p) [8]	Désint. β^- de ^{177}Yb [2]	(n, γ) (basses énergies)	$I^\pi K$ [configuration]	
Notre travail	Minor et al. [8]				
268,8 (-) ^{b)}	268,8 (-) ^{c)}	0	0	$7/2^+ 7/2$ [404]	
290,0 (1,4)	287 (2)	121 (3)	121,62	$9/2^+ 7/2$ [404]	
451,1 (0,7)	451,6 (0,7)	269 (4)	150,39	$9/2^- 9/2$ [514]	
		440 (4)	268,79	$11/2^+ 7/2$ [404]	
			289,00	$11/2^- 9/2$ [514]	
			440,656	$13/2^+ 7/2$ [404]	
			451,491	$13/2^- 9/2$ [514]	
			457,943	$5/2^+ 5/2$ [402]	
			458,1 ^{e)}	552,074	$7/2^+ 5/2$ [402]
				569,647	$1/2^+ 1/2$ [411]
				573,590	$3/2^+ 1/2$ [411]
				577,84 ^{h)}	$3/2^+ 1/2$ [411]
				636,220	$15/2^+ 7/2$ [404]
				637,084	$15/2^- 9/2$ [514]
				671,910	$9/2^+ 5/2$ [402]
				693,50 ^{h)}	$5/2^+ 1/2$ [411]
				709,371	$5/2^+ 1/2$ [411]
				713,63 ^{h)}	$7/2^+ 1/2$ [411]
				719,460	$7/2^+ 1/2$ [411]
				761,671	$5/2^- 1/2$ [541]
				811,411	$9/2^- 1/2$ [541]

^{a)} Erreur entre parenthèses en keV.^{b)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV.^{c)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,7 \pm 2,0$ keV.^{d)} Doublet.^{e)} Niveau incertain.^{f)} Energie obtenue par la désintégration du ^{177m}Lu vers la bande fondamentale du ^{177}Lu [5].^{g)} Interprétation douteuse.^{h)} Niveau assigné à la bande $1/2^+ [411]$ représentée sur la figure 13 (alternative) et discutée au paragraphe 4.1.

Tableau 6 (suite)

Energies des niveaux (keV) ^a				Interprétation
(n, γ) (hautes énergies) Notre travail	(d, p) [8] Minor et al. [8]	Désint. β^- de ^{177}Yb [2]	(n, γ) (basses énergies)	$I^\pi K$ [configuration]
816,7 (0,5)	816,4 (0,4)		816,656 844,882 854,320 923,21 ^b 935,843 956,3 957,94 ^b 963,771 970,2 ^f 978,859 985,262 1049,6	11/2 ⁺ 5/2 [402] 17/2 ⁻ 9/2 [514] 17/2 ⁺ 7/2 [404] 9/2 ⁺ 1/2 [411] 13/2 ⁻ 1/2 [541] 3/2 ⁻ 1/2 [541] 11/2 ⁺ 1/2 [411] 9/2 ⁺ 1/2 [411] 23/2 ⁻ 23/2 [p 404] 11/2 ⁺ 1/2 [411] 13/2 ⁺ 5/2 [402] 7/2 ⁻ 7/2 [523] ^g)
960,4 (1,0) ^e		972 (3)		
979,8 (0,5)	980,1 (0,8)		970,2 ^f	
986,0 (0,6)	986,3 (1,0)		978,859	
		1073 (4) ^e	985,262	
			1049,5	11/2 ⁺ 11/2 [p 514] - n 514 \downarrow + n 624 \uparrow
			1049,7	
			1149,7	1163,4 ^e)
				7/2 ⁻ 1/2 [541]
1165,0 (0,8)		1176,5 (0,6)		1176,754
1176,5 (0,4)				15/2 ⁺ 5/2 [402]
1183,9 (0,8)				
1188,4 (0,8)	1188,4 (0,8)		1230,7	1230,6
1230,5 (0,4)	1230,8 (0,8)		1236,2 ^e)	
			1241,4	

^a) Erreur entre parenthèses en keV.^b) Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV.^c) Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,7 \pm 2,0$ keV.^d) Doublet.^e) Niveau incertain.^f) Energie obtenue par la désintégration du ^{177m}Lu vers la bande fondamentale du ^{177}Lu [5].^g) Interprétation douteuse.^h) Niveau assigné à la bande 1/2⁺ [411] représentée sur la figure 13 (alternative) et discutée au paragraphe 4.1.

