HAL open science

Rayonnements gamma de grande énergie émis dans des réactions de fusion-évaporation

B. Haas

To cite this version:

B. Haas. Rayonnements gamma de grande énergie émis dans des réactions de fusion-évaporation. École thématique. Ecole Joliot Curie "Structure nucléaire aux frontières de la stabilité", Bombannes, (France), du 12-16 septembre 1983 : 2ème session, 1983. cel-00638220

HAL Id: cel-00638220

https://cel.hal.science/cel-00638220

Submitted on 4 Nov 2011

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

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

RAYONNEMENTS γ DE GRANDE ENERGIE EMIS DANS DES REACTIONS DE FUSION-EVAPORATION

B. HAAS

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg

I. Introduction

Afin de définir ce que l'on entend par rayonnements γ de grande énergie, je vais tout d'abord rappeler quelles sont, à l'heure actuelle, les différentes composantes connues qui constituent un spectre γ que l'on observe dans une réaction de fusion-évaporation. Par exemple à une énergie de bombardement de 155 MeV, la fusion entre le projectile ^{34}S et le noyau cible ^{128}Te va donner un noyau composé ^{162}Er à une énergie d'excitation de 70 MeV. Ce noyau composé, riche en neutrons, va se refroidir en émettant, dans un premier temps, principalement des neutrons. L'énergie moyenne dissipée par neutrons est environ de 10 MeV ($B_n + E_c$ où l'énergie de liaison B_n est environ de 8 MeV et l'énergie cinétique E_c environ de 2 MeV). A partir du moment où l'énergie intrinsèque au-dessus de la ligne Yrast est inférieure à $\sim$ 10 MeV (région d'entrée) l'émission de rayonnements γ va démarrer (Fig.1). Dans un premier temps, et toujours pour refroidir les résidus d'évaporation et donc se rapprocher de leur ligne Yrast, il y aura émission de rayonnements γ statistiques qui éliminent peu de moment angulaire mais beaucoup d'énergie. Ces transitions étant émises dans une zone où la densité de niveaux est encore très grande, il en résulte un très grand nombre et expérimentalement il est impossible de les résoudre même avec des détecteurs γ de très haute résolution. Dans un deuxième temps, on observe fréquemment une série de transitions collectives qui éliminent une bonne part du moment cinétique. Ces transitions qui sont distribuées sur plusieurs bandes collectives plus ou moins parallèles et proches de la ligne Yrast vont

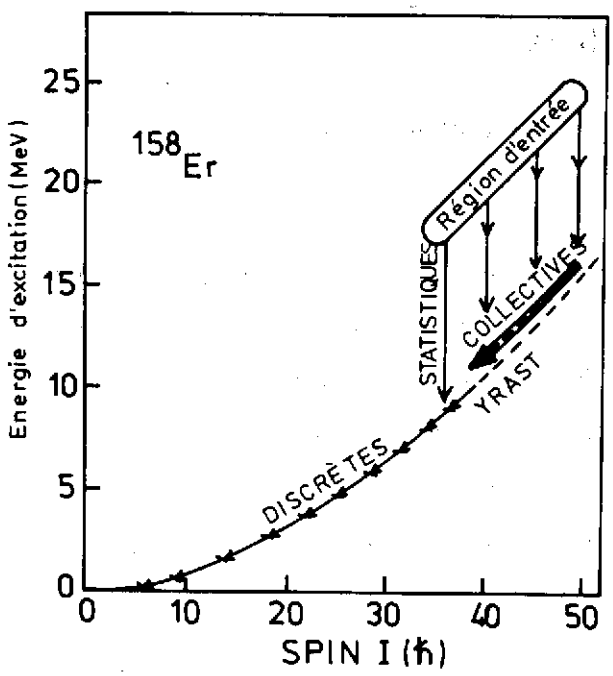


Figure 1. Schéma de désexcitation γ du noyau résiduel ^{158}Er produit dans la réaction $^{128}Te(^{34}S,4n)$ à E = 155 MeV.

également donner lieu à un continuum, non pas à cause du grand nombre d'états mais parce que leurs énergies sont très voisines. Finalement lorsque le flux γ sera concentré sur la ligne Yrast il sera alors possible d'observer des transitions γ discrètes. Le schéma de décroissance γ du noyau résiduel ^{158}Er est donné dans la figure 1 alors que dans la figure 2 est présenté le spectre γ jusqu'à une énergie $E_\gamma \simeq 5$ MeV mesuré à l'aide d'un détecteur NaI (diamètre 5",

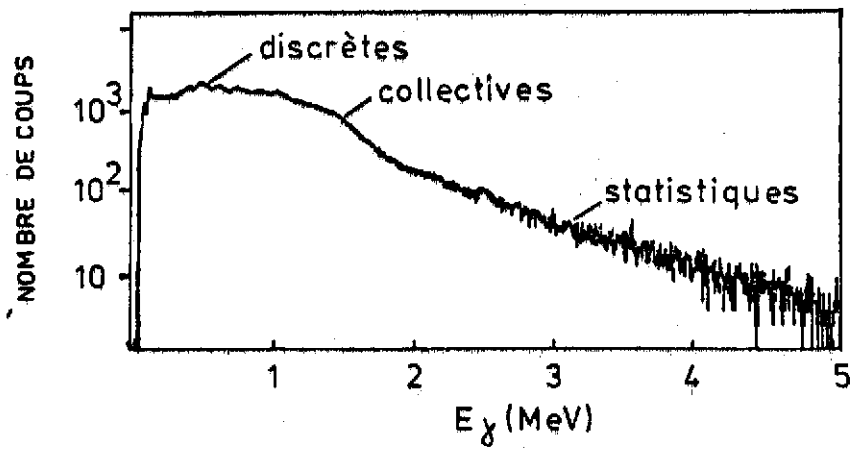
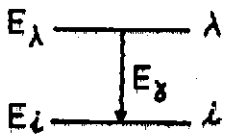


Figure 2. Spectre γ mesuré à l'aide d'un compteur NaI dans la même réaction.

épaisseur 6") dans la réaction mentionnée précédemment. Pour $E_\gamma \leq 1$ MeV, on distingue les transitions γ discrètes entre les états Yrast jusqu'à $I \simeq 38\ \hbar$. Pour des énergies comprises entre 1 et 2 MeV, apparaît une forte bosse appelée dans la littérature "bump" constituée des transitions étirées quadrupolaires électriques entre les divers états des bandes collectives. Par contre pour $E_\gamma \geq 2$ MeV, on observe une décroissance linéaire de l'intensité des transitions (spectre représenté en échelle logarithmique). Cette trainée est constituée d'un mélange de transitions statistiques étirées ($I \rightarrow I - 1$) et non étirées ($I \rightarrow I, I + 1$), la nature multipolaire des rayonnements γ étant dipolaire électrique (E1)[1].

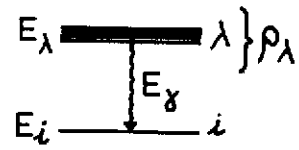
Comment expliquer cette dépendance exponentielle de l'intensité des transitions statistiques ? Dans le cas de deux niveaux d'énergie E_λ et E_i reliée par une transition E_γ la probabilité de transition est proportionnelle $E_\gamma^{2L+1} \times |\langle \lambda | E1 | i \rangle|^2$ où L = 1 pour des transitions dipolaires. Dans le cadre du modèle à particule indépendante (modèle de Weisskopf) l'élément de matrice est supposé égal à une constante et la largeur Γ_γ sera :



$$\Gamma_\gamma \propto E_\gamma^3$$

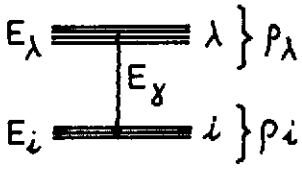
En supposant maintenant qu'à une énergie d'excitation E_λ il existe non seulement un état mais

ρ_λ états par unité d'énergie, on peut définir une intensité de transition k (strength) par MeV de la façon suivante : $|\langle \lambda \, |E1| \, i\rangle|^2 \times \rho_\lambda \equiv k$. Dans ce cas ci la largeur moyenne $\overline{\Gamma}_{\gamma i \lambda}$ se mettra sous la forme :



$$\overline{\Gamma}_{\gamma i \lambda} \propto \frac{k}{\rho_\lambda} E_\gamma^3$$

Finalement si ρ_i états existent à une énergie d'excitation E_i la largeur gamma totale est la somme des largeurs individuelle $\overline{\Gamma}_{\gamma i \lambda}$ c'est-à-dire $\Gamma_{\gamma totale} = \sum_i \overline{\Gamma}_{\gamma i \lambda}$



$$\Gamma_{\gamma totale} \propto k \frac{\rho_i}{\rho_\lambda} E_\gamma^3$$

En supposant une dépendance exponentielle de la densité d'états ρ à une énergie d'excitation E (au dessus de la ligne Yrast) de la forme $\rho(E) = \exp(\frac{E}{T})$ où T est une température moyenne, il est alors aisé de montrer que :

$$\Gamma_{\gamma E1} \propto k \, E_\gamma^3 \, \exp\left(\frac{-E_\gamma}{T}\right) \qquad (1)$$

où k est indépendant de l'énergie E_γ. Pour des valeurs $E_\gamma \geq 2$ MeV, la dépendance en énergie du spectre γ sera principalement donnée par le terme $\exp(-\frac{E_\gamma}{T})$ et donc la pente du spectre (représenté en échelle logarithmique) va nous apporter de précieux renseignements sur la température moyenne T. Cependant cette description est probablement trop simple comme en témoignent les résultats du groupe de Berkeley [2]. En effet ces auteurs ont observé dans la partie haute énergie des spectres γ des épaulements très prononcés (Fig.3). Dans cet exposé "rayonnements γ de grande énergie" désignera les transitions γ d'énergie $E_\gamma \geq 10$ MeV dont je vais maintenant parler plus en détail.