Tableau 6 (suite)

Energies des niveaux (keV) ^{a)}				Interprétation
(n, γ) (hautes énergies)	(d, p) [8]	Désint. β^- de ^{177}Yb [2]	(n, γ) (basses énergies)	$I^\pi K$ [configuration]
Notre travail	Minor et al. [8]			
1286,4 (0,6)		1243 (5)	1261,4 ^{h)}	$25/2^- 23/2 [\rho 404\downarrow + n 514\downarrow + n 624\uparrow]^g$
1302,5 (0,4)	1302,4 (0,7)	1306 (2)	1306,4	$11/2^+ 11/2 \{ [404\downarrow], K + 2 \}$ vibration γ
1325,6 (0,6)	1307 (1,5) 1327 (2)		1325,29	$13/2^+ 1/2 [411]$
		1336,4		
1342,3 (0,4)	1342,6 (0,6)		1343,45	$15/2^+ 1/2 [411]$
1348,2 (0,7)		1357 (1)	1357,0	$13/2^+ 11/2 [\rho 514\uparrow - n 514\downarrow + n 624\uparrow]^g$
1356,2 (0,4)	1355,1 (1,0)		1389,599	$15/2^+ 15/2 [\rho 404\downarrow + n 514\downarrow + n 510\uparrow]$
		1448,6 ^{e)}	1448,6 ^{e)}	$17/2^+ 5/2 [402]$
1454,5 (0,6)	1453 (2)	1453 (2)	1454,6	$11/2^- 1/2 [541]$
1464,7 (0,5)				$13/2^+ 13/2 [\rho 404\downarrow + n 514\downarrow - n 521\downarrow]^g$
1470,6 (0,3)	1470,7 (0,6) 1476 (2) ^{e)}	1473 (2)	1471,4	$13/2^+ 11/2 \{ [404\downarrow], K + 2 \}$ vibration γ
1480,3 (0,7)	1484 (2)			$15/2^+ 11/2 [\rho 514\uparrow - n 514\downarrow + n 624\uparrow]^g$
1501,9 (0,3)	1502,4 (0,5) 1546 (2)	1503 (1) 1543 (2)	1502,8 1544,5	$13/2^+ 13/2 [\rho 404\downarrow + n 514\downarrow - n 510\uparrow]$
1545,4 (0,6)				$17/2^+ 15/2 [\rho 404\downarrow + n 514\downarrow + n 510\uparrow]$
1571,0 (1,2) ^{e)}				
1590,7 (0,8)	1591 (1)	1587 (4)		

^{a)} Erreur entre parenthèses en keV.^{b)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV^{c)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,7 \pm 2,0$ keV.^{d)} Doublet.^{e)} Niveau incertain.^{f)} Energie obtenue par la désintégration du ^{177m}Lu vers la bande fondamentale du ^{177}Lu [5].^{g)} Interprétation douteuse.^{h)} Niveau assigné à la bande $1/2^+ [411]$ représentée sur la figure 13 (alternative) et discutée au paragraphe 4.1.

Tableau 6 (suite)

Energies des niveaux (keV) ^{a)}		Interprétation			
(n, γ) (hautes énergies) Notre travail	Minor et al. [8]	(d, p) [8]	Désint. β^- de ^{177}Yb [2]	(n, γ) (basses énergies)	$I^\pi K$ [configuration]
1606,8 (0,3)	1606,7 (0,5)	1608 (3)		1607,4	$15/2^+ 13/2 [p\ 404\downarrow + n\ 514\downarrow - n\ 521\downarrow]^g)$
1612,2 (1,5) ^{e)}	1612 (1) ^{e)}				
1633,2 (0,4)	1631,6 (1,3)	1632 (2)		1632,8	$15/2^+ 15/2 [p\ 404\downarrow + n\ 514\downarrow + n\ 521\downarrow]^g)$
1639,5 (1,3) ^{e)}	1637,2 (0,7)				
1650,2 (0,9)					
1676,7 (0,3)	1676,9 (0,7)	1679 (2)			
1689,6 (0,5)	1688,2 (1,6)				
1705,7 (0,3) ^{d)}	1706,1 (0,8)				
1728,5 (0,3)	1728,4 (0,5)				
1738,7 (1,3) ^{e)}					
1748,6 (0,4)	1749,1 (0,8)	1749 (4)			
1753,0 (0,3)	1754,0 (0,8)	1766 (5)			
1776,4 (1,4) ^{e)}		1787 (5) ^{e)}			
1804,5 (0,3)	1804,9 (0,8)				

^{a)} Erreur entre parenthèses en keV.^{b)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV.^{c)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,7 \pm 2,0$ keV.^{d)} Doublet.
^{e)} Niveau incertain.^{f)} Energie obtenue par la désintégration du ^{177m}Lu vers la bande fondamentale du ^{177}Lu [5].^{g)} Interprétation douteuse.^{h)} Niveau assigné à la bande $1/2^+ [411]$ représentée sur la figure 13 (alternative) et discutée au paragraphe 4.1.

Tableau 6 (suite)

Energies des niveaux (keV) ^{a)}		Interprétation		
(n, γ) (hauts énergies)	Notre travail	(d, p) [8]	Désint. β^- de ^{177}Yb [2]	(n, γ) (basses énergies)
1814,2 (0,9)	1812 (2) ^{e)}	1814 (4)		1812,9 ^{e)}
1826,4 (0,7)	1828,3 (1,1)	1839 (4)		17/2 ⁺ 15/2 [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow + n 521 \downarrow] ^{g)}
1842,0 (1,1)				
1852,1 (1,0)				
1859,3 (0,4)	1857,8 (1,0)	1857 (5)		
	1862,5 (1,3)			
1880,2 (0,3)	1881,3 (0,8)	1880 (3)		1881,1 ^{e)}
1884,5 (2,5) ^{e)}				
1894,1 (1,0)	1896 (2)			
1901,7 (0,5)	1903,3 (1,0)			
1907,2 (0,4)	1908,2 (0,8)	1902 (4)		
1918,5 (0,6)	1917 (1,5) ^{e)}			
1927,6 (0,9)	1927 (2,5) ^{e)}	1935 (4)		
1942,1 (1,7) ^{e)}				
1959,8 (0,3)	1948,0 (1,2)			
1966,4 (1,3) ^{e)}	1960,4 (0,6)	1974 (3)		17/2 ⁺ 17/2 [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow + n 512 \downarrow] ^{g)}
1982,2 (0,6)	1983 (2) ^{e)}			
1990,5 (0,7)	1992 (2) ^{e)}			
1997,1 (1,0)		2000 (5) ^{e)}		

^{a)} Erreur entre parenthèses en keV.^{b)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV.^{c)} Energie de séparation du neutron $E_n = 7072,7 \pm 2,0$ keV.^{d)} Doublet.^{e)} Niveau incertain.^{f)} Energie obtenue par la désintégration du ^{177m}Lu vers la bande fondamentale du ^{177}Lu [5].^{g)} Interprétation douteuse.^{h)} Niveau assigné à la bande 1/2⁺ [411] représentée sur la figure 13 (alternative) et discutée au paragraphe 4.1.

dernière colonne. L'analyse des résultats rassemblés dans le tableau 6 souligne la bonne concordance qui existe entre nos résultats et ceux de Minor et al. [8] en ce qui concerne la mesure (n, γ) à haute énergie. Nos énergies sont plus précises. Les différences par rapport aux valeurs obtenues par la combinaison des transitions γ de basse énergie n'excèdent généralement pas deux fois les déviations standards des résultats à haute énergie. Ce résultat peut être considéré comme très satisfaisant, compte tenu de l'erreur systématique possible de l'étalonnage à haute énergie, du fait que certaines transitions peuvent être complexes et de l'assignation parfois douteuse des transitions de basse énergie.

Les paramètres de rotation et les énergies d'excitation des niveaux fondamentaux des bandes de rotation identifiées dans le ^{177}Lu sont groupés dans le tableau 7. Les deux possibilités concernant la bande $1/2^+$ [411] (voir le paragraphe 4.1.) s'y trouvent mentionnées. Ces paramètres résultent de l'application de la formule de l'énergie de rotation sur les premiers niveaux de chaque bande. La valeur du paramètre d'inertie A pour la bande $1/2^-$ [541] est sensiblement inférieure aux valeurs de ce paramètre dans les autres bandes à une quasiparticule. Une différence du même ordre a été observée dans le ^{171}Lu [36]. Les valeurs de A pour les bandes à trois quasiparticules sont généralement plus petites que pour les bandes à une quasiparticule. Elles varient entre 9,0 et 11,6 keV. Alors que pour les bandes $7/2^+$ [404], $9/2^-$ [514] et $5/2^+$ [402], le paramètre B prend des valeurs négatives, les valeurs de ce paramètre deviennent positives pour les bandes $1/2^+$ [411] et $1/2^-$ [541]. D'une façon analogue, des valeurs positives de B se retrouvent, pour la bande $1/2^+$ [411], dans les noyaux de ^{167}Tm ($B = 11,0$ eV), ^{171}Tm ($B = 4,2$ eV) [35] et ^{171}Lu ($B = 32,9$ eV) [36]. Le paramètre B_1 prend également des valeurs positives, comparables à celles que l'on obtient pour la bande $1/2^+$ [411] dans le ^{169}Tm ($B_1 = 25,5$ eV) [35].