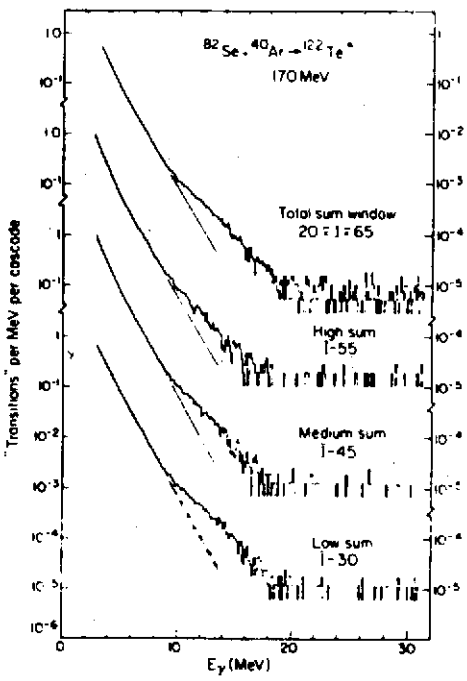
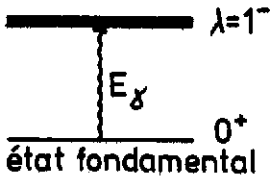


Figure 3. Spectres γ observés dans le cas de la réaction $^{40}Ar + ^{82}Se$ à l'aide de détecteurs NaI(5" x 6") en coïncidences avec un cristal somme.

II. Résonance dipolaire géante construite sur des états excités. - Hypothèse de Brink.

Il est clair que les résultats expérimentaux de la figure 3 ne peuvent pas être expliqués à l'aide de la relation (1) avec le facteur k indépendant de l'énergie E_γ. En fait il est bien connu, dans le cas de réactions photonucléaires, que pour $E_\gamma \approx 7$ MeV, la largeur $\Gamma_{\gamma E1}$ est non pas proportionnelle à E_γ^3 mais à E_γ^5. Ceci a donc entrainé le remplacement de la fonction intensité k indépendante de l'énergie par une nouvelle fonction. Expérimentalement, on a pu montrer pour ce type de réactions, que la section efficace moyenne d'absorption $\bar{\sigma}_{\gamma E1}$ pouvait se mettre sous la forme [3] :



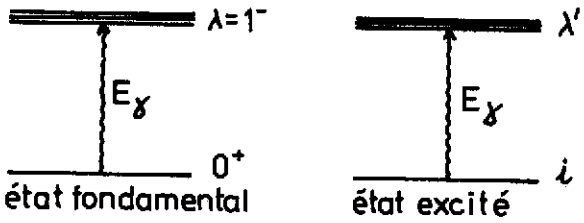
$$\bar{\sigma}_{\gamma E1} \propto \frac{\Gamma_G E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + \Gamma_G^2 E_\gamma^2} \qquad (2)$$

c'est-à-dire que pour une énergie incidente $E_\gamma = E_G$ cette dernière quantité augmente de façon dramatique. Dès leur découverte en 1947 par Baldwin et al. [4] dans une mesure de section efficace (γ,n), ces résonances géantes ont été interprétées comme des mouvements collectifs des nucléons à l'intérieur du noyau. C'est Goldhaber et Teller [5] qui donnèrent à cette première résonance la signification d'un mode dipolaire électrique (E1 ; T = 1) où les neutrons et les protons vibrent en opposition de phase. En outre, l'importance des sections efficaces observées a montré que la presque totalité de l'amplitude possible de cette transition était concentrée dans une seule résonance. L'énergie E_G de la résonance est donnée, du moins pour les noyaux moyens et lourds, par la relation $E_G = 78\ A^{-1/3}$. A partir de la section efficace d'absorption (2) on peut alors définir une nouvelle fonction intensité f en posant :

$$\bar{\sigma}_{\gamma E1}(E_\gamma) \propto E_\gamma\ f_{0\lambda}(E_\gamma) \qquad (3)$$

où cette fois-ci la fonction intensité est dépendante de l'énergie E_γ. Pour le moment nous avons uniquement évoqué le cas de réactions photonucléaires c'est-à-dire nous avons tenu compte de la résonance dipolaire géante (RDG) bâtie sur l'état fondamental. Cependant en 1955 Brink[6] avait suggéré la possibilité d'associer une résonance dipolaire géante à chaque état excité d'un noyau, l'énergie et la largeur étant indépendantes de l'état sur lequel est construite la résonance. Cette hypothèse de Brink peut être représentée schématiquement de la façon suivante :

BIBLIOTHEQUE



$$\vec{f}_{0\lambda}(E_\gamma) \quad = \quad \vec{f}_{i\lambda'}(E_\gamma)$$

En supposant que les fonctions intensité pour les processus d'absorption et d'émission soient identiques, on peut alors définir une nouvelle fonction intensité γ dans le cas d'émission de rayonnements dipolaires électriques :

$$\vec{f}_{0\gamma}(E_\gamma) = \vec{f}_{i\lambda}(E_\gamma) = \overleftarrow{f}_{i\lambda}(E_\gamma) = f(E_\gamma)$$

$$\text{avec } f(E_\gamma) = \frac{\Gamma_G E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + \Gamma_G^2 E_G^2} \qquad (4)$$

On remarquera dans la figure 3 que les épaulements γ sont précisément centrés vers $E_\gamma \simeq 15$ MeV donc à des énergies très voisines de $E_G = 15.6$ MeV calculés à partir de la relation $78\ A^{-1/3}$ avec A = 122. De plus ces rayonnements γ de grande énergie ayant été observés en coïncidences avec différentes tranches sur l'énergie somme gamma, il est fort probable qu'ils soient émis à haute énergie d'excitation. C'est pourquoi Newton et al.[2] ont suggéré d'utiliser la fonction intensité $f(E_\gamma)$ définie à l'aide de la relation (4). En supposant donc que la RDG soit responsable de l'origine de ces rayonnements γ, la probabilité d'émission gamma, pour un noyau ayant une énergie d'excitation donnée, peut se mettre sous la forme

$$P \propto f(E_\gamma)\ E_\gamma^3 \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T}\right) \qquad (5)$$

Cette expression remplace la relation (1) et $f(E_\gamma)$ est maintenant la nouvelle fonction intensité dépendant de l'énergie E_γ.

III. But de l'expérience

Afin de préciser l'origine de ces rayonnements γ de grande énergie et en particulier pour voir si la RDG construite sur des états excités de grande énergie et de haut spin était responsable du phénomène observé par Newton et al.[2], nous avons mesuré d'une part la multiplicité moyenne de ces transitions γ (c'est-à-dire le nombre de rayonnements γ en coïncidences) mais également leurs distributions angulaires pour mettre en évidence leur éventuel caractère dipolaire. Contrairement aux techniques utilisées par le groupe de Berkeley qui n'ont pas permis de

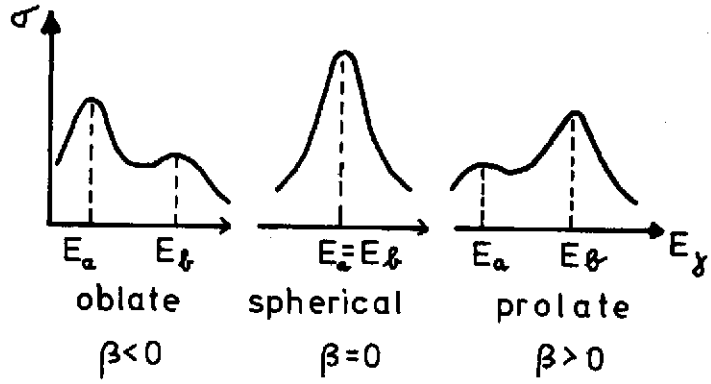


Figure 4. Représentation schématique de la section efficace de photoabsorption suivant la valeur du paramètre de déformation β.

sélectionner un noyau résiduel défini, nous avons réussi, grâce à des mesures de coïncidences retardées à l'aide d'un "filtre de temps" à identifier une voie de sortie donnée.

Finalement notre espoir était d'observer des structures dans la fonction intensité $f(E_\gamma)$. En effet il est bien connu, dans le cas de noyaux déformés à symétrie axiale, que la RDG se fragmente en deux composantes. Danos[7] et Okamoto[8], en utilisant un modèle hydrodynamique simple, ont montré que la différence en énergie de ces deux composantes est directement reliée à la déformation du noyau :

$$E_b - E_a \simeq 0.86\ \beta\ \overline{E} \qquad (6)$$

où β est le paramètre de déformation et $\overline{E}$ l'énergie moyenne en MeV ($78\ A^{-1/3}$) des deux composantes E_a et E_b. Pour un noyau bien déformé (β ≃ 0.3) de la région de masse A = 150 la relation (6) conduit à une différence en énergie de l'ordre de 4 MeV. Le modèle prédit également que la section efficace de photoabsorption doit avoir l'allure indiquée sur la figure 4, c'est-à-dire deux composantes inégales, avec une forte composante de haute énergie dans le cas d'un noyau allongé (prolate) et le contraire dans le cas d'un noyau aplati (oblate). Dans la figure 5 est reportée l'évolution de la forme de la RDG observée en réaction photonucléaire[9] sur les isotopes du Sm, entre le noyau ^{144}Sm

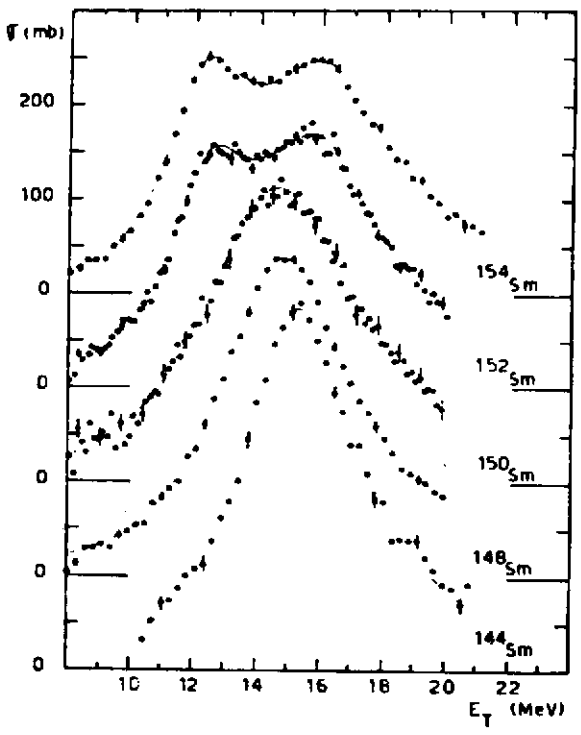


Figure 5. Evolution de la forme de la RDG observée en réaction photonucléaire sur les isotopes du Samarium.