Tableau 7
Paramètres de rotation et énergies des niveaux fondamentaux des bandes de rotation dans le ^{177}Lu .

Energie	$K\pi$ [configuration]	A (keV)	B (eV)	a	B_1 (eV)	Commentaires
0	$7/2^+$ [404]	13,8	— 6,7			
150	$9/2^-$ [514]	12,9	— 4,2			
458	$5/2^+$ [402]	13,7	— 8,3			
569	$1/2^+$ [411]	14,2	3,0	— 0,91	6,6	
		ou 12,9	6,7	— 0,79	2,2	a)
785	$1/2^-$ [541]	9,1	3,6	5,3	21,5	b) c)
970	$23/2^-$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow + n 624 \uparrow]	10,9				c)
1230	$11/2^+$ [p 514 \uparrow — n 514 \downarrow + n 624 \uparrow]	9,0				c)
1306	$11/2^+$ {[404 \downarrow], $K + 2$ } vibration γ	12,7				
1357	$15/2^+$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow + n 510 \uparrow]	11,0				
1454	$13/2^+$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow — n 521 \downarrow]	10,2				d)
1503	$13/2^+$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow — n 510 \uparrow]	11,6				
1633	$15/2^+$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow + n 521 \downarrow]	10,6				c) d)
1974	$17/2^+$ [p 404 \downarrow + n 514 \downarrow + n 512 \downarrow]	11,1				c) d)

a) Alternative possible (voir le paragraphe 4.1).

b) Détermination imprécise de l'énergie du niveau fondamental de la bande.

c) Valeurs incertaines des paramètres.

d) Interprétation douteuse.

5. Conclusion

Les bonnes performances en résolution en énergie et en rapport pic sur fond continu de notre spectromètre à paires et anti-Compton ont permis d'observer dans la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ 19 nouvelles raies entre 4,9 et 6,8 MeV et 20 nouvelles raies entre 410 et 1500 keV et de déterminer avec une plus grande précision les énergies des rayonnements γ situés dans ces domaines. Nous avons placé plusieurs nouvelles transitions dans le schéma des niveaux. Leur assignation est basée principalement sur des relations énergétiques, ce qui montre toute l'importance de la mesure précise des énergies. Nous avons déterminé l'énergie de séparation du neutron dans le ^{177}Lu et trouvé $E_n = 7072,4 \pm 0,6$ keV. Nos mesures ont permis d'améliorer la précision des énergies des niveaux d'excitation du ^{177}Lu .

Des contradictions entre les résultats de différents auteurs sont apparues au sujet de la bande $1/2^+$ [411]. Nous avons étudié deux constructions possibles de cette bande, l'une en accord avec les multipolarités de Balodis et al. et l'autre conformément aux résultats de Beitins et al. Il ne nous a pas été possible de trancher définitivement la question. Nous avons mis en évidence l'état $5/2^-$ de la bande $1/2^-$ [541] à 761,7 keV. L'étude des réactions $(^3\text{He}, d)$ et (α, t) sur le ^{176}Yb a permis à O'Neil et al. d'observer les niveaux de spin $3/2$, $5/2$ et $9/2$ de cette bande. Nous avons essayé d'établir leur mode de dépopulation γ et de trouver les autres niveaux de la bande. Nous avons tenté d'identifier la bande $7/2^-$ [523] et les états $13/2^+$ et $15/2^+$ de la bande à trois quasiparticules $11/2^+ [p\ 514\uparrow - n\ 514\downarrow + n\ 624\uparrow]$. L'interprétation proposée n'est pas définitive et doit encore être confirmée.

Notre étude montre que les niveaux observés dans le ^{177}Lu sont interprétés avec succès sur la base des modèles de Bohr et Mottelson et de Nilsson (bandes de rotation, rapports de branchements). Bien que plusieurs bandes aient été déterminées avec précision jusqu'à de hautes valeurs de spin, il subsiste encore certains points à éclaircir dans l'interprétation de nos résultats. Dans le but de compléter l'étude de la structure du ^{177}Lu , nous nous proposons de mesurer prochainement, au moyen de deux détecteurs Ge(Li) de grand volume, les coïncidences $\gamma - \gamma$ issues de la réaction $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$.