(N = 82) sphérique et le noyau ^{154}Sm(N = 92) allongé. Si dans le cas de réactions de fusion-évaporation avec des ions lourds il était possible de mettre en évidence, comme dans le cas de réactions photonucléaires, des structures dans la RDG, nous disposerions d'un moyen unique pour déterminer à la fois l'amplitude et le signe de la déformation de noyaux excités à haut moment angulaire.

IV. Description de l'expérience

Une vue schématique du dispositif expérimental est donnée dans la figure 6. Les rayonnements γ de grande énergie étaient détectés dans le gros compteur NaI (diamètre 10", épaisseur 12") positionné soit à 0°, 38° ou 90° par rapport à l'axe du faisceau incident. La sélection de la voie de sortie était réalisée grâce au filtre de temps constitué de douze petits détecteurs NaI (2" x 2") placés au dessus et en dessous de la chambre de réaction, à $\sim$ 6 cm de la cible. En demandant une coïncidence prompte entre le gros compteur et chacun des détecteurs NaI(5" x 6") il a été possible de déterminer le spectre de multiplicité moyenne des transitions gamma en fonction de E_γ. Le bloc de polyéthylène placé entre la cible et le gros compteur servait de ralentisseur aux neutrons et permettait de séparer, par temps de vol, les neutrons et les rayonnements γ.

Puisque l'intensité des transitions γ du continuum décroît tellement rapidement avec leur énergie E_γ (environ trois ordres de grandeur entre 2 et 8 MeV, voir fig.3), afin d'obtenir des

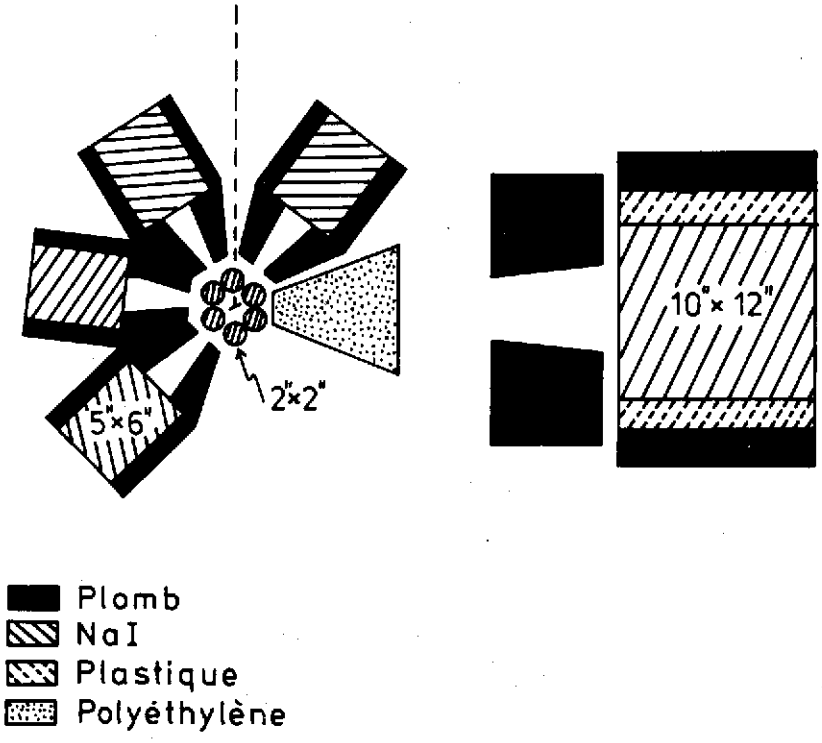


Figure 6. Vue schématique du dispositif expérimental.

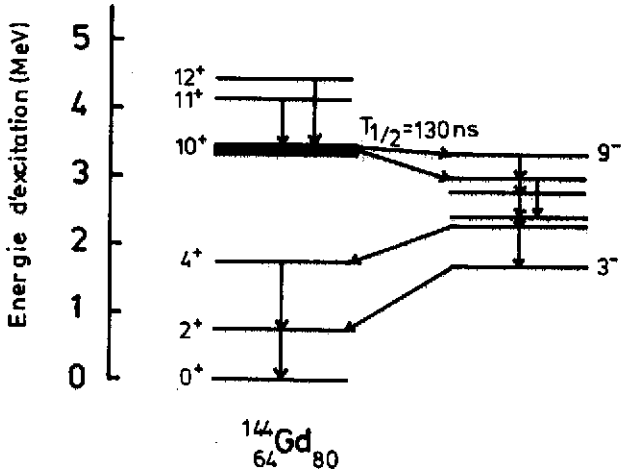


Figure 7. Schéma de niveaux du noyau ^{144}Gd

informations fiables pour $E_\gamma \geq 4$ MeV, nous avons porté un soin tout particulier aux techniques de détection pour nous affranchir des problèmes inhérents à ce genre de mesure. Les points expérimentaux cruciaux sont les suivants :

a) contaminations venant d'impureté dans la cible

b) discrimination neutron-gamma

c) calibrage en énergie pour $2 \leq E_\gamma \leq 20$ MeV

d) réjection des rayonnements cosmiques et fonction de réponse

e) réjection des événements empilés

f) stabilité en gain du gros NaI en fonction du temps et de la position

Je vais passer en revue ces différents points car la forme du spectre γ, le nombre absolu de transitions γ par cascade, la multiplicité γ ainsi que les distributions angulaires en dépendent fortement.

a) Sélection de la voie de sortie

Nous avons utilisé la réaction $^{120}Sn(^{28}Si,4n\gamma)^{144}Gd$ à une énergie incidente de 145 MeV. Le faisceau de silicium, fourni par l'accélérateur MP Tandem de Strasbourg, était pulsé, le taux de répétition étant 400 ns et la largeur des paquets $\sim$ 2 ns. La sélection de la voie de sortie 4n a été faite grâce à l'isomère ^{10} $I^\pi = 10^+$, $T_{1/2}$ = 130 ns dans le noyau ^{144}Gd (Fig.7). Les rayonnements γ retardés par rapport au faisceau (ou plus précisément par rapport au moment de bombardement de la cible) étaient détectés grâce au jeu des douze petits NaI. De cette façon il était possible d'isoler les transitions γ situées en-dessous de l'isomère $T_{1/2}$=130 ns. Les impulsions promptes du gros NaI étaient prises en compte par le système d'acquisition si et seulement si elles étaient en coïncidences différées dans une plage de temps $\Delta t (40 \leq \Delta t \leq 360$ ns) avec au moins une impulsion retardée des petits NaI. Le spectre γ quasi-

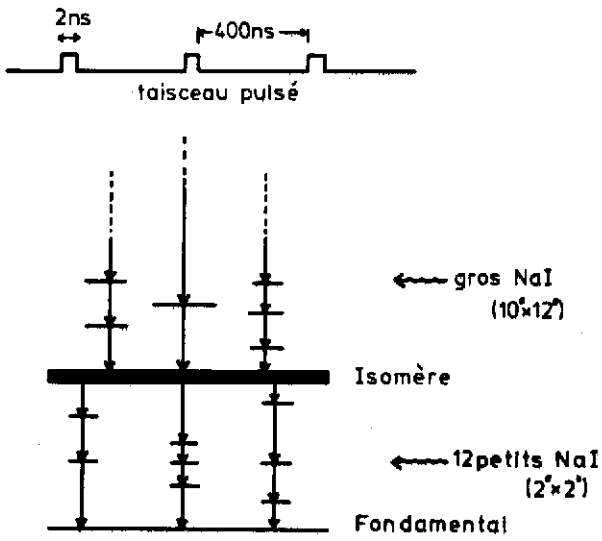


Figure 8. Principe du "filtrage en temps"

direct ainsi obtenu ne contenait plus que les transitions γ du noyau ^{144}Gd situées au-dessus de l'isomère ou alors des transitions γ appartenant aux noyaux intermédiaires peuplés lors de la désexcitation du noyau composé $^{148}Gd^{*}$(c'est-à-dire les noyaux $^{148-145}Gd$) mais dans tous les cas de figure il fallait que lors du processus de désexcitation il y ait eu évaporation de quatre neutrons,le noyau final de la cascade étant $^{144}Gd^{*}$. Il faut souligner que cette technique de filtrage par un isomère est beaucoup plus efficace que la sélection d'une voie de sortie par sélection de transitions γ discrètes à l'aide d'un compteur Ge(Li). Dans le cas de notre expérience, l'efficacité mesurée du filtre de douze petits NaI étaient de 30 %. Finalement, et c'est là un point très important, cette technique permet aussi de rejeter les transitions γ provenant de réactions avec des impuretés de la cible (carbone ou oxygène). En effet les noyaux résiduels formés lors des réactions $^{12}C + ^{28}Si$ et $^{16}O + ^{28}Si$ ne possèdent pas d'états isomériques de vie moyenne comparable à celle de l'isomère dans le noyau ^{144}Gd.

b) Discrimination neutron-gamma

La distance cible-gros compteur était de 60 cm alors que la distance entre la cible et le bloc de polyéthylène (épaisseur 20 cm) était de 7 cm. Comme déjà mentionné précédemment ce bloc ralentissait les neutrons et permettait ainsi une discrimination par temps de vol des rayonnements γ et neutrons. La différence en temps entre l'instant de détection d'un événement (γ ou n) dans le compteur NaI et le moment où la réaction nucléaire a eu lieu est donnée par un convertisseur temps-amplitude (C.T.A. dans la figure 9). Le déclenchement est donné par le signal rapide du gros NaI et l'arrêt par le signal R.F. du faisceau. Ce dernier signal était retardé électroniquement de 200 ns. Plusieurs cas de figures peuvent se présenter. Dans le cas (1) un rayonnement γ est détecté dans le compteur. En négligeant le temps de vol de ce rayonnement, la différence en temps ΔT entre cet événement et l'instant de réaction sera 200 ns. Dans le cas (2) un neutron est détecté dans le compteur. Du fait de son temps de vol, la différence en temps ΔT sera inférieure à 200 ns et ce genre d'événement va donner lieu à une bosse située à gauche du pic γ dans le spectre de temps. Dans le cas (3) un neutron très lent (thermique) ayant un temps de vol supérieur à 200 ns est détecté. Le convertisseur temps-amplitude est démarré et ne pourra être arrêté par le paquet de faisceau qui a donné lieu à l'événement mais par le prochain paquet. La différence en temps ΔT sera ainsi supérieure à 200 ns et ce genre d'événements sera situé à droite du pic γ dans le spectre de temps.

Dans la figure 10 sont reportés plusieurs spectres mesurés avec le gros compteur NaI et correspondant à différentes tranches du spectre de temps de vol. Le spectre F3 correspond à une sélection des rayonnements γ, les spectres F2 et F1 à une sélection de neutrons lents (temps de vol < 200 ns) alors que le spectre F4 est obtenu en sélectionnant les neutrons

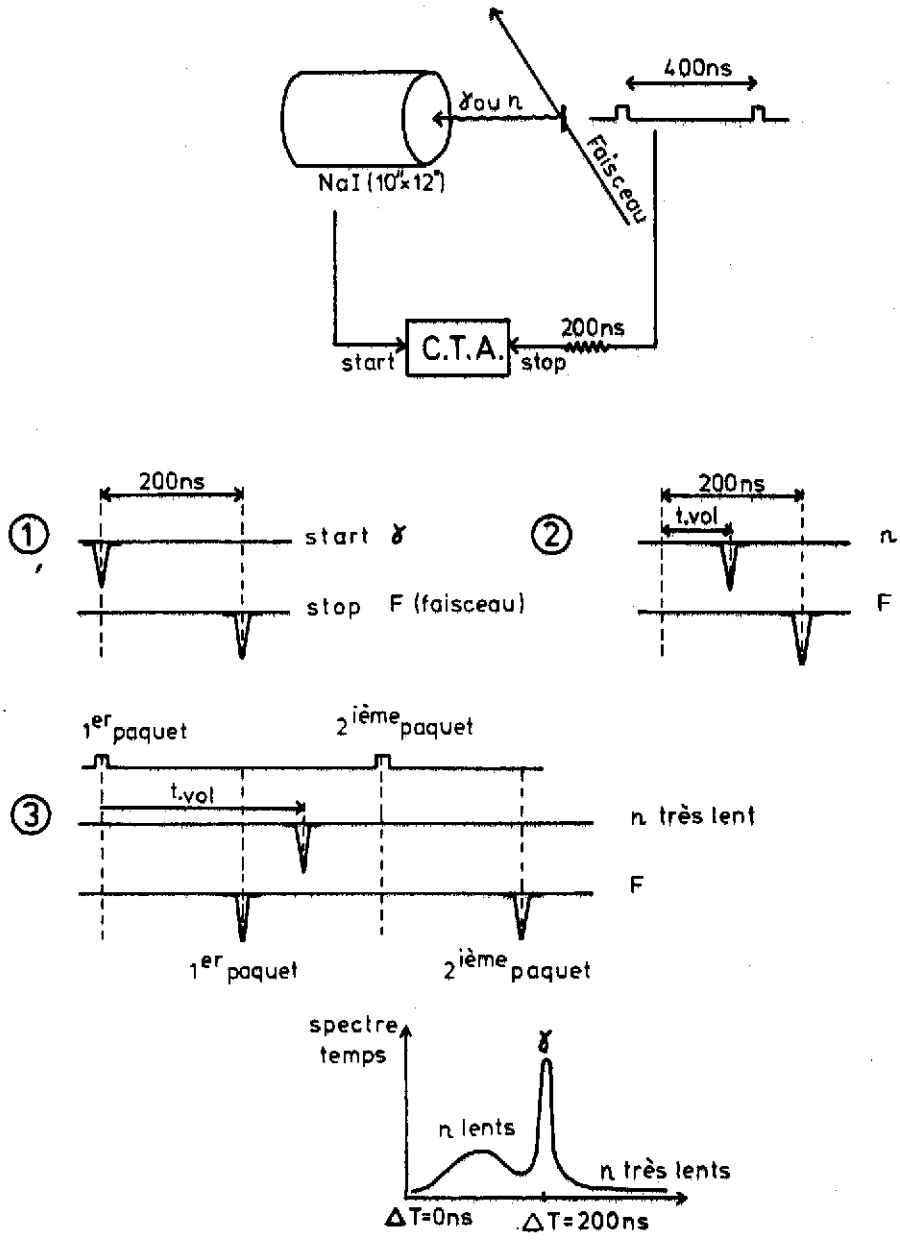


Figure 9. Discrimination neutron-gamma par temps de vol

thermiques. Il faut remarquer que pour identifier des transitions gamma d'énergie $E_\gamma \geq 10$ MeV il est essentiel de rejeter les événements dûs aux neutrons (spectres F1 et F2).

c) Calibrage en énergie entre 2 et 20 MeV

Le calibrage à basse énergie ($E_\gamma \leq 7$ MeV) a été effectué à l'aide d'une source Am Be avant et après chaque mesure. Les particules α émises par les noyaux Am conduisent à la réaction $\alpha + {}^{9}Be \rightarrow n + {}^{12}C^{*}$ permettant l'observation de la transition $E_\gamma = 4.44$ MeV entre le premier état excité et le niveau fondamental du noyau ${}^{12}C$. De plus les neutrons, ralentis dans le bloc de polyéthylène, réagissent avec l'hydrogène dans le bloc de plastique et l'iode dans le cristal donnant lieu aux réactions de capture $H(n,\gamma)$ et ${}^{127}I(n,\gamma)$. Les rayonnements γ émis dans les

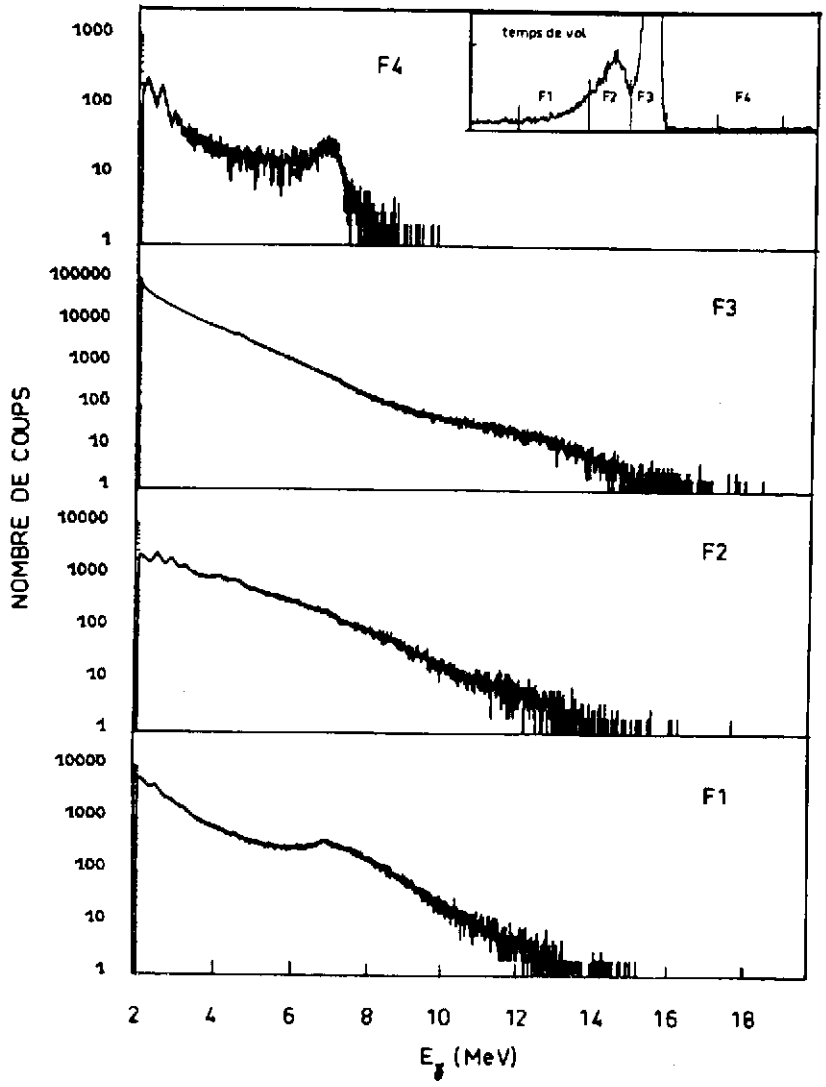


Figure 10. Spectres mesurés avec le gros compteur NaI et correspondant à différentes sélections en temps.