Appendice

Description du système électronique

Nous avons basé le développement du système électronique sur une conception modulaire et porté notre choix sur le standard NIM. Celui-ci offre la plus grande compatibilité entre instruments de diverses fabrications et rend facile leur utilisation pour des applications très diverses.

Les taux de comptage importants et variables, surtout dans le grand scintillateur annulaire NaI(Tl), nous ont conduits à utiliser des unités analogiques à gain stable, couplées en continu autant que possible et supportant bien les surcharges ainsi que des unités logiques à faible temps de recouvrement. Pour obtenir un appareillage simple à utiliser et ne nécessitant pas de réglages compliqués à chaque nouvelle mise en fonction et durant les mesures de longue durée, il fallait également une bonne stabilité et une bonne reproductibilité des réglages (niveaux continus de sortie et gains des fonctions analogiques, durées et retards des fonctions logiques).

Nous avons développé dans cette optique le diviseur de tension (puissance dissipée 0,8 W) et le préamplificateur associés à chaque photomultiplicateur (Fig. 16). Le préamplificateur est branché sur la dernière dynode⁸⁾ (plus stable que l'anode avec la haute tension maximum). Ses caractéristiques sont: gain 2,8, temps de montée 50 ns, constante d'intégration 37 μ s, non-linéarité < 0,1% jusqu'à 230 mV \leq environ 4 MeV, impédance de sortie 50 Ω , souffle équivalent < 1 keV, tension continue de sortie ajustable et stable à \pm 0,1 mV. Ces performances ont été atteintes en utilisant le haut gain en boucle ouverte, la grande largeur de bande et la stabilité thermique de circuits intégrés industriels (amplificateurs opérationnels).

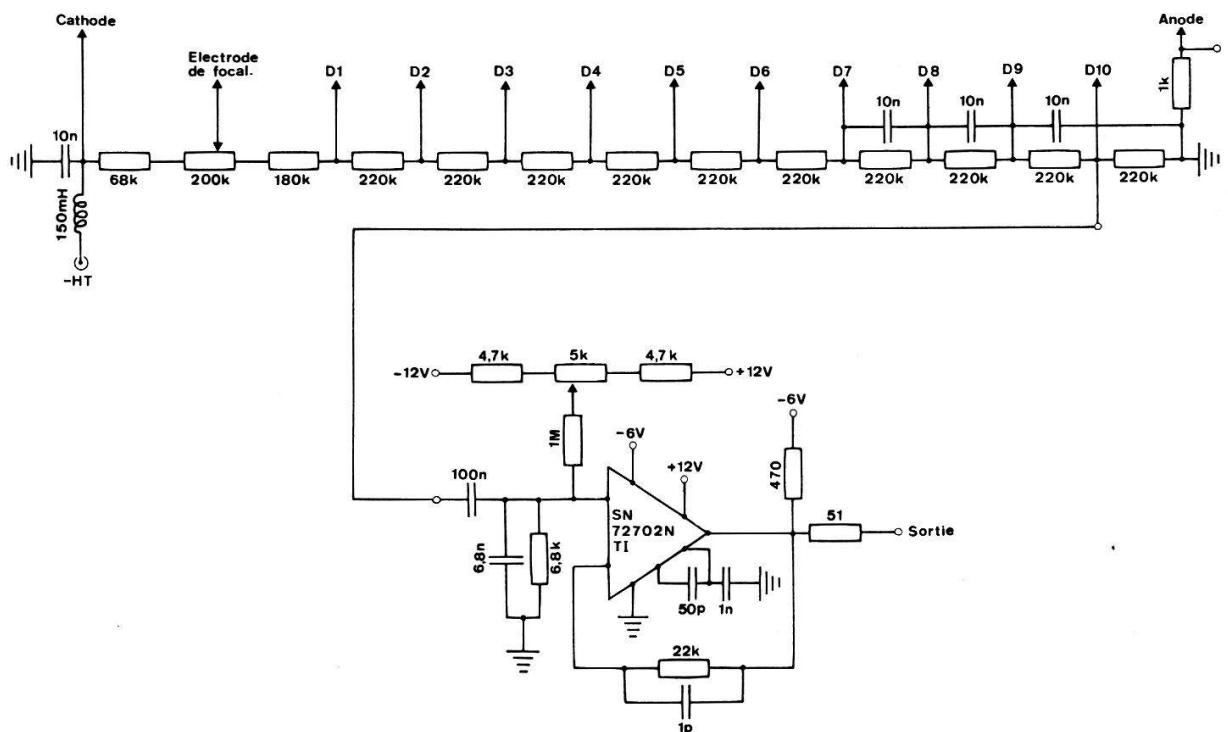


Figure 16
Schéma du diviseur de tension et du préamplificateur associés à chaque photomultiplicateur.