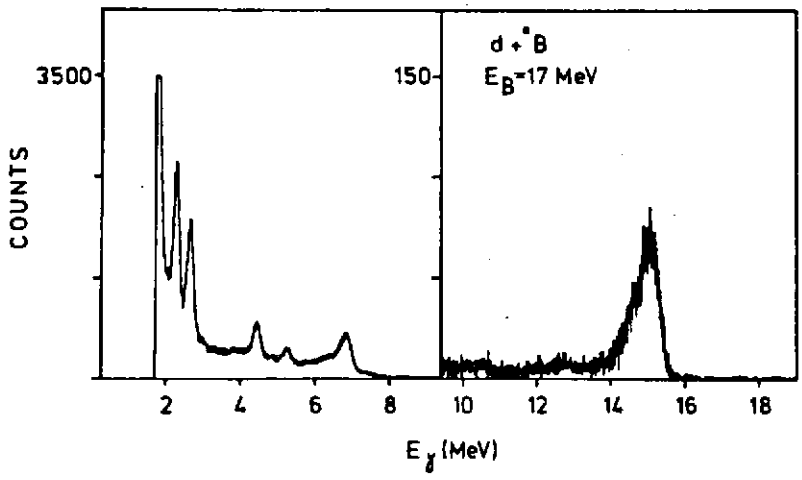


Figure 11. Spectre γ de calibrage mesuré à l'aide de la réaction d + ^{11}B .

deux réactions sont respectivement de 2.223 et 6.797 MeV. Afin d'obtenir un point à plus haute énergie nous avons utilisé la réaction $d + {}^{11}B \rightarrow n + {}^{12}C^{*}$ l'énergie du faisceau incident de bore étant de 17 MeV. Dans le spectre γ de la figure 11, en plus des transitions γ déjà observées avec la source d'Am Be, on peut également voir la transition de 15.1 MeV vers l'état fondamental du noyau ${}^{12}C$. Ces quatre transitions γ nous ont ainsi permis de calibrer le gros compteur sur une très grande plage en énergie et dans les mêmes conditions expérimentales que pour la réaction de fusion ${}^{120}Sn + {}^{28}Si$.

d) Réjection des rayonnements cosmiques et fonction de réponse

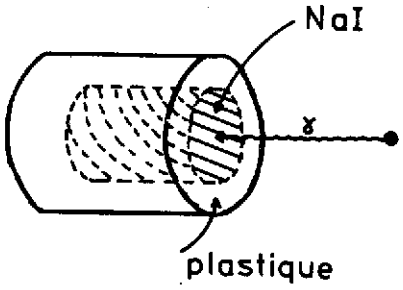


Figure 12. Compteur NaI en anti-coïncidence avec le plastique

Le gros compteur NaI était entouré d'une couronne de plastique (NE102). Si une impulsion dans le plastique était détectée en coïncidence prompte avec une autre impulsion dans le compteur NaI, l'événement était rejeté. De cette façon nous avons non seulement fortement diminué le bruit de fond causé par les rayonnements cosmiques mais aussi sensiblement amélioré la fonction de réponse du détecteur étant donné que les événements dus à des diffusions Compton de rayonnements γ entre NaI et plastique étaient également éliminés. Dans ces conditions, la résolution en énergie à $E_\gamma \simeq 15$ MeV était de 5 %.

e) Réjection des événements empilés

Par événements empilés j'entends des événements rapprochés dans le temps que le circuit électronique classique n'arrive pas à distinguer. Dans ce cas les impulsions seront sommées et l'impulsion résultante simulera donc un événement dont l'énergie sera égale à la somme des énergies individuelles des événements empilés. Pour diminuer la probabilité de détection de deux transitions γ d'une même cascade, nous avons sévèrement collimaté le compteur à l'aide d'un écran de plomb (Fig.6), l'angle solide sous-tendu étant de 48×10^{-3} stéradians. Il faut toutefois ajouter que la perturbation du spectre γ à haute énergie ($E_\gamma \geq 8$ MeV) causé par ce genre d'effet est minime étant donné que la probabilité d'empilement de transitions γ dont la somme en énergie est supérieure à 8 MeV est très faible. Ceci n'est toutefois pas vrai dans le cas où il y a empilement d'un rayonnement γ et d'un neutron d'une même cascade (voir Fig.10). Cet événement ne peut être rejeté par discrimination n-γ puisque le temps de vol sera déterminé par le rayonnement γ. Par contre grâce à un circuit électronique anti-empilement rapide [11] nous avons pu éliminer une très grande partie de ce type d'événements.

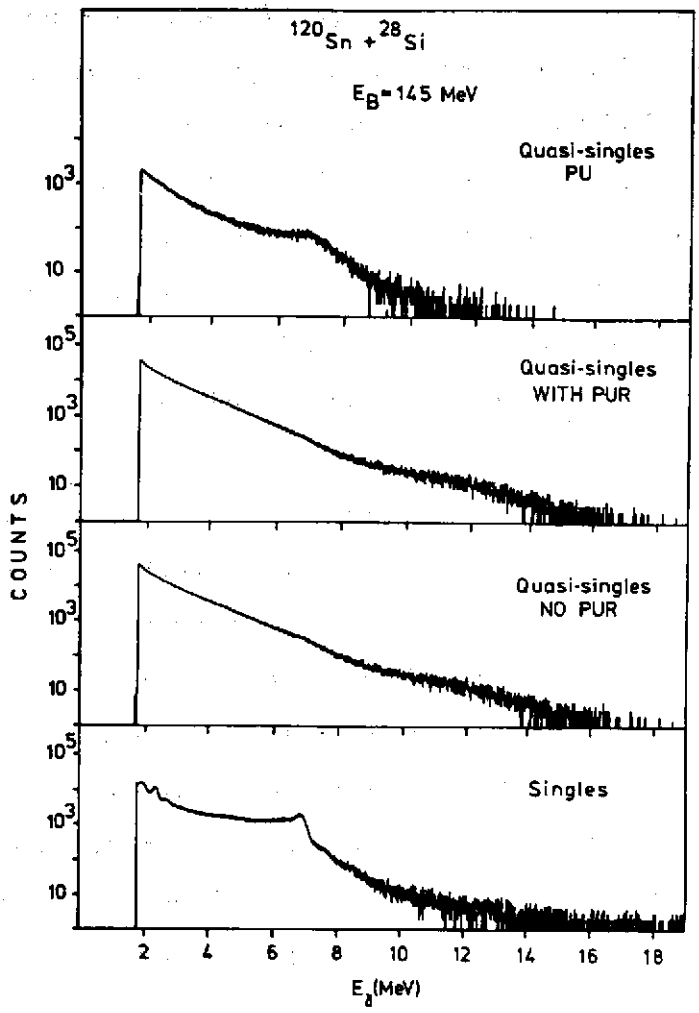


Figure 13. Spectres γ avec et sans la condition d'anti-empilement

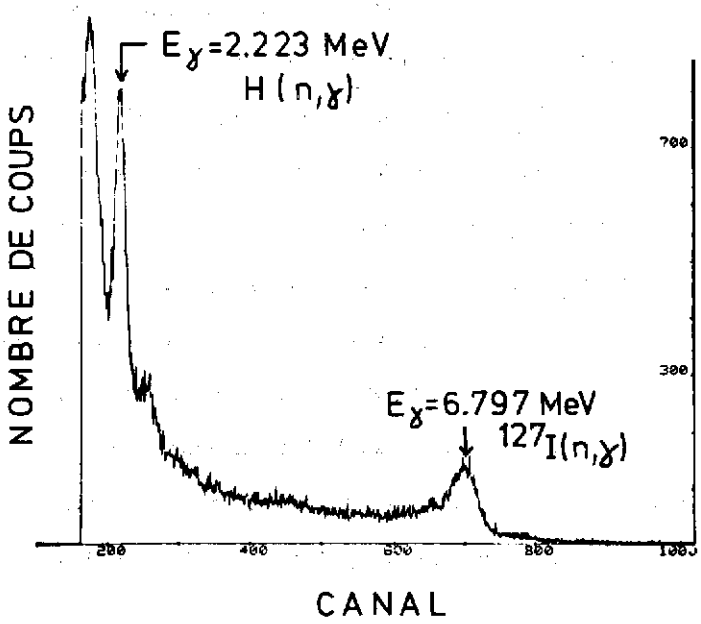


Figure 14. Spectre γ produit par des neutrons thermiques.

La deuxième classe d'événements empilés correspond au cas où deux transitions γ d'événements différents sont détectés "simultanément" dans le compteur. En limitant le taux de comptage global dans le compteur à 3000 coups/sec ce genre d'effet peut être considéré comme négligeable. Dans la figure 13 sont représentés un spectre direct sans aucune condition, un spectre quasi-direct sans la condition anti-empilement (No Pile Up Reject), le même spectre quasi-direct avec la condition anti-empilement (with PUR) alors que dans la partie supérieure est représentée la différence des deux spectres précédents. La réjection des événements empilés s'avère donc particulièrement importante pour la région d'énergie 6-10 MeV.

f) Variation de gain

Afin de vérifier la stabilité en gain de la chaîne de détection du gros NaI en fonction du temps, outre les spectres en source mesurés avant et après chaque mesure, nous avons également généré un spectre γ produit par les neutrons thermiques (spectre correspondant à la fenêtre F4 dans la figure 10). Les deux pics γ dûs aux réactions de capture avec l'hydrogène et l'iode ont permis de contrôler le gain durant la prise de données (Fig.14). Lors des mesures de distributions angulaires, les dérives de gain systématiques en fonction de l'angle, dues à l'influence des champs magnétiques, ont été ainsi pu être corrigées.Par contre le détecteur étant positionné à un angle donné, aucune dérive significative (≤ 0.2 %) du gain n'a pu être décelée.
Ce contrôle du gain présente l'énorme avantage de pouvoir être effectué "in situ" durant l'expérience.