Le mélangeur linéaire (Fig. 17), conçu sous forme de module NIM, remplit deux fonctions distinctes. Pour son utilisation en spectrométrie à paires (Fig. 2), il effectue les deux sommes linéaires (A et B) des trois signaux de dynode provenant de chaque moitié du scintillateur. Le gain, ajustable de 1 à 5 séparément sur chaque entrée, permet de compenser les différences d'amplification tout en faisant travailler les six photomultiplicateurs à la même tension (meilleure stabilité). Les six entrées, introduites par prises et câbles multiples convoyant en outre les alimentations des préamplificateurs, peuvent être individuellement connectées à l'aide de commutateurs (en vue du réglage du gain) et observées séparément par des prises miniatures de contrôle qui peuvent aussi servir à l'injection de signaux de test dans les différentes voies du mélangeur. Chacune des sorties (A et B) attaque, après amplification et mise en

⁸⁾ Un préamplificateur rapide a été branché sur l'anode en vue d'une amélioration ultérieure du système de prélèvement de l'information temps.

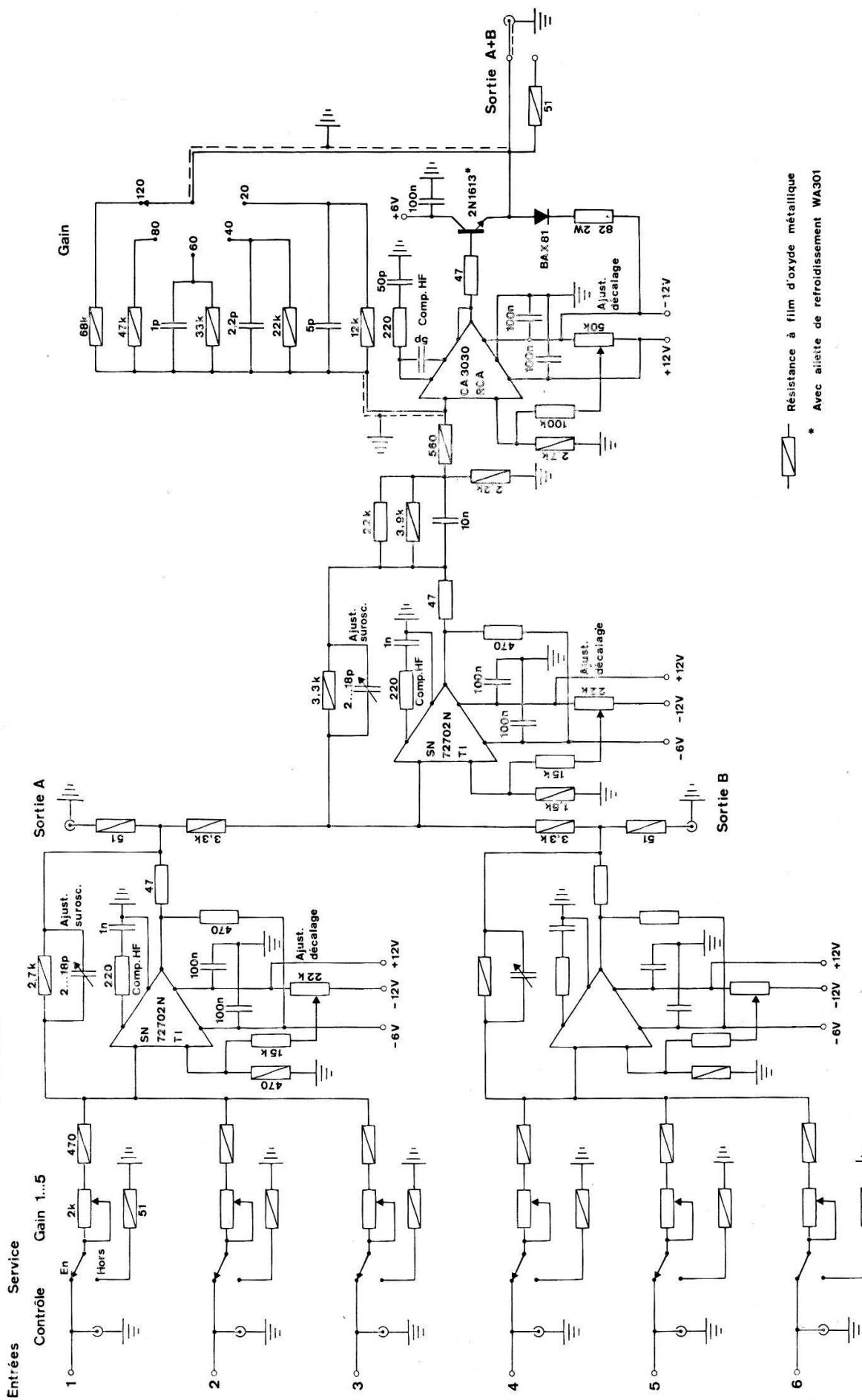


Figure 17
Schéma du mélangeur linéaire à 6 voies.

forme par une double ligne de retard, le discriminateur différentiel prélevant l'information temps tout en sélectionnant la bande d'amplitude acceptée (4,4–6,8 V \leq 400–620 keV) (Fig. 2). Pour son utilisation en spectrométrie anti-Compton (Fig. 4), le mélangeur additionne les sorties *A* et *B* (gain fixe = 1). Après différentiation (constante 5 μ s, compensation pôle-zéro), la somme est amplifiée (gain variable de 20 à 120 en cinq bonds). Le gain est choisi de telle façon que les impulsions les plus petites émergeant du bruit de fond dépassent le seuil (-150 mV) du discriminateur rapide prélevant l'information temps (Fig. 4). Le temps de montée à la sortie *A* + *B* varie entre 100 et 150 ns en fonction du gain (temps de montée des circuits précédents inclus). Pour chacune des sorties *A* et *B*, le domaine linéaire s'étend jusqu'à $-3,5$ V et le signal suit le signal d'entrée avec une vitesse de balayage maximum de 1 V/ μ s au-dessus de 250 mV. La sortie *A* + *B* est saturée à -5 V (dans $50\ \Omega$). Les autres performances des circuits de l'instrument sont similaires à celles du préamplificateur.

A l'exception du discriminateur différentiel double, toutes les unités logiques sont de fabrication LeCroy Research Systems Corp. et possèdent un temps de recouvrement très court (5,5 ns) ainsi qu'une durée d'impulsion de sortie continûment variable (en général de 3 ns à 150 ns en plusieurs gammes et dans certaines unités jusqu'à 5 μ s), extrêmement stable (0,1% par $^{\circ}$ C) et reproductible. Ces propriétés ont permis de réaliser des retards électroniques ajustables avec facilité et précision sur un grand domaine par la connexion en série de deux de ces unités. Dans ce mode d'utilisation, la fin de l'impulsion de sortie complémentaire du premier module (retour de «0» à «1») sert à déclencher le second. Le retard est fixé par la durée de cette impulsion. Par exemple, dans le spectromètre à paires (Fig. 2), le discriminateur LRS 108D est utilisé pour prélever le signal d'origine de temps des impulsions linéaires (différenciées avec 1 μ s) provenant de la diode et la durée de son impulsion de sortie (logique) complémentaire (1,20 μ s) permet de synchroniser pour la coïncidence le signal logique délivré par le discriminateur LRS 161 avec les signaux logiques des deux voies du scintillateur. Un tel retard est dû à l'emploi dans les voies du scintillateur de détecteurs de passage à zéro d'impulsions mises en forme par une double ligne de retard de 0,8 μ s.

Remerciements

Nous remercions Monsieur le Professeur O. Huber pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Nos remerciements vont aussi à Messieurs D. Geinoz et G. Mauron pour leur participation aux mesures et leurs utiles suggestions, ainsi qu'à Monsieur H. Tschopp pour la réalisation de dispositifs expérimentaux. Nous exprimons notre reconnaissance à Madame T. Chassot et Mesdemoiselles Y. Fries, M. Rossier et G. Savary qui ont contribué à la présentation de ce travail. Nous remercions également le personnel du réacteur SAPHIR (EIR, Würenlingen) pour sa précieuse collaboration.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. S. JOHANSEN, M. JORGENSEN, O. B. NIELSEN et G. SIDENIUS, Phys. Lett. 8, 61 (1964).
- [2] R. A. BROWN, K. I. ROULSTON, G. T. EVAN et G. I. ANDERSSON, Nucl. Phys. A 154, 626 (1970).
- [3] L. KRISTENSEN, M. JORGENSEN, O. B. NIELSEN et G. SIDENIUS, Phys. Lett. 8, 57 (1964).
- [4] P. ALEXANDER, F. BOEHM et E. KANKELEIT, Phys. Rev. 133, B 284 (1964).