V. Résultats expérimentaux

Un spectre γ quasi-direct, dépourvu de tous les effets parasites possibles mentionnés dans le paragraphe précédent, est présenté dans la figure 15. Pour $2 \leq E_\gamma \leq 8$ MeV on observe clairement la décroissance exponentielle en intensité des transitions statistiques émises après évaporation des quatre neutrons. Par contre pour $E_\gamma \geq 8$ MeV, l'intensité du spectre est considérablement plus élevée que ce qui est prévu en extrapolant l'allure du spectre basse énergie. L'origine de ces rayonnements γ n'est donc pas la même. Le nombre de transitions γ ($E_\gamma \geq 10$ MeV) est de $(2.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ par cascade, c'est-à-dire que lors de la désexcitation de 1000 noyaux composés $^{148}Gd^*$ il n'y a que $\sim$ 3 cascades comprenant à la fois quatre neutrons et un rayonnement γ de grande énergie. Avant de discuter de la possibilité d'associer ces rayonnements à la RDG, je vais présenter les résultats des mesures de multiplicité et de distribution angulaire.
La multiplicité moyenne $< M >$ des transitions γ d'énergie E_γ a été obtenue à partir de l'expression [12] :

$$< M - 1 > = \frac{N_{QC}}{N_{QD}} \times \frac{1}{\varepsilon\Omega} \qquad (7)$$

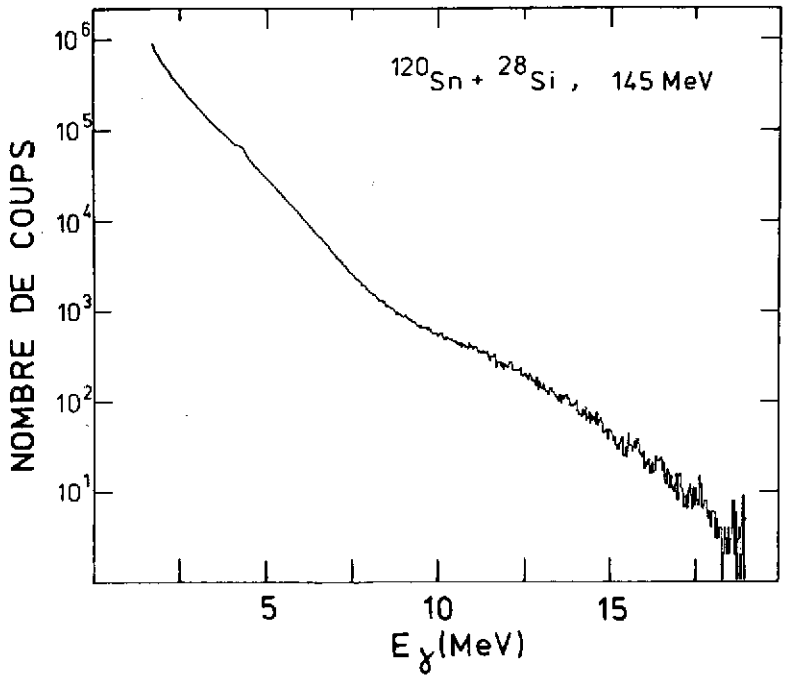


Figure 15. Spectre γ quasi-direct mesuré avec le gros compteur NaI

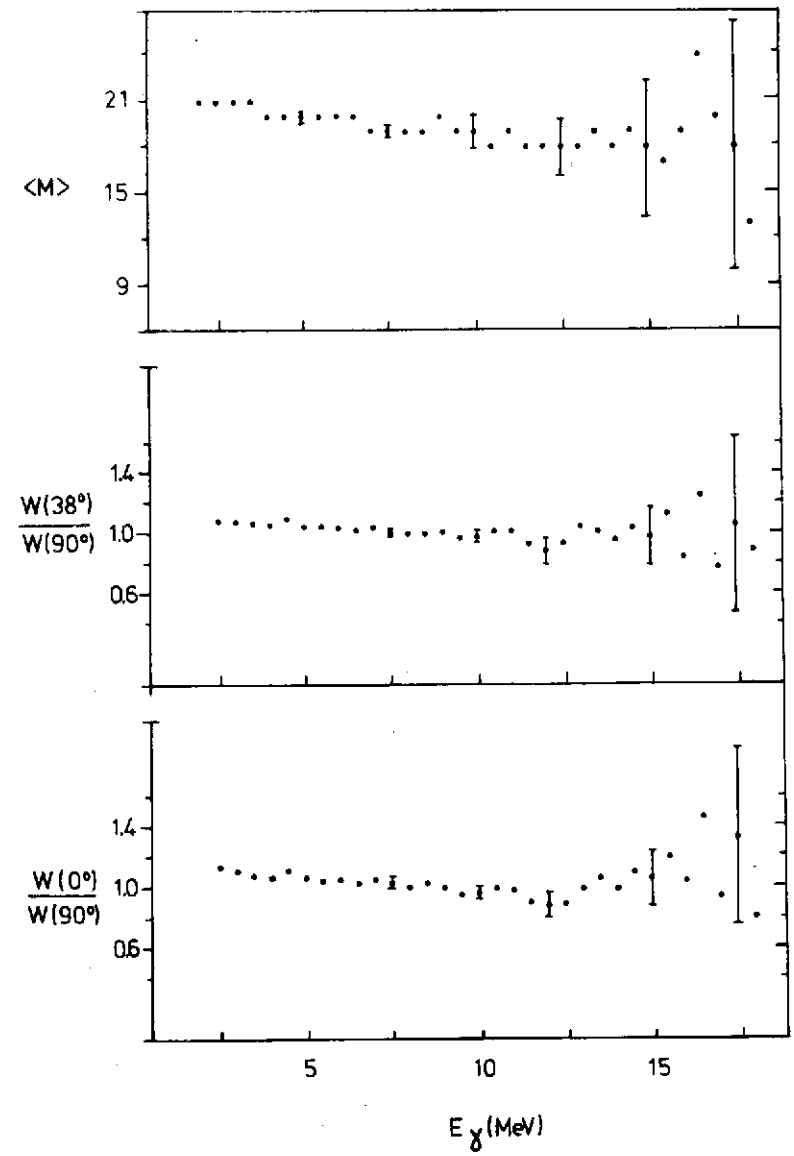


Figure 16. Spectre de multiplicité γ et rapports d'anisotropie en fonction de l'énergie E_γ des transitions

où $\varepsilon\Omega$ est le produit de l'efficacité moyenne par l'angle solide de l'un quelconque des quatre détecteurs NaI(5" x 6") (dans notre cas $\varepsilon\Omega$ = 0.67 %), N_{QD} est le spectre γ quasi-direct mesuré avec le gros compteur et N_{QC} le spectre quasi-coïncidence c'est-à-dire le spectre γ du même compteur en coïncidence avec l'un des quatre détecteurs 5" x 6". Notons que dans l'expression (7) il n'est pas nécessaire de connaître la quantité $\varepsilon\Omega$ relative au gros détecteur NaI. La multiplicité moyenne $< M >$ est reportée dans la partie supérieure de la figure 16 en fonction de E_γ. Il faut se rappeler que $< M >$ ne tient pas compte des transitions γ retardées situées sous l'isomère. Alors que pour des énergies de transition $E_\gamma \simeq 2.5$ MeV la multiplicité moyenne est de 21, cette valeur décroît progressivement pour les énergies E_γ plus élevées et atteint ~ 18 pour $E_\gamma \simeq 15$ MeV. Cet effet est probablement du à la plus faible énergie disponible dans le noyau ^{144}Gd lorsque un rayonnement γ de grande énergie fait partie du processus d'évaporation des quatre neutrons. Ceci est illustré dans la figure 17. Le noyau composé ^{148}Gd est formé à une énergie d'excitation de 80 MeV. L'émission de transitions γ de haute énergie (dans cette figure nous avons adopté E_γ =15MeV) peut avoir lieu directement dans le noyau composé ou alors après évaporation du premier, second, troisième ou quatrième neutron.

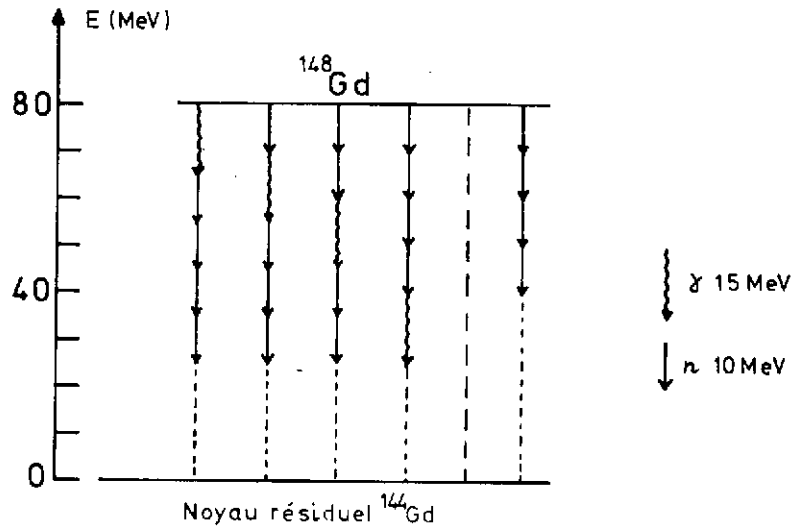


Figure 17 : Différents schémas de désexcitation du noyau composé ^{148}Gd dans le cas de la réaction ^{120}Sn(^{28}Si,4nγ)^{144}Gd.

En supposant que les énergies cinétiques des neutrons ne soient pas trop différentes d'une cascade à l'autre, il est clair que l'énergie d'excitation du noyau résiduel ^{144}Gd sera 15 MeV plus élevée dans le cas d'une cascade ne comprenant pas de rayonnement γ de haute énergie. Pour dissiper cet excédent d'énergie, il y a donc émission de transitions γ supplémentaires ce qui se traduit par une augmentation de la multiplicité moyenne.

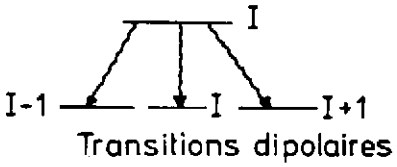
Si les $< M > = 18$ transitions en coïncidences avec les rayonnements γ de grande énergie sont étirées et de nature dipolaire, le moment angulaire des états alimentés par ces rayonnements est I = 28 (il ne faut pas oublier de rajouter le spin I = 10 de l'isomère) alors que dans l'hypothèse de transitions quadrupolaires ce moment angulaire serait I = 46. Bien qu'il soit probable qu'il existe un mélange des deux types de transition, cette mesure de multiplicité

démontre que les rayonnements γ de grande énergie sont émis à haut spin ($I \geq 30\ \hbar$)

Dans la figure 16 sont également reportés les rapports d'anisotropie en fonction de E_γ. Ces quantités ont été déduites des spectres γ quasi-directs du gros NaI positionné successivement à 90°, 38° et 0° par rapport à l'axe du faisceau. Les deux derniers spectres ont été corrigés pour tenir compte de l'effet Doppler.

La distribution angulaire $W(\theta)$ d'un rayonnement γ détecté à un angle θ par rapport au faisceau est donnée par l'expression $W(\theta) = a_0[\ 1 + a_2P_2(\cos\theta)]$ en négligeant le coefficient a_4 du développement en polynômes de Legendre d'ordre pair. Le rapport $\frac{W(0°)}{W(90°)}$ sera donc égal à $\frac{1 + a_2}{1-0.5 \times a_2}$.

Dans le cas de transitions dipolaires désexcitant un état aligné et de spin I, les coefficients a_2 pour les différentes transitions possibles sont les suivants :



$I \to I$ $\quad a_2 \simeq 0.49$

$I \to I-1$ $\quad a_2 \simeq -0.29$

$I \to I+1$ $\quad a_2 \simeq -0.22$

En supposant uniquement des transitions du type $I \to I-1$, le rapport $\frac{W(0°)}{W(90°)}$ est égal à 0.62. Pour $E_\gamma \geq 8$ MeV, le rapport déduit de l'expérience est à peu près constant et égal à l'unité bien que vers $E_\gamma \simeq 12.0$ MeV une légère anisotropie soit possible. Etant donné les erreurs expérimentales aucune conclusion définitive ne peut cependant être tirée de nos mesures. Je voudrais toutefois mentionner les récents résultats obtenus à Heidelberg à l'aide de la boule de cristal [13]. Etant donné le très grand nombre de détecteurs et la symétrie sphérique de ce système multi-compteur, il a été possible de mesurer ce rapport avec beaucoup plus de précision. Dans la plage d'énergie $10 \leq E_\gamma \leq 13$ MeV la valeur du rapport $\frac{W(0°)}{W(90°)} \simeq 0.80$ implique effectivement une forte proportion de transitions dipolaires $I \to I-1$ (~ 80 %). Donc il est très probable que ces rayonnements γ de grande énergie soient de nature dipolaire.

VI. Discussion

En supposant que les transitions γ dans la plage d'énergie $3.5 \leq E_\gamma \leq 18.5$ MeV soient de nature dipolaire électrique, nous avons, dans un premier temps, essayé de reproduire la forme du spectre γ en utilisant l'expression (5), les paramètres de l'ajustement en moindres carrés étant E_G, Γ_G et T. Aucun jeu de paramètres n'a permis de reproduire, même approximativement, le spectre γ quasi-direct présenté dans la figure 15. Ceci nous a incité à remplacer le terme $\exp(-\frac{E_\gamma}{T})$ dans l'expression (5) par une somme de deux termes correspondant respectivement aux transitions statistiques émises après évaporation des quatre neutrons et aux transitions γ de grande énergie émises en compétition avec les neutrons. La relation (5) peut ainsi se décomposer en deux termes :

$$E_\gamma^3 \, f(E_\gamma) \, \{ A \exp(-\frac{E_\gamma}{T_s}) + B \exp(-\frac{E_\gamma}{T_e}) \} \qquad (8)$$

la température T_s est associée à l'émission des transitions statistiques dans le noyau résiduel ^{144}Gd tandis que la température effective T_e est associée à l'émission des rayonnements γ de grande énergie de la RDG.

A l'aide des paramètres T_s = 0.54 MeV, T_e = 1.60 MeV, E_G = 12.2 MeV et Γ_G = 8.9 MeV, il a été possible de reproduire parfaitement l'allure du spectre γ. La température T_s = 0.54 MeV déduite de nos données est en très bon accord avec des valeurs récemment publiées [14] pour les transitions statistiques observées dans des réactions de fusion-évaporation du type (I.L.,xn). Ces transitions, je le rappelle, sont principalement émises à partir du moment où l'énergie intrinsèque au-dessus de la ligne Yrast des résidus d'évaporation est inférieure à $\sim$ 10 MeV. La température moyenne T peut être reliée à l'énergie d'excitation E par la relation $T = (\frac{E}{a})^{1/2}$ où a est le paramètre densité de niveaux. En supposant $a = \frac{A}{8}$, il apparaît que les transitions statistiques sont émises à une énergie d'excitation moyenne $E \simeq 5.3$ MeV au-dessus de la ligne Yrast du noyau résiduel ^{144}Gd.

La température effective T_e est par contre beaucoup plus élevée et le rapport $\frac{T_e}{T_s} \simeq 3$ implique

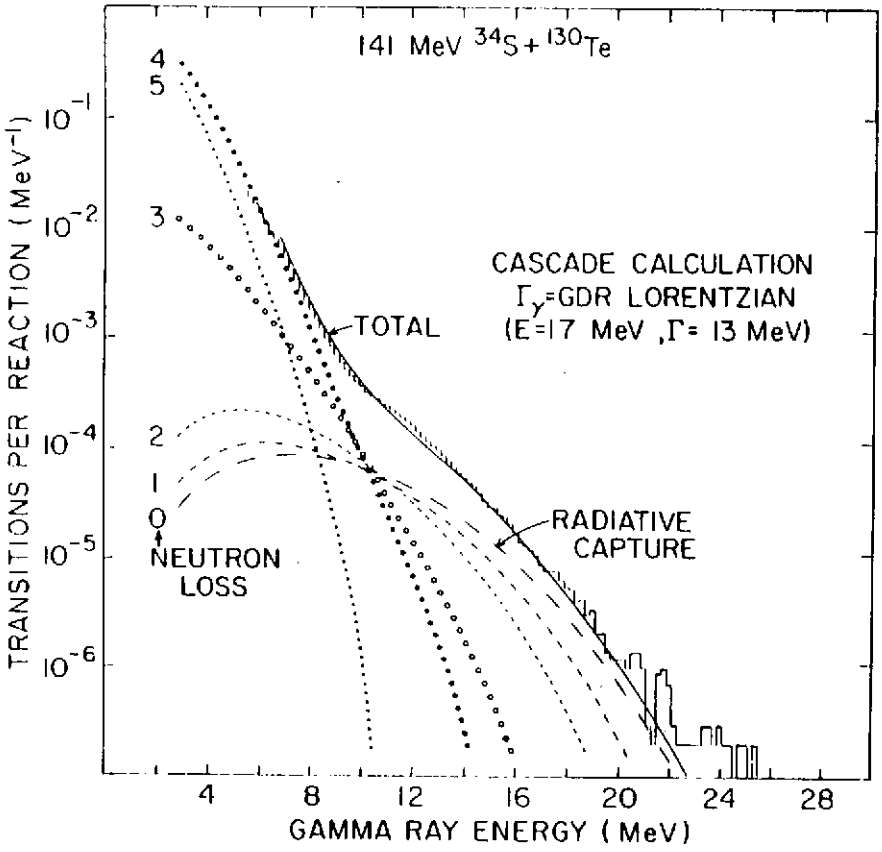


Figure 18. Exemple de spectre de rayonnements γ de haute énergie calculé à l'aide du code CASCADE. Les contributions individuelles des voies de sortie 0n, 1n, ...5n sont également représentées.

une énergie d'excitation intrinsèque moyenne environ dix fois plus élevée dans le cas de l'émission des rayonnements γ de grande énergie. Il faut cependant remarquer que le second terme dans l'expression (8) n'est qu'une approximation très grossière étant donné que ces rayonnements γ (E_γ > 10 MeV) peuvent à priori être émis à des énergies d'excitation comprises entre $\sim$ 20 et 80 MeV. Alors que l'expression initiale (5) n'était valable que pour décrire la probabilité d'émission γE1 d'un noyau formé à une énergie d'excitation donnée, dans la relation (8) nous avons tenu compte, pour des raisons de simplicité, de l'intégration sur ce vaste domaine d'énergie en introduisant une température effective. La valeur très élevée de T_e, déduite de l'ajustement en moindres carrés à l'aide de la relation (8), reflète cependant très certainement le fait que ces rayonnements γ sont émis en compétition avec les neutrons lors des toutes premières étapes du processus d'évaporation. Ceci est d'ailleurs confirmé en analysant le rapport des largeurs gamma et neutron :

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n} \propto E_\gamma^3 f\ (E_\gamma)\ \exp\ (\frac{B_n - E_\gamma}{T})$$

Dans le cas où l'énergie de la transition γ est inférieure à l'énergie de liaison moyenne B_n d'un neutron (cas des transitions statistiques) ce rapport diminue très vite quand l'énergie d'excitation E au-dessus de la ligne Yrast ($T \propto E^{1/2}$) augmente. Par contre quand $E_\gamma - B_n > T$, ce qui est précisément le cas des rayonnements γ de haute énergie, ce rapport augmente au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente : l'émission de ces rayonnements γ se fera donc principalement en compétition avec les premiers neutrons évaporés.

Dans la figure 18 sont illustrés les résultats d'un calcul statistique d'évaporation effectué à l'aide du code CASCADE[15] pour le système ^{34}S + ^{130}Te. Les rayonnements γ de grande énergie sont effectivement émis en très grande majorité directement par le noyau composé ^{164}Er (capture radiative) où alors par les noyaux résiduels ^{163}Er et ^{162}Er.