- [5] A. J. HAVERFIELD, F. M. BERNTHAL et J. M. HOLLANDER, Nucl. Phys. A 94, 337 (1967).
- [6] B. P. K. MAIER, Z. Phys. 184, 153 (1965).
- [7] C. HEISER et K. F. ALEXANDER, Nucl. Phys. 70, 415 (1965).
- [8] M. M. MINOR, R. K. SHELINE et E. T. JURNEY, Phys. Rev. C 3, 766 (1971).
- [9] M. K. BALODIS, N. D. KRAMER, P. T. PROKOF'EV et U. M. FAINER, Sov. J. Nucl. Phys. 3, 141 (1966).
- [10] M. BEITINS, V. BONDARENKO, N. KRAMER, P. PROKOF'EV, P. MANFRASS et H. PRADE, Izv. Akad. Nauk Latviiskoi SSR ser. fiz. techn. nauk 4, 3 (1970).
- [11] B. MICHAUD, O. HUBER, J. KERN, L. RIBORDY et L. A. SCHALLER, Helv. phys. Acta 42, 917 (1969).
- [12] B. MICHAUD, J. KERN et L. A. SCHALLER, Helv. phys. Acta 43, 424 (1970).
- [13] R. A. O'NEIL, D. G. BURKE et W. P. ALFORD, Nucl. Phys. A 167, 481 (1971).
- [14] A. BOHR, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no 14 (1952).
- [15] A. BOHR et B. R. MOTTELSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27, no 16 (1953).
- [16] S. G. NILSSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29, no 16 (1955).
- [17] B. R. MOTTELSON et S. G. NILSSON, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, no 8 (1959).
- [18] G. T. EWAN et A. J. TAVENDALE, Can. J. Phys. 42, 2286 (1964).
- [19] Y. SEVER et J. LIPPERT, Nucl. Instr. 33, 347 (1965).
- [20] J. KANTELE et P. SUOMINEN, Nucl. Instr. 41, 41 (1966).
- [21] D. ALBERT, J. HAGNER et G. HUTTEL, Kernenergie 10, 25 (1967).
- [22] J. B. MARION, Nucl. Data A 4, 301 (1968).
- [23] G. E. THOMAS, D. E. BATCHLEY et L. M. BOLLINGER, Nucl. Instr. 56, 325 (1967).
- [24] J. KERN, *ISABELLE, a Fortran Non-Linear Least-Squares Fit Code for Nuclear Spectra*, University of Fribourg Report (1970).
- [25] J. KERN, Nucl. Instr. 79, 233 (1970).
- [26] L. SCHELLENBERG et J. KERN, Helv. phys. Acta 39, 420 (1966).
- [27] T. HIROSE, S. MORINOBU et H. IKEGAMI, Nucl. Phys. A 146, 220 (1970).
- [28] D. GEINOZ, G. MAURON et L. A. SCHALLER, Helv. phys. Acta 43, 412 (1970).
- [29] W. F. EDWARDS, F. BOEHM, J. ROGERS et E. J. SESSI, Nucl. Phys. 63, 97 (1965).
- [30] D. P. DONNELLY, H. W. BAER, J. J. REIDY et M. L. WIEDENBECK, Nucl. Instr. 57, 219 (1967).
- [31] G. MAURON, J. KERN et O. HUBER, Nucl. Phys. A 181, 489 (1972).
- [32] O. NATHAN et S. G. NILSSON, dans: *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam 1968), vol. 1, chap. X.
- [33] K. E. G. LÖBNER, M. VETTER et V. HÖNIG, Nucl. Data A 7, 495 (1970).
- [34] Z. BOCHNACKI et S. OGASA, Nucl. Phys. 69, 186 (1965).
- [35] C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER et I. PERLMAN, *Table of Isotopes*, 6th ed. (J. Wiley, New York 1967).
- [36] B. HARMATZ et T. H. HANDLEY, Nucl. Phys. 81, 481 (1966).
- [37] J. P. DAVIDSON, *Collective Models of the Nucleus* (Academic Press, New York 1968).
- [38] V. G. SOLOVIEV et P. VOGEL, Nucl. Phys. A 92, 449 (1967).
- [39] J. VALENTIN, D. J. HOREN et J. M. HOLLANDER, Nucl. Phys. 31, 353 (1962).
- [40] S. BJORNHOLM, J. BORGREEN, H. J. FRAHM et N. J. SIGURD HANSEN, Nucl. Phys. 73, 593 (1965).
- [41] L. A. SLIV et I. M. BAND, dans: *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam 1968), vol. 2, app. 5.
- [42] V. G. SOLOVIEV, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, no 11 (1961).