Les valeurs obtenues pour l'énergie et la largeur de la résonance sont très différentes des valeurs de la RDG construite sur l'état fondamental de noyaux sphériques de la région de masse A $\simeq$ 146 (E_G = 15 MeV et Γ_G = 5.5 MeV). Des valeurs semblables ont également été obtenues récemment par le groupe de Heidelberg [13] dans le cas de la réaction ^{34}S + ^{128}Te à une énergie incidente de 155 MeV. Dans la figure 19 sont présentés les spectres γ détectés dans les compteurs NaI de la boule de cristal en fonction du nombre N_γ de compteurs touchés. Pour déterminer la fonction intensité directement à partir de l'expérience c'est-à-dire sans supposer la distribution en énergie E_γ que nous avons choisie (4), les spectres γ mesurés ont été comparés à un spectre "théorique" de la forme $N(E_\gamma) \simeq E_\gamma^3 \{ Ei(\frac{S_n - E_\gamma}{T_{min}}) - Ei(\frac{S_n - E_\gamma}{T_{max}}) \}$ dans l'hypothèse où l'élément de matrice E1 est constant. Il faut remarquer que cette expression tient compte en

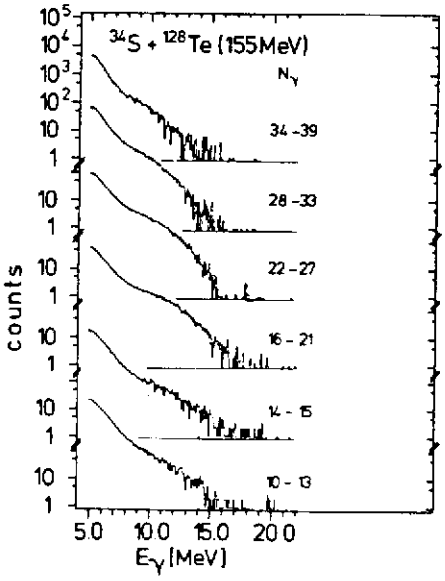


Figure 19. Spectres de rayonnements γ mesurés avec les détecteurs de la boule de cristal de Heidelberg

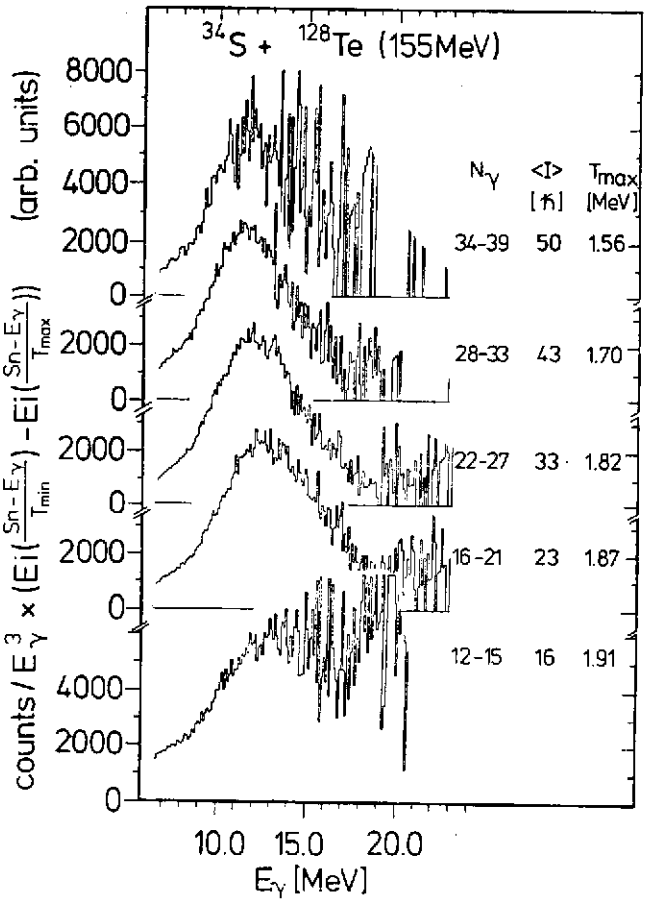


Figure 20. Rapports entre les spectres expérimentaux de la figure 19 et un spectre théorique (voir texte)

partie de l'intégration sur le vaste domaine d'énergie d'excitation grâce à l'introduction de la fonction exponentielle intégrée Ei. Les paramètres T_{min} et T_{max} correspondent aux valeurs extrêmes des températures associées respectivement aux transitions γ statistiques et de haute énergie. Le rapport entre les spectres expérimental et théorique va ainsi nous donner la vraie forme de la fonction intensité et en particulier permettra de voir si cette dernière est fonction de E_γ. Ces rapports sont donnés dans la figure 20 en fonction du nombre de compteurs touchés c'est-à-dire en fonction du moment angulaire. Il ressort clairement que l'élément de matrice E1 n'est pas constant mais dépend fortement de l'énergie E_γ. La forme de la fonction intensité ainsi déduite est par contre très semblable à la fonction $f(E_\gamma)$ de la RDG utilisée dans notre analyse (4). Cependant comme dans le cas de la réaction ^{120}Sn(^{28}Si,4nγ), le centre de gravité $E_\gamma \simeq 11.5$ MeV est très inférieur à la valeur $E_G = 14.6$ MeV de la RDG construite sur l'état fondamental du noyau ^{162}Er. Il est intéressant de noter que les résultats du groupe de Heidelberg sont différents de ceux initialement publiés [16]. En effet lors d'une première analyse, non seulement le centre de gravité des rayonnements γ de haute énergie (pour un faible nombre de compteurs touchés) était situé vers 15 MeV mais de plus ce dernier variait fortement en fonction du moment angulaire. Cependant après avoir éliminé les contributions provenant de

l'oxygène et du carbone de la cible, les centres de gravité des rapports définis précédemment sont situés à beaucoup plus basse énergie et ne varient guère plus en fonction du spin. Finalement bien que l'excédent de rayonnements γ de grande énergie puisse être attribué à la RDG construite sur des états excités, nous n'avons pas pu observer, comme dans le cas de réactions photonucléaires, de structures prononcées dans la fonction intensité $f(E_\gamma)$ et ceci malgré la très bonne résolution en énergie de notre détecteur γ. Des calculs théoriques très récents[17] ont cependant montré que toute structure due à une déformation allongée ou aplatie devrait être fortement atténuée étant donné que les noyaux résiduels sont en mouvement de rotation rapide (effets de Coriolis), que les énergies d'excitation des états sur lesquels sont construites les résonances sont très élevées (effets de température) et que les déformations de ces états peuvent être très différentes. Ces différents effets sont probablement aussi à l'origine de la faible énergie E_G et de la grande largeur Γ_G déterminées dans nos mesures et dans celles effectuées avec la boule de cristal.

VII. Conclusion

En sélectionnant la voie de sortie 4 neutrons dans le cas de la réaction de fusion-évaporation $^{120}Sn + ^{28}Si$, nous avons réussi à mettre en évidence des rayonnements γ d'énergie élevée ($E_\gamma \geq 10$ MeV) n'ayant pas les mêmes propriétés que les transitions γ statistiques E1 appartenant au noyau résiduel ^{144}Gd. En effet ces rayonnements γ, qui alimentent des états à haute énergie d'excitation et à haut moment angulaire, sont émis en très grande majorité en compétition avec les neutrons lors des toutes premières étapes du processus de désexcitation du noyau composé ^{148}Gd ; il en existe environ 3×10^{-3} par cascade.

La partie haute énergie du spectre γ expérimental a pu être reproduite en introduisant dans l'expression de la probabilité d'émission γ dipolaire électrique une fonction intensité ("strength function") ayant la même forme que celle utilisée dans le cas de la résonance dipolaire géante observée dans les réactions photonucléaires. Cependant les valeurs de l'énergie de E_G et la largeur Γ_G sont nettement différentes des valeurs mesurées pour la RDG construite sur l'état fondamental. Le fait que dans les réactions de fusion-évaporation l'émission des rayonnements γ de grande énergie ait lieu dans un vaste domaine d'énergie d'excitation, de moment angulaire et de déformation peut probablement expliquer l'absence de structures prononcées dans cette fonction intensité. Etant donné la faible énergie E_G et la grande largeur Γ_G déduites de nos résultats, il se pourrait également que la fonction intensité soit dépendante de l'énergie d'excitation au-dessus de la ligne Yrast et du moment angulaire. Pour mettre en évidence non seulement de telles variations mais également d'éventuelles structures dans la fonction intensi-

té, il est absolument nécessaire de sélectionner une région étroite à la fois en énergie d'excitation et en spin. Les systèmes multi-compteurs $4\pi\gamma$ sont très certainement les meilleurs outils disponibles pour entreprendre ces recherches.
La variation en $A^{-1/3}$ de l'énergie de la résonance reste également à prouver. Toutefois pour éviter toutes contributions provenant d'impuretés dans la cible et donc pour déterminer le nombre de masse A à quelques unités près, cette étude systématique devrait être effectuée à l'aide de mesures exclusives uniquement.

L'expérience que j'ai décrite a été réalisée en collaboration avec F.A.Beck, T.Byrski, C.Gehringer, J.C.Merdinger, A.Nourredine, D.C.Radford, Y.Schutz et J.P.Vivien.

Références

1. R.M.Diamond et F.S.Stephens, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 30 (1980) 85
2. J.O.Newton et al., Phys.Rev.Lett. 46 (1981) 1383
3. B.L.Berman et S.C.Fultz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713
4. G.C.Baldwin et al., Phys.Rev. 71 (1947) 3
5. M.Goldhaber et E.Teller, Phys.Rev. 74 (1948) 1046
6. D.M.Brink, Thèse de Doctorat, Unviersité d'Oxford (1955)
7. M.Danos, Nucl. Phys. 5 (1958) 23
8. K.Okamoto, Phys.Rev. 110 (1958) 143
9. P.Carlos et al., Nucl. Phys. A225 (1974) 171
10. M.A.J.Mariscotti et al., Nucl. Phys. A311 (1978) 395
11. F.S.Dietrich et al., Phys.Rev.C10 (1974) 795
12. Exposé de J.P.Vivien à cette Ecole
13. D.Habs et al., Comptes Rendus de la Conférence "High Angular Momentum Properties of Nuclei", p.451, Oak Ridge, Novembre 1982.
    R.Kroth, communication privée.
14. L.Nguyen, Thèse de 3ème cycle, Orsay (1982)
    A.Nourreddine, Thèse de 3ème cycle, Strasbourg (1983)
    D.Ward et al., Nucl. Phys. A397 (1983) 161

15. J.Barrette et A.M.Sandorfi, Comm. Nucl. Part. Phys. 12 (1983)

16. W.Hennerici et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 329c

17. P.Ring, Comptes Rendus de la conférence "High Angular Momentum Properties of Nuclei", p. 381, Oak Ridge, Novembre 1982.